

## РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ЭФФЕКТЫ ПЕРЕДИСЛОКАЦИИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlGaAs

Ю.А.Алещенко, Т.Н.Заварицкая, В.В.Капаев, Ю.В.Конаев, Н.Н.Мельник

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 декабря 1993 г.

Теоретически и экспериментально методом спектроскопии резонансного КР света обнаружен эффект передислокации электронных возбуждений из барьера в квантовые ямы квантово-размерной структуры GaAs/AlGaAs при сужении барьеров. Продемонстрированы возможности резонансного КР для тестирования локализации электронной волновой функции в структурах квантовых ям.

Эффект передислокации, то есть изменения положения максимума электронной волновой функции и, как следствие, перераспределение электронов между неэквивалентными квантовыми ямами квазидвумерной структуры при внешнем воздействии, лежит в основе нового класса наноэлектронных приборов [1]. В исследованиях структуры подзон и их заселенностей для неэквивалентных квантовых ям [2] и влияния квантово-размерного эффекта на частоты оптических фононов одиночных квантовых ям [3] методом комбинационного рассеяния (КР) света были получены обнадеживающие данные, которые позволяют нам надеяться, что спектроскопия резонансного КР окажется эффективной для зондирования эффекта передислокации. В качестве первого шага в решении этой задачи в настоящей работе предприняты исследования эффектов передислокации из барьеров в квантовые ямы в сверхрешетках GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As методом спектроскопии резонансного КР.

Сверхрешетки GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, насчитывающие 40 периодов квантовых ям толщиной 3 нм и барьерных слоев с номинальным составом  $x = 0,35$ , толщина которых  $d_b$  для разных образцов составляла от 20 до 2 нм, выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (100)GaAs. За счет изменения толщины барьерных слоев можно было варьировать степень локализации электронных состояний в слоях квантовых ям и барьеров и структуру минизон. Состав барьерных слоев контролировался с точностью не хуже 0,01 по разности частот AlAs- и GaAs-подобных LO мод Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в спектрах КР [4] и был близок к  $x = 0,34$ . Спектры КР возбуждались излучением лазера на смеси Ar и Kr или He и Ne с дискретными длинами волн, перекрывающими диапазон 488 - 676,4 нм (2,54 - 1,83 эВ), анализировались с помощью спектрометра Ramanog U1000 с разрешением  $1 - 3 \text{ см}^{-1}$  и регистрировались по одноканальной схеме с калибровкой по линиям разряда Ne лампы. Измерения проводились при температуре 300 К.

В спектрах фотолуминесценции структуры с  $d_b = 20 \text{ нм}$ , измеренных при температуре 300 К, помимо интенсивной полосы с максимумом при 1,56 эВ, связанной с переходами из нижней подзоны зоны проводимости ( $C1$ ) в верхние подзоны легких и тяжелых дырок ( $L1$  и  $H1$ ) [5], нами была зарегистрирована слабая полоса в области 1,88 эВ. На основании расчетов структуры минизон

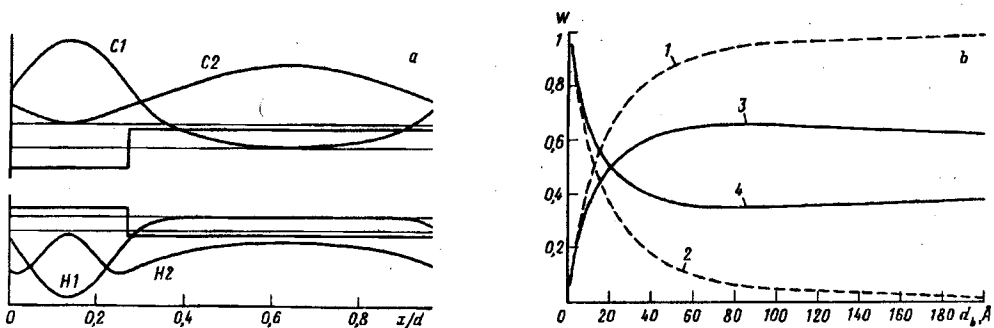


Рис.1. а - Диаграмма энергетических уровней и зависимости пространственного распределения волновых функций ( $|\Psi(X)|^2$ ) от координаты вдоль оси роста  $X$ , нормированной на период структуры  $d$ , для первой и второй подзон зоны проводимости ( $C1$  и  $C2$ ) и тяжелых дырок ( $H1$  и  $H2$ ) в структуре с  $d_b = 8$  нм; б - зависимости от  $d_b$  относительных вероятностей нахождения электрона ( $W_e$ ) и дырки ( $W_h$ ) в барьерах и квантовых ямах квантово-размерной структуры (кривые 1 и 2 - соответственно  $W_e$  для барьеров и ям, а 3 и 4 -  $W_h$  для барьеров и ям)

методом огибающей и оценки величины матричных элементов близких по энергии переходов эта полоса была приписана переходу между второй подзоной проводимости ( $C2$ ) и второй подзоной тяжелых дырок ( $H2$ ). При сужении барьера этот пик смещается в область высоких энергий и его положение хорошо коррелирует с теоретическим расчетом энергии перехода  $C2 - H2$ . На рис.1а представлены рассчитанная схематическая диаграмма энергетических уровней и зависимости пространственного распределения волновых функций ( $|\Psi(X)|^2$ ) от координаты вдоль оси роста  $X$ , нормированной на период структуры  $d$ , для первой и второй подзон зоны проводимости ( $C1$  и  $C2$ ) и тяжелых дырок ( $H1$  и  $H2$ ) в структуре с  $d_b = 8$  нм. Как видно из рисунка, подзона  $C2$  расположена выше барьера, в то время как подзона  $H2$  находится в яме. При этом волновые функции этих состояний, отвечающих переходу  $C2 - H2$ , в большей мере локализованы в барьерах  $\text{AlGaAs}$ . Как показывают наши расчеты, подобная картина характерна и для структуры с  $d_b = 20$  нм. Возможность локализации электронной волновой функции в барьерах сверхрешеток  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  была предсказана и в [6] в рамках эмпирической модели сильной связи. Подобной локализацией можно объяснить переходы между состояниями выше барьера в сверхрешетках  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , которые наблюдались ранее методами спектроскопии резонансного КР [7] и возбуждения фотолюминесценции [8]. В структурах с  $d_b = 4$  и 2 нм уровни  $C2$  и  $H2$  оказываются выше барьера, вместе с тем появляется значительная вероятность локализации электронов в квантовых ямах. Это демонстрирует рис.1б, где представлены зависимости от  $d_b$  относительных вероятностей нахождения электрона ( $W_e$ ) и дырки ( $W_h$ ) в барьерах и ямах квантово-размерной структуры (кривые 1 и 2 - соответственно  $W_e$  для барьеров и ям, а 3 и 4 -  $W_h$  для барьеров и ям). Эти зависимости получены интегрированием  $|\Psi(X)|^2$  по  $X$ . Из рис.1б следует, что для структур с  $d_b = 20$  и 8 нм вероятности нахождения электрона в барьерах  $\text{AlGaAs}$  близки к единице (кривая 1), а при  $d_b = 4$  и 2 нм появляется заметная вероятность обнаружить электрон в яме (кривая 2). Для дырок же вероятности нахождения в яме и барьере оказываются близкими во

всем диапазоне  $2 \leq d_b \leq 20$  нм (кривые 3 и 4). Существенно, что обсуждаемые зависимости  $W(d_b)$  сильно нелинейны, то есть они не объясняются простым уменьшением доли барьеров при их сужении.

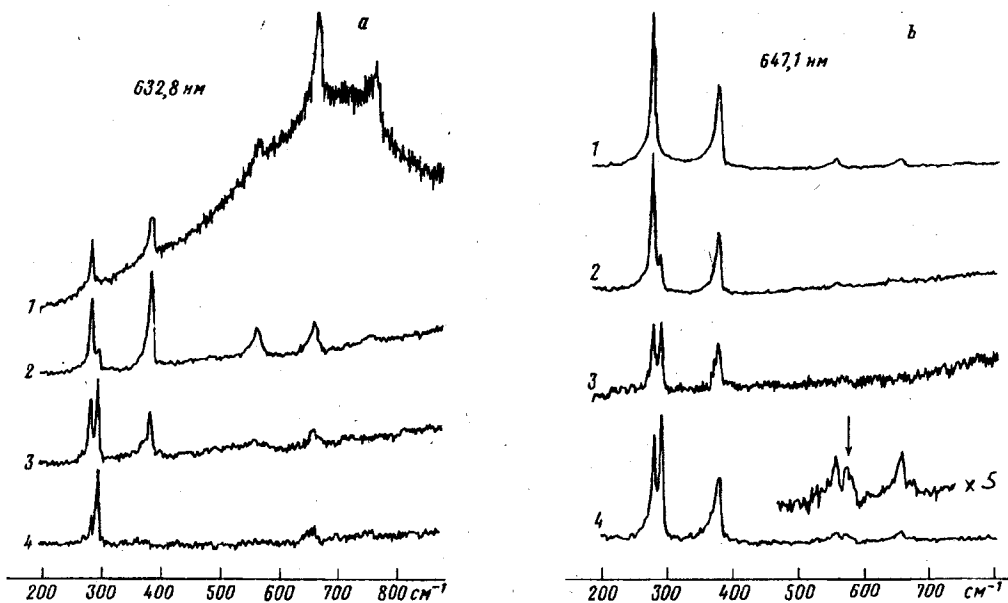


Рис.2. а - Спектры КР четырех сверхрешеток GaAs/AlGaAs с  $d_b = 20, 8, 4$  и 2 нм (спектры 1-4, соответственно), снятые при температуре 300 К и возбуждении на длине волны 632,8 нм; б - то же, но при возбуждении излучением с длиной волны 647,1 нм

Отличительной чертой резонансного КР на оптических фононах при приближении энергии кванта возбуждающего излучения  $E_{ex}$  к энергии характерного электронного перехода является многократное увеличение интенсивности мод первого порядка и появление в спектрах оберточных и составных линий, интенсивность которых вдали от резонанса в сотни раз меньше интенсивности линий КР первого порядка. Оберточные и составные линии еще более усиливаются при выборе  $E_{ex}$  таким образом, что энергия кванта рассеянного излучения оказывается вблизи этого перехода (так называемый выходящий резонанс). Эти особенности наглядно демонстрирует рис.2а, где представлены спектры КР четырех сверхрешеток GaAs/AlGaAs с  $d_b = 20, 8, 4$  и 2 нм (спектры 1 - 4, соответственно), снятые при температуре 300 К и возбуждении на длине волны 632,8 нм. В указанных условиях  $E_{ex}$  (1,96 эВ) для структуры с  $d_b = 20$  нм оказывается выше энергии перехода  $C2-H2$  примерно на энергию  $LO$  фонона, и этот переход попадает в область  $2LO$  рассеяния. В спектрах на рис.2 пики в области 279 и 378  $cm^{-1}$  обусловлены соответственно GaAs- и AlAs-подобными  $LO$  модами барьеров AlGaAs [4], а пики в области  $2LO$  рассеяния приписываются обертому  $2LO$  GaAs-подобной моды (558  $cm^{-1}$ ), составной линии  $LO_{GaAs} + LO_{AlAs}$  (657  $cm^{-1}$ ) и обертому  $2LO$  AlAs-подобной моды AlGaAs (756  $cm^{-1}$ ). Энергия перехода  $C2-H2$  для структуры с  $d_b = 8$  нм оказывается в области 1,96 эВ, поэтому этот переход смещается в область  $1LO$  рассеяния (спектр 2 на рис.2а). Те же условия реализуются и для

структуры с  $d_b = 20$  нм при возбуждении излучением с длиной волны 647,1 нм ( $E_{ex} = 1,916$  эВ) на рис.2b.

Интенсивность составной линии в спектрах КР на рис.2 превышает интенсивность обертоновых мод. Это является следствием каскадного процесса резонансного КР с последовательным рождением каждого фонона в отдельном акте электрон-фононного взаимодействия [9,10]. В этом процессе последовательность рождения фононов может быть любой, причем каждая перестановка дает дополнительный вклад в эффективность рассеяния, в результате чего последняя для составных линий содержит больше вкладов, чем для обертонов, и поэтому интенсивность составных линий выше. Обращает также на себя внимание высокая интенсивность  $AlAs$ -подобной  $LO$  моды в спектрах, несмотря на то, что содержание  $AlAs$  в барьерах  $AlGaAs$  составляет 34%. Мы связываем это обстоятельство с большей величиной константы фрелиховского электрон-фононного взаимодействия для  $AlAs$ -подобной  $LO$  моды по сравнению с  $GaAs$ -подобной модой. Указанное взаимодействие дает доминирующий вклад в эффективность рассеяния для продольных колебаний вблизи резонанса.

Следует подчеркнуть, что резонансное КР в данной работе наблюдается вблизи перехода  $C2-H2$ , формируемого состояниями с преимущественным распределением волновых функций в области барьера (см. рис.1a и b). Именно этим обстоятельством мы объясняем резонансное усиление только  $LO$  фононов барьеров  $AlGaAs$  в спектрах КР сверхрешеток с толстыми барьерами ( $d_b = 20$  и 8 нм) на рис.2. Однако по мере сужения барьера относительная интенсивность  $LO$  моды квантовых ям  $GaAs$  в области  $292\text{ см}^{-1}$  возрастает, и в спектрах сверхрешеток с  $d_b = 2$  нм (спектры 4 на рис.2a и b) эта мода становится доминирующей. Наблюдаемый эффект определяется сочетанием многих факторов, среди которых отстройка от резонанса, величины констант фрелиховского взаимодействия, относительные вероятности нахождения электронов и дырок в барьерах и квантовых ямах, увеличение эффективной толщины зондируемого слоя  $GaAs$  при сужении барьеров и т.д., однако качественно рост относительной интенсивности  $LO$  моды квантовых ям  $GaAs$  можно объяснить передислокацией электронных (экситонных) возбуждений из области барьера в квантовые ямы в соответствии с рис.1b. Справедливость наших представлений подтверждает и появление в спектре 4 на рис.2b дополнительной особенности в области  $570\text{ см}^{-1}$  (отмечена стрелкой), сопоставимой по интенсивности с интенсивностью составной линии  $LO_{GaAs} + LO_{AlAs}$  барьера  $AlGaAs$  в этом же спектре. Положение новой линии хорошо согласуется с частотой составной моды  $LO$  фонона ямы  $GaAs$  и  $GaAs$ -подобного  $LO$  фонона барьера  $AlGaAs$ . Формирование таких составных мод пространственно разделенных компонентов сверхрешетки становится возможным в структурах с узкими барьерами, для которых относительные вероятности нахождения электрона в ямах и барьерах оказываются близкими по величине (рис.1b). В этом состоит принципиальное отличие рассматриваемой ситуации от случая туннелирования электронных возбуждений через узкие барьеры в процессе резонансного КР вблизи перехода  $H1-C1$  между состояниями, локализованными в квантовых ямах [9]. В последнем случае в спектрах резонансного КР также наблюдаются составные моды пространственно разделенных компонентов сверхрешетки.

Таким образом, в данной работе подтверждена теоретически предсказанная возможность локализации электронных состояний в барьерах сверхрешеток  $GaAs/AlGaAs$ . Обнаружен эффект передислокации электронных возбуждений

из барьеров в квантовые ямы при сужении барьеров. Продемонстрированы возможности спектроскопии резонансного КР для тестирования локализации электронной волновой функции в квантово-размерных структурах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 93-02-2361 и 93-02-2362).

1. A.A.Gorbatshevich, V.V.Kapaeв, Yu.V.Kopaev, and V.Ya.Kremlev, *Appl. Phys. Lett.* – в печати.
2. D.Richards, G.Fasol, and K.Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1649 (1990).
3. H.Tanino, H.Kawanami, and H.Matsuhata, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1978 (1992).
4. N.Saint-Cricq, G.Landa, J.B.Renucci et al., *J. Appl. Phys.* **61**, 1206 (1987).
5. R.Cingolani and K.Ploog, *Advances in Physics* **40**, 535 (1991).
6. Lok C.Lew Yan Voon, L.R.Ram-Mohan, H.Luo, and J.K.Furdyna, *Phys. Rev.* **B47**, 6585 (1993).
7. J.E.Zucker, A.Pinczuk, D.S.Chemla et al., *Phys. Rev.* **B29**, 7065 (1984).
8. J.J.Song, Y.S.Yoon, A.Fedotowsky et al., *Phys. Rev.* **B34**, 8958 (1986).
9. А.М.Бродин, М.Я.Валах, В.И.Гавриленко и др. Письма в ЖЭТФ **51**, 157 (1990).
10. D.J.Mowbray, M.Cardona, and K.Ploog, *Phys. Rev.* **B43**, 11815 (1991).