

12,13,03,09,10

Циркулярная поляризация люминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs в зависимости от условий роста структуры

© Е.С. Москаленко, Н.К. Полетаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: evgenii.moskalenko@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 18 мая 2010 г.)

Исследована степень циркулярной поляризации фотолюминесценции образцов с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, выращенных с прерыванием роста на обоих интерфейсах и в условиях обычного роста. Обнаружено, что при низкой (4.2 К) температуре измерений в образце, выращенном с прерыванием роста, наблюдаются существенные различия в величине циркулярной поляризации, измеренной при различных энергиях детектирования в пределах спектрального контура полосы люминесценции, в то время как в образце, выращенном в обычном режиме, этот эффект не наблюдается. При повышении температуры образца до 77 К этот эффект исчезает. Наблюдаемое поведение объясняется в рамках модели, учитывающей существенно различную степень локализации носителей в островках роста (формирующихся на интерфейсах структуры), пространственные размеры которых определяются конкретными условиями роста образца.

1. Введение

Свойства экситонов в полупроводниковых квантовых ямах (QW) и сверхрешетках (SL) привлекают значительный интерес исследователей на протяжении нескольких последних десятилетий вследствие многообещающих применений QW и SL на практике при конструировании различных электронных и оптоэлектронных приборов [1]. Неотъемлемой частью рабочей области таких приборов являются границы (интерфейсы) между двумя различными полупроводниками [2], что обуславливает чрезвычайную важность исследований свойств интерфейсов для развития современной микроэлектроники и, в частности, наноиндустрии. Одной из важных особенностей формирования интерфейсов при росте полупроводниковых структур является наличие пространственных областей (островков роста), характеризующихся различной толщиной в направлении оси роста структуры [3]. Эти островки роста в зависимости от их латерального (в направлении плоскости структуры) размера могут захватывать экситоны и, следовательно, могут играть роль „натурально выращенных“ квантовых точек [4]. Квантовые точки в свою очередь рассматриваются в настоящее время активно развивающимся направлением физики твердого тела — спинтроникой — как наиболее перспективные кандидаты в качестве элементарного блока хранения информации, „записанной“ в виде определенного направления спина носителей (в основном электронов) [5]. Способность квантовых точек, ограничивающих движение носителей во всех трех пространственных направлениях, сохранять спин носителей/экситонов обусловлена тем обстоятельством, что в квантовых точках классические механизмы спиновой релаксации „выключены“ [6].

В настоящей работе мы изучаем степень циркулярной поляризации ρ , которая непосредственно определяет

проекцию спина рекомбинирующих экситонов на направление наблюдения фотолюминесценции (PL) [7], излучаемой квантовыми ямами образцов GaAs/AlGaAs, выращенных с прерыванием роста на обоих интерфейсах (образец S1) и в обычном режиме непрерывного роста (образец S2). Обнаружено, что при низкой (4.2 К) температуре образцов зависимости ρ от величины энергии кванта возбуждающего лазера $h\nu_{ex}$, измеренные при различных энергиях детектирования (в пределах спектрального контура полосы PL), существенно сдвинуты друг относительно друга в случае образца S1, в то время как в случае образца S2 этого эффекта не наблюдается.

Наблюдаемое поведение объясняется в рамках модели более сильной локализации носителей (электронов) на островках роста в образце S1 по сравнению с образцом S2. Причиной различной степени локализации носителей на островках роста в разных образцах является существенное различие латеральных размеров островков в зависимости от условий роста образцов [8]. Повышение температуры образца S1 до 77 К приводит к исчезновению наблюдаемого эффекта, что объясняется эффективной термической ионизацией носителей из островков роста.

В работе также выполнен расчет энергии ионизации электрона в зависимости от латерального размера островков роста. Этот расчет позволяет сделать заключение о хорошем согласии наблюдаемых эффектов с ожидаемой степенью локализации электронов в островках роста в зависимости от латерального размера островка (а значит, энергии ионизации носителя) и температуры измерений. Обнаруженная на опыте способность островков роста в образцах, выращенных с прерыванием сохранять спиновую память носителей, позволяет рассматривать эти образцы в качестве потенциальных кандидатов для спинтроники.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследованные образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии при $T = 630^\circ\text{C}$ на плоскости (001) полуизолирующей подложки GaAs толщиной 0.4 mm. Последовательно выращены: тонкий (1 μm) буферный слой GaAs и пять одиночных квантовых ям GaAs с толщинами 30, 20, 10, 5 и 2.5 nm, отделенных друг от друга барьерами $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ толщиной 20 nm, а также защитный слой GaAs (5 nm) на лицевой части образца. Исследовались два образца: один — выращенный с прерыванием роста на 60 s на обоих интерфейсах QW/барьер (S1) и другой (S2) — выращенный без прерывания роста (в нормальном режиме).

Образец освещался светом непрерывного перестраиваемого титан-сапфирового лазера с энергией кванта возбуждающего света $h\nu_{\text{ex}}$, изменявшейся в диапазоне от 1.547 до 1.665 eV, что соответствует подбарьерному возбуждению QW. Максимальная мощность лазера $P = 30 \text{ mW}$ и варьировалась в экспериментах с помощью нейтральных фильтров. Луч лазера фокусировался на образец в пятно диаметром 0.15 mm. Для получения циркулярно поляризованного луча лазера со степенью поляризации (σ^+ или σ^-) 90% использовали линейный поляризатор и четвертьволновую пластинку. Излучение образцов также анализировалось с помощью линейного поляризатора и четвертьволновой пластинки таким образом, чтобы измерять интенсивность излучения с поляризацией либо только $\sigma^+(I_+)$, либо только $\sigma^-(I_-)$. В работе рассчитывалась степень циркулярной поляризации излучения ρ по формуле $(I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$. Приведенные в настоящей работе результаты получены в случае возбуждения образцов светом с поляризацией только σ^+ (при возбуждении светом σ^- были получены аналогичные результаты).

Измерения проводились при температуре T образца, равной 4.2 либо 77 K. Спектры фотолюминесценции QW регистрировались при помощи двойного дифракционного спектрометра ДФС-12 с обратной линейной дисперсией 0.5 nm/mm в режиме времякоррелированного счета фотонов.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны спектры фотолюминесценции квантовой ямы GaAs с шириной $L = 5 \text{ nm}$ двух образцов (S1 и S2), выращенных с прерыванием роста на обоих интерфейсах GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (S1) и в непрерывном режиме (S2), измеренные при энергии возбуждения лазера $h\nu_{\text{ex}} = 1.645 \text{ eV}$. Спектры PL обоих образцов представляют собой довольно широкую (полуширина на половине высоты $\text{FWHM} \approx 4 \text{ meV}$) полосу, максимум которой расположен для образца S1 (S2) на энергии $E_{\text{HH}} \approx 1595$ (1604) meV. (Приблизительно такая же величина FWHM в случае QW GaAs толщиной 5 nm

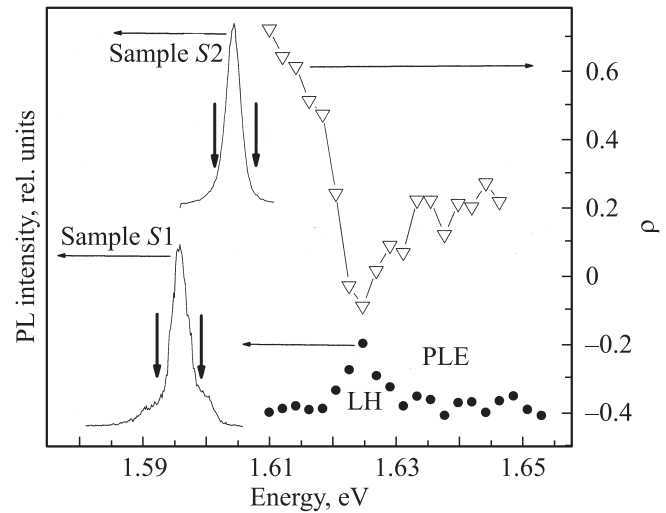


Рис. 1. Спектры PL образцов S1 и S2 (сплошные линии), спектр возбуждения интегральной PL (спектр PLE) образца S1 (темные символы) и степени циркулярной поляризации ρ образца S1 (светлые символы), измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$ и $P = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Спектры PL образцов S1 и S2 измерены при $h\nu_{\text{ex}} = 1.645 \text{ eV}$. Вертикальные стрелки показывают энергии детектирования, использовавшиеся для получения данных, представленных на рис. 2.

наблюдалась ранее [2,9,10]). Эти полосы являются результатом рекомбинации носителей (экситонов) из зоны тяжелой дырки (HH), которая в квантовых ямах отделена по энергии от зоны легких дырок (LH). Видно (рис. 1), что спектр люминесценции образца S1 структурирован: кроме основного максимума наблюдаются два крыла меньшей интенсивности как с низко-, так и с высокоэнергетической стороны от основного максимума, в то время как спектр люминесценции образца S2 является гладким — не обнаруживает структуры в пределах полосы люминесценции. Небольшое ($\approx 9 \text{ meV}$) различие в положениях максимумов линий PL для этих образцов связано, по-видимому, с небольшим различием в реальных средних ширинах квантовых ям (с номинальной шириной 5 nm), получившимся в процессе роста S1 и S2.

Спектр возбуждения PKL (PLE), измеренный для образца S1 (рис. 1, сплошные символы), демонстрирует четкий пик (с максимумом при $h\nu_{\text{ex}} = E_{\text{LH}} \approx 1625 \text{ meV}$), который идентифицируется с поглощением света лазера в зону LH, расположенную в QW GaAs с $L = 5 \text{ nm}$ по отношению к зоне HH выше по энергии на $\approx 30 \text{ meV}$ [11]. На рис. 1 также приведены значения степени циркулярной поляризации ρ интегральной (по всей спектральной области линии) PL образца S1, измеренной при различных значениях $h\nu_{\text{ex}}$. Видно (рис. 1, открытые символы), что при $E_{\text{HH}} < h\nu_{\text{ex}} < E_{\text{LH}}$ регистрируются значения $\rho > 0$ (вплоть до 0.75), при $h\nu_{\text{ex}} \approx E_{\text{LH}}$ ρ становится отрицательной (≈ -0.07) и при дальнейшем увеличении $h\nu_{\text{ex}} > E_{\text{LH}}$ ρ вновь становится положительной, хотя достигает лишь значений ≈ 0.2 .

Такое знакопеременное поведение степени циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовых ям GaAs/AlGaAs хорошо известно [12,13] и объясняется следующим образом. При возбуждении образца циркулярно поляризованным светом в направлении оси роста образца z , например, σ^+ (как в настоящей работе), переходы из зоны тяжелых дырок рождают в образце электроны и дырки с пропорцией углового момента (спина) на ось z $S_z^e = -1/2$ и $S_z^h = +3/2$, а из зоны легких дырок рождаются носители с $S_z^e = +1/2$ и $S_z^h = +1/2$. Хорошо известно [14], что в квантовых ямах GaAs/AlGaAs дырки к моменту излучательной рекомбинации практически полностью утрачивают первоначальное (полученное в момент генерации) направление спина. Если спин электронов сохраняется (полностью или хотя бы частично) в течение их времени жизни, то излучательная рекомбинация спин-поляризованных электронов с неполяризованными дырками приведет к излучению из образца света с поляризацией σ^+ (в случае $S_z^e = -1/2$) и с поляризацией противоположного знака σ^- (в случае $S_z^e = +1/2$). Это в свою очередь приводит к регистрации на практике соответственно положительного и отрицательного значения ρ .

Описанное выше поведение ρ (интегральной по всей спектральной области полосы PL) в зависимости от $h\nu_{ex}$, показанной на рис. 1 для образца S1, сходно с аналогичными измерениями в случае образца S2 с той лишь разницей, что в последнем случае зависимость ρ от $h\nu_{ex}$ смещена в область высоких энергий на ≈ 10 meV, что приблизительно соответствует разнице в энергетическом положении спектральных максимумов полос PL образцов S1 и S2. Таким образом, наблюдаемая на опыте знакопеременная зависимость ρ от $h\nu_{ex}$ может служить в качестве критерия того, возбуждается ли квантовая яма в зону тяжелых или легких дырок.

На рис. 2, *b* показана зависимость ρ от $h\nu_{ex}$, измеренная для образца S1 в узком (0.5 meV) спектральном диапазоне при двух энергиях детектирования $h\nu_{det}$, соответствующих высоко- (темные символы на рис. 2, *b*) и низко- (светлые символы на рис. 2, *b*) энергетическим частям спектрального контура PL. Спектральные положения этих двух $h\nu_{det}$ (разделенных по энергии на ≈ 8 meV) показаны на рис. 1 вертикальными стрелками. Видно (рис. 2, *b*), что эти две зависимости ρ от $h\nu_{ex}$ имеют сходный вид, но при этом смещены по энергии одна относительно другой. Аналогичные измерения, проведенные на образце S2, выявили существенно иное поведение зависимостей ρ от $h\nu_{ex}$. Действительно видно, что эти две зависимости, измеренные при двух $h\nu_{det}$ (отделенных друг от друга так же, как и в случае образца S1, приблизительно на 8 meV) совпадают друг с другом с точностью до погрешности эксперимента (рис. 2, *a*).

Для объяснения различия в описанных выше экспериментальных результатах, полученных на образце S1, выращенном с прерыванием роста, и на образце S2,

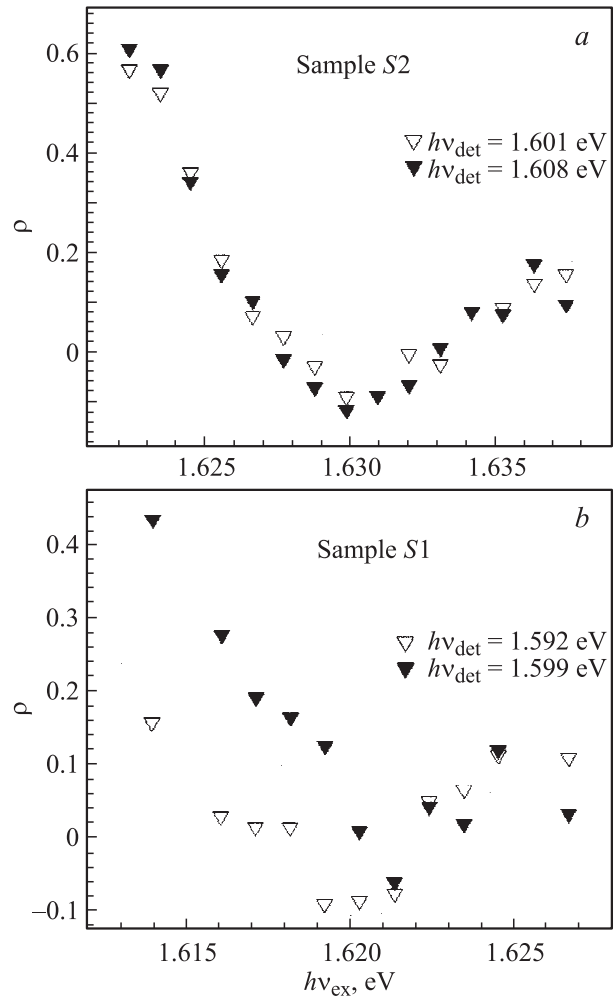


Рис. 2. Степень циркулярной поляризации ρ в зависимости от $h\nu_{ex}$ образца S2 (*a*) и образца S1 (*b*), измеренная в узком (0.5 meV) спектральном диапазоне на низкоэнергетической (светлые символы) и высокоэнергетической (темные символы) частях спектров PL при $T = 4.2$ К и $P = 10$ W·cm⁻². Конкретные значения величин $h\nu_{det}$ указаны на рисунке.

выращенном в условиях обычного роста, отметим следующее.

1) Ширина спектральной линии PL из квантовой ямы номинальной ширины L определяется наличием в ней так называемых островков роста, внутри области которых ширина QW отличается от номинальной на один или несколько монослоев материала, из которого выращена QW [2]. Действительно, из-за различий в реальной толщине разных островков в направлении оси роста структуры энергии излучательного перехода носителей, локализованных в этих островках, отличаются друг от друга.

2) Известно [2,10,15–17], что прерывание роста структуры на обоих интерфейсах AlGaAs/GaAs и GaAs/AlGaAs приводит к формированию на этих границах островков роста с существенно большими латеральными (в направлении плоскости QW) размерами по

сравнению с размерами островков роста, получающимися при непрерывном режиме роста образцов.

3) Как отмечалось выше, существенные изменения (такие как изменение знака) степени циркулярной поляризации PL в зависимости от $h\nu_{\text{ex}}$ наблюдаются в ситуации, когда значения $h\nu_{\text{ex}}$ находятся в области энергии возбуждения легкой дырки.

Мы объясняем существенный сдвиг по шкале энергий зависимостей ρ от $h\nu_{\text{ex}}$, зарегистрированных при различных энергиях детектирования $h\nu_{\text{det}}$, в случае образца S1 тем, что высоко- и низкоэнергетическая части спектральной линии PL обусловлены излучением носителей, локализованных в островках роста различной ширины (вдоль оси роста структуры). Получающаяся вследствие различной ширины разница в энергиях размерного квантования носителей (вдоль оси роста) приводит к различным энергетическим положениям зон тяжелых дырок в разных островках, что и отражается непосредственно в зависимостях ρ от $h\nu_{\text{ex}}$ (рис. 2, *b*). Казалось бы, что аналогичный сдвиг по энергии зависимостей ρ от $h\nu_{\text{ex}}$, измеренных при различных энергиях детектирования, должен был бы наблюдаться и в случае другого образца S2. Действительно, спектральная ширина полосы PL от образца S2 такая же, как и от образца S1, а значит, различия в энергиях квантования носителей в островках роста, ответственных за формирование низко- и высокоэнергетических частей линии PL в образце S2, должны быть приблизительно такими же, как и в случае образца S1. Последнее обстоятельство и должно было бы привести к сдвигу по энергии зависимостей ρ от $h\nu_{\text{ex}}$ и в случае образца S2. Однако данные рис. 2, *a*, очевидно, противоречат последнему выводу.

Для разрешения этого противоречия следует подчеркнуть, что, как отмечалось выше, различные условия роста образцов приводят к образованию островков роста с существенно разными латеральными размерами в зависимости от конкретных условий роста. Так, латеральные размеры островков роста должны быть существенно больше в образце S1 по сравнению с образцом S2 [2,8]. Действительно, исследования формы линии PL в QW GaAs, проведенные другими авторами, позволили сделать вывод о том, что характерные латеральные размеры L_x островков роста, формирующихся в режиме роста образцов с прерыванием на $\approx 59\text{--}100$ s, превышают 15 (17) nm [18] ([2]), а при непрерывном росте L_x существенно меньше этих значений.

Таким образом, причина существенно различного поведения зависимостей ρ от $h\nu_{\text{ex}}$ в случае образцов S1 и S2 (сравните рис. 2, *b* и *a*) должна быть обусловлена существенно большими латеральными размерами островков роста в образце S1 по сравнению со случаем образца S2. Различные латеральные размеры островков приводят к различным энергиям квантования носителей в направлении плоскости квантовой ямы. Так, следует ожидать, что чем больше латеральный размер островков роста, тем меньше энергия квантования носителей в нем

и, следовательно, тем больше энергия ионизации E_{ion} локализованных в этих островках носителей.

Носители рождаются в образце с определенной энергией $E_{\text{kin}} = h\nu_{\text{ex}} - E_{\text{det}}$, которая передается от носителей образцу в процессе их энергетической релаксации за время τ_{rel} посредством испускания фононов. Известно, что $\tau_{\text{rel}} \approx 80$ ps [19] существенно меньше времени жизни носителей ($\tau_R \approx 30\text{--}40$ ps [19,20]) в QW GaAs. Поэтому носители, фотовозбужденные в пространственной области конкретного островка роста, отдав E_{kin} , оказываются локализованными в этом островке за время τ_{rel} . Поскольку $\tau_{\text{rel}} < \tau_R$, эти локализованные носители до момента излучательной рекомбинации имеют достаточно времени для того, чтобы делокализоваться вследствие процессов термической ионизации или туннелирования.

В случае, если температура образца T такова, что $k_B T > E_{\text{ion}}$, где k_B — постоянная Больцмана, следует ожидать, что в образце S2 (малые E_{ion}) носители будут эффективно делокализовываться из островков роста, в которых они были возбуждены при поглощении света лазера. В то же время в образце S1, в котором, как указывалось выше, типичные значения величины E_{ion} существенно больше в сравнении с образцом S2, следует ожидать (при условии $E_{\text{ion}} > k_B T$), что носители будут рекомбинировать именно из тех пространственных областей (островков роста), в которых они были возбуждены. Если к моменту рекомбинации носители сохраняют память о спине, с которым они были рождены, то это предположение и позволяет объяснить сдвиг по энергии зависимостей ρ от $h\nu_{\text{ex}}$ (рис. 2, *b*).

Действительно, при детектировании на низкоэнергетической части линии PL (открытые символы на рис. 2, *b*) минимальное значение ρ (≈ -0.1) наблюдается при $h\nu_{\text{ex}} = 1.619$ eV, соответствующей возбуждению в зону LH островков, ответственных за формирование низкоэнергетической части линии PL. В то же время для возбуждения в зону LH островков, ответственных за формирование высокоэнергетической части линии PL, требуется большая $h\nu_{\text{ex}}$ (сплошные символы на рис. 2, *b*). А при $h\nu_{\text{ex}} = 1.619$ eV и $h\nu_{\text{det}} = 1.599$ eV наблюдается положительное значение $\rho \approx +0.13$ (сплошные символы на рис. 2, *b*), так как эта энергия возбуждения еще недостаточна для возбуждения переходов LH в островках, ответственных за формирование высокоэнергетической части линии PL.

В случае же образца S2, согласно предлагаемой модели, носители, возбужденные в островки роста разной толщины, эффективно делокализируются из этих островков и перед рекомбинацией захватываются в другие (по отношению к тем, где они были первоначально возбуждены) островки. Поэтому, даже если в момент фотовозбуждения в разных островках генерируются носители с различными направлениями спина, рекомбинация носителей с конкретным направлением спина равновероятна из любого островка роста. Это обстоятельство, на наш взгляд, и позволяет объяснить отсутствие сдвига

по энергии у зависимостей ρ от $h\nu_{\text{ex}}$, измеренных в образце S2 (сравните сплошные и открытые символы на рис. 2, a).

Для проверки справедливости предположения о критической роли латерального размера островков роста L_X для соотношения величин $k_B T$ и E_{ion} , что в свою очередь определяет степень локализации носителей в островках роста, мы провели расчет энергии ионизации электрона, рассматривая в простейшем случае островок роста в качестве одномерной прямоугольной потенциальной ямы, схематически показанной на вставке на рис. 3 [8].¹ Следует отметить, что, как было указано выше [14], дырки практически полностью утрачивают свою спиновую ориентацию к моменту рекомбинации и, следовательно, наблюдаемая на опыте циркулярная поляризация PL обусловлена спиновой памятью фотовозбужденных электронов.

На рис. 3 показана зависимость E_{ion} от L_X (сплошные символы) вместе с величиной $k_B T$, соответствующей температуре измерений 4.2 К (штриховая линия). Видно (рис. 3), что величина E_{ion} монотонно возрастает при увеличении L_X , становясь равной $k_B T$ при $L_X \approx 18.3$ nm. (Величина E_{ion} достигает значения насыщения $E_{\text{ion}}^{\text{sat}} \approx 4.5$ meV при $L_X \rightarrow \infty$). Это означает, что температура опытов 4.2 К достаточна для того, чтобы эффективно делокализовать электроны, захваченные в островки роста с размерами, меньшими 18.3 nm, а при L_X , больших 18.3 nm, электроны, захваченные в такие островки роста, оказываются эффективно локализованными в них. Очень важно отметить, что полученная из расчета „критическая“ величина $L_X \approx 18.3$ nm прекрасно согласуется с выводами других авторов о том, что латеральные размеры островков роста в структурах, выращенных с прерыванием роста, должны превосходить 15–17 nm [2,18]. Последнее обстоятельство, на наш взгляд, полностью подтверждает предложенную модель.

С целью окончательной проверки предлагаемой модели, т. е. того обстоятельства, что именно процессы локализации носителей в островках роста образца S1 и приводят к наблюдению данных, показанных на рис. 2, b, мы провели аналогичные измерения при существенно большей температуре образца $T = 77$ К (рис. 4). Соответствующее этой температуре значение $k_B T$ (≈ 6.6 meV) заведомо больше величины $E_{\text{ion}}^{\text{sat}}$ (это обстоятельство непосредственно проявляется в наших опытах по наблюдению возгорания в спектре PL, измеренном при $T = 77$ К, высокоэнергетической компоненты, как показано на ставке к рис. 4). Следовательно, можно ожидать, что спин-ориентированные электроны, фотовозбужденные в каком-то конкретном островке, не останутся локализованными в нем до момента своей рекомбинации, а с равной вероятностью могут рекомбинировать из любого островка с другими размерами (как по L , так

¹ Расчет производился с помощью коммерческой компьютерной программы ECA (Energy levels calculation in GaAs/AlGaAs heterostructures). Использовались известные параметры материалов GaAs и $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$, приведенные в [8].

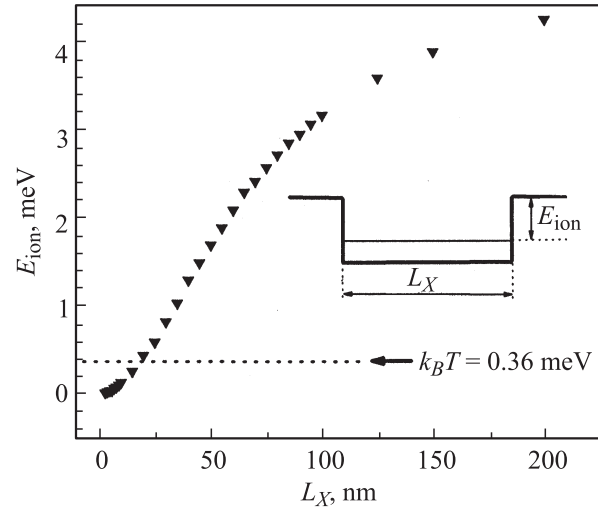


Рис. 3. Расчетные значения энергии ионизации электрона E_{ion} в зависимости от латерального размера островка роста L_X . На вставке схематически показана модель потенциала островка роста, использовавшаяся в расчете.

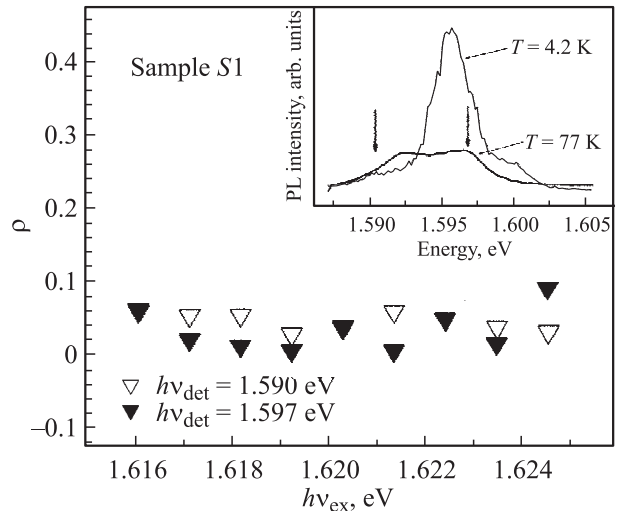


Рис. 4. Степень циркулярной поляризации ρ образца S1, измеренная в узком (0.5 meV) спектральном диапазоне на низкоэнергетической (светлые символы) и высокоэнергетической (темные символы) частях спектра PL при $T = 77$ К и $P = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Конкретные значения величин $h\nu_{\text{det}}$ указаны на рисунке. На вставке показаны спектры PL образца S1, измеренные при $P = 10 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, $h\nu_{\text{ex}} = 1.645$ eV, $T = 4.2$ и 77 К. Вертикальные стрелки на вставке показывают энергии детектирования, использовавшиеся для получения данных, представленных на основной части рисунка.

и по L_X). Поэтому можно заключить, что не должно наблюдаться никакой разницы в зависимостях ρ от $h\nu_{\text{ex}}$, измеренных при различных энергиях детектирования в пределах спектрального контура полосы PL образца S1 при $T = 77$ К. Данные, приведенные на рис. 4, полностью подтверждают предлагаемую модель.

4. Заключение

В заключение отметим, что в настоящей работе продемонстрировано существенно различное поведение степени циркулярной поляризации низкотемпературной люминесценции в образце GaAs/AlGaAs, выращенном с прерыванием роста на обоих интерфейсах, в сравнении с образцом аналогичного состава, но выращенном в нормальном режиме. Показано, что это различие обусловлено существенно более сильной локализацией электронов на случайных флуктуациях потенциала интерфейсов GaAs/AlGaAs и AlGaAs/GaAs, выращенных с прерыванием роста на 60 с. Причиной различной степени локализации электронов в двух исследованных образцах является существенно разный типичный латеральный размер островков роста. Способность островков роста с большими латеральными размерами сохранять „спиновую память“ фотовозбужденных в них электронов может найти широкое практическое применение.

Список литературы

- [1] L. Esaki. IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 1611 (1986).
- [2] D. Bimberg, D. Mars, J.N. Miller. J. Vac. Sci. Technol. B **4**, 1014 (1986).
- [3] G. Bastard, C. Delalande, M.H. Meynadier, P.M. Frijlink, M. Voos. Phys. Rev. B **29**, 7042 (1984).
- [4] D. Gammon, E.S. Snow, B.V. Shanabrook, D.S. Katzer, D. Park. Phys. Rev. Lett. **76**, 3005 (1996).
- [5] Quantum coherence, correlation and decoherence in semiconductor nanostructures / Ed. T. Takagahara. Elsevier Science, USA (2003).
- [6] A.V. Khaetskii, Y.V. Nazarov. Phys. Rev. B **61**, 12 639 (2000).
- [7] Optical orientation / Eds F. Meier, B.P. Zakharchenya. North-Holland, Amsterdam (1984).
- [8] Quantum semiconductor structures / Eds C. Weisbush, B. Vinter. Academic Press, Boston (1991).
- [9] T. Hayakawa, T. Suyama, K. Takahashi, M. Kondo, S. Yano, T. Hijikata. Appl. Phys. Lett. **47**, 952 (1985).
- [10] H. Sakaki, M. Tanaka, J. Yoshino. Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L417 (1985).
- [11] R.C. Miller, D.A. Kleinman, A.C. Gossard. Phys. Rev. B **29**, 7085 (1984).
- [12] C. Weisbush, R.C. Miller, R. Dingle, A.C. Gosard, W. Wiegmann. Solid State Commun. **37**, 219 (1981).
- [13] J. Barrau, G. Bacquet, F. Hassen, N. Lauret, T. Amand, M. Brousseau. Superlattices microstruct. **14**, 27 (1993).
- [14] Spin physics in semiconductors / Ed. M.I. Dyakonov. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg (2008).
- [15] A. Madhukar, T.C. Lee, M.Y. Chen, J.Y. Kim, S.V. Ghaisas, P.G. Newman. Appl. Phys. Lett. **46**, 1148 (1985).
- [16] T. Fukunaga, K.L.I. Kobayashi, H. Nakashima. Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L510 (1985).
- [17] R.C. Miller, C.W. Tu, S.K. Sputz, R.F. Kopf. Appl. Phys. Lett. **49**, 1245 (1986).
- [18] K. Fujiwara, K. Kanamoto, N. Tsukada. Phys. Rev. B **40**, 9698 (1989).
- [19] B. Deveaud, T.C. Damen, J. Shah, C.W. Tu. Appl. Phys. Lett. **51**, 828 (1987).
- [20] K. Fujiwara, H. Katahama, K. Kanamoto, R. Cingolani, K. Ploog. Phys. Rev. B **43**, 13 978 (1991).