

©1993

ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОМ СТЕКЛАХ ОС И КС

В.С.Днепровский, В.А.Караванский, В.И.Климов

В разрешенных во времени спектрах нелинейного пропускания промышленных стекол, легированных полупроводниками CdS_xSe_{1-x} , зарегистрированы полосы просветления, связанные с насыщением оптических переходов между уровнями размерного квантования в системе пространственно-локализованных электронов и дырок. Хорошо выраженная дискретная структура спектров нелинейного пропускания объяснена селекцией нанокристаллов полупроводника по размерам при возбуждении узкополосным лазерным возбуждением, приводящим к частичному подавлению эффектов неоднородного уширения. Измерены характерные времена релаксации нелинейности, оценены значения нелинейной кубической восприимчивости исследуемых образцов.

Исследования оптических и нелинейно-оптических свойств полупроводниковых квазинульмерных (КН) структур представляют значительный интерес как с точки зрения получения новой информации о характере проявления эффекта размерного квантования в условиях трехмерной пространственной локализации носителей, так и в связи с разработкой скоростных нелинейно-оптических переключателей [1,2] и новых типов полупроводниковых лазеров [3]. Наиболее доступными КН объектами являются нанокристаллы (НК) CdS_xSe_{1-x} , содержащиеся в изготавливаемых отечественной промышленностью стеклах ЖС, ОС, КС [4,5] и аналогичных марках стекла производства зарубежных фирм [6,7].

Эффект трехмерной пространственной локализации носителей в случае НК малого радиуса R ($R \leq a_{ex}$; a_{ex} — радиус экситона в объемном материале) приводит к модификации энергетического спектра носителей, который из квазинепрерывного в случае объемного полупроводника становится дискретным (спектр частицы в трехмерной потенциальной яме) [8]. Эффект размерного квантования практически не проявляется в спектрах линейного поглощения промышленных стекол [6], что обусловлено сильным неоднородным уширением уровней пространственно-локализованных носителей в силу значительной дисперсии размеров НК.

Перспективными методами изучения систем с большой неоднородной шириной оптических переходов являются методы нелинейной спектроскопии, в том числе двухлучевой спектроскопии насыщения. В [9] этим методом удалось наблюдать «выжигание спектральной дыры» в спектрах нелинейного пропускания НК $CdSe$, приготовленных в жидком растворе, при возбуждении в спектральную область нижнего оптического

перехода между уровнями размерного квантования, что позволило разделить влады механизмов однородного и неоднородного уширения. Моделирование нелинейного пропускания КН структур малого радиуса [10] показало, что эффект «выжигания дыры» в функции распределения НК по размерам наблюдается и при возбуждении в спектральную область, лежащую значительно выше первого оптического резонанса КН системы. Происходящая при этом селекция НК по радиусам приводит к частичному подавлению неоднородного уширения, благодаря чему дискретная структура оптических переходов может проявляться в спектрах нелинейного пропускания даже в случае сравнительно «гладких» (бесструктурных) спектров линейного поглощения, что и было зарегистрировано в экспериментах [11].

В настоящей работе методами нелинейной спектроскопии пропускания с временным разрешением исследованы образцы промышленного стекла ОС и КС. В спектрах дифференциального пропускания, полученных в различные моменты времени после действия ультракороткого импульса (УКИ) возбуждения, зарегистрирована дискретная структура, связанная с насыщением оптических переходов между уровнями размерного квантования. Измерены характерные времена релаксации нелинейности, оденена абсолютная величина нелинейной кубической восприимчивости.

1. Методика измерений нелинейного пропускания и образцы

Исследовались образцы легированных CdS_xSe_{1-x} стекол ОС-13 и КС-19, приготовленные в виде тонких пластин толщиной 0.1–0.35 мм. Для определения композиционного состава содержащегося в них полупроводника были использованы спектры комбинационного рассеяния света (КРС). В случае соединений CdS_xSe_{1-x} спектр КРС имеет двухмодовый характер [12], одна из компонент которого подобна LO -фононной моде $CdSe$, другая — LO -фононной моде CdS . Спектральное положение и амплитуда рамановских пиков, соответствующих этим модам, изменяются с изменением композиционного состава полупроводниковой фазы, что может быть использовано для определения параметра x [13]. Действие размерных эффектов приводит к длинноволновому смещению пиков КРС, однако разность частот $1LO$ ($CdSe$)- и $1LO$ (CdS)-мод остается при этом неизменной и является, таким образом, хорошим параметром для определения состава НК.

Нами измерялись спектры КРС с использованием двойного монохроматора ДФС-24 при накачке образцов излучением аргонового лазера на длине волны 457.9 нм. Для образца ОС-13 $1LO$ $CdSe$ - и CdS -подобные моды имели частоты 199.5 и 295.4 cm^{-1} соответственно, что, согласно данным [13], соответствует составу $x = 0.6$ и хорошо согласуется с результатами работы [14]. Отношение амплитуд рамановских пиков приводит к такому же значению параметра x . Для образца КС-19 $1LO$ $CdSe$ -подобная мода имела частоту 209.4 cm^{-1} , а $1LO$ CdS -подобная мода не зарегистрирована в спектрах КРС, что указывало на низкое содержание серы в исследуемом образце, соответствующее (с учетом чувствительности использованной аппаратуры) $x < 0.05$. В дальнейшем при анализе данных по нелинейному пропусканию использовались следующие значения параметра x : $x = 0.6$ (ОС-13) и $x = 0$ (КС-19).

Для измерения развернутых во времени спектров нелинейного пропускания исследуемых стекол использовались пикосекундная методика синхронного зондирования. Накачка образцов осуществлялась УКИ второй гармоники Nd:YAG лазера (энергия фотона $\hbar\omega_p = 2.33$ эВ) с длительностью около 20 пс и энергией до 0.2 мДж. Для зондирования возбужденных образцов использовались задержанные относительно импульсов возбуждения УКИ «белого» света, полученные облучением кюветы с тяжелой водой частью основного излучения Nd:YAG лазера. Спектры зондирующего излучения (до и после образца) записывались с помощью многоканального анализатора OVA-284 с накоплением сигнала от 50–100 импульсов при одновременной селекции по энергии УКИ накачки с точностью $\pm 10\%$. По данным измерений рассчитывались спектры дифференциального пропускания

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

где $T(\lambda)$ и $T_0(\lambda)$ — спектры пропускания возбужденного и невозбужденного образцов соответственно. Все измерения проводились при комнатной температуре образцов.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены спектры линейного поглощения $\alpha_0(\lambda)$ и спектры дифференциального пропускания образца КС-19, полученные при различных задержках между УКИ накачки и зондирования. В спектре $\alpha_0(\lambda)$ отсутствовала какая-либо дискретная структура, которую можно было

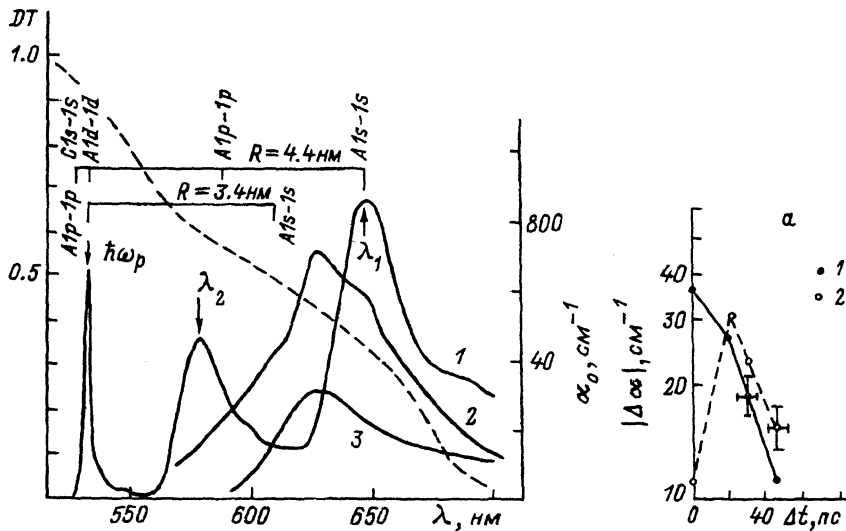


Рис. 1. Спектры дифференциального пропускания образца КС-19 (сплошная линия), полученные при различных задержках между импульсами возбуждения и зондирования ($T = 300$ К, $w = 4$ мДж/см²).

$\Delta t = 0$ (1), 0 (2), 46 пс (3). Штриховая линия — спектр поглощения невозбужденного образца. а — динамика изменения во времени наведенных изменений коэффициента поглощения на длинах волн 645.4 (1) и 628.8 нм (2).

бы связать с переходами между уровнями размерного квантования, тогда как в спектре $DT(\lambda)$ при нулевой задержке ($\Delta t = 0$) хорошо разрешались два пика просветления с положениями 645.4 нм (λ_1) и 578.4 нм (λ_2). Наведенное изменение поглощения $|\Delta\alpha|$ в области пика λ_1 достигало 3 см^{-1} , что соответствовало почти полному просветлению образца, $|\Delta\alpha|/\alpha_0 = 0.8$. Пик λ_2 быстро релаксировал с увеличением задержки (в течение первых 20 пс), и в спектрах $DT(\lambda)$ при $\Delta t \geq 20$ пс наблюдался только пик λ_1 , время экспоненциальной релаксации τ которого (на длине волны 645.4 нм) составляло около 30 пс (рис. 1,а, темные кружки). Восстановление пропускания сопровождалось коротковолновым смещением максимума λ_1 (до 628.8 нм), при котором величина $|\Delta\alpha|$ на длине волны 628.8 нм сначала сравнительно медленно увеличивалась (за время около 20 пс) до 30 см^{-1} , а затем релаксировала с характерным временем τ , близким к 40 пс (рис. 1,а, светлые кружки).

Проанализируем полученные результаты с точки зрения модели сильной локализации носителей [8,15], в которой пренебрегается кулоновским взаимодействием фотовозбужденных частиц. Энергия оптических переходов в НК CdSe радиуса R в рамках этой модели определяется соотношением

$$E_{jln} = E_g^j + \frac{\hbar^2 \varphi_{ln}^2}{2m_r R^2},$$

где E_g^j — ширина запрещенной зоны, связанной с j -й ($j = A, B, C$) подзоной валентной зоны; $m_r^{-1} = (m_e^{-1} + m_h^{-1})$ — приведенная масса носителей; φ_{ln} — n -й корень функции Бесселя полуцелого порядка $J_{l+1/2}$ (для обозначения состояний в НК и соответствующих оптических переходов часто используется символика, принятая в атомной физике: $1s$ ($l = 0, n = 1$), $1p$ ($l = 1, n = 1$) и т.д.).

Спектр поглощения возбужденного образца $\alpha(\omega)$ рассчитывается суммированием вкладов для всех дипольно-разрешенных переходов, связывающих состояния зоны проводимости и трех валентных подзон с учетом их чисел заполнения (n_{ln}^e и n_{jln}^h — для электронных и дырочных состояний соответственно). В случае НК одинакового радиуса R с концентрацией N_m данная процедура приводит к следующему результату:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\omega N_m}{n_0 c} \sum_{j=A,B,C} |d_j|^2 \sum_{l,n} \frac{2(2l+1)\hbar\Gamma_{jln}(1 - n_{ln}^e - n_{jln}^h)}{(\hbar\omega - E_{jln})^2 + \hbar^2\Gamma_{jln}^2},$$

где d_j — усредненный по поляризациям матричный элемент межзонного перехода для j -й валентной подзоны, Γ_{jln} — величина однородного уширения оптического перехода с энергией E_{jln} , n_0 — линейный показатель преломления. Индуцированное падающим излучением заполнение состояний вызывает насыщение соответствующего перехода, проявляющееся в виде пика просветления в спектрах нелинейного поглощения.

Положение пика λ_1 в экспериментально измеренных спектрах $DT(\lambda)$ соответствует энергии перехода из $1s$ -состояния A -валентной подзоны в $1s$ -состояние зоны проводимости (в дальнейшем переходы такого типа будем обозначать $A1s-1s$) в НК радиуса 4.4 нм. Ввиду малости величины

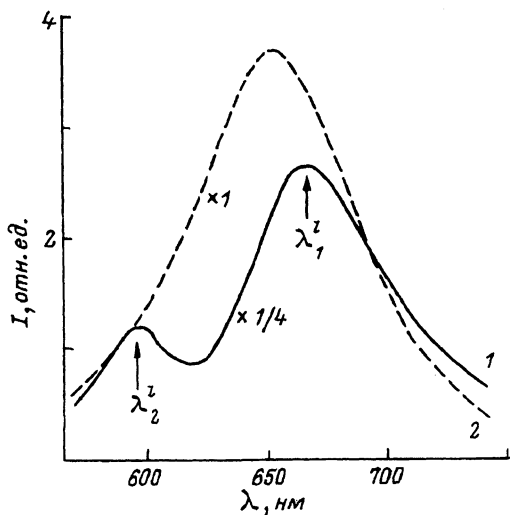


Рис. 2. Спектры люминесценции образца КС-19 (300 К) при $w = 1$ (1), 4 мДж/см^2 (2).

A - B расщепления валентной зоны в CdSe ($\Delta_{AB} = 26 \text{ мэВ}$ [16]) по сравнению с шириной пиков просветления (около 100 мэВ) переходы типа $A1s-1s$ и $B1s-1s$ (и аналогичные им переходы с участием p , d и других состояний) не разрешались в спектрах $DT(\lambda)$, поэтому в дальнейшем они учитывались как один двукратновырожденный (без учета спинового вырождения) переход $A1s-1s$. Энергии $A1d-1d$ (2.334 эВ) и $C1s-1s$ (2.353 эВ) переходов в НК с $R = 4.4 \text{ нм}$ близки (рис. 1) к энергии фотона накачки ($\hbar\omega_p = 2.330 \text{ эВ}$), что обеспечивает высокую эффективность взаимодействия НК данного радиуса с лазерным излучением. Пик λ_2 в спектрах дифференциального пропускания близок по положению к энергии $A1p-1p$ перехода при $R = 4.4 \text{ нм}$, что также свидетельствует в пользу действия эффекта селективного возбуждения.

Энергия лазерного фотона соответствует энергии перехода $A1p-1p$ для НК с радиусом около 3.4 нм , которые также эффективно возбуждаются падающим излучением. В спектрах $DT(\lambda)$ влияние этих НК начинало проявляться, по-видимому, при задержках $\Delta t \geq 20 \text{ пс}$ и выражалось в коротковолновом смещении пика λ_1 . Наблюдаемая на эксперименте задержка в росте $|\Delta\alpha|$ в спектральной области, соответствующей нижнему оптическому переходу в НК малого радиуса (см. кинетические зависимости на рис. 1, а), может быть объяснена особенностями в кинетике внутризонной энергетической релаксации носителей, скорость которой, по-видимому, уменьшается с уменьшением размеров НК (возможно, в результате как снижения эффективности электрон-фононного взаимодействия, так и увеличения расстояния между уровнями размерного квантования).

Действие эффекта селекции НК по размерам позволило наблюдать дискретную структуру оптических переходов и в спектрах люминесценции образца КС-19 (рис. 2). При уровне возбуждения $w = 6 \text{ мДж/см}^2$ зарегистрированы две полосы излучения с максимумами $\lambda_1^1 = 663.7$ и $\lambda_2^1 = 595.4 \text{ нм}$, расположенными в спектральной области края поглощения образца. Расстояние между полосами (214 мэВ) было близко к

расстоянию между пиками λ_1 и λ_2 спектрах $DT(\lambda)$, что позволяет объяснить их межзонной излучательной рекомбинацией пространственно-локализованных носителей, занимающих $1s(\lambda_1')$ - и $1p(\lambda_2')$ -состояния. Заметим, что линия излучения $\lambda_1'(\lambda_2')$ была смещена в длинноволновую сторону относительно пика просветления $\lambda_1(\lambda_2)$ на величину $(\Delta\hbar\omega)$ около 50 мэВ, что может быть связано с эффектом Стокса сдвига [17]. Соответствующее значение фактора Хуан Куна-Риса (S), определенное по величине $\Delta\hbar\omega$ из соотношения $S = \Delta\hbar\omega/2\hbar\omega_{LO}$ ($\hbar\omega_{LO}$ — энергия LO -фонона), близко к единице, что согласуется с данными работы [18].

Обсудим возможные механизмы распада фотовозбуждаемой в НК электронно-дырочной ($\mathcal{E}D$) системы. Измеренные в работе времена релаксации наведенных изменений коэффициента поглощения (30–40 пс) не могут быть объяснены межзонной излучательной рекомбинацией носителей, характерные времена для которой, по оценкам, составляют 1–2 нс [19]. Другими возможными каналами рекомбинации фотовозбужденных $\mathcal{E}D$ -пар являются захват на глубокие ловушки, являющиеся центрами излучательной рекомбинации, безизлучательная рекомбинация с участием поверхностных состояний, безизлучательная Оже-рекомбинация [6,19–22].

Оже-процессы начинают проявляться при среднем числе $\mathcal{E}D$ -пар в НК (N_e) не менее двух, поскольку выделяющаяся при аннигиляции электрона и дырки энергия должна передаваться какой-либо третьей частице. При $N_e \geq 2$ достигается инверсия населенности на нижнем оптическом переходе ($A1s-1s$), что соответствует режиму усиления, который, однако, не был зарегистрирован в спектрах $DT(\lambda)$. Таким образом, роль Оже-процессов в условиях проведенных экспериментов была, по-видимому, пренебрежимо мала. В случае высокой эффективности процесса захвата на ловушки в спектрах люминесценции одновременно с полосами межзонной рекомбинации наблюдается более длинноволновая полоса, связанная с излучательным распадом ловушек [5,6,20].

В проведенных в настоящей работе экспериментах длинноволновая полоса в спектрах люминесценции при использованных уровнях возбуждения не обнаружена (по крайней мере можно утверждать, что ее интенсивность была намного слабее интенсивности полос межзонной рекомбинации), что свидетельствовало о слабом влиянии состояний ловушек (например, в результате уже наступившего насыщения). Таким образом, проведенный анализ позволяет выделить в качестве доминирующего канала рекомбинации безизлучательный распад $\mathcal{E}D$ -системы с участием поверхностных состояний, с которым и следует, по-видимому, связать измеренное время релаксации около 30–40 пс.

Результаты измерений спектров $\alpha_0(\lambda)$ и $DT(\lambda)$ для образца ОС-13 приведены на рис. 3. В спектре линейного поглощения наблюдалась хорошо выраженная ступенька, спектральное положение которой (около 2.33 эВ) совпадало с положением первого пика ($\lambda_1' = 532$ нм) в спектре дифференциального пропускания при $\Delta t = 0$. Наблюдаемый в спектре $DT(\lambda)$ при нулевой задержке более коротковолновый пик ($\lambda_2' = 469$ нм) быстро релаксировал (за время короче 20 пс), тогда как пик λ_2' был более долгоживущим и характеризовался временем экспоненциальной релаксации около 90 пс (рис. 3,а).

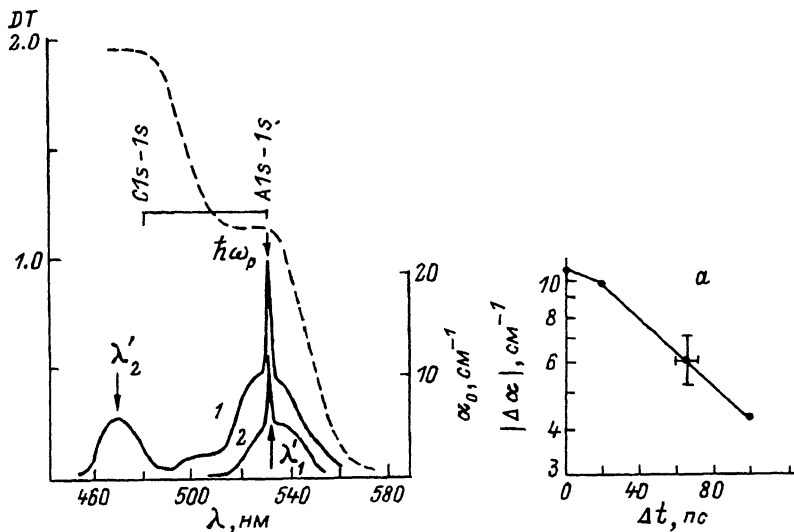


Рис. 3. Спектры дифференциального пропускания образца ОС-13 (сплошная линия), полученные при различных задержках между импульсами возбуждения и зондирования ($T = 300$ К, $w = 4$ мДж/см²).

$\Delta t = 0$ (1), 66 пс (2). Штриховая линия — спектр поглощения невозбужденного образца. а — динамика релаксации наведенного изменения коэффициента поглощения на длине волны 532 нм.

Пик λ'_1 в спектре $DT(\lambda)$ (и ступеньку в спектре линейного поглощения) следует, по-видимому, отнести к первому оптическому переходу ($A1s-1s$) между уровнями размерного квантования. Коротковолновый сдвиг этого пика относительно края запрещенной зоны объемного полупроводника $CdS_{0.6}Se_{0.4}$ (величина E_g для него определялась по данным работы [23]) позволяет оценить радиус НК, дающих наибольший вклад в спектр $DT(\lambda)$: $R = 2.8$ нм. Что касается пика λ'_2 , то его нельзя связать со следующим по энергии оптическим переходом $A1p-1p$, поскольку энергия фотона накачки была меньше энергии этого перехода, и, таким образом, соответствующие уровни НК не могут быть заселены. Одной из причин возникновения пика λ'_2 может быть насыщение перехода $C1s-1s$ за счет заполнения электронного уровня (при свободном дырочном). Заметим, однако, что сдвиг пика λ'_2 относительно пика λ'_1 (313 эВ) заметно превосходит величину $A-C$ расщепления валентной зоны (по данным [23], для $CdS_{0.6}Se_{0.4}$ $\Delta_{AC} = 254$ мэВ), в связи с чем природа пика λ'_2 не может считаться окончательно установленной и требует дополнительного исследования.

Проведенные в работе измерения нелинейного поглощения позволяют оценить величину нелинейной кубической восприимчивости керровского типа $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$ (в дальнейшем просто $\chi^{(3)}(\omega)$), ответственной за эффекты светового самовоздействия. В случае достаточно низкой интенсивности I_ω действующего резонансного монохроматического поля, при которой кубическая восприимчивость играет доминирующую роль в формировании нелинейно-оптического отклика материала, величина $\text{Im} \chi^{(3)}$ может быть определена по данным для наведенного изменения коэффи-

циента поглощения с помощью соотношения

$$\text{Im } \chi^{(3)}(\omega) = \frac{c^2 n_0^2}{8\pi^2 \omega} \frac{\Delta\alpha(\omega)}{I_\omega}. \quad (1)$$

Для того чтобы использовать в (1) результаты нестационарных экспериментов с нерезонансной накачкой, следует с помощью кинетического уравнения (стационарного вида) осуществить переход от интенсивности I_ω к концентрации фотовозбужденных ЭД-пар n_e , что дает

$$\text{Im } \chi^{(3)}(\omega) = \frac{c^2 n_0^2}{8\pi^2 \omega} \frac{\tau_e \alpha_0(\omega) \Delta\alpha(\omega)}{\hbar \omega n_e}, \quad (2)$$

где τ_e — характерное время жизни носителей. Используя в (2) среднее по толщине образца значение n_e , получим окончательное выражение для вычисления $\text{Im } \chi^{(3)}$

$$\text{Im } \chi^{(3)}(\omega) = \frac{c^2 n_0^2}{8\pi^2 \omega} \frac{\tau_e d \alpha_0(\omega) \Delta\alpha(\omega)}{w A(\omega_p)}, \quad (3)$$

где w — плотность энергии УКИ возбуждения, $A(\omega_p)$ — поглощаемая в образце доля энергии падающего излучения, d — толщина образца.

Подставляя в (3) значение $\Delta\alpha$ на частоте нижнего оптического резонанса ($A1s-1s$) для времени $\Delta t = 0$, а также измеренные времена релаксации наведенных изменений коэффициента поглощения (30 пс для образца КС-19 и 90 пс для образца ОС-13), получим $|\text{Im } \chi^{(3)}| = 2 \cdot 10^{-10}$ СГС (КС-19) и $3 \cdot 10^{-10}$ СГС (ОС-13). Найденные значения нелинейных восприимчивостей превышают значения $\chi^{(3)}$, характерные для «классических» нерезонансных нелинейностей, однако существенно ниже абсолютных величин резонансных нелинейностей, зарегистрированных в объемных полупроводниках. Уменьшение $\chi^{(3)}$ в случае КН-структур по сравнению с объемными материалами (вместо ожидаемого роста, вызванного эффектом пространственной локализации носителей [15]) обусловлено, с одной стороны, низким процентным содержанием полупроводника в стеклянной матрице (не превышающим 0.1%), а с другой стороны, резким сокращением характерного времени жизни носителей в НК малого размера вследствие роста эффективности процессов безызлучательной рекомбинации (в том числе за счет процессов с участием поверхностных состояний).

Таким образом, проведенные в работе измерения (с временным разрешением) спектров дифференциального пропускания промышленных стекол ОС и КС, легированных полупроводником $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, позволили зарегистрировать дискретную структуру оптических переходов между уровнями пространственно-локализованных носителей, которая либо не видна, либо слабо выражена в спектрах линейного поглощения. Появление характерных пиков просветления в спектрах нелинейного пропускания объяснено эффектом селекции НК по размерам под действием узкополосного лазерного возбуждения (эффектом «выжигания дыры» в функции распределения НК по радиусам). Измерены характерные времена релаксации нелинейности, связанные, по-видимому, с безызлучательной рекомбинацией носителей через поверхностные состояния.

Список литературы

- [1] Yumoto J., Fukushima S., Kubodera K. // *Opt. Lett.* 1987. V. 12. N 10. P. 832-834.
- [2] Acioli L.H., Gomes A.S., de Araujo C.B. // *Electr. Lett.* 1989. V. 25. N 11. P. 720-721.
- [3] Вандышев Ю.В., Днепровский В.С., Климов В.И., Окорочков Д.К. // *Письма в ЖЭТФ.* 1991. Т. 54. № 8. С. 441-444.
- [4] Zimin L.G., Gaponenko S.V., Lebed V.Yu. // *Phys. St. Sol. (b).* 1988. V. 150. P. 653-656.
- [5] Gribkovskii V.P., Zylukov V.A., Kozachenko A.E., Tikhomirov S.A. // *Phys. St. Sol. (b).* 1988. V. 150. P. 647-652.
- [6] Borrelli N.F., Hall D.W., Holland H.J., Smith D.W. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. P. 5389-5409.
- [7] Roussignol P., Ricard D., Flytzanis C. // *Appl. Phys. A.* 1987. V. 44. P. 285-292.
- [8] Эфрос Ал.Л., Эфрос А.Л. // *ФТП.* 1982. Т. 16. № 7. С.1209-1214.
- [9] Alivisatos A.P., Harris A.L., Levinson N.J., Steigerwald M.L., Brus L.E. J. // *Chem. Phys.* 1988. V. 89. N 7. P. 4001-4011.
- [10] Климов В.И. // *ФТТ.* 1992. Т. 34. № 8. С. 2472-2481.
- [11] Вандышев Ю.В., Днепровский В.С., Климов В.И. // *ЖЭТФ.* 1992. Т. 101. № 1. С. 270-284.
- [12] Баранов А.В., Бобович Я.С., Петров В.И. // *Опт. и спектр.* 1988. Т. 64. № 5. С. 1066-1069.
- [13] Tu A., Persous P.D. // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 58. N 14. P. 1506-1508.
- [14] Gribkovskii V.P., Zaporozhchenko R.G., Zylukov V.A., Kazachenko A.E., Lozovskii V.I. // *Superlattices and microstructures.* 1991. V. 10. N 4. P. 441-446.
- [15] Schmitt-Rink S., Miller D.A., Chemla D.S. // *Phys. Rev. B.* 1987. N 35. P. 8113-8125.
- [16] Сегал Б., Мэрпл М. *Физика и химия соединений A_2B_6* / Под ред. С.А.Медведева. М.: Мир, 1970. С. 246-295.
- [17] Ридли Б. *Квантовые процессы в полупроводниках.* М.: Мир, 1986.
- [18] Uhrig A., Banyai L., Hu Y.Z., Koch S.W., Gaponenko S., Neuroth N., Klingshirn C. // *Proc. Intern. Conf. on Physics of Semiconductors (Thessaloniki, 1990)* / Ed. E.M.Anastassakis, J.D.Jannopoulos. World Scientific: Singapore, 1991. P. 2395-2398.
- [19] Dneprovskii V.S., Efros Al.L., Ekimov A.I., Klimov V.I., Kudriavtsev I.A., Novikov M.G. // *Sol. St. Comm.* 1990. V. 74. N 7. P. 555-557.
- [20] Tomita M., Matsumoto T., Matsuoka M. // *Opt. Soc. Am.* 1989. V. 6. N 2. P. 165-170.
- [21] Williams V.S., Olbright G.R., Fluegel B.D., Koch S.W., Peyghambarian N. // *J. Mod. Opt.* 1988. V. 35. N 12. P. 1979-1993.
- [22] de Rougemont F., Frey R., Roussignol P., Ricard D., Flytzanis C. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. N 23. P. 1619-1621.

Московский государственный
университет им. М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
29 октября 1992 г.