

Фотолюминесценция квантовых точек InAs, выращенных на разориентированных подложках GaAs

© Г.В. Астахов[†], В.П. Кочерешко, Д.Г. Васильев, В.П. Евтихийев, В.Е. Токранов, И.В. Кудряшов, Г.В. Михайлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 марта 1999 г. Принята к печати 2 марта 1999 г.)

Исследованы спектры фотолюминесценции во внешнем магнитном поле ансамбля квантовых точек InAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке (001) GaAs, разориентированной в направлении [010]. Наблюдалось перераспределение фотовозбужденных носителей между различными группами точек под действием магнитного поля. Из анализа полученных зависимостей определена концентрация квантовых точек.

1. Введение

В последнее время интересы исследователей все больше сосредотачиваются на исследовании структур с квантовыми точками и квантовыми нитями. Квантовые точки (КТ), реализуя предельный случай размерного квантования носителей, весьма интересны для фундаментальных исследований. Так как идеальные КТ обладают линейчатым излучательным спектром, они также являются перспективными и для создания низкопороговых полупроводниковых лазеров. Одной из основных задач технологии КТ является получение однородного массива точек высокой плотности [1]. Решение этой задачи достигается при использовании эффектов самоорганизации [2]. Однако с ростом концентрации КТ наблюдаются эффекты коалесценции, когда соседние КТ сливаются в одну. Это снижает эффективность фотолюминесценции (ФЛ), так как в таких системах КТ образуются дислокации и они становятся центрами безызлучательной рекомбинации.

С целью повышения плотности и однородности массива КТ была разработана методика выращивания КТ InAs с использованием разориентированных в направлении [010] подложек (001) GaAs [3]. На таких поверхностях возникают ступени с направлениями [110] и $[\bar{1}10]$. Пересечение этих ступеней создает сеть террас, состоящих из последовательных уширений и сужений, ограниченных ступенями со всех сторон. КТ, выращенные на таких поверхностях, располагаются преимущественно в уширениях террас (рис. 1).

2. Эксперимент

В работе исследовались образцы с InAs-КТ, выращенными на разориентированных GaAs-подложках (угол разориентации составляет 4°) с использованием эффектов самоорганизации. Спектр фотолюминесценции КТ приведен на рис. 2. Эксперимент проводился при температуре 1.6 К, ФЛ возбуждалась излучением He-Ne-лазера

интенсивностью 1 Вт/см^2 . В спектре выделяются два неоднородно уширенных контура ФЛ, каждый из которых имеет гауссову форму. Максимумы этих контуров смещены друг относительно друга на величину $\sim 100 \text{ мэВ}$. Подробный анализ контура линий ФЛ представлен в работе [4]. Наличие двух пиков ФЛ связано с существованием двух массивов КТ. Средний размер КТ в этих массивах отличается на $\sim 15\%$. Один массив, КТ-1, связан с точками, выросшими в углах террас (позиция 1 на рис. 1). Другой массив, КТ-2, связан с точками, спонтанно образовавшимися на плоских участках террас (позиция 2 на рис. 1). Из-за облегченных условий роста и частичной релаксации напряжения в точках на границе с другой террасой [3] средний размер КТ-1 больше

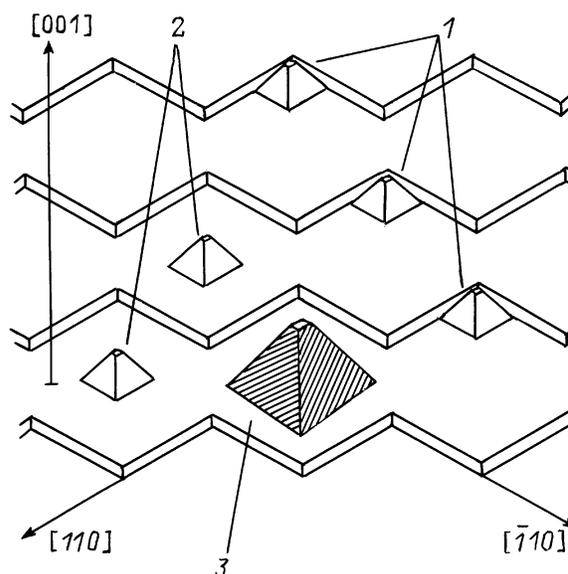


Рис. 1. Схема структуры с квантовыми точками InAs (пирамидки), выращенными на подложке (001) GaAs, разориентированной в направлении [010]. Показаны три возможных типа квантовых точек. 1 и 2 соответствуют квантовым точкам, расположенным соответственно в углах и центрах террас, 3 соответствует квантовым точкам, образовавшимся в результате коалесценции.

[†] E-mail: George.Astakhov@pop.ioffe.rssi.ru

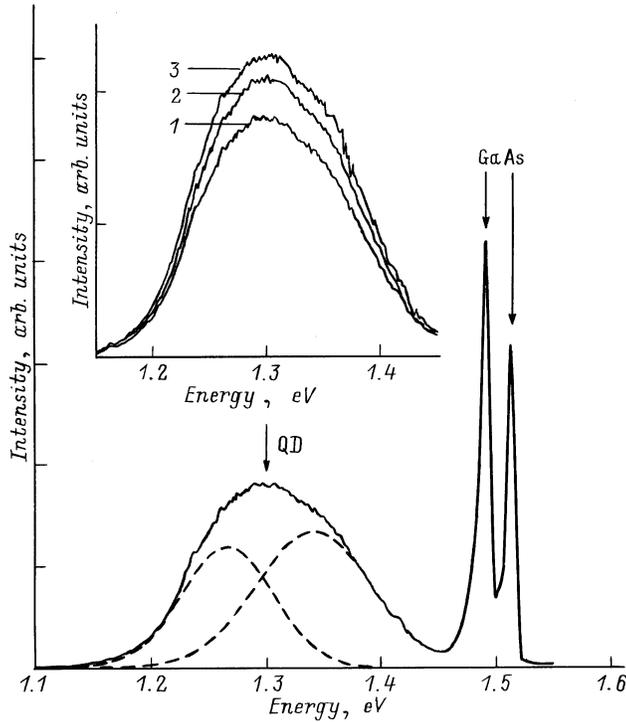


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции квантовых точек (QD) в нулевом магнитном поле. Штриховые линии — два гауссовых контура, которыми аппроксимировался спектр фотолюминесценции. Узкие линии с энергией ~ 1.5 эВ соответствуют экситонной рекомбинации в объемном GaAs. На вставке — спектры фотолюминесценции квантовых точек в магнитном поле $B = 0$ (1), 0.9 (2), 2 Тл (3).

среднего размера КТ-2. Следовательно, максимум ФЛ массива КТ-1 расположен ниже по энергии максимума ФЛ массива КТ-2. Сравнение интегральных интенсивностей ФЛ массивов КТ-1 и КТ-2 позволяет оценить относительное число квантовых точек, выросших в углах и центрах террас: в данных образцах $n_1/n_2 \approx 1$.

Во внешнем магнитном поле наблюдается заметное увеличение интенсивности фотолюминесценции КТ (см. вставку к рис. 2). Такое поведение связано с наличием другого типа квантовых точек, КТ-3, (позиция 3 на рис. 1) которые образуются в результате коалесценции КТ-1 и КТ-2. КТ-3 не вносят вклад в ФЛ из-за сильной безызлучательной рекомбинации фотоносителей вследствие развития в них дислокаций. Мы предполагаем, что в магнитном поле происходит подавление захвата фоторожденных носителей в КТ-3 и, следовательно, увеличивается интенсивность ФЛ. Действие магнитного поля на интенсивность ФЛ объясняется следующим образом. Обозначим через $n_{1,2} = n_1 + n_2$ суммарную концентрацию КТ-1 и КТ-2, а через n_3 концентрацию КТ-3. Предположим, что вероятность захвата в КТ пропорциональна ее площади. Средние размеры КТ-1 и КТ-2 различаются всего на 15% и по порядку величины равны 150 \AA . В этом случае можно считать,

что вероятности захвата в КТ-1 и КТ-2 приблизительно равны: $\omega_2 \approx \omega_1 = \omega_{1,2}$. Размеры КТ-3 ограничены размером террас. Для угла разориентации 4° размер террас составляет 300 \AA [3], и вероятность захвата в КТ-3 (ω_3) иная. Отсюда $\omega = \omega_3/\omega_{1,2} \approx 4$.

В стационарных условиях ФЛ определяется степенью захвата (долей фоторожденных носителей, захваченных в КТ-1 и КТ-2)

$$\chi_0 = \frac{n_{1,2}\omega_{1,2}}{n_{1,2}\omega_{1,2} + n_3\omega_3}. \quad (1)$$

Во внешнем магнитном поле B фотоносители локализованы в области, размер которой порядка магнитной длины L ($L^2 = \hbar c/eB$). В сильном магнитном поле $1/\pi L^2 \gg n_1 + n_2 + n_3$ ($B \gg B_0 = \pi \hbar c(n_1 + n_2 + n_3)/e$) фотоносители захватываются на ближайшую КТ. В этом случае захват фотоносителей определяется только концентрацией КТ и степень захвата равна

$$\chi_\infty = \frac{n_{1,2}}{n_{1,2} + n_3}. \quad (2)$$

Сравнивая формулы (1) и (2), находим

$$\frac{\chi_\infty}{\chi_0} = \frac{1 + \omega n_3/n_{1,2}}{1 + n_3/n_{1,2}}. \quad (3)$$

Для $\omega > 1$ наблюдается увеличение интенсивности фотолюминесценции КТ в магнитном поле, а для $\omega < 1$ уменьшение.

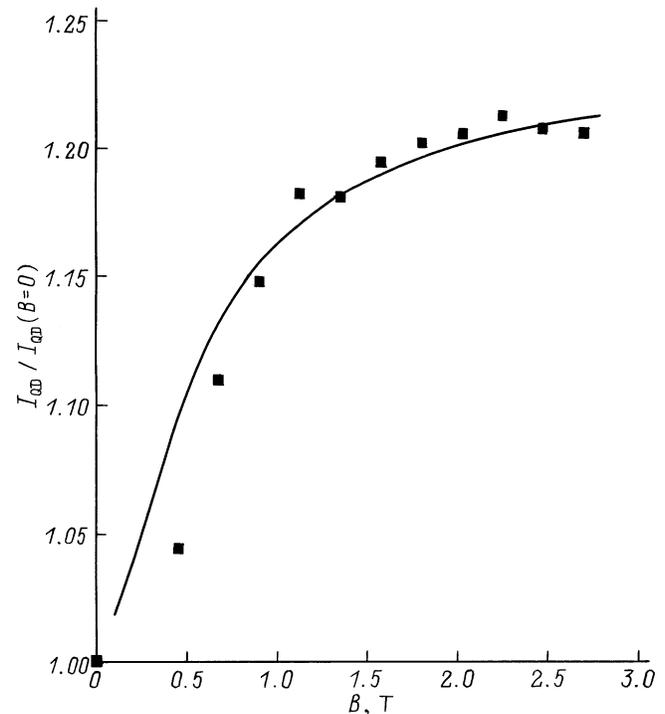


Рис. 3. Относительное изменение интенсивности фотолюминесценции квантовых точек в магнитном поле $I_{QD}/I_{QD}(B=0)$. Точки — эксперимент, линии — расчет по формуле (12).

На рис. 3 показана зависимость интенсивности фотолюминесценции КТ от магнитного поля, нормированная на интенсивность в нулевом магнитном поле. Можно выделить две характерные области. При $B < 2$ Тл интенсивность ФЛ возрастает с ростом магнитного поля. При $B > 2$ Тл зависимость интенсивности ФЛ выходит на насыщение, превышая в 1.2 раза интенсивность фотолюминесценции КТ при $B = 0$. Из представленной зависимости можно оценить характерное магнитное поле $B_0 \approx 1$ Тл и определить полную концентрацию КТ: $n_1 + n_2 + n_3 = eB_0/\pi\hbar c \approx 10^{11}$ см $^{-2}$. Найденное значение концентрации согласуется со значением, определенным ранее методом атомно-силовой микроскопии в аналогичных структурах.

3. Теория. Обсуждение результатов

По аналогии с работой [5] долю фотоносителей, захваченных в КТ i -го типа ($i = 1, 2, 3$), можно записать как

$$J_i \sim n_i \Gamma_i^{(0)}, \quad (4)$$

где $\Gamma_i^{(0)}$ — скорость генерации частиц в КТ соответствующего типа. Тогда степень захвата есть

$$\chi = \frac{n_{1,2} \Gamma_{1,2}^{(0)}}{n_{1,2} \Gamma_{1,2}^{(0)} + n_3 \Gamma_3^{(0)}}, \quad (5)$$

и относительное изменение интенсивности в магнитном поле запишется как

$$\frac{I_{QD}}{I_{QD}(B=0)} = (1 + \omega n_3/n_{1,2}) \frac{n_{1,2} \Gamma_{1,2}^{(0)}}{n_{1,2} \Gamma_{1,2}^{(0)} + n_3 \Gamma_3^{(0)}}. \quad (6)$$

В случае малых интенсивностей возбуждения, когда можно пренебречь заполнением КТ, скорость генерации определяется выражением [5,6]

$$\Gamma_i^{(0)} = \int_0^\infty dr 2\pi r \Omega_i(r) T[\Omega_i(r)]. \quad (7)$$

Здесь $\Omega_i(r)$ — темп захвата частицы в КТ i -го типа, расположенных на расстоянии r , а $T[\alpha]$ — среднее время жизни частицы, вероятность захвата которой в заведомо доступные КТ равна α [6],

$$T[\alpha] = \int_0^\infty dt \exp \left\{ -\alpha t - \sum_i \int dr 2\pi r n_i [1 - e^{-\Omega_i(r)t}] \right\}. \quad (8)$$

Во внешнем магнитном поле фотоносители локализованы в плоскости системы с волновой функцией

$$\varphi_0^2(r) = \frac{1}{\pi L^2} \exp \left(-\frac{r^2}{L^2} \right). \quad (9)$$

В этом случае темп захвата частицы дается выражением

$$\Omega_i(r) = \varphi_0^2(r) \omega_i. \quad (10)$$

Последовательная постановка выражений (7)–(10) в (6) позволяет найти относительное изменение ФЛ в магнитном поле. Итоговое выражение получается громоздким и неприемлемым для анализа. Для упрощения предлагается приближенно записать волновую функцию в магнитном поле через функцию Хевисайда:

$$\varphi_0^2(r) \approx \frac{1}{\pi L^2} h(L-r). \quad (11)$$

Тогда после последовательных подстановок получаем следующее выражение для скорости генерации:

$$\begin{aligned} n_{1,2} \Gamma_{1,2}^{(0)} &= \frac{B_{01} + B_{02}}{B} e^{-B_0/B} \\ &\times \int_0^1 dq \exp \left(\frac{B_{01} + B_{02}}{B} q + \frac{B_{03}}{B} q^\omega \right), \\ n_3 \Gamma_3^{(0)} &= \frac{B_{03}}{B} e^{-B_0/B} \\ &\times \int_0^1 dq \exp \left(\frac{B_{01} + B_{02}}{B} q^{1/\omega} + \frac{B_{03}}{B} q \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где $B_{0i} = \pi\hbar c n_i/e$. Подставляя выражение (12) в (6), получим относительное изменение интенсивности фотолюминесценции КТ как функцию магнитного поля.

Расчет интенсивности ФЛ с использованием формул (6) и (12) представлен на рис. 3. Наилучшее согласие с экспериментом достигается при значениях $B_{01} + B_{02} = 2$ Тл и $B_{03} = 0.18$ Тл, что соответствует концентрации $n_1 + n_2 = 10^{11}$ см $^{-2}$ и $n_3 = 9 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. Учитывая, что $n_1 \approx n_2$, находим: $n_1 = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ и $n_2 = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$.

4. Заключение

В работе показано, что в структурах с InAs-КТ, выращенными на разориентированных GaAs-подложках, возможно образование трех типов КТ (рис. 1). Доминирующим оказывается образование квантовых точек в углах террас (КТ-1) и в центрах террас (КТ-2). Возможна также коалесценция квантовых точек, расположенных на одной террасе (КТ-3). Из анализа формы линии фотолюминесценции определена относительная концентрация КТ-1 и КТ-2. Обнаружено увеличение интенсивности фотолюминесценции квантовых точек во внешнем магнитном поле. Данный эффект объясняется подавлением захвата фотоносителей в КТ-3, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации. В рамках простейшей модели рассчитана зависимость фотолюминесценции КТ от магнитного поля, которая хорошо согласуется с экспериментом. Из анализа поведения ФЛ в магнитном поле определена концентрация КТ.

Авторы благодарят РФФИ (грант № 98-02-18267) и Министерство науки РФ (программа "Физика твердых наноструктур") за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).
- [2] D. Leonard, K. Pond, P.M. Petroff. *Phys. Rev. B*, **50**, 11 687 (1994).
- [3] В.П. Евтихийев, В.Е. Токранов, А.К. Крыжановский, А.М. Бойко, Р.А. Сурис, А.Н. Титков, А. Накамура, М. Ичида. *ФТП*, **32**(7), 860 (1998).
- [4] Д.Г. Васильев, В.П. Евтихийев, В.Е. Токранов, И.В. Кудряшов, В.П. Кочерешко. *ФТТ*, **40**(5), 855 (1998).
- [5] G.V. Astakhov, A.A. Kiselev, V.P. Kocheresko, M.M. Moiseeva, A.V. Platonov. *Semicond. Sci. Technol.*, **13**(14), (1999).
- [6] А.А. Киселев. *ФТП*, **32**(5), 564 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Photoluminescence of InAs quantum dots grown on mis-orientated GaAs substrates

G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.G. Vasilyev,
V.P. Evtikhiev, V.E. Tokranov, I.V. Kudryashov,
G.V. Mikhailov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia