

## ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ ИЗ КВАНТОВОЙ ЯМЫ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ФОТОНОСИТЕЛЕЙ

В. Я. Алешкин, З. Ф. Красильник, Д. Г. Ревин

Институт прикладной физики Российской академии наук, 603600, Нижний Новгород, Россия  
(Получена 17 февраля 1993 г. Принята к печати 9 марта 1993 г.)

Исследована фотолюминесценция из гетероструктуры с одиночной квантовой ямой в системе GaAs—In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As при больших мощностях возбуждения (до 10<sup>6</sup> Вт/см<sup>2</sup>) и высоких концентрациях фотоносителей (~ 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>). Благодаря заполнению фотоносителями состояний в квантовой яме спектр фотолюминесценции в этих условиях имеет особенности при энергиях, соответствующих оптическим переходам между несколькими подзонами размерного квантования.

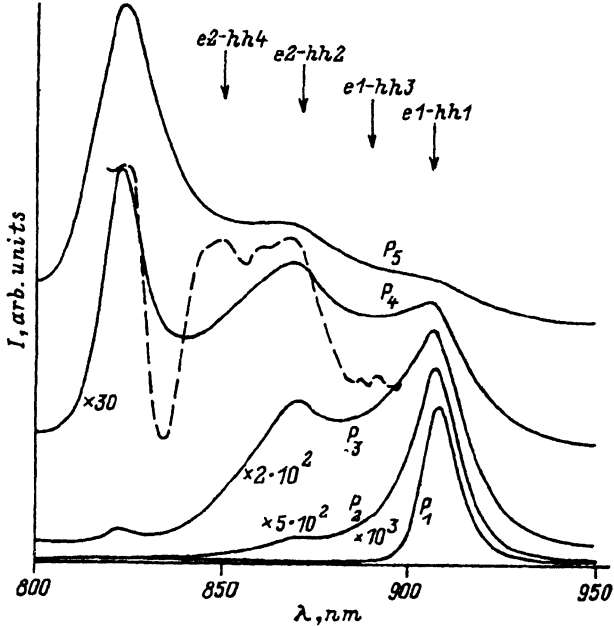
Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектры возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) — наиболее часто используемые методы изучения спектра электронов в квантовых ямах (КЯ) [1]. Обычно условия наблюдения ФЛ таковы, что концентрация фотовозбужденных носителей не превышает 10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> и они заполняют лишь небольшую часть состояний в квантовой яме. Это происходит потому, что либо используются малые мощности возбуждения ( $P < 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>), либо квантовая яма собирает фотоносители с малой окрестности вокруг себя [2–4].

При больших концентрациях фотовозбужденных носителей (~ 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>) они могут заполнять КЯ «до краев», т. е. в зоне проводимости ими могут быть заняты все состояния с энергиями, меньшими энергии дна зоны проводимости широкозонного полупроводника, образующего стенки КЯ, а в валентной — все состояния с энергией, большей энергии потолка валентной зоны широкозонного полупроводника.

В данной работе исследовалась ФЛ из квантовой ямы при больших мощностях возбуждения (от 10<sup>3</sup> до 10<sup>6</sup> Вт/см<sup>2</sup>) и при высоких концентрациях фотовозбужденных носителей. Для создания высоких концентраций фотовозбужденных носителей использовалась структура с одиночной КЯ In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As, которая эффективно собирает фотовозбужденные носители из толстых слоев окружающего ее GaAs. Проведено сравнение спектров ФЛ со спектрами ВФЛ.

Исследуемый образец, содержащий КЯ In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As толщиной 130 Å, был получен методом МОС-гидридной эпитаксии. Структура была выращена на подложке из полуизолирующего GaAs и состояла из буферного слоя GaAs толщиной 2 мкм, КЯ и верхнего слоя GaAs толщиной 0.4 мкм, легированного донорами до концентрации порядка 10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>. Согласно расчету, проведенному аналогично [5], в зоне проводимости такой КЯ присутствуют две электронные подзоны размерного квантования, а в валентной — четыре подзоны тяжелых дырок. Расчет проводился без учета заряда КЯ. Из-за рассогласования постоянных решетки GaAs и материала КЯ решетка в КЯ упруго деформирована и уровни легких дырок вытолкнуты из ямы.

Для возбуждения ФЛ использовался импульсный лазер ЛТИ-404 ( $\lambda = 532$  нм) с длительностью импульса 0.1 мкс, частотой повторения 10 Гц и пиковой выходной мощностью порядка 10<sup>6</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Мощность излучения изменялась



Спектры фотолюминесценции при разных мощностях возбуждения (сплошные линии) и спектр возбуждения фотолюминесценции (штриховая) из одиночной квантовой ямы шириной 130 Å в системе GaAs—In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As. *I* — интенсивность фотолюминесценции.

нейтральными светофильтрами. Сигнал ФЛ пропусклся через монохроматор МДР-23 и детектировался с помощью охлаждаемого фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62. Для увеличения отношения сигнал / шум после ФЭУ-62 использовался строб-интегратор с синхронизацией от импульса лазера. Спектры ФЛ обрабатывались на ЭВМ. Спектральное разрешение составляло 5.2 нм.

В качестве перестраиваемого источника при измерении спектров ВФЛ применялся твердотельный перестраиваемый лазер с активным элементом Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : Ti<sup>3+</sup> и накачкой от ЛТИ-404. Исследования проводились при температуре 4.2 К.

На рисунке приведены спектры ФЛ из КЯ для 5 мощностей возбуждения ( $P_1 = 10^3$ ,  $P_2 = 5 \cdot 10^3$ ,  $P_3 = 2 \cdot 10^4$ ,  $P_4 = 10^5$ ,  $P_5 = 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) и спектр ВФЛ. Длины волн, полученные расчетом для переходов между различными уровнями размерного квантования, показаны на рисунке стрелками. Напомним, что в симметричных КЯ запрещены переходы с изменением четности номера зоны [6], например переход  $e1-hh1$ .

При мощности возбуждения  $P_1$  заполнение состояний КЯ фотоносителями малό и в спектре ФЛ имеется максимум, соответствующий переходам электронов с квазиимпульсами, близкими к нулю, между ближайшими подзонами размерного квантования в валентной зоне и зоне проводимости (переход  $e1-hh1$ ). С увеличением мощности возбуждения ( $P_2$ ) линия ФЛ уширяется и максимум ее смещается в коротковолновую область из-за увеличения числа фотоносителей в КЯ (аналогично эффекту Бурштейна—Мосса), а также появляется особенность в области перехода  $e2-hh2$ . При мощности возбуждения  $P_3$  в спектре ФЛ наблюдается хорошо выраженный максимум, связанный с переходами между вторыми подзонами размерного квантования электронов и тяжелых дырок (переход  $e2-hh2$ ): При дальнейшем увеличении мощности возбуждения ( $P_4$ ,  $P_5$ ) характер ФЛ из КЯ слабо изменяется (так как не меняется число заполненных состояний в ней), но возрастает интенсивность

линии ФЛ из GaAs. Отметим, что спектр ФЛ в области длин волн между переходами  $e1-hh1$  и  $e2-hh2$  при мощностях возбуждения, больших  $P_4$ , становится плоским (см. рисунок), что, по нашему мнению, означает полное заполнение состояний в первых подзонах размерного квантования до энергий, соответствующих следующим подзонам.

Спектр ВФЛ изображен на рисунке пунктиром. Из сравнения спектров на этом рисунке видно, что положения особенностей на спектрах ФЛ и ВФЛ, соответствующих переходу  $e2-hh2$ , практически совпадают. Еще одна особенность, наблюдаемая в спектре ВФЛ, по-видимому, связана с переходом  $e2-hh4$ .

Обсудим физические процессы, происходящие при фотолюминесценции из КЯ в случае высокого уровня возбуждения. Заметим, что длительность импульса возбуждения много больше времени жизни фотоносителей в КЯ и объеме полупроводника.

Фотоносители, рожденные в верхнем слое GaAs, в первый момент времени после включения импульса возбуждения разделяются вблизи поверхности электрическим полем, обусловленным заряженными состояниями на поверхности GaAs. После того как носители полностью экранируют поверхностное электрическое поле, энергетические зоны вблизи поверхности выпрямляются и происходит амбиполярная диффузия. На длине волны 532 нм коэффициент поглощения в GaAs  $\alpha \approx 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  [7], поэтому более 99% фотонов поглощается в верхнем слое GaAs толщиной 0.4 мкм. Время пролета (или диффузии) фотоносителей в этом слое порядка  $10^{-11}$ — $10^{-10}$  с, что меньше времени жизни, следовательно, практически все фотоносители диффундируют к КЯ и быстро захватываются в нее с испусканием полярного оптического фонона [8].

При мощности возбуждения  $10^6 \text{ Вт/см}^2$  генерируется порядка  $10^{24}$  электронно-дырочных пар в 1 с на  $1 \text{ см}^2$ . Если время жизни порядка  $10^{-9}$  с, то поверхностная концентрация фотоносителей составляет  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ , что более чем на порядок превышает число электронных состояний в квантовой яме. Очевидно, при таких мощностях должна доминировать ФЛ из GaAs, что и наблюдалось в эксперименте.

В отсутствие оптической накачки заряд КЯ определяется легированием структуры и глубиной ямы [9], и в нашем случае он отрицателен. При захвате фотоносителей в КЯ, заряд ее определяется разницей вероятностей захвата электронов и дырок. Если вероятность захвата ямой дырки больше, чем электрона, то КЯ заряжается положительно и около нее образуется потенциальный барьер для дырок и потенциальная яма для электронов, т. е. возникающий потенциал КЯ стремится выравнять темпы захвата электронов и дырок. Этот процесс происходит до тех пор, пока не заполнится наименее «емкая» из зон размерного квантования КЯ, т. е. та, в которой число электронных состояний до края соответствующей зоны широкозонного полупроводника наименьшее. После этого происходит заполнение подзон размерного квантования в более емкой зоне КЯ, в результате чего КЯ заряжается и около нее образуется соответствующий потенциальный рельеф. В нашем случае разница поверхностных концентраций электронов и дырок в КЯ, по-видимому, не превосходила величины порядка  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , иначе бы из-за эффекта Штарка положения переходов  $e1-hh1$  и  $e2-hh2$  в спектрах ФЛ и ВФЛ не совпадали.

В силу того что эффективная масса тяжелых дырок  $m_{hh}$  в исследуемой КЯ больше эффективной массы электронов  $m_c$  [9] ( $m_{hh} \approx 0.12m_0$ ,  $m_c \approx 0.067m_0$ ;  $m_0$  — масса свободного электрона), валентная зона ее более емкая, чем зона проводимости. Поэтому сильно возбужденная квантовая яма заряжена положительно, так что около нее образуется потенциальный барьер для дырок и потенциальная яма для электронов. Заряд квантовой ямы может приводить к ограничению числа дырок, захватываемых КЯ и, как следствие, к незаполнению дырочных уровней, расположенных близко к краю валентной зоны широкозонного

полупроводника. Этим можно объяснить отсутствие в спектре ФЛ особенностей, связанных с переходами  $e2-hh4$  и  $e1-hh3$ .

В поле мощной накачки возможно влияние разогрева фотоносителей на ФЛ из КЯ. Разогрев, как и заполнение состояний, приводит к уширению спектра люминесценции. Температуру электронного газа  $T$  в КЯ можно оценить из наклона коротковолнового крыла люминесценции [ $I \sim \exp(\hbar\omega/kT)$ ]. Определенная таким способом температура фотоносителей в КЯ составила 50 К при  $P_1$ , 105 К при  $P_2$ , 200 К при  $P_3$  (при  $P_4$  и  $P_5$  сильная линия ФЛ из GaAs искажает вид линии ФЛ из КЯ, что затрудняет определение температуры), а в слое GaAs — 60 К при  $P_3$ , 100 К при  $P_4$ , 190 К при  $P_5$ . Масштаб изменения функции распределения в КЯ за счет температуры существенно меньше наблюдаемой ширины линии ФЛ и поэтому уширение спектра ФЛ при больших мощностях возбуждения связано именно с заполнением КЯ фотоносителями, а не с их разогревом.

Отметим, что при высоких концентрациях носителей заряда в электронно-дырочной плазме начинают проявляться многочастичные эффекты, приводящие, в частности, к уменьшению ширины запрещенной зоны в квантовой яме [<sup>10</sup>]. Согласно [<sup>2-4</sup>], изменение ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$  составляет около 0.1 эВ при концентрации  $\sim 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. В этих работах, так же как и у нас, длинноволновый сдвиг не замечен визуально из-за уширения спектра ФЛ с ростом мощности возбуждения. Величина  $\Delta E_g$  может быть определена путем сравнения экспериментальной и теоретической зависимостей интенсивности фотолюминесценции от длины волны [<sup>2-4</sup>]. Однако выполнение соответствующих расчетов выходит за рамки данной работы, и величина  $\Delta E_g$  нами не определялась.

Таким образом, спектры ФЛ из сильно возбужденной квантовой ямы, так же как и спектры ВФЛ, позволяют наблюдать оптические переходы между несколькими подзонами размерного квантования.

Авторы благодарны Б. Н. Звонкову за предоставление образцов и полезные обсуждения и Р. А. Ахмеджанову за помощь в запуске импульсного лазера.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M. A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., 70, N 2, 1 (1991).
- [2] G. Trancle, E. Lach, A. Forchel, F. Scholz. Phys. Rev. B, 36, 6712 (1987).
- [3] G. Bongiovanni, J. L. Staehly. Phys. Rev. B, 39, 8359 (1989).
- [4] E. Lach, G. Lehr, A. Forchell, K. Ploog, G. Weimann. Surf. Sci., 228, 168 (1990).
- [5] J. Bastard. Phys. Rev. B, 25, 7584 (1982).
- [6] А. Я. Шик. Письма ЖТФ, 5, 869 (1979).
- [7] D. D. Sell, H. C. Casey. J. Appl. Phys., 45, 800 (1974).
- [8] А. В. Браславец, К. С. Журавлев, Н. Т. Мошегов, А. И. Торопов, С. И. Стенин. Письма ЖТФ, 53, 96 (1991).
- [9] В. Я. Алешкин, А. А. Костин, Ю. А. Романов. ФТП, 26, 318 (1992).
- [10] S. Schmitt-Rink, C. Ell, S. W. Koch et al. Sol. St. Commun., 52, 123 (1984).

Редактор Л. В. Шаронова