

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАПРЯЖЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_m$

*А.В.Браславец, К.С.Журавлев, Н.Т.Мошегов, А.И.Торопов,*  
*С.И.Стенин*

*Институт физики полупроводников АН СССР СО  
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 18 октября 1990 г.

После переработки 27 ноября 1990 г.

Исследована фотолюминесценция (ФЛ) сверхрешеток (СР)  $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_m$ , обнаружена, что ее интенсивность может существенно превышать интенсивность ФЛ GaAs в барьерах. Предложен механизм захвата носителей в квантовые ямы. Прослежен переход от случая невзаимодействующих квантовых ям к СР при изменении толщины барьеров. Обнаружена поляризованная ФЛ напряженных СР  $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_m$ .

Напряженные СР представляют собой интересный для исследований и перспективный для практических применений объект.

Мы исследовали низкотемпературную ( $T = 4\text{K}$ ) ФЛ СР  $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_m$  с  $n = 2$  и  $m = 8, 10, 20, 40$  на подложках GaAs(001), с общим числом пар слоев от 25 до 40, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии <sup>1</sup>.

На рис. 1а представлены спектры ФЛ структур с различной толщиной барьеров. Отмечены положения линии, которую мы связываем с оптическими переходами между квантовыми уровнями в СР. Аналогичная линия наблюдается в одиночной квантовой яме <sup>2</sup>. При уменьшении толщины барьеров линия смещается в низкоэнергетическую область. Положение отмеченной линии ( $T = 77\text{K}$ ) в зависимости от концентрации In в твердом растворе среднего по СР состава и зависимость  $E_g$  от  $x$  для  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  <sup>3</sup> приведены на рис. 1б. В отличие от результатов <sup>4</sup>, где была исследована ФЛ СР  $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_n$  на подложке InP, эта линия не может быть приписана твердому раствору  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

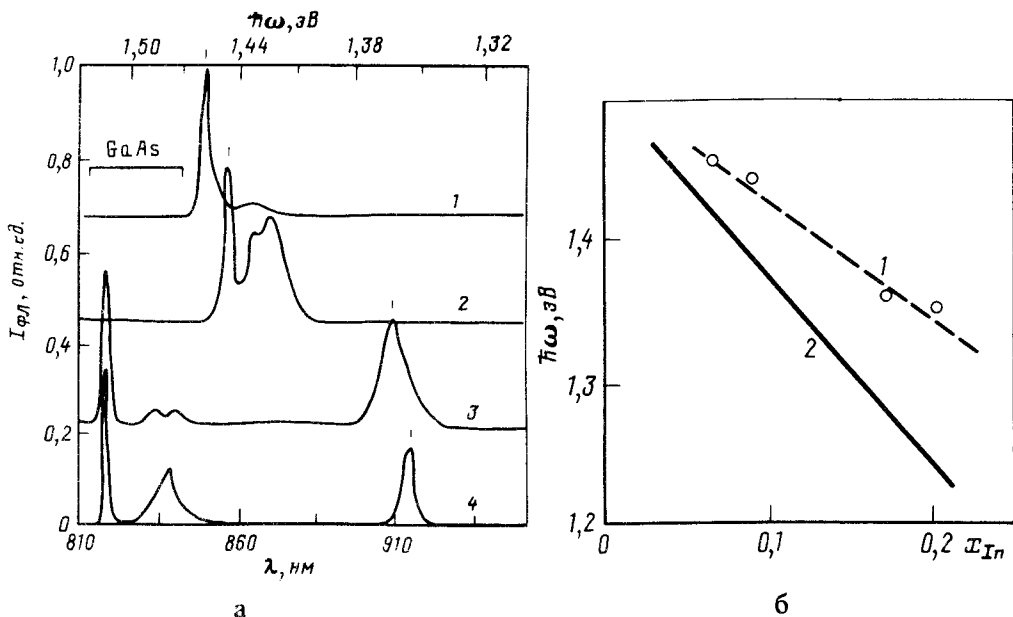


Рис. 1. а - Спектры ФЛ при  $T=4,2\text{K}$  структур  $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_m$  с  $m=40$  (1), 20 (2), 10 (3), 8 (4); б - зависимость энергетического положения линии перехода  $C1-LH1$  при  $T=77\text{K}$  от концентрации  $x$  In (1), полученной усреднением по СР, и  $E_g(x)$  для  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (2)

Достаточно необычными представляются высокая интенсивность ФЛ даже одиночных узких квантовых ям и зависимость отношения интенсивностей ФЛ квантовых ям и краевой ФЛ GaAs от толщины барьера. Мы полагаем, что это связано со следующими особенностями в релаксации энергии и импульса фоторожденных носителей. Для простоты будем далее проводить рассуждения на примере электронов, но они применимы с учетом различия в массах и положениях уровней и к дыркам. При низких температурах в GaAs фоторожденные электроны, испустив конечное число LO-фотонов (время испускания  $10^{-13}$  с), попадают в пассивную область (ПО), где их энергия меньше энергии LO-фонона  $\Omega$ . Далее электроны медленно релаксируют, испуская акустические фононы (время испускания  $10^{-8}$  с) и могут излучательно рекомбинировать (характерное время  $10^{-7} - 10^{-8}$  с). Существенно, что при испускании LO-фононов происходит частичная изотропизация функции распределения электронов по импульсам, поэтому электроны, даже рожденные с импульсом, направленным вдоль оси роста, испустив несколько LO-фононов, приобретают компоненту импульса вдоль слоев СР. Глубина залегания уровня (здесь электрона!) в яме InAs при изменении толщины барьера от 40 до 8 монослоев меняется от 60 до 120 мэВ; ввиду малости эффективной массы электрона в InAs (в сравнении с GaAs) в случае толстых барьеров ( $m=20, 40$ ) кривые дисперсии электронов в ПО GaAs и на уровне в яме InAs по компонентам импульса вдоль слоев пересекаются и захват происходит с испусканием LO-фононов с малыми  $q$ . Из-за того, что матричный элемент электрон-фононного взаимодействия пропорционален  $q^{-1}$ , такой захват оказывается более вероятным, чем захват с испусканием LO-фононов с большими  $q$  при отсутствии пересечения дисперсионных кривых. Таким образом, в ПО GaAs, где носители релаксируют медленно, появляется эффективный канал оттока носителей в квантовую яму. Предлагаемая модель захвата согласуется с

наблюдаемым характером изменения соотношения интенсивностей ФЛ GaAs и квантовой ямы. С уменьшением толщины барьера уровень в яме понижается, необходимое для эффективного захвата (пересечение дисперсионных кривых в ПО) условие нарушается и ФЛ объемного GaAs возрастает.

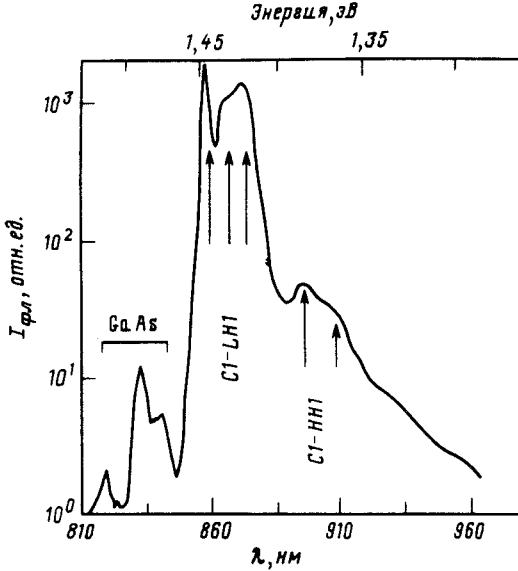


Рис. 2. Спектр ФЛ структуры  $(\text{InAs})_2(\text{GaAs})_{20}$ ;  $T = 4,2\text{K}$ , мощность  $\text{Ar}^+$ -лазера  $P = 70 \text{ Вт/см}^2$

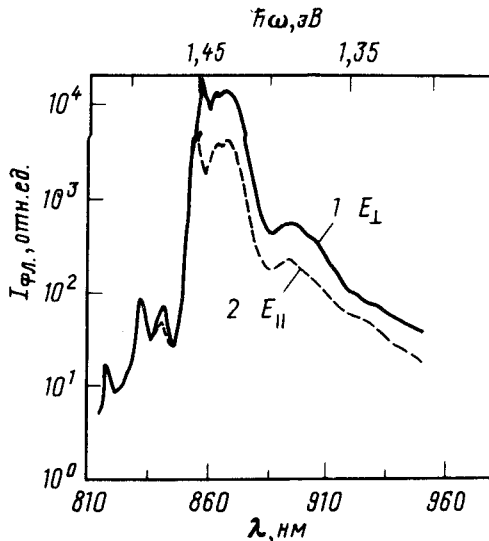
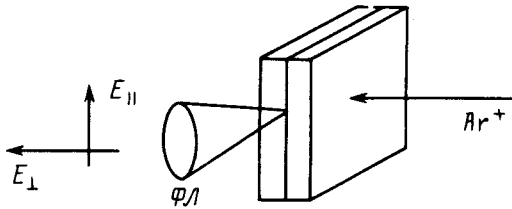


Рис. 3. Спектр поляризованной ФЛ при  $T = 4,2\text{K}$  структуры  $(\text{InAs})_n(\text{GaAs})_m$

На рис. 2 представлен спектр ФЛ одной из исследованных структур ( $m = 20$ ) в полулогарифмическом масштабе. Видны линии ФЛ объемного GaAs( $(A^0, X) - 1,5129$  эВ,  $(\theta, A) - 1,489$  эВ), и интенсивные линии, которые, вероятно, связаны с оптическими переходами  $C1 - LH1$  (1,431 эВ) и  $C1 - HH1$  (1,382 эВ), поскольку их энергетическое положение соответствует рассчитанному методом огибающей функции. В расчете учтено, что из-за рассогласования параметров решетки InAs и GaAs эпитаксиальные слои InAs на подложке GaAs(001) сжаты в плоскости, это можно представить как комбинацию всестороннего сжатия (приводит к увеличению  $E_g$ ) и одноосного в направлении (001) растяжения. Одноосная деформация снимает вырождение зоны  $\Gamma_8$  в  $\vec{k} = 0$  и перемешивает состояния тяжелых и легких дырок. В соответствии с данными комбинационного рассеяния света (КРС) слои GaAs можно полагать ненапряженными<sup>1</sup>. Для относительной деформации InAs 7% получено расстояние между дном зоны проводимости и потолком зоны тяжелых (легких) дырок в деформированном InAs равно 493 мэВ (740 мэВ). При расчете уровней энергии в СР соотношение разрывов зон проводимости и валентной принималось равным 85 : 15.

Малая интенсивность низкоэнергетической линии может быть объяснена в рамках предлагаемой модели захвата. При релаксации дырок с энергией  $\epsilon \gg \Omega$  происходит практически полная их конверсия в тяжелые, но из-за того, что  $m_h$  в InAs превышает  $m_h$  в GaAs, их захват в яму затруднен (так как происходит с участием LO-фононов с большими  $q$ ). Захват же в состоянии легких дырок из-за пересечения кривых дисперсии легких дырок в яме и тяжелых и легких дырок в ПО GaAs возможен с испусканием фононов с малыми  $q$ .

Следует отметить, что использование обычно применяемого для расчетов зонной структуры СР метода огибающей функции и континуального описания слоев InAs в нашем случае недостаточно корректно (толщина ям - лишь 2 монослоя). В то же время период СР велик для применения квантово-химических методов расчета зонной структуры, поскольку даже при толщине барьера  $m = 8$  выделяемая в расчете элементарная ячейка содержит уже 20 атомов.

Узость разрешенной линии ФЛ около 2 мэВ (в работе<sup>5</sup> - 6 мэВ) подтверждает высокое структурное совершенство СР, установленное ранее методами просвечивающей электронной микроскопии и КРС<sup>1</sup>. Вместе с тем отметим, что три линии с положениями 1,446; 1,431 и 1,423 эВ, по-видимому, отвечают ФЛ участков структуры с толщинами 1, 2 и 3 монослоя, соответственно. Разница в положениях линий близка к расчетному изменению энергии оптического перехода при изменении толщины ямы на один монослой - около 20 мэВ. Эти участки достаточно велики, так как мелкомасштабные флуктуации толщины ямы привели бы к широкой полосе с неразрешенной внутренней структурой, которая наблюдается на отдельных образцах.

Для дополнительной идентификации особенностей в спектре ФЛ была исследована поляризация люминесценции, при этом возбуждающий свет падал нормально к поверхности образца, и регистрировалась ФЛ с торца. В ненапряженных композиционных СР на основе материалов  $A^3B^5$  ФЛ из торца СР при рекомбинации электрон - тяжелая дырка поляризована в плоскости слоев СР, а при рекомбинации электрон - легкая дырка - преимущественно вдоль оси роста<sup>6</sup>. Спектры поляризованной ФЛ образца ( $m = 20$ ) показаны на рис. 3 (кривая 1 - поляризация перпендикулярна, а кривая 2 - параллельна слоям СР). Поляризация ФЛ соответствует ожидаемому для перехода  $C1 - LH1$ . Природа связываемой нами с переходом  $C1 - HH1$  линии требует дальнейшего

изучения, поскольку ее поляризация существенно отличается от предсказываемого даже при учете перемешивания состояний дырок. Возможно, что эта линия связана с зона-акцепторной рекомбинацией в яме: ее поляризация должна быть сходной с поляризацией линии  $C1 - LH1$ .

Таким образом в работе обнаружена зависимость отношения интенсивностей краевой ФЛ GaAs и ФЛ квантовых ям от толщины барьеров. Предложен механизм захвата носителей в яму, объясняющий эту зависимость. Проведена идентификация линий в спектрах ФЛ, связанных с рекомбинацией носителей в квантовых ямах.

Выражаем благодарность В.Д.Кулаковскому, С.И.Чикичеву, А.Я.Шику за полезные обсуждения.

### Литература

1. Шибанин А.П., Гайслер В.А., Курочкина Т.В. Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 349.
  2. Brandt O. et al. Superlattices and Microstructures (в печати).
  3. Kituhara K. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1985, **24**, 1503.
  4. Voisin P. et al. Surf. Sci., 1986, **174**, 615.
  5. Gerard J.M., Marzin J.Y. Appl. Phys. Lett., 1988, **53**, 568.
  6. Fujiwara K. et al. Sol. St. Comm., 1989, **69**, 63.
-