

УДК 621.315.592 : 535.37

© 1991

ГЕНЕЗИС СПЕКТРОВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

*Д. В. Корбутяк, В. Г. Литовченко, А. И. Берча,
Р. Балтрамеюнас, Г. Герасимас, Э. Куокишис*

Исследована зависимость спектров низкотемпературной фотолюминесценции сверхрешеток GaAs/AlAs от уровня возбуждения. Установлена взаимосвязь между толщиной-слоевыми параметрами сверхрешеток, особенностями их фотолюминесценции и энергетической структурой электронного спектра. Показано, что повышение уровня возбуждения до ($L \approx 1$ МВт/см²) в случае сверхрешеток II типа приводит к включению нового канала излучательной рекомбинации из Г-минимума зоны проводимости.

Последние достижения в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволили создать сверхрешетки (СР) GaAs/AlAs с различной толщиной слоев, в том числе со сверхмалым периодом $\sim 30 \text{ \AA}$ [1]. Это повлекло за собой серию теоретических и экспериментальных работ [2-6], направленных на исследование поведения квантовых состояний при уменьшении периода СР.

Как известно [7], зоны проводимости кристаллов GaAs и AlAs имеют по два минимума, расположенных в точках X и Г зоны Бриллюэна (ЗБ). При этом нижайший минимум в случае кристалла AlAs находится в точке X, а в случае GaAs — в точке Г. При варьировании толщины барьеров и ям СР GaAs/AlAs можно получить переход между СР I и II типов, характеризующихся соответственно прямозонным и непрямозонным характером запрещенной зоны. Так, при толщинах квантовых ям (GaAs) $d_1 < 35 \text{ \AA}$ и толщинах барьеров (AlAs) $d_2 > 15 \text{ \AA}$ энергетическое состояние Г-минимума зоны проводимости GaAs становится выше по энергии, чем состояние, соответствующее X-минимуму AlAs [8].

Для исследования природы энергетических состояний в квантовых СР широко применяют метод фотолюминесценции (ФЛ). Однако в подавляющем большинстве работ используют сравнительно низкие уровни возбуждения ($L \leq 1$ Вт/см²), что несколько ограничивает возможности изучения энергетической структуры СР. Применение наряду с низкими и высокими уровнями возбуждения дает дополнительную информацию об энергетических состояниях носителей заряда в СР, а также о механизмах рекомбинации в непрямозонных материалах, так как при достаточно высоких уровнях возбуждения возможно проявление рекомбинационного излучения из состояний, соответствующих различным экспериментальным точкам ЗБ при условии, что эти состояния не очень сильно отличаются по энергии [9].

В настоящей работе исследован генезис спектров низкотемпературной ФЛ СР GaAs/AlAs при изменении уровня возбуждения в широком диапазоне. Проанализирован характер излучательных переходов в зависимости от уровня возбуждения, обсуждена роль оптических фононов в формировании спектров излучения.

Исследованы спектры ФЛ при $T=4.2$ К шести высококачественных СР, полученных методом МЛЭ. Параметры образцов помещены в таблицу.

Параметры сверхрешеток GaAs/AlAs

Номер образца	Толщина слоя, Å		Количество периодов	Тип СР и основное состояние зоны проводимости [8]
	GaAs	AlAs		
1	30	30	100	II, X
2	20	20	150	II, X
3	22	130	30	II, X
4	34	40	75	II, X
5	60	60	30	I, Г
6	60	9	30	I, Г

Для получения низких уровней накачки в качестве источника возбуждения использовался аргоновый лазер непрерывного действия с мощностью излучения 1 Вт/см^2 ($\lambda=514 \text{ нм}$). Для достижения больших уровней возбуждения использовалась вторая гармоника излучения лазера на АИГ: Nd^{3+} ($\lambda=531 \text{ нм}$, $\tau=10 \text{ нс}$). Мощность после фокусировки составляла 10 МВт/см^2 . Для измерения спектров возбуждения фотolumинесценции (ВФЛ) использовался лазер на красителях (родамин 6G, родамин 6C), накачиваемый второй гармоникой ВИГ: Nd^{3+} лазера. В качестве спектрального прибора использовался решеточный монохроматор МДР-23, а приемником излучения служил фотоэлектронный умножитель ФЭУ-62.

2. Результаты и обсуждение

Как видно из таблицы, образцы № 1—4 принадлежат к СР II типа, а образцы № 5, 6 — к СР I типа. При низких уровнях возбуждения в СР I типа наблюдается один интенсивный пик с полушириной, равной $\sim 9 \text{ мэВ}$ (рис. 1, *г, д*). При увеличении интенсивности возбуждения на три порядка (3.5 МВт/см^2) полуширина увеличивается до $\sim 18 \text{ мэВ}$ (для СР 60/60) и до 25 мэВ (для СР 60/9), а с коротковолновой стороны от основного пика возникает довольно интенсивный хвост. Основной пик обусловлен рекомбинацией тяжелых экситонов (экситонов, состоящих из Г-электрона и тяжелой дырки) [10], а коротковолновый хвост, по-видимому, связан с горячей люминесценцией из заполненной зоны. Сублинейный характер люкс-интенсивностной характеристики линий ФЛ (рис. 1, *е*) в образцах 60/60 и 60/9 указывает на то, что при данных уровнях возбуждения не достигается состояние плазмы и рекомбинация происходит с участием связанных состояний. Это согласуется с выводами работы [10] об экситонном характере переходов в структурах с квантовыми ямами, какими являются образцы № 5 и 6, вплоть до комнатной температуры. Для отображения непрямоzonности короткопериодный СР GaAs/AlAs как в прямом, так и обратном пространстве (II тип СР) наиболее приемлема модель, сохраняющая черты модели огибающей функции и модели, рассматривающей новое образование с увеличенной элементарной ячейкой в направлении [001] с периодом, равным периоду СР. Тогда по сравнению с исходными материалами в СР уменьшается ЗБ в эквивалентном направлении k -пространства. Это уменьшение довольно значительное при рассматриваемых толщинах слоев СР. В результате происходит многократный излом кривых дисперсии на границе новой ЗБ, из-за чего X_2 — точка ЗБ исходных материалов — может проектироваться в точку Γ для СР с четным числом N монослоев в элементарной ячейке и в точку $(0, 0, 2\pi/Na)$ ЗБ, если N — нечетное число в исходных материалах. В СР, кроме X_2 -минимума зоны проводимости, имеются

X_z - и X_y -минимумы, однако последние в СР не смешиваются с Γ -минимумом, а также не совпадают по энергии с Γ -минимумом [11]. Если X_z -минимум, проектирующийся в точку Γ , — основное состояние зоны проводимости СР (за его происхождение ответственно, очевидно, X -состояние АІАs), то материал является квазипрямозонным в обратном пространстве, т. е. возможны переходы в СР без участия фонона. В случае же, если основным состоянием зоны проводимости СР являются $X_{x,y}$ -минимумы, то такая СР является непрямозонным материалом.

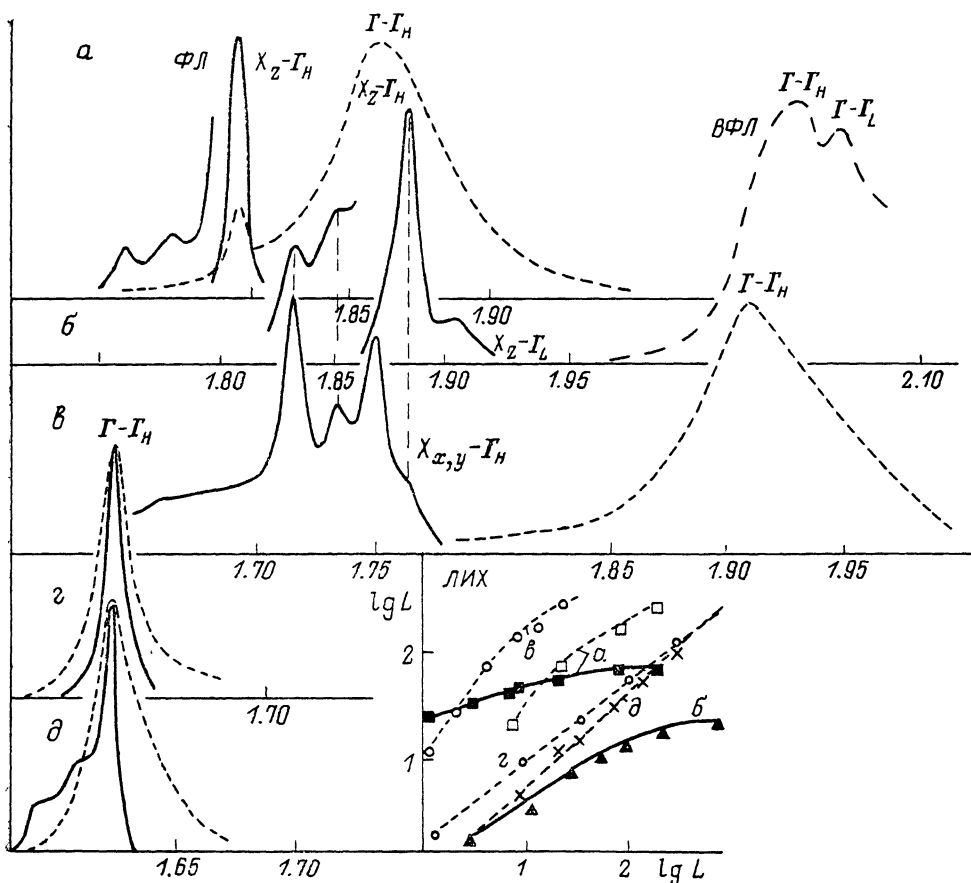


Рис. 1. Спектры ФЛ ($T=4.2$ К) СР с различными ширинами ям и барьеров, возбуждаемые аргоновым (сплошные линии) и АИГ: Nd^{3+} (штриховые линии) лазерами.

a — 30/30, $б$ — 20/20, $в$ — 22/130, $г$ — 60/60, $д$ — 60/9. Штрихпунктирная линия — спектр ВФЛ. На вставке — люкс-интенсивные характеристики линий ФЛ образцов СР. Сплошные линии соответствуют квазипрямым переходам, штриховые — прямым.

В спектрах ФЛ при низких уровнях возбуждения в образцах 30/30 и 20/20, которые являются квазипрямозонными материалами согласно классификации [11] (рис. 1, a , $б$), наблюдаются интенсивный пик, связанный с рекомбинацией электрона из X_z -минимума зоны проводимости с тяжелой дыркой, а также два его фононных повторения (с участием LO -фонона GaAs и LO -фонона AlAs) [4]. Кроме того, в спектре ФЛ образца 20/20 присутствует ранее не наблюдаемая линия, смещенная относительно интенсивного пика в коротковолновую сторону на 25 мэВ. Ее происхождение, по-видимому, связано с рекомбинацией X_z электрона с легкой дыркой. Эта идентификация согласуется с нашими данными по энергии расщепления уровней тяжелой и легкой дырок, полученными из спектров ВФЛ в этой СР. Так, в спектре ВФЛ сверхрешетки 20/20 (рис. 1, $б$) наблюдаются два пика, соответствующие прямым переходам носителей

заряда из зон тяжелых и легких дырок в точку Γ зоны проводимости GaAs.

В СР 23/130, которая является непрямозонным материалом согласно классификации [11], в спектре ФЛ наблюдаются три пика (рис. 1, в), по абсолютной интенсивности сравнимые с фоновыми повторениями для образцов 20/20 и 30/30, а также небольшой перегиб на коротковолновом крыле спектра. Этот перегиб, по-видимому, вызван запрещенным по закону сохранения импульса переходом из $X_{x,y}$ -минимумов зоны проводимости в Γ -минимум валентной зоны, а три пика, отстоящие от него на расстояния соответственно 14, 28 и 49 мэВ, обусловлены фоновыми повторениями этого перегиба [11, 12].

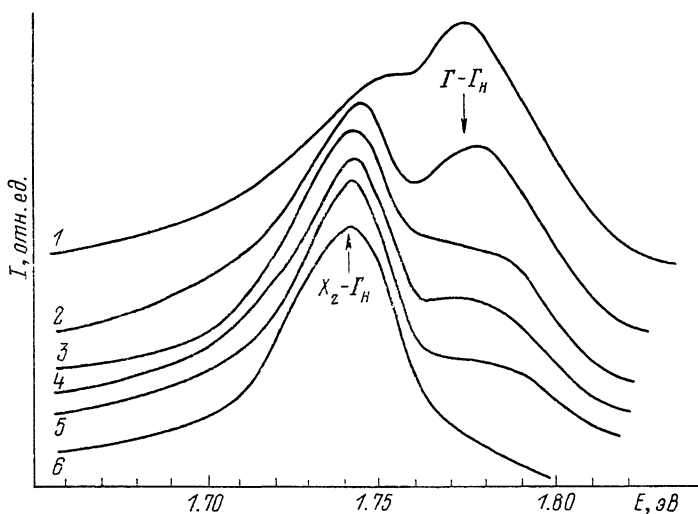


Рис. 2. Спектр ФЛ ($T=4.2$ К) СР 34/40 при различных уровнях возбуждения. $L_{\max} = 10$ МВт/см².

1 — I_0 , 2 — $0.2 I_0$, 3 — $0.1 I_0$, 4 — $0.05 I_0$, 5 — $0.01 I_0$, 6 — $0.007 I_0$.

При больших уровнях возбуждения в образцах 30/30 и 23/130 с коротковолновой стороны относительно излучения из соответственно X_z - и $X_{x,y}$ -минимумов появляется широкая полоса, которую можно объяснить излучательной рекомбинацией с участием плазмы, создаваемой в центре ЗБ. Однако линии, связанные с непрямыми переходами в образце 23/130 (рис. 1, в), при больших уровнях накачки исчезают вовсе, а линии, связанные с квазипрямыми переходами в образце 30/30 (рис. 1, а) остаются, однако существенно ослабляются относительно интенсивной плазменной полосы.

Люкс-интенсивные характеристики линий ФЛ, обусловленные излучательной рекомбинацией плазмы ($\Gamma-\Gamma_H$), в образцах 30/30 и 22/130 претерпевают переход из сверхлинейного участка в сублинейный. А в люкс-интенсивных характеристиках линий ФЛ, связанных с квазипрямыми переходами ($X_z-\Gamma_H$), в образцах 20/20 и 30/30 наблюдается переход из сублинейного участка в участок насыщения.

Образец 34/40, согласно [11], находится в непосредственной близости от перехода СР II типа—СР I типа, т. е. Γ - и X_z -минимумы его зоны проводимости расположены близко по энергии. На рис. 2 представлена динамика изменения спектра ФЛ этого образца при увеличении уровня возбуждения. Из рис. 2 видно, что увеличение уровня возбуждения приводит к перераспределению интенсивности полос в спектре ФЛ: относительная интенсивность полосы, связанной с $X-\Gamma$ переходом, падает, а относительная интенсивность полосы, связанной с более коротковолновым $\Gamma-\Gamma$ переходом, возрастает. Этот результат объясняется следующим образом. При малых уровнях накачки возбужденные в Γ -минимум но-

сители заряда в СР II типа с энергетически близкими Γ - и X_2 -минимумами быстро релаксируют в нижерасположенный X_2 -минимум, где время жизни их довольно велико (~ 10 мкс) [4, 11], в результате чего рекомбинация происходит лишь с участием состояний X_2 -минимума зоны проводимости. При увеличении уровня возбуждения происходит постепенное заполнение состояний X_2 -минимума. Энергетическое положение квазиуровня Ферми для электронов повышается, и при достижении им дна Γ -минимума зоны проводимости открывается канал чисто прямозонного перехода за счет включения в рекомбинацию состояний этого Γ -минимума.

Таким образом, в настоящей работе установлена взаимосвязь между толщиной-слоевыми параметрами образцов СР, особенностями их ФЛ-спектров и энергетической структурой электронного спектра, обусловленной прямозонным, квазипрямозонным и непрямозонным характером оптических переходов и их экситонной природой. Показано, что повышение уровня возбуждения в случае СР II типа приводит к заполнению X_2 -минимума зоны проводимости, в результате чего квазиуровень Ферми для электронов поднимается и достигает дна Γ -минимума. В итоге включается излучательная рекомбинация из Γ -минимума зоны проводимости, что приводит к появлению новой линии в спектре ФЛ.

Мы благодарим д-ра К. Плоога за предоставление образцов с различными типами СР.

Список литературы

- [1] Jiang P. C., Kelting K., Isu T., Queisser H. J., Ploog K. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 63. N 3. P. 845—852.
- [2] Ihm J. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. N 16. P. 1068—1070.
- [3] Ando T., Wakahara S., Akeru H. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 17. P. 11609—11618, 11619—11633.
- [4] Finkman E., Hwang P. M., Chang C. C. // *J. Luminescence.* 1987. V. 39. P. 57—74.
- [5] Danan G., Ettiene B., Mollot F., Paniel R., Jean-Louis A. M. et al. // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. N 12. P. 6207—6212.
- [6] Minami F., Hirata K., Era K., You T. et al. // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 36. N 5. P. 2875—2878.
- [7] Соболев В. В. Оптические фундаментальные спектры соединений группы АШВУ Кишинев: Штиинца, 1979. 286 с.
- [8] Dauson P., Moore K. J., Foxon C. T., Hooft G. W., van Hal R. P. M. // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 65. N 9. P. 3606—3609.
- [9] Cigolani R., Baldassare L., Ferrara M., Lugara M., Ploog K. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 9. P. 6101—6107.
- [10] Wiesbuch C., Miller R. C., Dingle R. et al. // *Solid St. Commun.* 1981. V. 37. N 3. P. 219—222.
- [11] Scalbert D., Cernogora J. et al. // *Solid St. Commun.* 1989. V. 70. N 10. P. 945—949.
- [12] Берча А. И., Гавриленко В. И., Корбутяк Д. В., Литовченко В. Г. // *Укр. фіз. журн.* 1990. Т. 35. № 1. С. 35—40.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
21 марта 1991 г.