

ВЛИЯНИЕ ГОФРИРОВКИ ГЕТЕРОГРАНИЦЫ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННУЮ АНИЗОТРОПИЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОТ (311)A GaAs/AlAs СВЕРХРЕШЕТОК С КОРОТКИМ ПЕРИОДОМ

Г.А.Любас¹⁾, В.В.Болотов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Институт сенсорной микроэлектроники Сибирского отделения РАН
644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2000 г.

При исследовании GaAs/AlAs сверхрешеток, содержащих массив квантовых проволок, было обнаружено явление поляризационной анизотропии фотолюминесценции, которое наблюдается для образцов с толщиной GaAs слоев менее 21 Å. Установлено, что природа поляризации для толщин более 40 Å объясняется в основном анизотропией валентной зоны, в то время как при толщинах менее 21 Å – в одинаковой мере как анизотропией валентной зоны, так и анизотропией, связанной с корrugацией гетерограницы. Для толщины GaAs слоя менее 21 Å был обнаружен *blueshift* перехода Г электрон – Г тяжелая дырка, когда позиция пика фотолюминесценции от GaAs/AlAs (311)A сверхрешеток, содержащих массив квантовых проволок, смещена в сторону больших энергий по сравнению с (311)B и (100) сверхрешетками, не содержащими квантовых проволок, с аналогичной толщиной GaAs слоев. Сделан вывод, что в GaAs/AlAs сверхрешетках с толщиной GaAs слоя менее 21 Å наблюдается *blueshift*, а при толщине более 43 Å – *redshift*.

PACS: 75.55.Cr

Одним из перспективных способов формирования квантовых проволок является гетероэпитаксия, использующая свойства фасетированной поверхности (311)A GaAs при некоторых условиях реконструироваться в периодический массив микрофасеток (микрорезонаторов), направленных вдоль кристаллографического направления $[2\bar{3}3]$ с периодом 32 Å вдоль направления $[01\bar{1}]$ [1– 6]. Высота микрофасеток в одной из моделей составляет 10.2 Å [1–4], в другой – 3.4 Å [5, 6]. Таким способом возможно получение сверхрешеток (СР), содержащих массив квантовых проволок (СРКП) с диаметрами последних менее 20 Å и, следовательно, с сильным эффектом размерного квантования носителей заряда. Это позволяет надеяться как на исследование квантовых явлений при комнатной температуре, так и на создание приборов на основе СРКП, работающих при высоких температурах. К настоящему времени еще много неясностей в вопросах создания и исследования таких сложных структур, вплоть до утверждения об отсутствии расщепления поверхности (311)A на массив микрофасеток [7]. С целью разобраться в этих вопросах и была написана данная работа, где представлено исследование поляризационной анизотропии фотолюминесценции (ФЛ) от (311)A GaAs/AlAs СРКП, которая вызвана ее структурной анизотропией.

Исследуемые СР GaAs/AlAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs подложках ориентации (311)A, (311)B и (100). Направления A и B

¹⁾ e-mail: lubas@isp.nsc.ru

определялись по анизотропии химического травления. В случае, если рост происходит по модели, изложенной в работе Нотцеля и Леденцова [1], то, в зависимости от средней толщины GaAs, происходит формирование либо гофрированных слоев GaAs и AlAs, либо периодического массива изолированных квантовых проволок (когда средняя толщина слоев GaAs меньше высоты микрофасеток). Толщина GaAs слоев в исследуемых СР варьировалась от 4 до 23 монослоев (МС) в направлении (311) (1 МС = 0.17 нм), толщина AlAs барьера была 8, 12 и 16 МС. Все образцы были исследованы методом ФЛ спектроскопии в широком диапазоне температур от 77 до 300 К. Источником возбуждения ФЛ служил Ar-лазер (488 нм) с типичной мощностью накачки 10–20 мВт (плотность мощности составляла 5–10 Вт/см²). Спектры ФЛ регистрировались с применением двойного монохроматора СДЛ-1 с разрешением 0.5 нм и фотоумножителя с катодом S-20. Далее мы в основном рассмотрим свойства (311)A GaAs₁₀/AlAs₈ СР. Заметим, что другие исследуемые образцы демонстрируют подобное поведение. На рис.1 приведены типичные спектры ФЛ при 300 К от GaAs₁₀/AlAs₈ СР, выращенной на фасетированной (311)A поверхности и содержа-

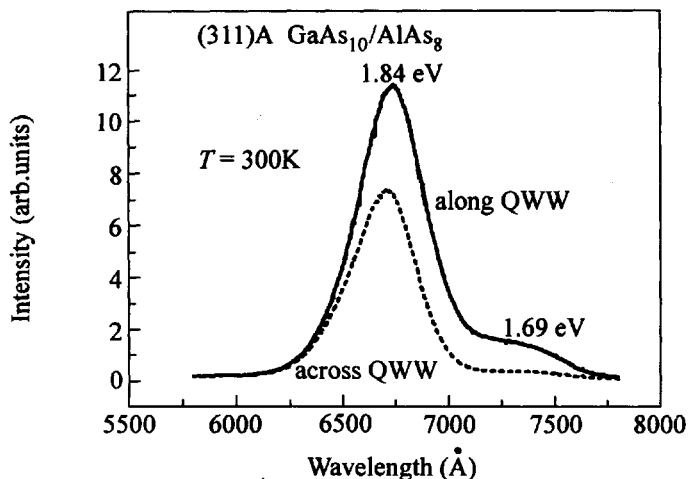


Рис.1. Спектры фотолюминесценции при 300 К от GaAs₁₀/AlAs₈ сверхрешетки, выращенной на фасетированной (311)A поверхности и содержащей массив квантовых проволок. Поляризация света, возбуждающего фотолюминесценцию, была вдоль, а поляризация света, излученного образцом, была вдоль (сплошная линия, S-компонента) и поперек (пунктир, P-компонента) GaAs квантовых проволок

щей массив квантовых проволок (КП) для различной поляризации света, которым возбуждают ФЛ и, который излучается образцом. Поляризация света, возбуждающего ФЛ, была вдоль GaAs КП, а поляризация света, излученного от образца, анализировалась в двух геометриях: вдоль (сплошная линия, S-компонента) и поперек (пунктир, P-компонента) КП. Как и следовало ожидать, в спектрах ФЛ наблюдается сильная поляризационная анизотропия. Степень поляризации $(S - P)/(S + P)$ для пика с низкой энергией (1.69 эВ) была 0.8, а для пика с высокой энергией – 0.22. Пик 1.84 эВ мы классифицировали как прямозонная рекомбинация электронов (обозначим ее как *type-I*) между Г электронами и Г тяжелыми дырками GaAs ($1ehh$ -переход). Пик 1.69 эВ определен как непрямозонная рекомбинация электронов (*type-II*) между X электронами AlAs и Г тяжелыми дырками GaAs. Расчет энергии оптических переходов Г – Г и X – Г методом эффективной массы по данным работы [8] как для GaAs₁₀/AlAs₈ СРКП, так и для остальных исследуемых СРКП с различной толщиной слоев хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

На рис.2 показана поляризационная анизотропия ФЛ при 77 К. При данной температуре интенсивность непрямого пика (1.73 эВ) примерно в 25 раз выше, чем в

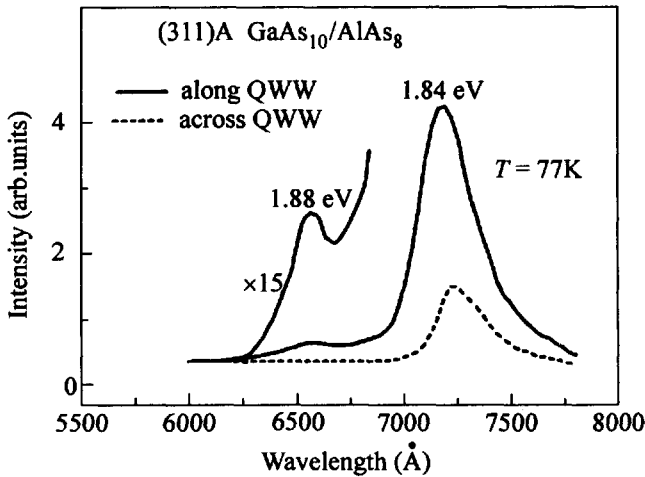


Рис.2. Спектры фотолюминесценции при 77 К от GaAs₁₀/AlAs₈ сверхрешетки, выращенной на фасетированной (311)А поверхности и содержащей массив квантовых проволок, для различной поляризации света, который излучается образцом

случае прямой рекомбинации (1.88 эВ). Обнаруженная поляризационная анизотропия ФЛ для GaAs/AlAs СРКП коррелирует с данными работы [9], где для тех же СР была обнаружена анизотропия фоновых свойств, которая также вызывается структурной анизотропией (311)А СРКП. Поляризационная анизотропия ФЛ проявляется во всем диапазоне измеряемых температур от 77 до 300 К. Отметим, что увеличение температуры приводит к возрастанию интенсивности прямой ФЛ и, наоборот, к уменьшению интенсивности ФЛ, связанной с непрямой рекомбинацией (см. рис.1, 2). Данное поведение хорошо согласуется со следующим соотношением интенсивностей прямого и непрямого переходов [10]: $I(\text{direct})/I(\text{indirect}) \sim \exp(-E_{\Gamma-\Pi}/kT)$, где $E_{\Gamma-\Pi} \sim 150$ мэВ – разность по энергии между состояниями Γ и X и k – постоянная Больцмана.

Рассмотрим влияние, которое оказывает гофрировка гетерограницы на поляризационную анизотропию ФЛ. На рис.3 приведены результаты расчета, полученные в работе [11] по оптической анизотропии $1ehh$ -переходов (311)-ориентированных дву-

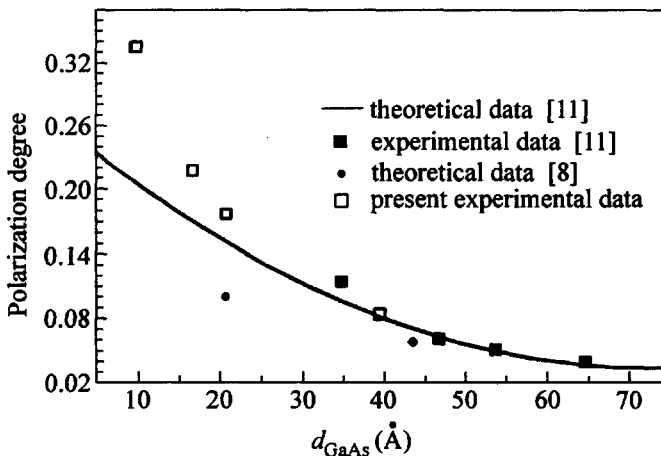


Рис.3. Результаты расчета, полученные в работе [11], по оптической анизотропии (311)-ориентированных двумерных структур GaAs/AlAs (сплошная линия), экспериментальные точки той же работы (черные квадраты), наши экспериментальные данные (светлые квадраты), расчет работы [8] – черные кружки

мерных структур²⁾ GaAs/AlAs. На этом же рисунке показаны экспериментальные точки той же работы, наши экспериментальные данные и расчетные данные работы [8]. Как можно видеть из рис. 3, оптическая анизотропия (311)-ориентированных двумерных структур GaAs/AlAs с толщинами слоев GaAs, большими 35 Å, в основном объясняется анизотропией валентной зоны. Об этом говорит совпадение экспериментальных точек (рис.3, черные квадраты) и расчета (сплошная линия) как работы [11], так и наших экспериментальных данных (рис.3, светлый квадрат при толщине 40 Å). Гофрировка гетерограниц приводит к сравнительно небольшой дополнительной анизотропии при толщине слоя GaAs, равной 35 Å. Влияние эффектов гофрировки при толщине менее 35 Å до настоящего времени выяснено не было. С этой целью нами были исследованы структуры с более узкими квантовыми ямами: толщина GaAs в них составляла 21, 17, 10 Å. Полученные экспериментальные результаты также нанесены на рис.3 (светлые квадраты для толщины 21, 17, 10 Å). Как можно видеть, при толщине менее 35 Å поляризационная анизотропия возрастает с уменьшением толщины слоя GaAs и объясняется как анизотропией валентной зоны, так и корругированностью гетерограницы в равной степени. На основании всего вышесказанного можно сделать следующий вывод: природа поляризации для толщины более 40 Å объясняется в основном анизотропией валентной зоны, в то время как при толщине менее 21 Å – в одинаковой мере как анизотропией валентной зоны, так и анизотропией, связанной с корrugацией гетерограницы. Причем влияние последней растет с уменьшением толщины GaAs-слоя. Более того, в (311)A-структурах, у которых методом высокоразрешающей электронной микроскопии наблюдаются гофрированные слои GaAs либо периодический массив квантовых проволок, интенсивность ФЛ была на порядок больше, а ее максимум смещен в более коротковолновую область, чем у структур без корrugации³⁾. Аналогичная ситуация наблюдается для структур, выращенных на разных подложках.

На рис.4. показаны спектры ФЛ от GaAs₁₀/AlAs₈ СР, которые были выращены на фасетированной (311)А и плоских (311)В, (100) поверхностях. У GaAs/AlAs СР, выращенной на фасетированной (311)А поверхности и, содержащей массив квантовых проволок, была обнаружена эффективная ФЛ при комнатной температуре. Ее эффективность в случае (311)А СР выше в 25 – 50 раз, чем в случае (311)В и (100). В том и другом случаях отличия объясняются результатом формирования GaAs квантовых проволок или гофрировки. Дополнительное размерное квантование носителей заряда, возникающее при этом, приводит к смещению максимума ФЛ. Латеральная локализация электронов в СРКП (движение электронов в СРКП возможно только вдоль КП) уменьшает безызлучательную поверхностную рекомбинацию [3], следствием чего и является высокая интенсивность ФЛ при 300 К. Кроме того, нами был обнаружен так называемый *blueshift* перехода Г электрон – Г тяжелая дырка, когда позиция пика ФЛ от GaAs/AlAs (311)А СРКП смещена в сторону больших энергий по сравнению с (311)В и (100) СР с аналогичной толщиной GaAs-слоев. С учетом данных работ [1, 2], где для (311)А СР с толщиной более 43 Å GaAs-слоев наблюдался *redshift* (когда позиция пика ФЛ у (311)А СРКП смещена в сторону меньших энергий), можно сделать следующий вывод. В GaAs/AlAs СР с толщиной GaAs-слоя

²⁾ Расчет проводился с учетом спин-орбитального отщепления зоны Г₇, учет которого объясняет экспериментально наблюдаемый рост анизотропии для $d_{\text{GaAs}} \geq 40 \text{ \AA}$.

³⁾ Качество исследуемых образцов контролировалось при помощи рентгеноструктурного анализа и было сопоставимым.

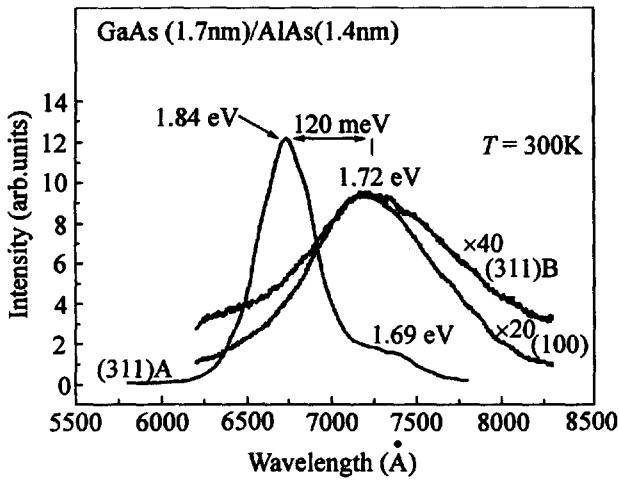


Рис.4. Спектры фотолюминесценции при комнатной температуре от GaAs₁₀/AlAs₈ сверхрешеток, выращенных на фасетированной (311)А и плоских (311)В, (100) поверхностях с аналогичной толщиной GaAs слоев. Спектры записывались без анализатора

менее 21 Å наблюдается *blueshift*, а при толщине более 43 Å – *redshift*. Отметим, что *blueshift* был обнаружен впервые и что его величина возрастает от 60 мэВ для 21 Å образцов и до 170 мэВ для образцов с толщиной GaAs-слоя в 10 Å. Это отражает увеличение влияния корrugации с уменьшением толщины GaAs-слоев и коррелирует с расчетом, сделанным Киселевым и Росслером [12], в котором показано, что нижнее электронное состояние в корrugированных структурах GaAs выше, чем в плоских GaAs/AlAs СР с той же эффективной толщиной GaAs-слоев.

Итак, были исследованы свойства ФЛ от GaAs/AlAs СРКП. Было обнаружено явление поляризационной анизотропии ФЛ для образцов с толщиной GaAs-слоев менее 21 Å. СРКП со средней толщиной GaAs-слоев менее чем 10 Å имели уже существенно меньшую анизотропию. При этом поляризационная анизотропия вовсе отсутствовала в СР ориентации (100). В отличие от работ [2], где подробно были изучены свойства ФЛ от корrugированных GaAs/AlAs СР с толщиной GaAs-слоев, изменяющихся в пределах от 43 до 66 Å, и где эффективная ФЛ была обнаружена при поляризации излученного света поперек квантовых проволок, в данной работе в спектрах ФЛ от GaAs/AlAs СРКП с толщиной GaAs-слоев, меньшей, чем 21 Å, эффективная ФЛ наблюдается при поляризации света, излученного вдоль квантовых проволок. Установлено, что при разной толщине GaAs-слоя наблюдается разная природа поляризационной анизотропии. В случае (311)А СР с толщиной 40 – 66 Å природа поляризации объясняется в основном анизотропией валентной зоны, в случае СРКП с толщиной менее 21 Å – в одинаковой мере, как анизотропией валентной зоны, так и анизотропией, связанной с корrugацией гетерограницы. Явление поляризационной анизотропии ФЛ проявляется в широком диапазоне температур от 77 до 300 К. Для толщины GaAs слоя менее 21 Å был обнаружен *blueshift* перехода Г электрон – Г тяжелая дырка (*1ehh*-переход), когда позиция пика ФЛ от GaAs/AlAs (311)А СРКП смещена в сторону больших энергий по сравнению с (311)В и (100) СР с аналогичной толщиной GaAs-слоев. На основании систематизации экспериментальных данных в работе сделан вывод, что в GaAs/AlAs сверхрешетках с толщиной GaAs-слоя менее 21 Å наблюдается *blueshift*, а при толщине более 43 Å – *redshift*. Обнаруженные отличия в ФЛ СР, выращенных на (100), (311)В и фасетированной (311)А поверхностях подтверждают формирование GaAs квантовых проволок в случае GaAs/AlAs

гетероэпитаксии на фасетированной поверхности. Это уже само по себе опровергает утверждение работы [7] об отсутствии расщепления поверхности (311)А на массив микроканалов.

Вышеизложенные исследования являются важными для изготовления оптоэлектронных приборов (лазеров, светодиодов и т.д.) на основе СРКП, работающих в широком диапазоне температур.

Авторы благодарны Володину В.А., Ефремову М.Д., Преображенскому В.В., Семягину Б.Р. (ИФП СО РАН) за помощь в измерениях ФЛ и за изготовление структур.

-
1. R.Nötzel, N.N.Ledentsov, L.A.Daweritz et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3812 (1991).
 2. R.Nötzel, N.N.Ledentsov, L.A.Daweritz et al., Phys. Rev. **B45**, 3507 (1992).
 3. R.Nötzel, N.N.Ledentsov, and K.Ploog, Phys. Rev. **B47**, 1299 (1993).
 4. В.Я.Принц, И.А.Панаев, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, Письма в ЖЭТФ **60**, 209 (1994).
 5. M.Wassermeier, J.Sudijono, M.D.Johnson et al., J. of Crystal Growth **150**, 425 (1995).
 6. M.Wassermeier, J.Sudijono, M.D.Johnson et al., Phys. Rev. **B51**, 14721 (1995).
 7. O.Brandt, K.Kamamoto, Y.Tokuda, and N.Tsukada, Phys. Rev. **B48**, 17599 (1993).
 8. C. Joannin, A. Hallaoui, and D.Bertho, Phys. Rev. **B50**, 1645 (1994).
 9. M.D.Efremov, V.A.Volodin, V.V.Bolotov et al., Solid State Phenomena **69-70**, 507 (1999).
 10. M.Nakayama, I.Tanaka, I.Kimura, and H.Nishimura, Japan. Journal of Appl. Physics **29**, 41 (1990).
 11. М.В.Белоусов, В.Л.Берковиц, А.О.Гусев и др., ФТТ **36**, 1098 (1994).
 12. A.A.Kiselev and U.Rössler, Phys. Rev. **B50**, 14283 (1994).