

Молекулярные состояния композитных фермионов в самоорганизованных квантовых точках InP/GaInP в нулевом внешнем магнитном поле

© А.М. Минтаиров^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Electrical Engineering Department, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA

E-mail: amintairov@gmail.com

Поступила в Редакцию 26 сентября 2019 г.

В окончательной редакции 30 сентября 2019 г.

Принята к публикации 30 сентября 2019 г.

В одиночных квантовых точках InP/GaInP с числом электронов $N = 5-7$ и радиусом Вигнера–Зейтца ~ 2.5 определены размеры, положение областей локализации линий и зависимость от магнитного поля (0–10 Тл) низкотемпературных (10 К) спектров фотолюминесценции с помощью ближнепольного сканирующего оптического микроскопа. Обнаружено формирование молекул композитных фермионов, имеющих размер областей локализации и длину связи ~ 30 и ~ 50 нм соответственно, для фактора заполнения уровней Ландау от $1/2$ до $2/7$ в нулевом внешнем магнитном поле. Для $N = 6$ обнаружено спаривание и перестановка композитных фермионов, обусловленные фотовозбуждением, что открывает перспективы использования квантовых точек InP/GaInP для создания „немагнитного“ топологического квантового затвора.

Ключевые слова: квантовые точки InP/GaInP, композитные фермионы, фотолюминесценция, ближнепольная сканирующая микроскопия, топологический квантовый затвор.

DOI: 10.21883/FTP.2020.02.48893.9269

1. Введение

Самоорганизованные квантовые точки (КТ) InP/GaInP, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений), представляют собой естественные вигнеровские молекулы (ВМ), имеющие число электронов (N) до 20 и радиус Вигнера–Зейтца (r_s) до 5 [1–4]. В таких КТ может формироваться сильное встроенное магнитное поле, что обеспечивает режим квантового эффекта Холла [1] и возможность их использования для создания помехозащищенного топологического квантового затвора [5] без внешнего магнитного поля. При этом формирование ВМ в КТ InP/GaInP может быть детально измерено с помощью фотолюминесценции (ФЛ) с высоким пространственным разрешением [4].

В процессе ФЛ ВМ с N электронами (Ne -ВМ) при поглощении фотона заряженный $(N+1)e$ экситонный комплекс [6] не образуется, а происходит формирование $(N+1)e$ -ВМ [3]. При этом квантовые состояния фотовозбужденной дырки премешиваются с квантовыми состояниями $N+1$ электронов за счет кулоновского взаимодействия. Это приводит к формированию p -, d -, ... антистоксовых компонент (АСК) спектра ФЛ КТ, а релаксация электронов после излучения фотона индуцирует стоксовые компоненты (СК), обусловленные вращательно-колебательными модами Ne -ВМ [4]. При этом пространственное распределение интенсивности компонент спектра ФЛ определяется пространственным

распределением электронной плотности $(N+1)e$ -ВМ (для АСК) и Ne -ВМ (для СК), что позволяет измерять конфигурацию электронов в молекуле при использовании ближнепольного сканирующего оптического микроскопа (БСОМа) [4]. Такие измерения и их сопоставление с расчетами электронной плотности ВМ, выполненные методом конфигурационного взаимодействия, позволили наблюдать $2e$ -, $6e$ - и $9e$ -ВМ с $r_s \sim 2.8-3.8$ в КТ InP/GaInP и показать соответствие распределения электронной плотности этих ВМ классическим конфигурациям, т.е. для $r_s \rightarrow \infty$ [7]. Эти измерения показали, что в некоторых КТ может наблюдаться существенное различие экспериментальных и расчетных распределений электронной плотности, обусловленное аномальной локализацией или делокализацией электронов. В настоящей работе мы определили размеры областей излучения и сдвиг линий спектра ФЛ в магнитном поле для ВМ с аномальной локализацией электронов (ВМЛ). Анализ экспериментальных данных показывает, что аномальная локализация обусловлена сильным встроенным магнитным полем (~ 10 Тл), которое обеспечивает режим дробного квантового эффекта Холла, и формированием ВМ композитных фермионов (КФ) в нулевом внешнем магнитном поле. Полученные результаты открывают возможность использования КТ InP/GaInP для создания „немагнитного“ помехоустойчивого топологического квантового затвора.

2. Детали эксперимента

Исследуемый образец выращивался на точно ориентированной подложке GaAs(001) методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 700°C [8]. КТ формировали осаждением 8 монослоев InP на слой Ga_{0.52}In_{0.48}P толщиной 500 нм, согласованный по параметру решетки с GaAs, и зарощивали слоем Ga_{0.52}In_{0.48}P толщиной 40 нм.

Спектры ФЛ одиночных квантовых точек измерялись с помощью БСОМ, с использованием волоконно-оптических зондов с Al-покрытием и апертурами до 50 нм. Спектры измерялись при температуре 10 К и магнитных полях до 10 Тл, в режиме возбуждения-сбор, с использованием многоканальной кремниевой линейки (CCD) и монохроматора с фокусным расстоянием 280 мм при возбуждении линией 514.5 нм Ar-лазера. Мощность возбуждения на входе в волокно составляла ~ 5 мВт, что соответствует плотности возбуждения ~ 0.5 Вт/см².

Величины квантового ограничения $\hbar\omega_0$ и N оценивались из величины расщепления и числа АСК. Пространственное распределение (карты) интенсивности для выбранной спектральной компоненты (пика) строилось с использованием спектров, измеренных при сканировании с шагом 50 нм, и разложения спектра на лоренцевы компоненты. Область локализации пика излучения соответствовала области карты с интенсивностью 0.9 от максимума.

Размер КТ D определяли из интегральной БСОМ-карты. Радиус Вигнера–Зейтца рассчитывался по формуле $r_s = 4N/\pi D^2 a_B^*$, где a_B^* — борковский радиус; в эффективных атомных единицах $a_B^* = \hbar^2(4\pi\epsilon\epsilon_0)/m^*e^2$, где ϵ_0 , ϵ и m^* — электрическая постоянная, диэлектрическая проницаемость и эффективная масса; для InP $a_B^* = 8.7$ нм.

Величина встроенного магнитного поля B_{in} , эффективный заряд электрона e^* и соответствующий фактор заполнения уровней Ландау $\nu_0 = 4Nh/(\pi D^2 e_0 B_{in})$ оценивались по спектру Фока–Дарвина $E_{k,l}(B_0) = E_{k,l}(B + B_{in})$, где $E_{k,l}(B_0) = E_{k,l}^{FD}(\Omega)$, $\Omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2/4$, где B — внешнее магнитное поле, $\omega_c^* = e^*B_0/m^*$ — циклотронная частота, k ($k = 0, 1, \dots$) и l ($l = -k, -k + 2, \dots, k - 2$) — главное и азимутальное квантовые числа [9]. Подробное описание методов измерений и расчетов электронной плотности приведено в [4].

3. Экспериментальные данные

3.1. Спектры фотолюминесценции вигнеровских молекул с аномальной локализацией электронов

На рис. 1 представлены спектры ФЛ девяти ВМЛ, обозначенных WM_L0, ..., WM_L8, и одной „нормальной“ ВМ (WM-P4, см. P4 КТ в [4]). Для ВМЛ в спектре наблюдаются основной пик, обозначенный 1,

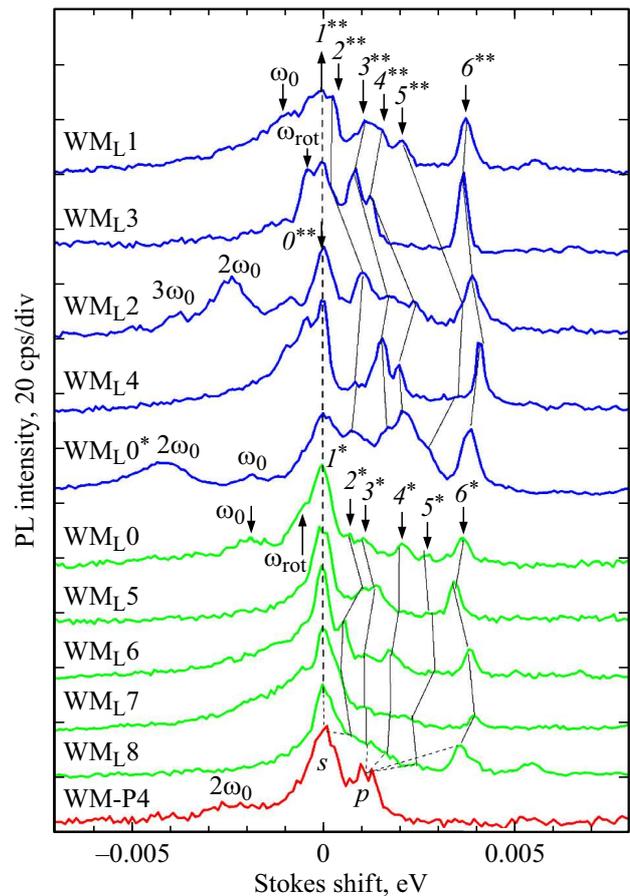


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) (в шкале энергии стоксова сдвига) девяти „аномальных“ и одной „нормальной“ InP/GaInP ВМ. Спектр ВМ WM_L0* соответствует спектру WM_L0 в магнитном поле 10 Тл.

до пяти АСК с энергией расщепления ~ 1 мэВ, обозначенных номерами 2–6, а также вращательная (ω_{rot}) и трансляционная (ω_0) моды СК. Сравнение приведенных спектров показывает сильное различие в распределении интенсивностей пиков 1–6 для WM_L0*, WM_L1–WM_L4, с одной стороны, и WM_L0, WM_L5–WM_L8 — с другой. Для первой серии ВМ интенсивности АСК сравнимы с интенсивностью основного пика, а для второй они на порядок меньше. Чтобы различать эти два случая мы добавили индексы ** и * к номерам пиков соответственно. Для WM_L0 в нулевом магнитном поле наблюдается распределение типа *, а при $B = 10$ Тл — типа **. Кроме этих различий в спектрах ВМЛ с интенсивными АСК наблюдается более богатый и интенсивный спектр СК, включающий пики первого и второго обертонов трансляционной моды ω_0 .

Для нормальной ВМ в спектре наблюдаются один пик АСК, соответствующий p -оболочке, и один пик СК, соответствующий колебательной моде ω_0 . Для этой ВМ $N = 5$, $\hbar\omega_0 = 1.1$ мэВ и $r_s = 3.46$, а s - и p -пики обусловлены рекомбинацией 2 и 4 электронов соответствующих вырожденных электронных состояний $6e$ -ВМ с дыркой.

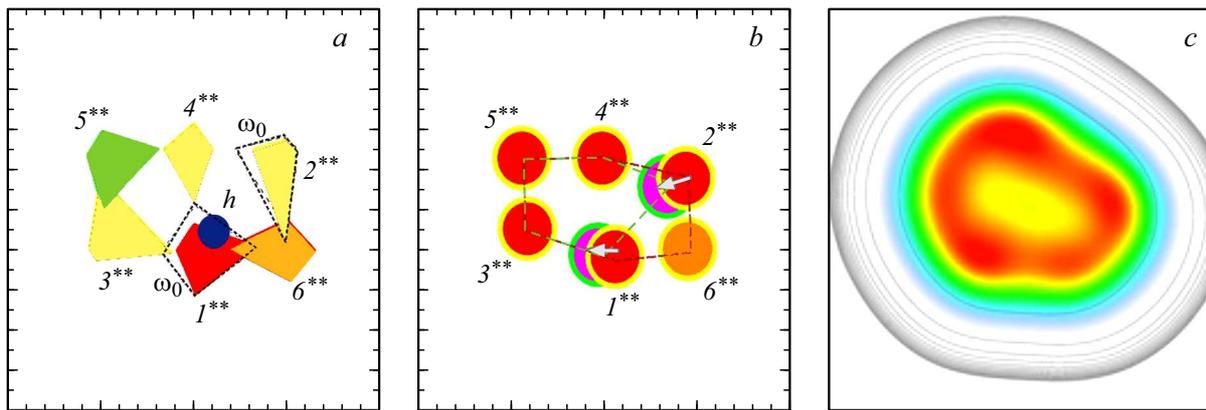


Рис. 2. Интегральная карта карты интенсивности пиков $I^{**}-6^{**}$ (сплошные фигуры) и ω_0 (пунктирные фигуры) спектра ФЛ (a) и конфигурация ВМ в фотовозбужденном и исходном состояниях WM_L1 (b) и расчетное распределение электронной плотности, соответствующей $6e$ -ВМ в нулевом магнитном поле [3] (c). Цветной контраст (a) соответствует уменьшению интенсивности в 3 раза, показано положение дырки h . Размер карт 200×200 нм b: стрелки показывают смещение ОЛ пиков после рекомбинации.

Можно предположить, что в ВМЛ большое число АСК указывает на снятие вырождения и расщепление этих состояний, что в свою очередь указывает на спин-поляризованное состояние электронов в КТ. Таким образом, пики I^*-6^* и $I^{**}-6^{**}$ соответствуют рекомбинации одиночных электронов (пик $6^*/6^{**}$ соответствует фотовозбужденному электрону) с первого уровня Ландау, что предполагает их сильную локализацию и сильное встроенное магнитное поле, соответствующее $\nu_0 < 1$. Таким образом, можно заключить, что спектры ВМЛ на рис. 1 соответствуют $N \approx 5$ (в основном состоянии) и $N + 1$ (в фотовозбужденном), $\hbar\omega_0 \approx 2$ мэВ, $r_s \approx 2.5$ и $B_{in} > 3$ Тл. При этом различие интенсивностей пиков I^*-6^* и $I^{**}-6^{**}$ естественно связать с конфигурациями (5, 1) и (6, 0) изомеров $6e$ -ВМ или (6, 1) и (5, 0) $7e$ - и $5e$ -ВМ соответственно. Для конфигурации (5, 1) и (6, 1) основной пик (I^*), соответствующий рекомбинации центрального электрона и фотовозбужденной дырки, доминирует в спектре, в то время как для (6, 0) и (5, 0) все электроны равно удалены от дырки и соответствующие пики рекомбинации имеют равную интенсивность. Согласно расчетам [10], состояние (6, 0) является основным для состояний, имеющих полный орбитальный момент $L = 21, 39$ и 51 , которым для InP и $r_s \approx 2.5$ соответствуют $B \sim 4, \sim 7$ и ~ 12 Тл. Основные состояния изомера (5, 1) соответствуют $L = 25, 30, 35, 40, 45, 50$.

3.2. Измерения области локализации пиков фотолуминесценции

На рис. 2 и 3 показаны карты распределения интенсивности пиков спектра ФЛ и соответствующие конфигурации WM_L1 и WM_L2 , имеющих $N = 5$ и 6 соответственно. Для пиков АСК размер области излучения составляет $l_e \approx 30$ нм с расстоянием между областями до ~ 50 нм. Для СК $l_e \approx 30-70$ нм.

Пространственная конфигурация областей локализации (ОЛ) пиков $I^{**}-6^{**}$ для WM_L1 на рис. 2 образует вытянутый гексагон размером 70×110 нм. При этом интенсивность максимальна для пиков $I^{**}, 6^{**}$ и монотонно уменьшается для пиков $2^{**}, 3^{**}, 4^{**}, 5^{**}$, что соответствует их удалению от ОЛ дырки вблизи пика I^{**} . Форма карты пика ω_0 соответствует горизонтальному смещению ОЛ пиков I^{**} и 2^{**} на ~ 20 нм после рекомбинации и описывает генерацию трансляционной моды в спектре ФЛ. Пространственная модуляция интенсивности пиков соответствует амплитуде модуляции электронной плотности WM_L1 100%, в то время как расчетная величина модуляции для нулевого магнитного поля, представленная на рис. 2, справа, составляет величину $\sim 15\%$. В магнитном поле l_e составляет величину $\sim 4l_B = (\hbar/m^*\Omega)^{0.5}$, где l_B — магнитная длина, и l_e , измеренная для WM_L1 , соответствует $B \sim 13$ Тл, $L = 51$, что в свою очередь соответствует фазе дробного квантового эффекта Холла с $\nu_0 \approx 2/7$. Эта фаза соответствует заполнению композитными фермионами (КФ) [11], состоящими из одного электрона и двух квантов магнитного потока (КФ₂), нижнего уровня Ландау КФ₂, т.е. $\nu_{0CF} \sim 1$. Таким образом, пики в спектре ФЛ соответствуют одиночным КФ₂.

Для WM_L2 l_e пиков $2^{**}, 3^{**}$ и 4^{**} (см. рис. 3) имеют такую же величину ~ 30 нм, как и для WM_L1 , что также соответствует $B \approx 13$ Тл и формированию КФ. Для этой ВМ пики 5^{**} и 6^{**} сливаются и область излучения пика 5^{**} составляет суперпозицию ОЛ этих пиков (см. вставку к рис. 3, a). Кроме того, излучение пика I^{**} имеет две ОЛ, отстоящие друг от друга по диагонали влево вниз на ~ 70 нм, что соответствует дополнительному КФ — 0^{**} . При этом пространственная локализация пиков $I^{**}, 2^{**}, 3^{**}$ и 6^{**} совпадает в пределах 10 нм, а ОЛ пиков $4^{**}, 5^{**}$ и 0^{**} образуют равносторонний треугольник с базой 90 нм и длиной сторон 50 нм, отстоящий от ОЛ остальных пиков на 30 нм вниз по диагонали.

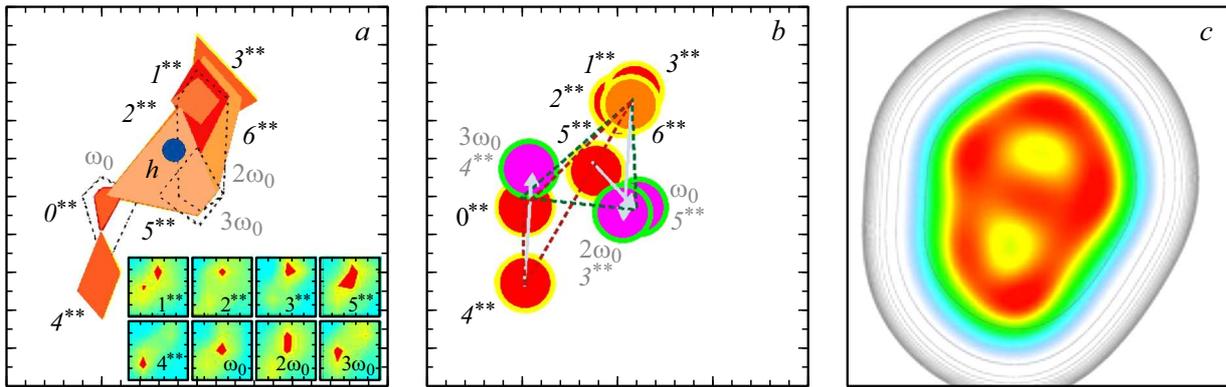


Рис. 3. Интегральная карта интенсивности пиков 1^{**} – 6^{**} (сплошные фигуры) и ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0$ (пунктирные фигуры) спектра ФЛ (a), конфигурация VM в фотовозбужденном и исходном состояниях WM_{1,2} (b) и расчетное распределение электронной плотности, соответствующей 7e-VM в нулевом магнитном поле [3] (c). (a): показано положение дырки h , на вставке — индивидуальные карты пиков, размер карт 200×200 нм. b: стрелки показывают смещение ОЛ пиков после рекомбинации.

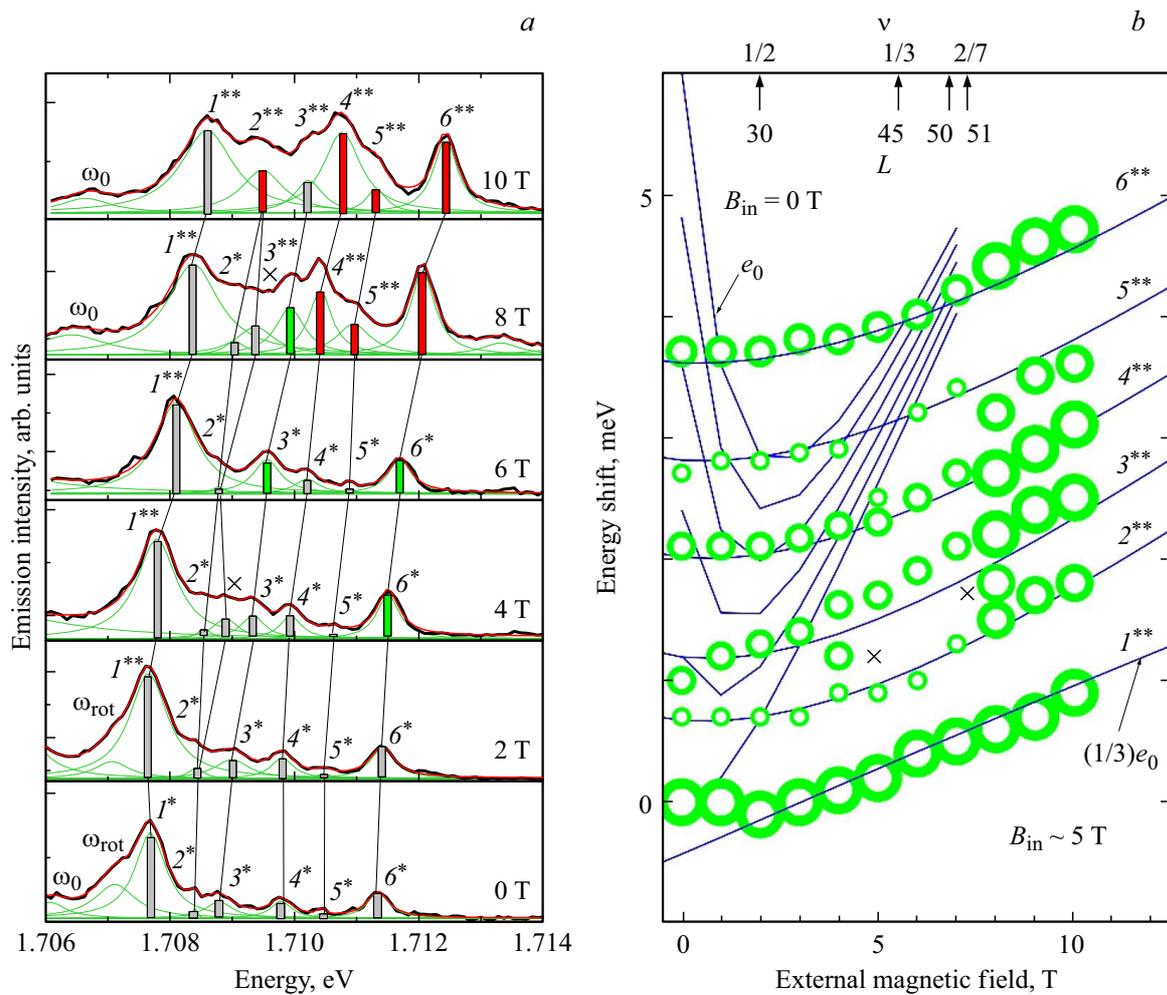


Рис. 4. Спектры ФЛ WM_{1,0} в магнитных полях 0, 2, 4, 6, 8 и 10 Тл (a) и сдвиг линий пиков 1^{**} – 6^{**} в зависимости от магнитного поля (b, точки — эксперимент, линии — спектр Фока-Дарвина). a: тонкие кривые — лоренцевы контуры, столбики в положениях максимумов — пиковые интенсивности линий; b: размер кружков соответствует интенсивности пиков, стрелки у верхней оси показывают значения ν и L .

Таким образом, пространственная конфигурация этой ВМ образует квазиодномерную структуру, представляющую собой сильно сплюснутый треугольник с базой 120 нм, высотой 20 нм, имеющий на верхней вершине 4 спаренных КФ. При этом интенсивность пиков имеет почти одинаковую интенсивность, что соответствует локализации дырки вблизи центра треугольника. Анализ ОЛ пиков СК показывает, что пик ω_0 соответствует смещению ОЛ пика 5^{**} на 30 нм вправо по диагонали вниз, пик $2\omega_0$ соответствует смещению ОЛ пика 3^{**} на 50 нм вниз, а пик $3\omega_0$ соответствует смещению ОЛ пика 4^{**} на 50 нм вверх. Результирующая конфигурация ВМ представляет собой квазиравносторонний треугольник с длиной стороны ~ 60 нм и двумя спаренными КФ на каждой вершине. Наблюдаемые конфигурации КФ в основном и фотовозбужденном состоянии существенным образом отличаются от WM_{L1} и от ожидаемых (6, 0), (6, 1) (см. рис. 3, слева). При этом для WM_{L2} $\nu_0 \approx 1/4 - 2/9$ и соответствует $K\Phi_4$, состоящим из электрона и четырех квантов магнитного потока.

3.3. Спектры фотолюминесценции в магнитном поле

На рис. 4, а показаны спектры ФЛ WM_{L0} в магнитных полях $B = 0, 2, 4, 6, 8$ и 10 Тл. Для каждого спектра приведены лоренцевы компоненты пиков, а столбиками (их высотой), расположенными на положениях максимумов, показана их интенсивность. При увеличении магнитного поля энергия максимума пиков увеличивается и для $B = 10$ Тл сдвиг составляет ~ 1 мэВ. При этом для $B = 4$ и 8 Тл в спектре появляется дополнительный пик, отстоящий на ~ 0.3 мэВ от пика 2^{**} , обозначенный x . Распределение интенсивностей пиков для $B = 0$ и 2 Тл соответствует (5, 1), а для 8 и 10 Тл — изомеру (6, 0) $6e$ -ВМ. Для $D = 4$ и 6 Тл распределение интенсивностей пиков близко к распределению интенсивности для 0 и 2 Тл, но пики 3^{**} и 6^{**} имеют почти в 2 раза большую интенсивность. Заметим, что изменения в распределении интенсивностей пиков в магнитном поле происходит для $B = 4$ и 8 Тл, для которых в спектре появляется пик x .

На рис. 4, б приведены сдвиги линий пиков $1^{*}-6^{*}$ в магнитном поле и сдвиги Фока–Дарвина (ФД). Видно, что спектр ФД описывает эксперимент для $B_{in} \approx 5$ Тл и $\omega_c^* = (1/3)\omega_{c0}$, что соответствует заряду $K\Phi_2$ $(1/3)e_0$, где e_0 — заряд электрона. На рисунке на вертикальной оси показаны значения $\nu = 1/2, 1/3$ и $2/7$, полученные с учетом встроенного поля, т.е. для значений магнитного поля $B_0 = B + B_{in}$. Эти значения равны 7, 10.5, 12.3 Тл и соответствуют $L = 30, 45, 51$, что практически совпадает с расчетами для $6e$ -ВМ [10]. Значение $\nu = 1/2$ соответствует формированию жидкости/капли Ферми $K\Phi_2$, и, таким образом, наблюдаемые изменения распределения интенсивностей в спектре ФЛ соответствуют формированию изомеров (5, 1) и (6, 0) $6e$ -ВМ $K\Phi_2$ на первом уровне Ландау при $B_0 \approx 9$ Тл для $\nu = 1/2$ и $B_0 \approx 12$ Тл для $\nu = 2/7$. Появление пика x можно

связать с пересечением соседних состояний $L = 30$ и 45 , $L = 50$ и 51 . Для $L = 30, 45, 50$ и 51 набор одночастичных состояний включает в себя значения углового момента $l \{4, 5, 6, 7, 8, 0\}, \{5, 6, 7, 8, 9, 10\}, \{5, 7, 8, 9, 10, 11\}$ и $\{5, 7, 8, 9, 10, 12\}$, и пик x может соответствовать $l = 10$ и 12 .

4. Обсуждение

Наблюдение квазиодномерной молекулярной структуры ВМ для WM_{L2} крайне необычно, однако такая структура наблюдалась нами и для ВМ с меньшим r_s ($r_s \approx 1.64$) при измерениях интегральной формы ОЛ ВМ, в которых отдельные электроны/КФ не были разрешены. Эти наблюдения были интерпретированы нами как формирование мод Фабри–Перо электронов. Данные рис. 3 позволяют связать формирование такой структуры не с модами Фабри–Перо, а со спариванием КФ. В случае WM_{L2} фотовозбужденное состояние содержит спаренные и неспаренные $K\Phi_4$ и, за счет разницы в зарядах они вытягиваются вдоль большего диаметра КТ. Формирование пар $K\Phi_4$ в основном состоянии WM_{L2} неожиданно. Возможно, по аналогии с состоянием $\nu = 5/2$, для которых пары $K\Phi_4$ образуются на втором уровне Ландау, пары $K\Phi_4$ могут образовываться и в области $\nu = 1/4 - 2/9$, т.е. вблизи числа заполнения $\nu_{CF} \approx 5/2$. Именно эти состояния, имеющие неабелеву квантовую статистику, можно использовать для создания помехоустойчивого топологического квантового затвора [12]. Таким образом, данные, полученные для WM_{L2} , показывают принципиальную возможность использования $InP/GaInP$ для создания такого затвора, основная идея которого состоит в использовании нескольких локализованных квазичастиц — энионов [13] с неабелевой квантовой статистикой, их пар и возможности их перестановки и склеивания [5,14]. КФ представляют собой энионы, и данные на рис. 3 показывают перестановку $K\Phi_4$ -энионов (для 0^{**} и $4^{**}, 5^{**}$ и 3^{**}), их склеивание (для 0^{**} и $4^{**}, 5^{**}$ и 3^{**}), спаривание (для 0^{**} и $4^{**}, 5^{**}$ и $3^{**}, 1^{**}$ и 2^{**}) и даже склеивание пар (для $1^{**}, 2^{**}, 3^{**}$ и 6^{**}). При этом для КТ $InP/GaInP$ квантовый затвор может быть „немагнитным“, т.е. работать в нулевом внешнем магнитном поле, а также, учитывая, что измерения на рис. 3 проводились при 10 К, а эксперименты по измерению магнитопроводимости энионов проводятся при 0.006 К [12], и при более высоких температурах.

Следует также отметить, что нами были обнаружены КТ с $B_{in} \approx 2$ Тл [1], что дает возможность реализовать $\nu_0 \approx 5/2$.

5. Заключение

С использованием ближнепольного сканирующего оптического микроскопа были измерены области локализации линий и зависимость спектров ФЛ от магнитного поля для „аномальных“ вигнеровских молекул

КТ InP/GaInP с числом электронов 5–7 и радиусом Вигнера–Зейтца ~ 2.5 . Показано, что в этих КТ аномальная локализация пиков излучения (~ 30 нм) обусловлена встроенным магнитным полем (5–10 Тл), что приводит к формированию молекул композитных фермионов в нулевом внешнем магнитном поле с фактором заполнения уровней Ландау ν_0 от 1/2 до 1/5. Обнаружено спаривание и перестановка композитных фермионов, обусловленные фотовозбуждением, что открывает перспективы использования КТ InP/GaInP для создания „немагнитного“ топологического квантового затвора.

Благодарности

Автор выражает благодарность Д. Винокурову за предоставление образца и А.С. Власову за помощь в проведении эксперимента.

Финансирование работы

Работа финансирована фондом РФФ, грант № 19-19-00246.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.M. Mintairov, J.L. Merz, S. Blundell. In: *Fingerprints in the Optical and Transport Properties of Quantum Dots* (InTech ISBN 978-953-51-0648-7). (2012) p. 126.
- [2] J. Kapaldo, S. Rouvimov, J.L. Merz, S. Oktyabrsky, S.A. Blundell, N. Bert, P. Brunkov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, S. Nekrasov, R. Saly, A.S. Vlasov, A.M. Mintairov. *J. Phys. D*, **49**, 475301 (2016).
- [3] A.M. Mintairov, J. Kapaldo, J.L. Merz, A.S. Vlasov, S.A. Blundell. *Phys. Rev. B*, **95**, 115442 (2017).
- [4] A.M. Mintairov, J. Kapaldo, J.L. Merz, S. Rouvimov, D.V. Lebedev, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, K.G. Belyaev, M.V. Rakhlin, A.A. Toropov, P.N. Brunkov, A.S. Vlasov, Yu.M. Zadiranov, S.A. Blundell, A.M. Mozharov, I. Mukhin, M. Yakimov, S. Oktyabrsky, A.V. Shelaev, V.A. Bykov. *Phys. Rev. B*, **97**, 195443 (2018).
- [5] C. Nayak, S.H. Simon, A. Stern, M. Freedman, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1083 (2008).
- [6] M. Ediger, G. Bester, A. Badolato, P.M. Petroff, K. Karrai, A. Zunger, R.J. Warburton. *Nature Phys.*, **3**, 774 (2000).
- [7] S.M. Reimann, M. Manninen. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 1283 (2002).
- [8] D.A. Vinokurov, V.A. Kapitonov, O.V. Kovalenkov, D.A. Livshits, Z.N. Sokolova, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. *Semiconductors*, **33**, 788 (1999).
- [9] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wojs. *Quantum Dots* (Springer, Berlin, 1998) p. 176.
- [10] C. Yannouleas, U. Landman. *Phys. Rev. B*, **84**, 165327 (2011).
- [11] J.K. Jain, T. Kawamura. *Europhys. Lett.*, **29**, 321 (1995).

- [12] H. Fu, P. Wang, P. Shan, L. Xiong, L.N. Pfeiffer, K. West, M.A. Kastner, X. Lin. *PNAS*, **113**, 12386 (2016).
- [13] F. Wilczek. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1144 (1982).
- [14] A.Y. Kitaev. *Ann. Phys.*, **303**, 2 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

Molecular states of composite fermions in self-organized InP/GaInP quantum dots in zero magnetic field

A.M. Mintairov^{1,2}

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² Electrical Engineering Department,
University of Notre Dame,
Notre Dame, Indiana 46556, USA

Abstract We used near-field scanning optical microscope to measure size and positions of lines and the magnetic field dependence (0–10 T) of low-temperature (10 K) photoluminescence spectra of single InP/GaInP quantum dots with the number of electrons $N = 5–7$ and the Wigner-Seitz radius ~ 2.5 . The formation of composite fermion molecules having the size and the bond length ~ 30 and ~ 50 nm, respectively, for the filling factor of the Landau levels from 1/2 to 2/7 in a zero external magnetic field has been found. For $N = 6$, pairing and permutation of composite fermions due to photoexcitation were discovered, which opens up prospects for using InP/GaInP quantum dots to create a „magnetic-field-free“ topological quantum gates.