Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 4, с. 233 – 241

Оптическое детектирование циклотронного резонанса в неоднородных ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/δ-⟨Mn⟩

С. В. Зайцев[+1)], *В. В. Дремов*[*], *В. С. Столяров*[*]

[+]*Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 10 июня 2022 г.
После переработки 27 июня 2022 г.
Принята к публикации 28 июня 2022 г.

Методом оптически детектируемого циклотронного резонанса (ОДЦР) исследованы структуры, содержащие квантовую яму InGaAs/GaAs и ферромагнитный δ-⟨Mn⟩-слой, разделенные узким спейсером 3–10 нм. Несмотря на сильный беспорядок в этих структурах, по фотолюминесценции носителей в квантовой яме наблюдается ОДЦР при поглощении в дальней инфракрасной области с максимумом в магнитных полях, существенно меньше ожидаемых для типичных значений электронной или дырочной циклотронных масс. Необычное проявление ОДЦР объясняется размерным магнитоплазменным резонансом двумерных вырожденных дырок в субмикронных областях квантовой ямы высокого качества, возникших в условиях сильного флуктуационного кулоновского потенциала вследствие мезоскопического расслоения акцепторного δ-⟨Mn⟩-слоя высокой плотности. Ниже температуры Кюри δ-⟨Mn⟩-слоя магнитно-силовая микроскопия также свидетельствует о неоднородности структуры в плоскости с характерным масштабом $\sim$100–200 нм. В то же время, в светодиодной структуре на подложке n-GaAs резонансное поле ОДЦР заметно меньше, чем в структуре на изолирующей подложке i-GaAs, что связывается с резонансом на донорах в легированной подложке.

DOI: 10.31857/S1234567822160078, EDN: jhwass

Плазменные возбуждения в электронных системах активно исследуются более 50 лет [1–4]. Допированные двумерные (2D) системы, проявляющие плазменные эффекты в микроволновом и терагерцовом частотных диапазонах, представляют не только глубокий фундаментальный интерес, но также находят важные прикладные применения [5, 6]. Такой интерес обусловлен целым рядом уникальных свойств 2D-плазмонов, отличающих их от трехмерных аналогов: характеристики плазменных возбуждений в 2D-образцах контролируются электронной концентрацией или небольшим внешним магнитным полем $B < 300$ мТл [7, 8]. Плазменные резонансы в микроволновом (МВ), терагерцовом и дальнем инфракрасном (ИК) частотных диапазонах ω уверенно разрешаются только в условиях $\omega \cdot \tau > 1$, где τ – время электронной релаксации [4]. Прогресс в технологиях роста 2D гетероструктур привел к улучшению электронной и дырочной подвижности на несколько порядков, что позволило исследовать плазмоны при более низких частотах, вплоть до МВ диапазона [9, 10] и представляется чрезвычайно важным как для практических приложений, так и для фундаментальных исследований.

Открытие ферромагнитных (ФМ) полупроводников p-типа $In_{1-x}Mn_xAs$ и $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [11] стимулировало исследования интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику [12]. Изучение циклотронного резонанса (ЦР) в ФМ образцах $Ga_{1-x}Mn_xAs$ в высоких магнитных полях вплоть до 100 Тл показали, что очень низкая подвижность носителей ($\mu \leq 10\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) приводит к чрезвычайно широким пикам в сигнале ЦР при возбуждении в ИК диапазоне [13]. В таких ФМ полупроводниках происходит полное гашение межзонной люминесценции дефектами, связанными с междоузельным Mn [11], что, казалось бы, закрывает возможности применения этих материалов в оптоэлектронике. Однако в работе [12] была предложена гибридная структура: ФМ слой вблизи квантовой ямы (КЯ) с двумерным дырочным газом. Обменное взаимодействие ФМ слоя с дырками в КЯ должно вызывать равновесную спиновую поляризацию дырок (эффект близости), которые, в свою очередь, могут влиять на ориентацию вектора намагниченности $\mathbf{M}(T)$. В работах [14, 15] была обнаружена циркулярная поляризация оптического перехода в гетероструктурах с

[1)]e-mail: szaitsev@issp.ac.ru

КЯ и близлежащим ФМ дельта-слоем Mn (δ-$\langle$Mn$\rangle$), что было интерпретировано поляризацией спинов дырок КЯ в обменном поле ФМ слоя. В настоящей работе такие ФМ структуры с КЯ InGaAs/GaAs и слоем δ-$\langle$Mn$\rangle$, разделенными узким спейсером GaAs толщиной d_S = 3–10 нм [15–17], были исследованы методом ОДЦР при поглощении ИК лазера. Обнаружено нетипично низкое для немагнитных гетероструктур InGaAs/GaAs значение резонансного магнитного поля ОДЦР, что мы интерпретируем как наблюдение смешанного магнитоплазменного циклотронного резонанса вырожденных 2D-дырок на мезоскопически малых участках КЯ. Именно специфический дизайн структуры, имеющей в своем составе ФМ акцепторный δ-$\langle$Mn$\rangle$-слой высокой концентрации, склонный к расслоению и самокомпенсации, и приводит к возникновению аномально сильного флуктуационного кулоновского потенциала для носителей в КЯ. Такое разделение КЯ на субмикронные области с характерным размером $\sim$200 нм наблюдалось нами методом низкотемпературной магнитно-силовой микроскопии ниже температуры Кюри δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя $T_C \sim 35$ К.

Исследованные структуры с КЯ InGaAs/GaAs и пространственно-близким δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоем были выращены комбинированным методом металлорганической гидридной эпитаксии (МОСГЭ) и лазерного распыления [15, 16]. Схемы различных типов структур показаны на вставках к рис. 1. Структура #1 (ростовой номер 4846), выращенная на изолирующей подложке i-GaAs 3°(001), имела δ-$\langle$C$\rangle$-слой, нижний спейсер GaAs (10 нм), КЯ In$_x$Ga$_{1-x}$As ($x = 0.22$) толщиной 10 нм и верхний спейсер GaAs d_S = 3.6 нм и покровный слой GaAs $\sim$40 нм. Номинальная толщина Q_{Mn} δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя составляла $Q_{\text{Mn}} \sim 0.3$ монослоя (МС), что соответствует чрезвычайно высокой поверхностной плотности N_{Mn} ионов Mn (в GaAs 1 МС = $6.3 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$). В силу δ-легирования акцепторными слоями δ-$\langle$Mn$\rangle$ и δ-$\langle$C$\rangle$ в таких структурах КЯ содержит 2D-дырочный газ с высокой концентрацией $\sim 10^{12}$ см$^{-2}$ [16, 19]. В структуре #1 слоевая концентрация дырок $p_S \approx 7 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и их холловская подвижность $\mu \approx 3000$ см^2/В $\cdot$ с при $T = 5$ К. Отметим, что в структурах InGaAs/GaAs без ФМ слоев δ-$\langle$Mn$\rangle$ подвижность дырок в КЯ на порядок выше [20]. Для сравнения методом ОДЦР исследовалась также структура #2 (ростовой номер 5170) с КЯ In$_x$Ga$_{1-x}$As/GaAs/δ-$\langle$Mn$\rangle$ ($x = 0.1$, d_S = 10 нм), выращенная на легированной подложке n^+-GaAs (001) ($\sim 10^{17}$ см$^{-3}$) и тонком буферном слое i-GaAs $\sim$3 нм (рис. 1b). В силу легирования подложки в диодных структурах невозможны транспортные измерения в

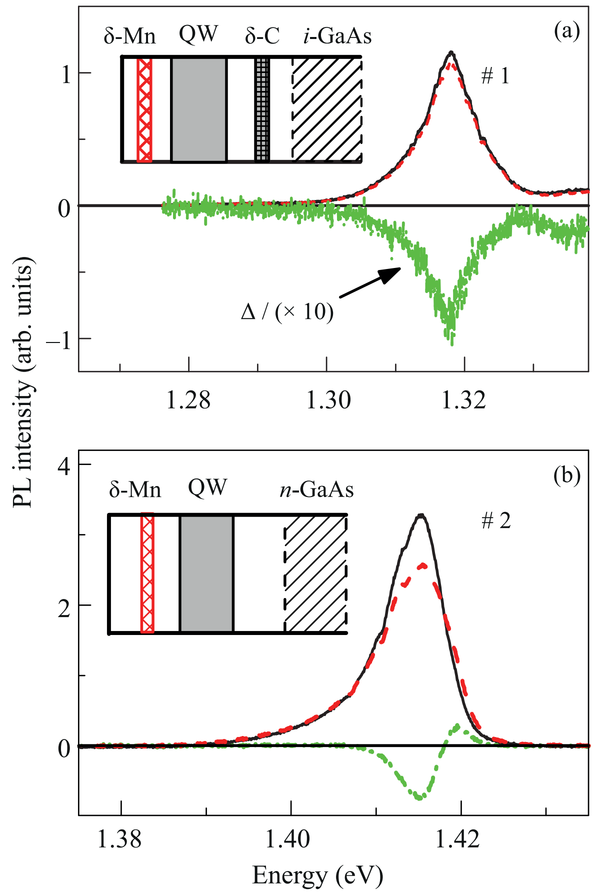

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры ФЛ для КЯ InGaAs/GaAs/δ-$\langle$Mn$\rangle$ без подсветки (сплошная черная линия) и при подсветке ИК лазером 118.8 мкм (красная пунктирная линия), и их разностный спектр $\Delta I(E)$ (зеленая штрих-пунктирная линия): (a) – в структуре #1 при $B = 3.6$ Тл и (b) – в структуре #2 при $B = 1.8$ Тл при $T \approx 2.4$ К. Для каждой структуры выбрано резонансное магнитное поле $B_{\max}$

плоскости и прямое определение плотности и типа носителей (n- или p-тип) в КЯ.

Для эксперимента использовалась ИК линия $\lambda = 118.8$ мкм ($E_L = 10.43$ мэВ, $\omega = 1.60 \cdot 10^{13}$ Гц) газового лазера с CO_2 накачкой. ИК излучение подводилось к образцу в криостате с жидким гелием под откачкой ($T \approx 2.4$ К) сверху по стальной трубе и фокусировалось тефлоновой линзой, с плотностью мощности лазера $P_L \sim 10$ мВт/см^2. Для возбуждения ФЛ служил непрерывный полупроводниковый лазер с $\lambda = 785$ нм ($E_L = 1.58$ эВ, $P_L \sim 10$ мВт/см^2). Возбуждение и сбор ФЛ осуществлялось с помощью двух световодов диаметром 200 мкм и регистрировалось на монохроматоре с базой 0.55 м и охлаждаемой азотом CCD-камере. Особое внимание было уделено совпадению на образце пятен оптического и зондирующего ИК излучений, для чего перед образцом ставилась диафрагма диаметром 1 мм. Магнитное поле $B = 0{-}10$ Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и прикладывалось в геометрии Фарадея (вдоль оси роста структур, по нормали к поверхности образцов). Пластинка $\lambda/4$ и линейный поляризатор перед образцом обеспечивали измерение циркулярно-поляризованной (σ^+ или σ^-) ФЛ при развертке поля обоих знаков.

Магнитные и магнитооптические свойства структур со слоем δ-$\langle$Mn$\rangle$ ранее были изучены посредством магнито-оптического эффекта Керра [17] и на СКВИД-магнитометре [18], которые подтвердили ФМ характер этих структур с температурой Кюри $T_C \sim 30{-}35$ К. Исследования поверхности и структуры магнитного потока методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) проводились с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) AttoCube AttoDry 1000. АСМ/МСМ измерения проводили в атмосфере обменного газа (гелия) при давлении $P \sim$ ~ 0.5 мбар в диапазоне температур от 4 до 50 К с высокой точностью (~ 0.1 К). В качестве зондов применялись кремниевые магнитные кантилеверы фирмы Bruker марки MESP, покрытые слоем CoCr. Исследование топографии поверхности проходило в полуконтактном режиме, а структуры магнитного потока в режиме МСМ с выключенной обратной связью на высоте ~ 110 нм над поверхностью образца. Для получения МСМ изображений измеряли сдвиг фазы колебаний магнитного кантилевера.

Пространственное разделение КЯ и δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя позволяет не только предотвратить гашение межзонной люминесценции в КЯ дефектами, связанными с Mn, но и существенно, почти на три порядка повысить подвижность дырок в КЯ, так как $u <$ $< 10\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в твердых растворах $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [21]. При этом взаимодействие носителей заряда в КЯ с ФМ δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоем сохраняется, что подтверждается не только проявлением аномального эффекта Холла в этих структурах [16], но и наличием резкой магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации $P_C(B)$ для основного оптического перехода в КЯ: в малых полях $B < 0.3$ Тл происходит быстрый рост $P_C(B)$, сменяющийся значительно более медленным ростом в высоких полях (рис. 2a). Такой быстрый рост $P_C(B)$ характерен именно для изучаемых структур и полностью отсутствует в контрольных образцах без слоя δ-$\langle$Mn$\rangle$ [15, 19]. Более того, в структурах с δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоем в экспериментах с импульсным возбуждением был обнаружен динамический характер возникновения циркулярной поляризации $P_C(t)$ перехода в КЯ [17]: величина поляризации $P_C(t)$ в структуре #1 практически линейно нарастает со временем после возбуждения КЯ линейно-поляризованным лазером с энергией $E_L = 1.503$ эВ ниже барьера GaAs (рис. 2b). Механизмы такого поведения в настоящее время активно обсуждаются.

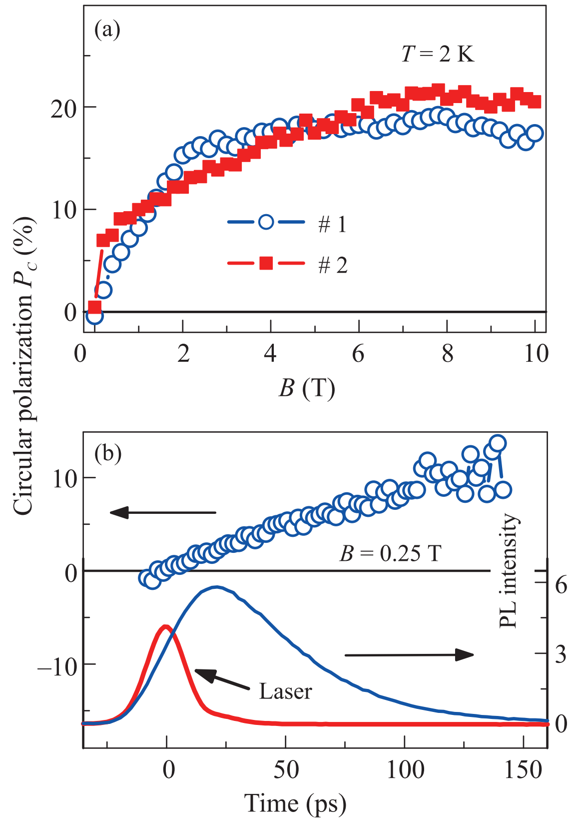

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости степени циркулярной поляризации $P_C(B)$ для основного оптического перехода в КЯ при возбуждении стационарным *cw* лазером $E_L = 1.580$ эВ и $T \approx 2.4$ К. (b) – Импульс ФЛ основного перехода в КЯ и ее циркулярная поляризация $P_C(t)$ в структуре #1 после возбуждения импульсным линейно-поляризованным лазером ($E_L = 1.503$ эВ, $B = 250$ мТл, $T \approx 6$ К)

Для детального изучения 2D дырочной системы методом ЦР необходимо исследование в широком диапазоне циклотронной частоты ω и магнитных полей, что налагает высокие требования к качеству структур и требует высокой подвижности дырок [22, 23]. Используя квазиклассическую оценку холловской подвижности $\mu \approx e\tau/m_h$ [4], можно оценить время релаксации импульса носителей τ в изучаемой структуре #1 с $\mu \sim 3000\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (при $T = 5$ К) как $\tau \sim 0.3$ пс, что сравнимо с $\tau \sim 0.7$ пс в КЯ $Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP$ шириной 10 нм [24]. В оценке использовалась масса тяжелой дырки в плоскости КЯ $m_h \approx 0.22 m_0$ (здесь и далее m_0 – масса свободного электрона), полученная при исследовании электролюминесценции в магнитном поле в диодных структурах n-типа с КЯ $In_{0.16}Ga_{0.84}As/GaAs$ [25]. Для выполнения условия $\omega \cdot \tau > 1$, необходимого для достоверных исследований ОДЦР в структурах InGaAs/GaAs/δ-$\langle$Mn$\rangle$, обладающих невысокой подвижностью в 2D-дырочном канале, необходимо использовать частоты $\omega \geq 10^{13}$ Гц, отвечающие дальнему ИК диапазону. Для газового ИК лазера с линией $\lambda = 118.8$ мкм ($\omega = 1.6 \cdot 10^{13}$ Гц) получаем $\omega \cdot \tau \sim 5$, что удовлетворяет требуемому критерию.

На рисунке 1 показаны спектры ФЛ для структуры # 1, выращенной на изолирующей подложке i-GaAs (рис. 1a), и структуры # 2 на подложке n-GaAs (рис. 1b) без подсветки $I(E)$ и при ИК подсветке $I_{CR}(E)$. Также показаны разностные спектры $\Delta I(E) = I_{CR}(E) - I(E)$ (зеленая штриховая линия), записанные в резонансном для каждой структуры поле (см. рис. 3). Большая спектральная полуширина линии излучения КЯ (> 10 мэВ) связана с существенной неоднородностью состава, строения и высокой концентрацией заряженных и нейтральных примесей, характерных для изучаемых структур с δ-слоями углерода и марганца и используемой технологии роста МОСГЭ [16]. Видно, что в случае с 2D-дырочным газом (# 1) поглощение ИК излучения приводит к уменьшению интенсивности по всей полосе КЯ, аналогично КЯ p-типа GaAs/AlGaAs [9], где такое поведение связывалось с резонансным нагревом дырок в результате поглощение ИК излучения. В светодиодной структуре # 2 ИК подсветка приводит к более сложному перераспределению интенсивности ФЛ: ее уменьшению ($\Delta I(E) < 0$) возле максимума полосы излучения КЯ и усилению ($\Delta I(E) > 0$) на фиолетовом краю (см. рис. 1b). Аналогичные проявления ОДЦР с изменением знака $\Delta I(E)$ наблюдались в недопированных КЯ GaAs/AlGaAs [26], что объяснялось разогревом фотовозбужденных электронов с последующим перераспределением образующихся экситонов между локализованными и делокализованными состояниями в пределах неоднородно уширенной полосы излучения КЯ.

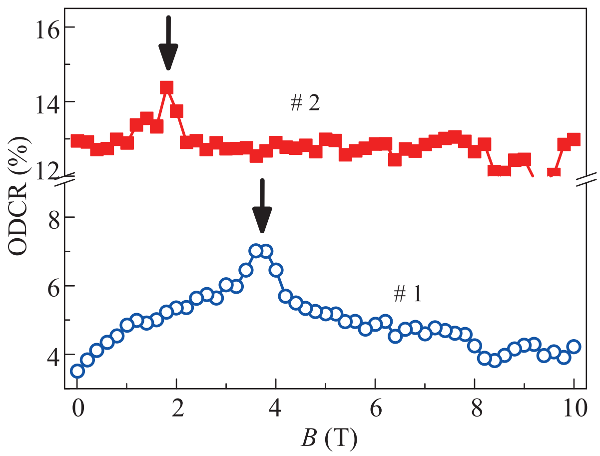

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости от магнитного поля нормированной (в %) величины ODCR(B) – интегральной интенсивности разностного спектра КЯ (см. текст) для обеих структур при $T \approx 2.4$ К. Стрелками отмечены максимумы зависимостей

Для количественной оценки эффекта ОДЦР при поглощении носителями ИК излучения в магнитном поле B брался интеграл модуля разностного спектра ФЛ, нормированный на интегральную интенсивность КЯ $\int I(E)dE$: $\mathrm{ODCR}(B) = \int |\Delta I(E)|dE / \int I(E)dE$. Интегрирование производилось в спектральном диапазоне излучения КЯ: 1.30–1.33 эВ для структуры # 1 и 1.395–1.43 эВ для # 2 (см. рис. 1). Полученные таким образом зависимости ODCR(B) представлены на рис. 3. Они демонстрирует слабо выраженные максимумы при $B_{\max} \approx 3.7$ Тл и $B_{\max} \approx 1.8$ Тл в структурах # 1 и # 2, соответственно. Из квазиклассического соотношения для циклотронной энергии $E_{\mathrm{FIR}} = \hbar e B_{\max}/m^*$ [4] можно оценить циклотронную массу m^* в плоскости КЯ для носителей, отвечающих за ОДЦР. Так, $m^* \approx 0.042 m_0$ в структуре # 1 и $m^* \approx 0.020 m_0$ в диодной структуре # 2. Кроме того, из рис. 3 видно, что в обеих структурах максимумы наблюдаются в условиях значительного, практически бесструктурного фона, который обычно связывается с нерезонансным разогревом носителей [4].

При обсуждении полученных результатов отметим, что энергетический спектр дырок в изучаемых структурах на изолирующей подложке имеет 2D характер, следовательно, масса дырок сильно анизотропна. Это подтверждается наблюдением осцилляций Шубникова–де Гааза в поле, перпендикулярном плоскости КЯ, и их отсутствием в продольной геометрии [16]. Известно, что наиболее надежным методом измерения планарной массы является циклотронный резонанс в низкочастотном, МВ диапазоне [4, 9], поскольку при исследовании в дальней ИК области эффекты непараболичности в КЯ с большой концентрацией дырок вносят существенный вклад в измеряемую величину m^*. Так, детальные исследования ОДЦР в КЯ p-типа GaAs/AlGaAs [22, 23] показали, что при переходе из МВ в ИК диапазон с ростом энергии возбуждения и, соответственно, с ростом резонансного поля $B_{\max}$, в эксперименте наблюдался рост циклотронной массы дырок $m^* = \hbar e B_{\max}/E_{\mathrm{FIR}}$ от $m^* \approx 0.15\, m_0$ до $m^* \approx 0.4 m_0$, что хорошо воспроизводилось в расчетах уровней Ландау в КЯ. При этом рост m^* с полем $B_{\max}$ происходит как при низкой концентрации дырок $p_S = (3–6) \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ [22], так и при высоких $p_S = (0.7–1.6) \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ [23].

Интересно сравнить величину m^*, полученную в данном исследовании, со значениями планарной массы дырок m^*, полученными другими методами. Такое сравнение показывает, что найденные значения m^* существенно меньше значений для структур InGaAs/GaAs, известных авторам из литературы [27–30]. Кроме того, величина $m^* = 0.042\, m_0$ для # 1 также заметно меньше массы электрона $m_e \approx 0.055 m_0$ в тройном соединении $\mathrm{In_{0.22}Ga_{0.78}As}$ слоя КЯ этой структуры, полученной из концентрационной зависимости $m_e(x)$ в $\mathrm{In}_x\mathrm{Ga}_{1-x}\mathrm{As}$ [31], что ставит под сомнение также электронную природу наблюдаемого резонанса. Аналогично, масса $m^* \approx 0.02 m_0$ в # 2 также значительно меньше массы электрона $m_e \approx 0.062 m_0$ для слоя КЯ ($\mathrm{In_{0.1}Ga_{0.9}As}$) в этой структуре. Для сравнения еще сделаем оценку резонансного поля $B_{\max} = m^* E_{\mathrm{FIR}}/(\hbar e)$ при известных из литературы значений m^* в сходных структурах и $E_{\mathrm{FIR}} = 10.4$ мэВ: (i) $B_{\max} = 19.8$ Тл для дырок с $m^* = 0.22 m_0$ в диодах $\mathrm{In_{0.16}Ga_{0.84}As/GaAs}$ [25], (ii) $B_{\max} = 15.3$ Тл для дырок с $m^* = 0.17 m_0$ в КЯ $\mathrm{In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs}$ при близких $p_S \sim 7 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ [30] и (iii) $B_{\max} \approx 4.9$ Тл для электронов с $m_e = 0.055 m_0$ в КЯ $\mathrm{In_{0.22}Ga_{0.78}As/GaAs}$ [31], что во всех случаях больше значений $B_{\max} \approx 3.7$ Тл в структуре # 1 и $B_{\max} \approx 1.8$ Тл в структуре # 2.

Для понимания такого несоответствия найденных в эксперименте номинальных значений циклотронной массы m^* и оцениваемых значений поля $B_{\max}$ и литературных данных для структур InGaAs/GaAs, необходимо рассмотреть возможные факторы, приводящие к сдвигу (уменьшению) $B_{\max}$. В этой связи нам представляются важными результаты детальных исследований размерного магнитоплазменного резонанса в легированных 2D структурах (см. работы [7–10] и ссылки там). Эти исследования в высококачественных структурах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью носителей (выше $2 \cdot 10^5\,\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) как n-типа, так и p-типа, показали, что к уменьшению $B_{\max}$ при фиксированной частоте МВ возбуждения приводит ограничение (уменьшение) размеров образцов. Такое пространственное ограничение области движения носителей в 2D структуре путем вытравливания круглых мез приводит к смешиванию их плазменной и циклотронной мод и зависимости частот верхней и нижней ветвей $\omega_\pm$ возникающего магнитоплазменного резонанса от размера d (диаметра) круглой мезы [8, 9]:

$$\omega_\pm = \pm\frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_P^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \qquad (1)$$

где $\omega_{CR} = eB/m^*$ – циклотронная частота в поле B, а ω_P – плазменная частота 2D-носителей (в данном случае, дырок) с концентрацией p_S:

$$\omega_P^2 = \frac{p_S e^2}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon(q)} q. \qquad (2)$$

Здесь $q = 2.4/d$ – волновой вектор плазменного возбуждения, ε_0 – электрическая постоянная и $\varepsilon(q)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды. В отсутствие экранировки затвором $\varepsilon(q) = (\varepsilon + 1)/2$ есть полусумма диэлектрических проницаемостей вакуума ($\varepsilon = 1$) и GaAs ($\varepsilon = 12.8$). В пределе сильного магнитного поля или большой мезы $d \to \infty$ ветвь ω_+ стремится к $\omega_{CR} = eB/m$ – частоте ЦР для бесконечной КЯ. Вторая магнитоплазменная ветвь ω_- носит краевой характер и в пределе больших магнитных полей отвечает возбуждениям, распространяющимся вдоль края 2D-системы [8]. При уменьшении диаметра мезы плазменная частота ω_P увеличивается как $d^{-1/2}$, что в эксперименте приводит к смещению максимума $B_{\max}$ верхней ветви резонансного поглощения ω_+ в область более низких полей относительно резонансного поля $B_{CR} = m^* E_{\mathrm{FIR}}/(\hbar e)$ для бесконечной КЯ без мезы:

$$B_{\max} = B_{CR} - \omega_p^2 m^*/(e\omega) = B_{CR} - \mathrm{const}/d. \qquad (3)$$

Именно такая функциональная зависимость от диаметра мезы d наблюдалась в работе [9]. Таким образом, фактор пространственного ограничения приводит к смешиванию плазменной и циклотронной мод и, как следствие, к зависимости энергии и магнитного поля резонанса от размера 2D-структуры. В силу соотношения (1) также становится неприменимым вычисление циклотронной массы в таких структурах, как $m^* = \hbar e B_{\max}/E_{\mathrm{FIR}}$.

Применительно к изучаемым магнитным структурам с ФМ δ-$\langle\mathrm{Mn}\rangle$-слоем ограничение области циклотронного движения носителей может быть обусловлено мезоскопическим расслоением КЯ, т.е. ее разбиением на малые субмикронные участки, вызванное сильным беспорядком. Так, в этих структурах эксперимент одновременно показывает не только проявление квантовых эффектов, присущих высококачественным 2D образцам, но также и наличие активационной проводимости и гигантского отрицательного магнетосопротивления, обусловленного спин-зависящими эффектами и магнитным беспорядком (см. работу Аронзона и др. [16, 32] и ссылки там). В этом цикле работ из детального комплексного анализа транспортных и магнитных данных был сделан вывод о специфическом расслоении образцов с δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоем в плоскости – в них происходит разбиение КЯ на участки, содержащие вырожденный 2D дырочный газ. Эти участки КЯ с характерным размером ≥ 100 нм, существенно превышающем длину свободного пробега дырок $l \sim 20$ нм, разделены узкими непроводящими (квази-диэлектрическими) слоями с характерной толщиной ~ 10 нм [16]. Причиной возникновения такого беспорядка в изучаемых структурах являются особенности строения δ-слоя: вследствие сильной диффузии Mn в GaAs выращиваемый δ-$\langle$Mn$\rangle$-слой фактически представляет собой ультратонкий слой ($\sim$ 2–3 нм) твердого раствора $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с высокой концентрацией марганца 2–6 ат.% [16]. В матрице GaAs атомы Mn, находящиеся в узлах Ga (Mn_{Ga}), выступают не только как локальные магнитные моменты, но также и в качестве акцепторной примеси. Это приводит к появлению в структуре дырок, взаимодействие которых с электронами d-оболочки Mn и является физической причиной возникновения ферромагнетизма в твердом растворе GaMnAs [11]. Кроме того, атомы Mn в матрице GaAs способны занимать не только акцепторные позиции Mn_{Ga}, но также и дефектные, междоузельные позиции Mn_I, где они выступают в качестве двойных доноров, что приводит к существенной самокомпенсации δ-слоя Mn [11]. Общая концентрация заряженных атомов Mn в δ-слое $N_{Mn} \geq 6 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ при $Q_{Mn} \sim 0.3$ МС [21] существенно превышает концентрацию дырок в КЯ $p_S \leq 4 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$, которые в этом случае не могут полностью экранировать случайные флуктуации распределения заряженных дефектов, что приводит к дальнодействующему флуктуационному потенциалу в плоскости КЯ. Этот потенциал имеет пространственный масштаб R_C, с характерной длиной неэкранируемых флуктуаций, лежащей в диапазоне от минимальной длины $R_{\min} \sim \sim d_S$ до максимальной $R_{\max} \approx N_{Mn}^{1/2}/p_S$ [16], при этом флуктуации потенциала с масштабом больше $R_{\max}$ эффективно экранируются носителями (дырками) в 2D-канале. Подставляя характерные значения N_{Mn} и p_S, получаем оценку $R_{\max} \sim 100-200$ нм. Оценки амплитуды флуктуационного потенциала γ дают величину $\gamma \sim 10$ мэВ [16], что превышает энергию Ферми при типичных концентрациях дырок. Таким образом, присутствие близкого встроенного δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя высокой плотности, характеризующегося также высокой степенью самокомпенсации доноров и акцепторов, приводит к возникновению в плоскости КЯ сильного флуктуационного кулоновского потенциала для носителей [16]. Важной особенностью рассматриваемой модели является также предположение о наличии резких пространственных изменений концентрации Mn в δ-$\langle$Mn$\rangle$-слое, а также в окружающих его спейсере и покровном слое, и связанной с этим сильной неоднородности их кристаллической и магнитной структур. Согласно этой модели, в области расположения δ-слоя Mn формируется квази-2D магнитная фаза в форме отдельных субмикронных ФМ островков твердого раствора $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с высоким содержанием Mn ($x \sim 0.05-0.1$) [32], характеризующаяся сильными флуктуациями распределения заряженных дефектов Mn_{Ga} и Mn_I. При этом дырки в КЯ локализованы в потенциальных ямах, образованных крупномасштабными флуктуациями кулоновского потенциала этих “островков”, т.е. флуктуационный потенциал в КЯ коррелирует с расслоившимся ФМ δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоем в силу специфики природы ферромагнетизма в полупроводнике $Ga_{1-x}Mn_xAs$, в котором носители (дырки) являются также медиатором обменной связи ионов Mn [11].

Мезоскопическое разделение КЯ на субмикронные области масштабом ≥ 100 нм и более, ранее предполагаемое из анализа магнитотранспортных данных [16], действительно наблюдалось нами методом низкотемпературной магнитно-силовой микроскопии ниже температуры Кюри δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя $T_C \sim 35$ К. На рисунке 4 отображены результаты АСМ/МСМ исследований при низкой температуре $T = 4.7$ К. Рисунок 4a демонстрирует рельеф исследуемой области структуры # 2 размером 1×1 мкм в режиме АСМ. Высота неоднородностей рельефа составляет $1-2$ нм. На рисунке 4b и c представлено распределение магнитного потока над поверхностью структуры, показанной на рис. 4a, в полях $B = 0$ и $B = 50$ мТл, соответственно. Из рисунка 4 видно, что контраст фазы колебаний магнитного кантилевера имеет характерный масштаб $\sim$ 100–200 нм и при этом определенным образом коррелирует с рельефом. Такая структура магнитного потока характерна для всего исследованного образца ниже его температуры Кюри $T_C \sim 35$ К и исчезает после отогрева выше T_C. Наблюдаемый знакопеременный контраст фазы связывается со специфической доменной структурой, присущей исследуемой структуре, и отражает существенную магнитную неоднородность ФМ δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя.

На наш взгляд, именно сильное ограничение эффективной площади активных участков КЯ и приводит к смешанному магнитоплазменному резонансу вырожденных 2D-дырок во внешнем поле на таких мезоскопически малых участках КЯ размером $d \sim 100-200$ нм в условиях ее специфического фа-

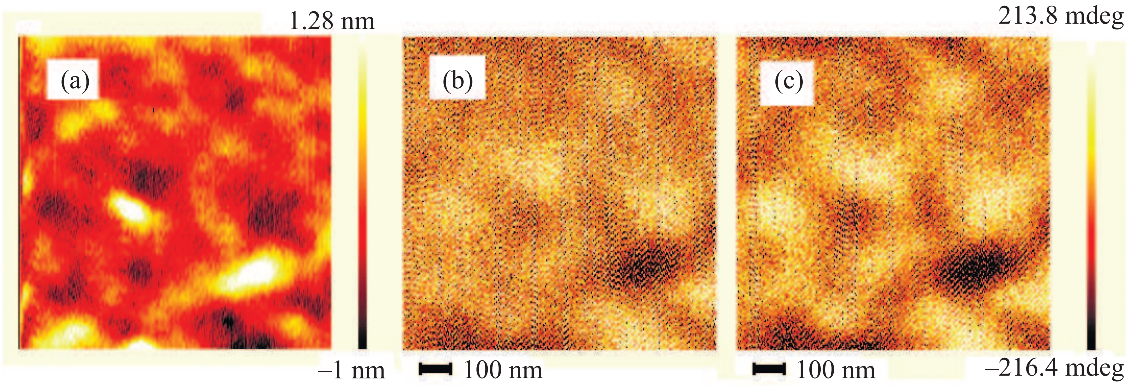

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Рельеф области структуры #2 размером 1×1 мкм в режиме АСМ. Структура магнитного потока (режим МСМ) в поле, перпендикулярном плоскости КЯ: (b) – $B = 0$ Тл и (c) – $B = 50$ мТл. Температура $T = 4.7$ К

зового расслоения. Для определенности сделаем количественную оценку энергии смешанной магнитоплазменной моды $\hbar\omega_+$ (знак "+" в формуле (1), отвечающей классическому ЦР в пределе больших полей. Оценки плазменной энергии $\hbar\omega_P$ по формуле (2) для круглой мезы $d = 100$ нм в структуре #1 с $p_S \sim 7 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и циклотронной энергии $\hbar\omega_{CR} = \hbar eB/m^*$ дают $\hbar\omega_P \approx 9.2$ мэВ и $\hbar\omega_{CR} \approx 2.2$ мэВ. В оценке использовалась масса дырки $m^* = 0.22m_0$, полученная из магнитолюминесценции в светодиодах с КЯ $\mathrm{In_{0.16}Ga_{0.84}As/GaAs}$ [25]. Для магнитоплазменной моды получим $\hbar\omega_+ \approx 10.3$ мэВ, что близко к энергии ИК лазера $E_{\mathrm{FIR}} = 10.4$ мэВ и, по-видимому, является случайным совпадением, учитывая наличие значительного разброса параметров в разных структурах, и прежде всего массы m^*. Тем не менее, на наш взгляд, близость оценки энергий $\hbar\omega_+$ и E_{FIR} служит аргументом в пользу предложенной интерпретации нетипичного проявления ЦР в изученных ФМ гетероструктурах. Зависимость $B_{\max}$ от диаметра мезы (формула (3)) позволяет также объяснить сдвиг $B_{\max}$ в область меньших полей относительно данной выше оценки $B_{CR} = m^*E_{\mathrm{FIR}}/(\hbar e) = 19.8$ Тл резонансного поля для классического ЦР дырок с $m^* = 0.22m_0$: $B_{\max} = B_{CR} - \omega_P^2 m^*/(e\omega) \approx 6.1$ (Тл), что хоть и больше, но все же лучше соответствует экспериментальному значению $B_{\max} \approx 3.7$ Тл для структуры #1. Также, возможно, требуется уточнение теории смешанного магнитоплазменного резонанса для субмикронных образцов.

При уменьшении магнитного поля вследствие увеличения циклотронного радиуса носителей r_c масштаб неэкранируемых флуктуаций потенциала $R_{\max} \sim 100{-}200$ нм может стать меньше r_c, что может привести к нарушению закона сохранения волнового вектора при излучении/поглощении фотонов в 2D структурах [33]. В этой связи будет полезно привести оценку для циклотронного радиуса уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми [33]:

$$r_C = \sqrt{2\pi n_{2D}}\left(\frac{\hbar c}{eB}\right). \tag{4}$$

Для структуры #1 с $n_{2\mathrm{D}} = p_S \sim 7 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ получим $r_c(B_{\max}) \sim 32$ нм, т.е. в довольно широком диапазоне полей вблизи $B_{\max}$ выполняется соотношение $r_c < R_{\max}$, что согласуется с нашей моделью смешанного магнитоплазменного резонанса вырожденных 2D-дырок на мезоскопически малых участках КЯ.

Что касается диодной структуры #2, в которой невозможно определить концентрацию носителей стандартными методами и оценить ω_P, для нее следует сделать важное замечание: наличие легированной подложки n^+-GaAs ($n \sim 10^{17}$ см$^{-3}$), отделенной от КЯ тонким слоем i-GaAs толщиной $a = 3$ нм ($a \ll d$), приводит к экранировке носителей в КЯ [8]. В результате изменяется эффективный волновой вектор $q \approx 3.7/d$, $\varepsilon(q)$ задается выражением $\varepsilon(q) = (1+\varepsilon\coth(qa))/2$, а спектр 2D-плазмонов $\omega_P(q)$ приобретает линейный характер [8]:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_{2\mathrm{D}}e^2a}{m^*\varepsilon_0\varepsilon(q)}}\,q, \tag{5}$$

что меньше плазменной частоты ω_P для неэкранированного случая на фактор $f \sim a/d \ll 1$. В этом случае $\omega_P \ll \omega_{CR}$ и ограничение области движения носителей не приводит к заметной перенормировке (усилению) энергии магнитоплазменного возбуждения $\hbar\omega_+$ в формуле (1), а резонанс $\hbar\omega_+ \approx \hbar\omega_{CR} = E_{\mathrm{FIR}}$ для типичных значений дырочных масс потребует больших полей $B_{\max} > 10$ Тл. В то же время наблюдаемый пик при $B_{\max} \approx 1.8$ Тл совпадает с данными по ОДЦР для линии $1s \rightarrow 2p^+$ нейтрального донора D^0 в n-допированных КЯ GaAs/AlGaAs при ИК лазере с $\lambda = 118.8$ мкм [34]. В нашем случае эти доноры D^0 находятся в легированной подложке и в силу ее близости к КЯ, по-видимому, происходит заметный перенос фотовозбужденных носителей из подложки в КЯ, что в итоге и приводит к ОДЦР в люминесценции КЯ.

Таким образом, при исследовании структур с КЯ InGaAs/GaAs/δ-$\langle$Mn$\rangle$ методом ОДЦР в ИК области (линия лазера $\lambda = 118.8$ мкм) было обнаружено, что максимум ОДЦР существенно сдвинут в область низких магнитных полей, значительно ниже оцениваемого для характерных значений электронной или дырочной циклотронных масс в системе InGaAs/GaAs. Такое нетипичное для обычных (немагнитных) гетероструктур с КЯ InGaAs/GaAs проявление ОДЦР можно объяснить как проявление смешанного магнитоплазменного циклотронного резонанса вырожденных 2D-дырок на мезоскопически малых участках КЯ высокого качества, возникающих в результате фазового расслоения близлежащего акцепторного δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя с высокой концентрацией атомов марганца. Именно особый дизайн структуры, имеющей в своем составе ФМ δ-$\langle$Mn$\rangle$-слой высокой концентрации, склонный к расслоению и самокомпенсации, и приводит к возникновению аномально сильного флуктуационного кулоновского потенциала для носителей в плоскости КЯ. Такое разделение КЯ на субмикронные области размером $\sim$100–200 нм, ранее предполагаемое из анализа магнитотранспортных измерений [16], было продемонстрировано методом низкотемпературной магнитно-силовой микроскопии ниже температуры Кюри δ-$\langle$Mn$\rangle$-слоя. Также найдено, что резонансное поле сильно отличается в структуре, выращенной на изолирующей подложке i-GaAs, и в структуре на подложке n-GaAs, что связывается с экранировкой 2D-плазмонов во втором случае. В результате в светодиодной структуре в исследуемом диапазоне полей (<10 Тл) наблюдается только линия ОДЦР, отвечающие переходу $1s \rightarrow 2p^+$ на донорах D^0 легированной подложке.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

Авторы благодарят Д. Р. Яковлева за помощь в проведении экспериментов по ОДЦР, а также М. В. Дорохина и Б. Н. Звонкова за предоставленные образцы.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
3. С. И. Губарев, А. А. Дремин, К. фон Клитцинг, И. В. Кукушкин, А. В. Малявкин, М. Г. Тяжлов, Письма в ЖЭТФ **54**, 361 (1991).
4. N. Miura, *Physics of Semiconductors in High Magnetic Fields*, Oxford University Press Inc., N.Y. (2008).
5. M. I. Dyakonov and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).
6. X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer, London (2010).
7. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **105**, 202106 (2014).
8. С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **102**, 517 (2015).
9. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, С. В. Товстоног, И. Смет, К. фон Клитцинг, В. Векшейдер, Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000).
10. М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Векшейдер, С. Герл, Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007).
11. T. Dietl and H. Ohno, Rev. Mod. Phys. **86**, 187 (2014).
12. Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, УФН **175**, 629 (2005).
13. Y. H. Matsuda, H. Arimoto, N. Miura, A. Twardowski, H. Ohno, A. Shen, and F. Matsukura, Physica B **256–258**, 565 (1998).
14. R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev. B **69**, 161305(R) (2004).
15. С. В. Зайцев, М. В. Дорохин, А. С. Бричкин, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, В. Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ **90**, 730 (2009).
16. М. А. Панков, Б. А. Аронзон, В. В. Рыльков, А. Б. Давыдов, Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, Э. М. Пашаев, М. А. Чуев, И. А. Субботин, И. А. Лихачев, Б. Н. Звонков, А. В. Лашкул, Р. Лайхо, ЖЭТФ **136**, 346 (2009).
17. V. L. Korenev, I. A. Akimov, S. V. Zaitsev, V. F. Sapega, L. Langer, D. R. Yakovlev, Yu. A. Danilov, and M. Bayer, Nat. Commun. **3**, 959 (2012).
18. А. И. Дмитриев, А. Д. Таланцев, С. В. Зайцев, Ю. А. Данилов, М. В. Дорохин, Б. Н. Звонков, О. В. Коплак, Р. Б. Моргунов, ЖЭТФ **140**, 158 (2011).
19. С. В. Зайцев, ФНТ **38**, 513 (2012).
20. I. J. Fritz, T. J. Drummond, G. C. Osbourn, J. E. Schirber, and E. D. Jones, Appl. Phys. Lett. **48**, 1678 (1986).
21. О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, М. В. Дорохин, Б. Н. Звонков, И. Л. Калентьева, А. В. Кудрин, Письма в ЖТФ **35**, 8 (2009).
22. B. E. Cole, J. M. Chamberlain, M. Henini, T. Cheng, W. Batty, A. Wittlin, J. A. A. J. Perenboom, A. Ardavan, A. Polisski, and J. Singleton, Phys. Rev. B **55**, 2503 (1997).

23. K. Rachor, T. E. Raab, D. Heitmann, C. Gerl, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **79**, 125417 (2009).
24. C. Wetzel, Al. L. Efros, A. Moll, B. K. Meyer, P. Omling, and P. Sobkowicz, Phys. Rev. B **45**, 14052 (1992).
25. S. V. Zaitsev, M. V. Dorokhin, P. B. Demina, N. V. Baidus, E. A. Uskova, and B. N. Zvonkov, Phys. Status Solidi B **246**, 1132 (2009).
26. B. M. Ashkinadze, E. Cohen, A. Ron, and L. Pfeiffer, Phys. Rev. B **47**, 10613 (1993).
27. G. C. Osbourn, J. E. Schirber, T. J. Drummond, L. R. Dawson, B. L. Doyle, and I. J. Fritz, Appl. Phys. Lett. **49**, 731 (1986).
28. L. V. Butov, V. D. Kulakovskii, T. G. Andersson, and Z. G. Chen, Phys. Rev. B **42**, 9472 (1990).
29. O. Drachenko, D. V. Kozlov, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, K. V. Maremyanin, A. V. Ikonnikov, B. N. Zvonkov, M. Goiran, J. Leotin, G. Fasching, S. Winnerl, H. Schneider, J. Wosnitza, and M. Helm, Phys. Rev. B **79**, 073301 (2009).
30. S. Y. Lin, H. P. Wei, D. C. Tsui, and J. F. Klem, Appl. Phys. Lett. **67**, 2170 (1995).
31. S. Adachi, *Physical Properties of III-Y Semiconductor compounds*, John Wiley and Sons, N.Y., Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1992).
32. Б. А. Аронзон, А. С. Лагутин, В. В. Рыльков, В. В. Тугушев, В. Н. Меньшов, А. В. Лейскул, Р. Лайхо, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, Письма в ЖЭТФ **87**, 192 (2008).
33. С. И. Дорожкин, УФН **175**, 213 (2005).
34. J. Kono, S. T. Lee, M. S. Salib, G. S. Herold, A. Petrou, and B. D. McCombe, Phys. Rev. B **52**, R8654 (1995).