Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 7, с. 437 – 441 © 2011 г. 10 апреля

Оптическое детектирование электрического поля в n–i–n GaAs/AlGaAs-гетероструктуре с двойными квантовыми ямами

В. Я. Алешкин, Л. В. Гавриленко, Д. М. Гапонова[1]*, З. Ф. Красильник, Д. И. Крыжков, Д. И. Курицын, С. М. Сергеев, В. Г. Лысенко*+*, С. В. Sørensen***

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

+*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, 142432 Черноголовка, Россия*

**Nano-Science Center, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, 2100 Copenhagen Ø, Denmark*

Поступила в редакцию 2 марта 2011 г.

Оптическими методами исследовались процессы, возникающие при приложении постоянного поперечного электрического поля к n-i-n-гетероструктуре GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами и асимметричными двойными туннельно-связанными квантовыми ямами. Различие в энергиях экситонных переходов для квантовых ям разной ширины позволило соотнести наблюдавшиеся пики фотолюминесценции с каждой конкретной парой ям или одиночной квантовой ямой. По величине штарковского сдвига и расщепления экситонных линий в широком диапазоне внешнего электрического напряжения было определено локальное для каждой квантовой ямы значение электрического поля. Предложена качественная модель, объясняющая возникновение немонотонного распределения электрического поля по глубине гетероструктуры.

Штарковские расщепления и сдвиги в нелегированных одиночных и двойных квантовых ямах (КЯ) во внешнем электрическом поле F наблюдались экспериментально [1–3] и хорошо описаны теоретически [4]. Было показано, что в КЯ толщиной d состояния носителей испытывают квадратичный по полю сдвиг $\Delta E(F) = -gd^4F^2$, где g – зависящая от эффективных масс константа. В значительной части экспериментальных [5–7] и теоретических [8, 9] работ, исследующих встроенные в центральную часть p-i-n структуры одну – две КЯ, делается предположение об однородности (вдоль направления z) электрического поля в нейтральной области образца: $F = a(V - V_{bi})/d$, где $a \leq 1$ – зависящий от уровня возбуждения параметр экранирования, V_{bi} – встроенный потенциал порядка ширины запрещенной зоны E_g, деленной на заряд электрона e. Однако исследования сверхрешеток, состоящих из большого числа одинаковых КЯ, показывают, что поле может неоднородно распределяться по толщине образца, разбиваясь на домены слабого и сильного полей [10, 11], то есть возможно наличие двух или более областей с разными полями. В работе [12] показано, что в системе из 10 двойных КЯ, помещенных в смещенный в прямом направлении p^+-i-n^--переход, возникают скачкообразные изменения спектров люминесценции, зависящие от напряжения смещения V и температуры, которые могут свидетельствовать о немонотонной зависимости локального внутреннего поля $F(z)$ от приложенного внешнего напряжения V. Более детальные исследования показали [13], что когда нелегированные одиночные или двойные КЯ помещаются в p-i-n или n-i-n структуру между сильнолегированными контактными слоями, штарковские расщепления и сдвиги определяются локальными значениями электрического поля $F(z)$, которые (помимо приложенного внешнего напряжения V) зависят от перераспределения носителей заряда по различным слоям структуры. В этом случае пространственно-разделенные КЯ, помещенные в p-i-n-диод, могут оказаться в различных локальных полях [14]. Что касается нелегированных одиночных или двойных КЯ, то, как правило, предполагалось, что при низких температурах в них не содержатся носители заряда, а при оптическом возбуждении они содержат одинаковое число электронов и дырок. Авторы работы [15] показали, что из-за неконтролируемых примесей в барьерах AlGaAs даже самые совершенные КЯ GaAs/AlGaAs содержат до $\sim 10^9 \div 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ носителей заряда. Однако подсветкой лазером различной интенсивности с энергией фотонов порядка ширины запрещенной зоны AlGaAs-барьеров можно контролируемо изменять плотность и даже знак носителей, захваченных КЯ. Таким образом, надбарьерное возбуждение и внешнее напряжение V изменяют концентрации носителей заряда в КЯ и тем самым изменяют локальные электрические поля.

[1] e-mail: dmg@ipmras.ru

Номер ДКЯ	Ширина барьерных слоев AlAs d_1, d_2, нм	Ширина 1 КЯ GaAs (QW_1), нм	Ширина 2 КЯ GaAs (QW_2), нм	Ширина внутреннего барьера AlAs d, нм
1	1.1	6.5	6.2	3.4
2	1.1	7.6	7.3	2.8
3	1.1	8.8	8.5	2.3
4	1.1	10.2	9.0	1.7
5	1.1	12.4	12.1	1.1

С учетом приведенных выше рассуждений кажется логичным использовать штарковские сдвиги и расщепления в качестве метода измерения пространственного распределения плотностей носителей заряда либо локального поля в p-i-n- и n-i-n-структурах, а также контролируемо их изменять надбарьерной подсветкой и/или внешним напряжением. Эффект Штарка в одиночных или многослойных КЯ позволяет определить модуль электрического поля, но не его знак. Обнаруженная в [16] реакция сверхрешеток на изменение внешней разности потенциалов V подтверждает неоднородность распределения поля внутри структуры, но не позволяет однозначно связать поле F с координатой z. Замена одинаковых КЯ на последовательность одиночных или двойных КЯ со слегка различными толщинами позволила бы связать их спектры излучения и штарковские сдвиги с их координатами.

Исследовавшаяся GaAs/Al(Ga)As n-i-n-гетероструктура (ГС) содержала пять двойных туннельно-связанных квантовых ям (ДКЯ) GaAs/AlAs/GaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной 30 нм. Схематически потенциальный профиль зоны проводимости изображен на рис. 1. На вставке приведена пара туннельно-связанных КЯ. Параметры ДКЯ и барьеров между ними собраны в таблице. Структура выращивалась на легированной GaAs(001) подложке n-типа (концентрация легирующей примеси Si составляла $10^{18}\,см^{-3}$) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На структуре литографическим способом были изготовлены мезы размером $1 \times 1\,мм^2$. К буферному слою и легированному слою на верхней части мезы были выполнены металлические контакты, имеющие на поверхности образца вид кольца. Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились при возбуждении Ti-сапфировым лазером с длительностью импульса < 100 фс и частотой повторения 80 МГц. Длина волны лазера изменялась в пределах $730 \div 740$ нм, то есть не возбуждала носителей в AlGaAs барьерах. Интенсивность возбуждения изменялась от 0.1 до 5 мВт. Для изменения концентрации нескомпенсированных носителей в отдельных экспериментах использовалась дополнительная постоянная подсветка излучением с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ барьеров [15]. Для приложения внешнего электрического напряжения использовался источник постоянного напряжения в режиме ограничения по току (до 5 мкА), что позволило изменять прикладываемое к образцу напряжение от -4.9 до $+7.5$ В в зависимости от мощности возбуждения и температуры образца (положительным выбрано напряжение, при котором потенциал подложки выше потенциала поверхности). Регистрация спектров ФЛ производилась при помощи автоматизированного ре-

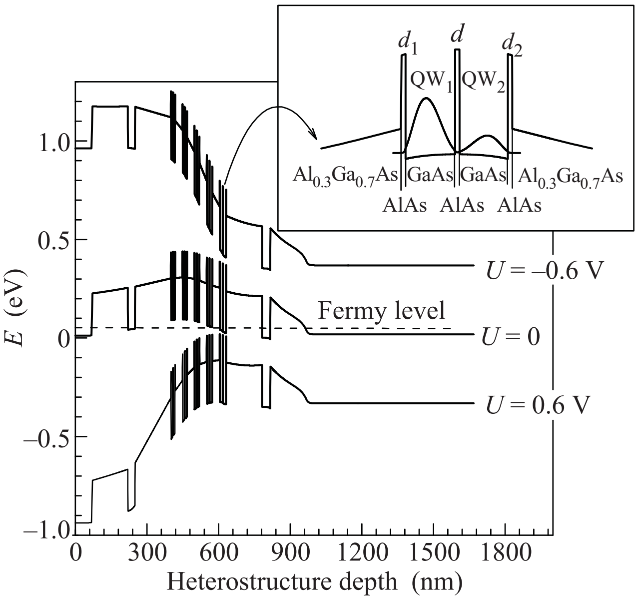

Рис. 1. Схематическое изображение порядка следования слоев и профиль дна зоны проводимости по глубине n-i-n GaAs/Al(Ga)As-гетероструктуры с пятью двойными туннельно- связанными и двумя одиночными квантовыми ямами. Кривые, отвечающие различным значениям приложенного электрического напряжения, сдвинуты друг относительно друга. На вставке схематически изображена ДКЯ. Параметры ДКЯ (QW_1, QW_2, d, d_1 и d_2) приведены в таблице. Расчет зонной структуры выполнен с помощью программы TiberCAD (www.TiberCAD.org) для $T = 300$ К

шеточного спектрометра с базой 0.5 м, оснащенного CCD-камерой Spec-10:256E с разрешением 0.5 нм. Измерения проводились в диапазоне температур от 4 до 77 К.

Серия спектров ФЛ, полученных при изменении внешнего электрического напряжения от -4.9 до $+6.7$ В с шагом 0.1 В при возбуждении $\lambda = 740$ нм и температуре $T = 10$ К приведена на рис. 2. Мощность

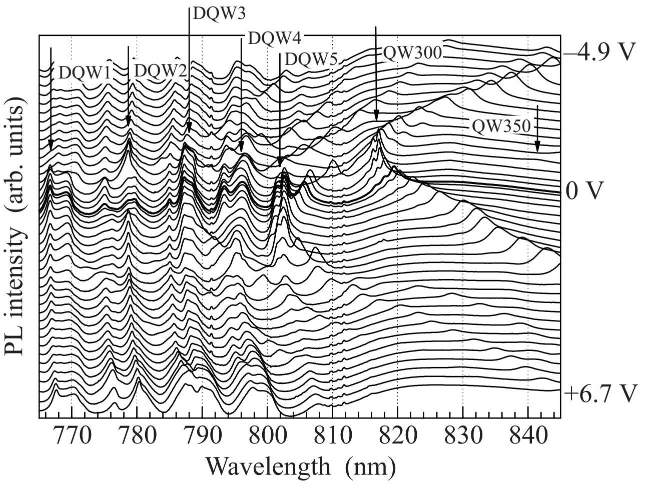

Рис. 2. Серия спектров ФЛ, полученных при изменении внешнего напряжения от $+6.7$ до -4.9 В с шагом 0.1 В. Оптическое возбуждение $\lambda = 740$ нм, мощность 0.5 мВт. Жирной линией выделен спектр, полученный без приложения внешнего электрического напряжения. Температура измерений 10 К. Вертикальными стрелками отмечены области, относящиеся к оптическим переходам в одиночных и двойных КЯ. Для удобства чтения спектры сдвинуты друг относительно друга

возбуждения составляла 0.5 мВт (1.5 Вт/см^2). Жирной линией $U = 0$ В выделен спектр, полученный без приложения внешнего электрического напряжения. В спектрах ФЛ в области 815÷820 нм наблюдаются линии, сверхлинейно смещающиеся в длинноволновую сторону при увеличении абсолютного значения напряжения. Данные пики обусловлены экситонными переходами с участием легкой и тяжелой дырок в КЯ шириной 300 Å (QW300), лежащей вблизи поверхности структуры. Наиболее коротковолновое положение линий QW300 (817.1 и 816.2 нм) соответствует нулевому значению локального электрического поля и достигается при приложении напряжения -0.5 В. Зависимость положения линий QW300 от электрического поля квадратичная для малых значений поля, что соответствует хорошо известному эффекту Штарка [2]. На рис. 3 приведены результаты численного моделирования зависимости энергии межзонных переходов электронов и дырок в исследуемых

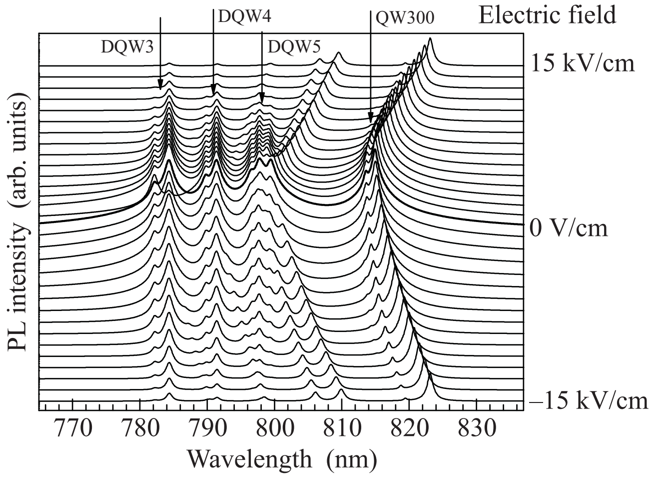

Рис. 3. Результаты численного моделирования положения линий ФЛ в зависимости от электрического поля для КЯ шириной 300 Å (QW300) и ДКЯ с параметрами, указанными в таблице. Электрическое поле изменялось от -15 до $+15$ кВ/см. Поле считалось не зависящим от поперечной координаты. Жирной линией выделен спектр, соответствующий нулевому электрическому полю

КЯ в однородном электрическом поле. Положение линии определялось как разность между энергиями электронного и дырочного уровней в КЯ минус энергия связи экситона в КЯ. Пики описывались лоренцевскими линиями с полушириной, соответствующей $T = 10$ К. Амплитуды пиков определялись с учетом интегралов перекрытия волновых функций и больцмановской равновесной заселенности уровней в КЯ для $T = 10$ К. Жирной линией выделены спектры для нулевого значения электрического поля. Из сравнения экспериментальных спектров и модельных расчетов видно, что в структуре присутствует встроенное электрическое поле. Увеличение модуля приложенного напряжения приводит к уширению всех линий.

Другая одиночная КЯ шириной 350 Å (QW350) находится вблизи толстого сильно легированного слоя n-AlGaAs и содержит электроны с планарной концентрацией примерно $7 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ (эта величина рассчитана в отсутствие внешнего напряжения). Встроенное электрическое поле в этой области неоднородно и в среднем больше, чем в других областях. В большинстве экспериментов при $U \sim 2$ В был виден слабый двойной пик с максимумами 817.2 и 817.9 нм, который отвечает рекомбинации в QW350 с участием легкой и тяжелой дырок при наилучшей компенсации встроенного поля внешним. Из рис. 2 видно, что нулевому (в среднем) локальному электрическому полю в QW350 соответствует большее, чем для QW300, значение приложенного напряжения. Вертикальной линией QW350 в области 840 нм отмечен пик, связанный с оптическими переходами в КЯ шириной 350 Å для напряжений в интервале $-0.7 \div -1.2$ В, смещенный вследствие эффекта Штарка. Внешнее напряжение одной и той же величины и знака приводит к противоположному по длине волны сдвигу линий QW300 и QW350. Значит, среднее встроенное электрическое поле имеет разный знак в локальной области той или иной ямы, расположенных по разные стороны i-области. Моделирование распределения электрического потенциала по глубине гетероструктуры, приведенное на рис. 1, также показывает, что при существующем профиле легирования наиболее сильное изменение потенциала приходится на области широких одиночных КЯ, расположенных вблизи толстых сильно легированных слоев.

Стрелками DQW1, DQW2, DQW3, DQW4 и DQW5 на рис. 2 отмечены области, относящиеся к переходам в двойных КЯ. Значения ширин ям и барьеров между ними изменяются от пары туннельно-связанных ям к паре, соответственно изменяются энергии оптических межзонных переходов в них и положения линий в спектрах ФЛ. Это позволяет связать линии в спектрах с конкретной КЯ, а ее положение по глубине образца известно. Так, ближе к подложке расположена DQW5 с пиком ФЛ в области 802.5 нм, а DQW1 (линия в области 766.7 нм) находится ближе к поверхности образца. Рассмотрим эволюцию линии DQW5 (линии, соответствующие остальным ДКЯ ведут себя аналогично). В интервале напряжений $0.5 \div 1.8$ В наблюдается двойной пик с максимумами 801.5 и 802.5 нм, обусловленный прямыми экситонными переходами в ДКЯ (рис. 2).

В поперечном электрическом поле F_z в двойных туннельно-связанных КЯ, кроме прямых экситонов (внутриямных, X_D), возникают еще и пространственно непрямые (межъямные, X_I) экситоны [5]. Когда энергия межъямного экситонного переходов E_I в электрическом поле становится меньше наименьшей энергии внутриямного экситонного перехода E_D, в спектрах наблюдается отщепление линии ФЛ непрямого экситона от двух линий прямых экситонов в данной ДКЯ (рис. 2). Для DQW5 отщепление линии непрямого экситона X_I происходит при напряжениях $+1.8$ и $+0.5$ В. При этом происходит длинноволновый линейный сдвиг и уширение линии X_I, изменение амплитуды данной линии мало. Сдвиг большей частью обусловлен относительным движением электронных и дырочных уровней в туннельно-связанных КЯ при увеличении поля. При слабой туннельной связи КЯ изменение энергии непрямого экситонного перехода $\Delta E(F_z)$ в слабых электрических полях может быть описано линейной зависимостью:

$$\Delta E(F_z) = \Delta E(0) + eF_z(\frac{1}{2}(W_1 + W_2) + W_b),$$

где W_1,W_2 и W_b – ширины первой, второй КЯ и барьера между ними, соответственно. Кроме того, положение линии ФЛ прямого экситонного перехода X_D квадратично зависит от поля [4, 17], но величина такого сдвига растет с увеличением ширины КЯ, поэтому сдвиг линии X_D для DQW1-DQW5 значительно меньше, чем для одиночных ям.

Приведенные экспериментальные результаты однозначно свидетельствуют о том, что в n-i-n-гетероструктуре присутствует сильное неоднородное встроенное электрическое поле. Из рис. 2 видно, что расщепление и последующий сдвиг линий происходит при разном напряжении для разных КЯ, например, при напряжении 2 В линия ФЛ QW300 уже сдвинута достаточно далеко, QW350 вышла за пределы исследовавшегося диапазона, начинается сдвиг линии X_I в DQW5, а линии остальных ДКЯ стоят на месте. Это говорит о том, что происходит локальное изменение электрического поля в области QW300, QW350 и DQW5, а поле в центре структуры, где находятся остальные ДКЯ, хорошо заэкранировано перераспределением носителей в крайних одиночных квантовых ямах QW300 и QW350. На рис. 3 приведены результаты расчета смещения линий ФЛ для одиночной КЯ шириной 300 Å (отмеченная на рисунке стрелкой QW300) и ДКЯ (DQW1-DQW5). Сопоставление экспериментальных результатов с расчетом позволило определить величину локального электрического поля F_z в области каждой КЯ, результаты приведены на рис. 4. Видно, что величина локального электрического поля отличается от нуля при нулевом внешнем напряжении, зависит от внешнего напряжения и оказывается существенно различной в области различных КЯ и ДКЯ.

Необходимо отметить, что расчеты потенциального профиля зоны проводимости и встроенных электрических полей, приведенные на рис. 1, выполнены в условиях квазиравновесия (отсутствие оптического возбуждения). Тем не менее даже при сделанных упрощениях можно говорить о неоднородном распределении электрического поля в ГС с КЯ. В общем случае перераспределение носителей заряда в легированных, нейтральных слоях и слоях с КЯ и ДКЯ происходит вследствие сочетания процессов дрейфа, диффузии, туннелирования через резонансные состояния в различных парах ДКЯ в электрическом поле. Этим и определяется сильная зависимость конечного

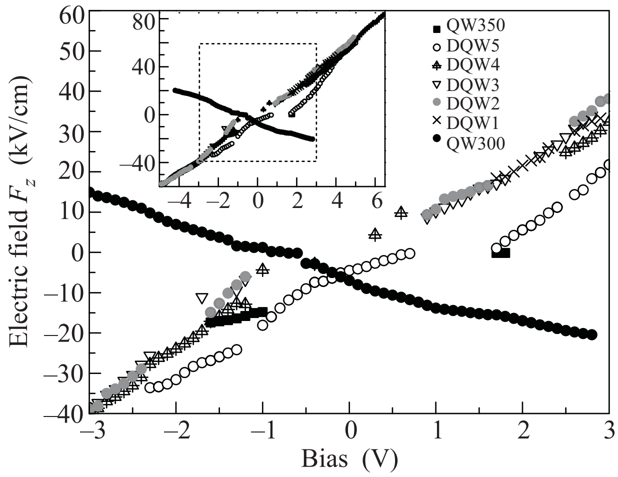

Рис. 4. Расчет зависимости локального электрического поля в области одиночных и двойных КЯ от приложенного внешнего электрического напряжения. На вставке показана та же зависимость, но в более широких пределах изменения напряжения

распределения электрического поля от условий эксперимента. Распределение встроенного поля определяется, в том числе, и распределением неравновесных носителей, локализованных в квантовых ямах и на примесных центрах, которое в свою очередь сложным образом зависит от условий возбуждения и предыстории охлаждения структуры.

Таким образом, в работе исследованы спектры ФЛ n-i-n GaAs/Al(Ga)As-гетероструктуры с 5 двойными туннельно-связанными квантовыми ямами, расположенными в нелегированной части структуры, и двумя одиночными квантовыми ямами, расположенными по краям вблизи легированных областей. Установлено, что распределение электрического потенциала в толстой многоямной гетероструктуре с сильно легированными слоями неоднородно по глубине. Без приложения внешнего электрического поля наибольшие изменения потенциала приходятся на приконтактные одиночные КЯ, рядом с которыми находятся сильно легированные области, причем в случае n-i-n-гетероструктуры электрическое поле в области каждой из этих КЯ разнонаправлено. Падение потенциала на этих одиночных КЯ экранирует поле в центральной части структуры в достаточно широком диапазоне приложенных напряжений. Поэтому для ДКЯ, лежащих в нелегированной области структуры, изменение электрического поля начинается с больших значений приложенного напряжения.

Анализ экспериментальных данных позволяет по величине штарковского сдвига линий ФЛ в КЯ и ДКЯ определить зависимость распределения результирующего (внешнее плюс встроенное) электрического поля от поперечной координаты гетероструктуры. Именно наличие в толстой многослойной гетероструктуре различных по ширине КЯ и ДКЯ позволило определить значение локального электрического поля.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 10-02-01195, ГК # 2.740.11.5159.

1. E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang et al., Phys. Rev. B **26**, 7101 (1982).
2. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).
3. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen et al., Phys. Rev. B **32**, 1043 (1985).
4. G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang et al., Phys. Rev. B **28**, 3241 (1983).
5. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соеренсен, Письма в ЖЭТФ **71**, 174 (2000).
6. В. В. Криволапчук, А. Л. Жмодиков, Е. С. Москаленко, ФТТ **48**, 139 (2006).
7. Г. В. Галиев, М. В. Карачевцева, В. Г. Мокеров и др., ФТП **37**, 599 (2003).
8. Ю. А. Алещенко, А. Е. Жуков, В. В. Капаев и др., ЖЭТФ **125**, 879 (2004).
9. S. M. Cao, M. Willander, A. A. Toropov et al., Phys. Rev. B **51**, 17267 (1995).
10. L. Esaki and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **33**, 495 (1974).
11. H. T. Grahn, H. Schneider, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **41**, 2890 (1990).
12. E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988).
13. I. V. Kukushkin, K.von Klitzing, K.Ploog et al., Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
14. С. А. Стоклицкий, В. Н. Мурзин, Г. К. Расулова и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 399 (1995).
15. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет и др., Письма в ЖЭТФ **38**, 647 (2006).
16. H. T. Grahn, R. J. Haug, and W. Muller, K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **67**, 1618 (1991).
17. В. П. Драгунов, И. Г. Неизвестный, В. А. Гридчин, *Основы наноэлектроники*, Новосибирск, НГТУ, 2004.