

03,16

## Влияние магнито-Штарк эффекта на интенсивность свето-экситонного взаимодействия для состояний экситона с большим волновым вектором

© Д.К. Логинов<sup>1</sup>, А.В. Донец<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: loginov999@gmail.com

Поступила в Редакцию 27 октября 2023 г.

В окончательной редакции 7 декабря 2023 г.

Принята к публикации 7 декабря 2023 г.

Рассмотрено изменение свето-экситонного взаимодействия за счет магнито-Штарк эффекта для экситонных состояний с волновым вектором, на порядок превосходящим волновой вектор света. Показано, что магнитное поле действует на относительное движение электрона и дырки в движущемся экситоне как эффективное электрическое поле в потенциальной яме с несимметричным параболическим профилем. Асимметрия этого профиля при больших волновых векторах приводит к немонотонной зависимости интенсивности свето-экситонного взаимодействия от магнитного поля.

**Ключевые слова:** экситон, магнитное поле, магнито-Штарк эффект, свето-экситонное взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2024.01.56933.242

### 1. Введение

Несмотря на то, что магнито-Штарк эффект (МШЭ) был впервые исследован во второй половине прошлого столетия [1–3], изучение этого явления остается актуальным для современных исследователей [4–12]. Как показали эти и другие работы, влияние магнитного поля на движущийся экситон можно представить как эффективное электрическое поле, напряженность которого пропорциональна произведению волнового вектора движения экситона на величину магнитного поля. Такое эффективное поле меняет дипольный момент экситона и может быть обнаружено в оптических спектрах по изменению свето-экситонного взаимодействия. Следует отметить, что все известные нам ранее опубликованные экспериментальные и теоретические исследования МШЭ рассматривали это явление либо в объемных кристаллах [4–9], либо в двумерных системах, таких как двойные квантовые ямы или дефекты упаковки [10–12]. Экситонные состояния, которые наблюдаются в таких структурах, характеризуются волновым вектором экситона, равным или близким по величине волновому вектору света в этих полупроводниках. Это обстоятельство не позволяет исследовать МШЭ для экситонов с большим волновым вектором.

В то же время, экситонные состояния с волновыми векторами на порядок превосходящими волновой вектор света наблюдаются в оптических экспериментах в так называемых широких квантовых ямах (КЯ) [13–15]. Широкими называют ямы, размер которых на порядок превосходит борковский радиус экситона. Ранее в таких

КЯ было исследовано размерное квантование движения экситона как целого [16–28], а так же влияние внешних полей на состояния с большим волновым вектором, см, например, [29–37].

В частности, в работах [29,30] было показано, что одноосное сжатие вдоль осей второго и четвертого порядков может привести к изменению экситонных масс и к появлению в гамильтониане экситона линейных по волновому вектору слагаемых. Согласно результатам работ [31–33], электрическое поле в широких КЯ приводит к изменению свето-экситонного взаимодействия и инверсии осцилляций в спектре отражения. При исследовании экситонных оптических спектров широких КЯ в магнитном поле в геометрии Фогта были обнаружены эффекты магнитоиндуцированного изменения экситонной массы [34,35]. В геометрии Фарадея магнитное поле приводит к эффекту зависимости зеemanовского расщепления экситонных состояний от величины волнового вектора экситона [36,37].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию влияния МШЭ на свето-экситонное взаимодействие для состояний экситонов с большим волновым вектором, которые обычно наблюдаются в оптических спектрах широких КЯ. Далее в настоящей работе, мы будем говорить о больших волновых векторах, подразумевая, что соответствующие экситонные состояния могут быть исследованы в таких ямах. При этом сами КЯ и связанная с ними специфика размерного квантования напрямую в нашей работе не рассматривается. Она неявно подразумевается, поскольку рассматриваемые экс-

тонные состояния характеризуются большим волновым вектором.

Оставшаяся часть работы организована следующим образом. Во втором разделе рассмотрен экситонный гамильтониан в магнитном поле. В третьем — анализируется влияние на экситонные состояния эффективного электрического поля, возникающего при МШЭ. В четвертом — описывается изменение свето-экситонного взаимодействия за счет МШЭ. Последний раздел посвящен выводам.

## 2. Гамильтониан экситона, движущегося в поперечном магнитном поле

Рассмотрим экситон в кристалле GaAs, движущийся вдоль оси  $z$ , направление которой совпадает с кристаллографической осью  $[001]$ . При этом для величины волнового вектора экситона и его компонент выполняются соотношения  $K = K_z$ ,  $K_x = K_y = 0$ . Вектор напряженности магнитного поля  $\mathbf{B}$  направлен вдоль оси  $x$ , то есть  $B = B_x$ ,  $B_y = B_z = 0$ . Координатные оси  $x$ ,  $y$  и  $z$  направлены вдоль осей симметрии четвертого порядка  $[100]$ ,  $[010]$  и  $[010]$  соответственно.

Экситонные состояния, наблюдаемые в оптическом эксперименте в материалах типа GaAs, формируются из состояний двукратно вырожденной зоны проводимости  $\Gamma_6$  и четырехкратно вырожденной валентной зоны  $\Gamma_8$ . Гамильтониан экситона при этом формируется из гамильтонианов свободных электронов и дырок ( $H_c$  и  $H_v$ ) в этих зонах и их кулоновского взаимодействия

$$\hat{H}_X = E_g + \hat{H}_c + \hat{H}_v - \frac{e^2}{\epsilon_0 r}, \quad (1)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла,  $r = |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|$  — расстояние между электроном и дыркой ( $\mathbf{r}_e$  и  $\mathbf{r}_h$  — радиус-векторы электрона и дырки соответственно).

Этот гамильтониан можно выразить через волновой вектор движения экситона,  $K$ , операторы импульса относительного движения электрона и дырки в экситоне,  $\hat{p}_\alpha = -i\hbar\partial/\partial\alpha$ , и вектор-потенциал магнитного поля  $A_\alpha$  [10,12]. Здесь  $\alpha = x, y, z$  — координаты относительного движения электрона и дырки:  $x = x_h - x_e$ ,  $y = y_h - y_e$  и  $z = z_h - z_e$ , где  $x_h, y_h, z_h$  и  $x_e, y_e, z_e$  — координаты дырки и электрона соответственно. Волновой вектор движения экситона может считаться просто числом. Компоненты вектор-потенциала в калибровке Ландау имеют вид:  $(e/c)A_z = (e/c)B \cdot y$  и  $A_x = A_y = 0$ . Заметим, что обсуждаемый ниже эффект существенно проявляется для состояний, характеризующихся большим волновым вектором,  $K \gg 1/a_B$ , где  $a_B$  — боровский радиус экситона. Как показано в работе [38], для таких волновых векторов можно пренебречь смешиванием тяжелых и легких экситонов. В этом приближении

зависимость энергии от волнового вектора для экситонов тяжелого и легкого типов является параболической, как в случае невырожденных экситонных зон. Учитывая вышесказанное, гамильтониан (1) может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \hat{H}_{h(l)} = E_g + \frac{\hbar^2 K^2}{2M_{h(l)}} + \frac{\hat{p}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\epsilon_0 r} + \left(\frac{e}{c}\right) \frac{\hbar K}{M_{h(l)}} B y \\ + \left(\frac{e}{c}\right)^2 \frac{m_e^3 + m_h^3}{2M^2 m_e m_h} B^2 y^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь второе слагаемое — кинетическая энергия движущегося экситона, которая для заданного волнового вектора  $K$  является постоянной скалярной величиной. Величина  $M_{h(l)} = m_e + m_{hh(lh)}$  — масса тяжелого (индекс  $h$ ) и легкого (индекс  $l$ ) экситонов, где  $m_e$  — эффективная масса электрона и  $m_{hh(lh)}$  — масса тяжелой ( $hh$ ) или легкой ( $lh$ ) дырки. Заметим, что для описания движения экситона как целого в приближении больших волновых векторов ( $K \gg 1/a_B$ , где  $a_B$  — боровский радиус экситона) полагают массу тяжелой и легкой дырок равными  $m_{hh(lh)} = m_0/(\gamma_1 \pm 2\gamma_2)$ , где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — параметры Латтинжера и  $m_0$  — масса свободного электрона, см. [38]. Третье слагаемое описывает кинетическую энергию относительного движения электрона и дырки в экситоне. В нем использовано обозначение для приведенной массы  $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ , где  $m_h = m_0/\gamma_1$  — масса дырки, которая для тяжелого и легкого экситонов имеет одинаковое значение в таком приближении [38]. Так же введено обозначение для оператора квадрата импульса относительного движения:  $\hat{p}^2 = \hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2$ . Пятое слагаемое в выражении (2) содержит как волновой вектор движения экситона, так и координату относительного движения электрона и дырки. Последнее слагаемое в выражении (2) описывает экситонный диамагнитный сдвиг, где использовано выражение для массы экситона  $M = m_e + m_h$ .

Выражение (2) должно так же содержать слагаемое, описывающее зеemanовское расщепление в магнитном поле:  $\mu_B (g_e \sigma_x + g_h J_x) B$ . Здесь  $\sigma_x$  — матрица Паули и  $J_x$  — матрица углового момента дырки,  $g_e$  и  $g_h$  —  $g$ -факторы электрона и дырки соответственно;  $\mu_B$  — магнетон Бора. Анализ показывает, что в рассмотренных ниже в нашей работе магнитных полях для GaAs изменение энергии, описываемое этим оператором, много меньше, чем изменения энергии, описываемые остальными слагаемыми в выражении (2), поэтому, зеemanовское расщепление ниже не рассматривается.

В такой постановке задачи эффектами смешивания состояний тяжелых и легких экситонов можно пренебречь, поскольку их вклады в энергию малы по сравнению с остальными вкладами, рассмотренными в нашей работе. Это позволяет в рамках сделанных приближений рассматривать независимо друг от друга состояния тяжелого и легкого экситона.

Чтобы еще сильнее упростить задачу, заметим, что в КЯ на основе соединений GaAs/AlGaAs вклад легких

экситонов в спектры является значительным только вблизи основного оптического перехода легкого экситона, для которого волновой вектор  $K = q$  ( $q$  — волновой вектор света). В то же время, рассмотренные в нашей работе изменения свето-экситонного взаимодействия являются существенными только при больших волновых векторах экситона, таких что  $K \gg q$ . Поэтому ниже мы ограничимся рассмотрением только состояний тяжелого экситона, которые наиболее ярко проявляются в оптических экспериментах.

### 3. Магнито-Штарк эффект для больших волновых векторов экситона

Чтобы найти энергию и волновые функции относительного движения электрона и дырки в экситоне, следует решить задачу на собственные значения гамильтониана (2). Поскольку аналитическое решение такой задачи до настоящего времени не найдено, будем решать ее численно. Для этого удобно перейти от декартовой к цилиндрической системе координат, согласно выражениям, см., например, [13]:

$$\rho = \sqrt{x^2 + z^2}, \quad y = y, \quad \phi = \arctan g(x/z). \quad (3)$$

Если опустить первые два слагаемых в (2), которые при фиксированном  $K$  можно считать постоянными числами, то после перехода к цилиндрическим координатам и с учетом сделанных выше приближений этот гамильтониан примет вид

$$\begin{aligned} \hat{H}_h = & -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \\ & - \frac{e^2}{\varepsilon_0 \sqrt{\rho^2 + y^2}} - eF_{KB}y + DB^2y^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены обозначения  $F_{KB} = \hbar KB / (M_h c)$  и  $D = (e/c)^2 (m_e^3 + m_h^3) / (2M^2 m_e m_h)$ . Это выражение не содержит производных по  $\phi$ , поскольку рассматривается только основное симметричное состояние экситона, которое не зависит от этой переменной.

Заметим, что третье слагаемое в выражении (4) формально можно представить как вклад в энергию от эффективного электрического поля, зависящего от произведения волнового вектора на магнитное поле. Изменение экситонных состояний под действием такого эффективного поля ранее обсуждалось в литературе, как магнито-Штарк эффект [1–9]. Последнее слагаемое в (4) описывает экситонный диамагнитный сдвиг, который дает положительный вклад в энергию экситона. Действие этого слагаемого можно рассматривать, как ограничение вдоль координаты  $y$  движения электрона и дырки в экситоне помимо кулоновского слагаемого еще и параболическим потенциалом. Крутизна такой потенциальной ямы зависит от квадрата магнитного поля.

Этот параболический потенциал препятствует ионизации экситона эффективным электрическим полем  $F_{KB}$ , которое стремится растащить электрон и дырку вдоль оси  $y$ .

Таким образом, в достаточно сильном магнитном поле можно рассматривать энергию относительного движения электрона и дырки как магнито-Штарк эффект в параболической яме. Полный потенциал с учетом МШЭ получается из последних трех слагаемых в выражении (4) и имеет вид

$$U(K, B) = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 \sqrt{y^2 + \rho^2}} - eF_{KB}y + DB^2y^2. \quad (5)$$

Как можно видеть, (5) зависит от приложенного поля, а так же от волнового вектора движения экситона.

Численное решение задачи о поиске волновых функций гамильтониана (4) ищем с помощью представления производных конечными разностными схемами на конечной дискретной координатной сетке [39]. Поскольку этот оператор включает вторые производные по двум переменным, решение задачи на поиск его собственных функций сводится к диагонализации пятидиагональной матрицы.

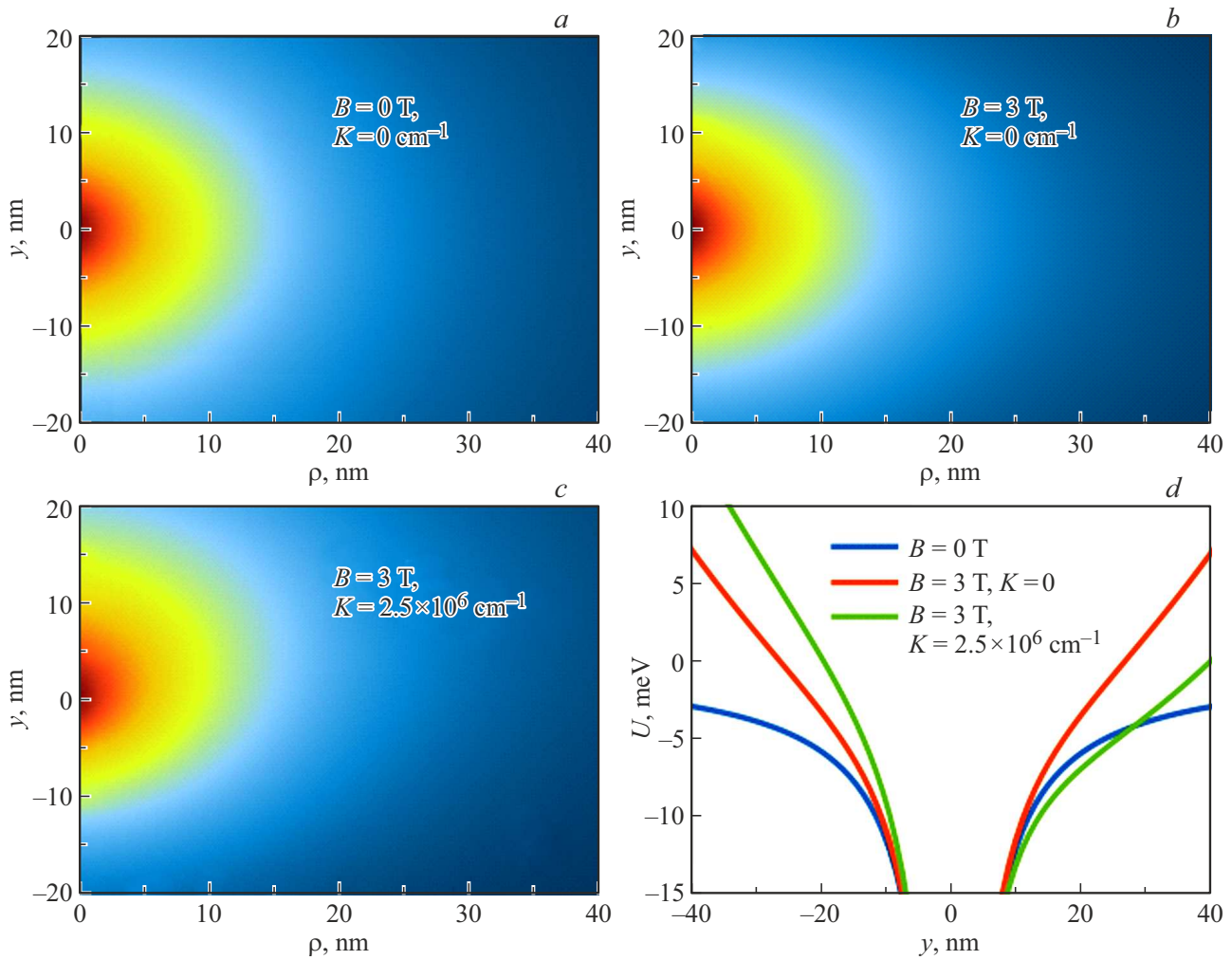
Результаты вычисления волновых функций представлены на рис. 1, *a, b, c*. В расчетах использованы следующие значения материальных констант объемного GaAs: параметры Латтинжера  $\gamma_1 = 6.8$  и  $\gamma_2 = 2.2$ , эффективная масса электрона  $m_e = 0.066m_0$  [40]; фоновая диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_0 = 12.56$  [41]. Если сравнить рис. 1, *a, b* с рис. 1, *c*, можно заметить, что магнитное поле для движущегося экситона приводит к смещению максимума волновой функции вдоль оси  $y$  относительно начала координат. Это смещение связано с действием эффективного электрического поля  $F_{KB}$ . Как показано на рис. 1, *d*, эффективное поле приводит к несимметричному перекосу потенциала (5) и, как следствие, смещению максимума волновой функции из точки  $\rho = 0, y = 0$  вдоль оси  $y$ .

### 4. Влияние магнито-Штарк эффекта на продольно-поперечное расщепление экситона

Интенсивность свето-экситонного взаимодействия можно выразить через величину продольно-поперечного расщепления [9,13,14]. Зная волновые функции относительного движения электрона и дырки в экситоне, можно вычислить экситонное продольно-поперечное расщепление согласно выражению [13]:

$$\hbar\omega_{LT} = \left( \frac{2eP_1}{E_g} \right)^2 \frac{\pi}{\varepsilon_0} |\psi(0)|^2. \quad (6)$$

Здесь  $\psi(0)$  — волновая функция относительного движения при  $r = 0$ ; константа  $P_1 = \hbar p_{cv} / m_0$ , где  $p_{cv}$  — межзонный матричный элемент импульса электрона.



**Рис. 1.** Волновые функции основного состояния экситона: *a* — рассчитанные в отсутствие поля; *b* — в поле  $B = 3$  Т для покоящегося экситона и *c* — в поле  $B = 3$  Т для движущегося экситона с волновым вектором  $K = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ ; панель (*d*) — потенциальный профиль  $U(K, B)$  для относительного движения электрона и дырки, взятый при  $\rho = 0$  (см. выражение (5)).

Для GaAs величина  $P_1 = 10.3 \cdot 10^{-5} \text{ meV} \cdot \text{cm}$  [42]. Как можно понять из рис. 1, величина  $\psi(0)$  должна зависеть от волнового вектора и приложенного магнитного поля. Следовательно, продольно-поперечное расщепление так же будет зависеть от  $K$  и  $B$ .

Результаты вычисления продольно-поперечного расщепления экситона с учетом МШЭ представлены на рис. 2. Как можно видеть, увеличение поля для неподвижного экситона ( $K = 0$ ) приводит к монотонному росту величины  $\hbar\omega_{LT}$ . Это связано с тем, что с ростом магнитного поля эффективный потенциал, ограничивающий движение электрон-дырочной пары в экситоне, становится выше, а область локализации волновой функции сужается за счет диамагнитного эффекта (рис. 1, *d*). При этом вероятность обнаружить электрон и дырку в начале координат возрастает, что ведет к росту  $\hbar\omega_{LT}$ , согласно выражению (6).

В то же время, при  $K \neq 0$  эффективное электрическое поле приводит к противоположному эффекту:

рост продольно-поперечного расщепления в поле становится более слабым, чем при  $K = 0$ . Более того, при  $K = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$  рост магнитного поля до значений  $B \leq 1.5 \text{ Т}$  приводит к уменьшению величины  $\hbar\omega_{LT}$ . Это связано с перекосом потенциального профиля вдоль оси  $y$ , который демонстрирует рис. 1, *d*. В таком перекошенном потенциале максимум волновой функции относительного движения смещается из точки начала координат, как это демонстрирует рис. 1, *c*. Это приводит к уменьшению величины  $|\psi(0)|^2$  и, как следует из выражения (6), к уменьшению продольно-поперечного расщепления, которое демонстрируется на рис. 2. В магнитном поле  $B > 1.5 \text{ Т}$  диамагнитный вклад в величину  $\hbar\omega_{LT}$  становится больше, чем вклад эффективного электрического поля, и продольно-поперечное расщепление начинает расти с увеличением  $B$  даже для  $K = 2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ .

В относительно небольших полях продольно-поперечное расщепление должно зависеть от квадратов

магнитного поля и волнового вектора, согласно теории возмущений. Поэтому, при  $B < 0.9\text{ Т}$  положение точек на рис. 2 следует аппроксимировать выражением

$$\hbar\omega_{LT}(K, B) = d(K)B^2 + \hbar\omega_{LT}(0). \quad (7)$$

Здесь  $\hbar\omega_{LT}(0)$  — величина продольно-поперечного расщепления в отсутствие магнитного поля, которая при вычислении, согласно выражению (6) и с использованием приведенных выше материальных констант имеет значение  $0.0663\text{ meV}$ . Значения зависящей от волнового вектора функции  $d(K)$  представлены на рис. 3. Положения расчетных точек на этом рисунке описывается выражением

$$d(K) = \delta \cdot K^2 + \gamma_d, \quad (8)$$

где постоянные коэффициенты

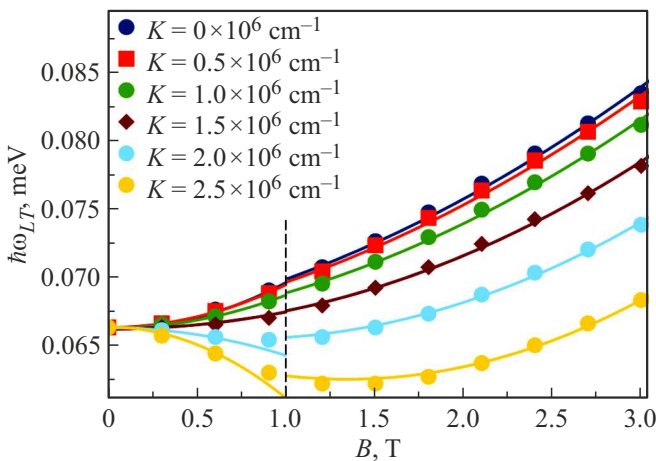
$$\delta = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ meV} \cdot \text{T}^{-2} \cdot \text{cm}^{-2}$$

и

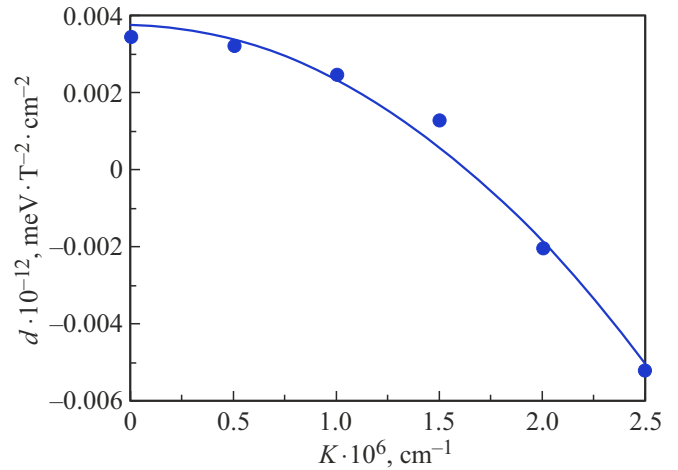
$$\gamma_d = 0.0037 \text{ meV} \cdot \text{T}^{-2}.$$

Первое слагаемое в (8) связано с МШЭ, который в выражениях (4) и (5) описывает слагаемое, содержащее  $F_{KB}$ . Второе слагаемое описывает квадратичное по магнитному полю изменение  $\hbar\omega_{LT}$ , связанное с диамагнитным эффектом.

Как можно видеть из рис. 2, в поле  $B \approx 0.9\text{ Т}$  и для  $K \geq 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ , расчетные точки плохо описываются функциями вида (7) и (8). Это может быть объяснено тем, что при таких значениях волнового вектора и магнитного поля не применима теория возмущений, из которой следует квадратичная зависимость величины  $\hbar\omega_{LT}$  от  $F_{KB}$ . Для аппроксимации положения точек



**Рис. 2.** Результаты вычисления продольно-поперечного расщепления экситона в магнитных полях от 0 до 3 Т и для волновых векторов экситона  $K$  от 0 до  $2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ . Точки — расчетные значения  $\hbar\omega_{LT}$ . Сплошные кривые — аппроксимации выражениями (7) и (8) в полях  $B \leq 0.9\text{ Т}$  и выражениями (9) и (10) при  $B > 0.9\text{ Т}$ .



**Рис. 3.** Значения коэффициента  $d$  в выражении (7) при разных  $K$ . Сплошные кривые — аппроксимации выражением (8).

на рисунке при  $B > 0.9\text{ Т}$  следует использовать более сложные выражения вида

$$\hbar\omega_{LT}(K, B) = a(K)B^2 + b(K)|B| + \hbar\omega_{LT}(0). \quad (9)$$

Здесь слагаемое, пропорциональное  $|B|$ , обусловлено влиянием на свето-экситонное взаимодействие диамагнитного эффекта. Как показано, например, в работе [34], при  $B > 1\text{ Т}$  в выражениях для зависимости диамагнитного сдвига энергии экситона от магнитного поля появляются линейные по  $|B|$  члены. Это приводит к появлению аналогичного слагаемого в выражении для продольно-поперечного расщепления в (9). Заметим, что именно второе слагаемое в выражении (9) описывает немонотонность изменения величины  $\hbar\omega_{LT}$  с увеличением  $B$  на рис. 2.

Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  в выражении (9) представлены на рис. 4. Положения расчетных точек могут быть аппроксимированы выражениями

$$\begin{aligned} a(K) &= \alpha K^2 + \gamma_a, \\ b(K) &= \beta K^2 + \gamma_b. \end{aligned} \quad (10)$$

Эти зависимости изображены на рис. 3 в виде сплошных кривых. При этом коэффициенты в выражениях (10) имеют следующие значения:

$$\alpha = 1.5 \cdot 10^{-16} \text{ meV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{T}^{-2},$$

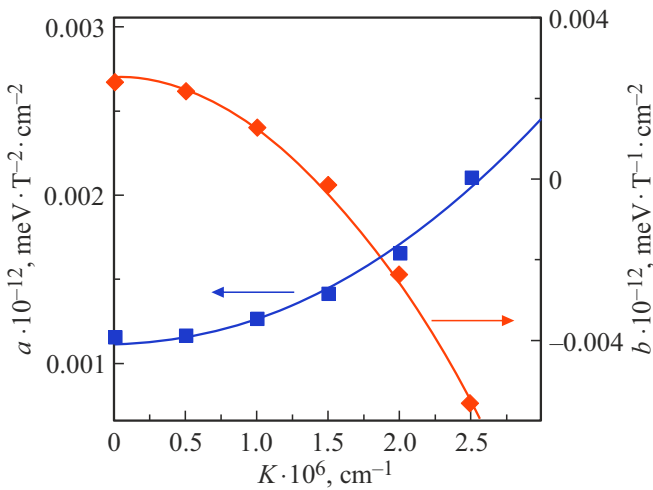
$$\gamma_a = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ meV} \cdot \text{T}^{-2}$$

и

$$\beta = -1.3 \cdot 10^{-15} \text{ meV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{T}^{-1},$$

$$\gamma_b = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ meV} \cdot \text{T}^{-1}.$$

Как и в выражении (8) первые слагаемые в правой части описываются зависящими от  $F_{KB}$  членами в выражениях (4) и (5). Вторые слагаемые в правой части



**Рис. 4.** Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  в выражении (9) при разных  $K$ . Сплошные кривые — аппроксимации выражениями (10).

каждого из выражений (10) описывают влияние на свето-экситонное взаимодействие диамагнитного эффекта. Таким образом, нами получено выражение, которое позволяет количественно описать, рассмотренный выше эффект.

Заметим, что экспериментальное наблюдение описанного выше эффекта возможно только для состояний с большим волновым вектором  $K \gg 1/a_B$  [38]. Такие состояния можно наблюдать в оптических спектрах широких КЯ. Чтобы оценить, насколько ярко этот эффект должен проявляться в оптических экспериментах, нами были рассчитаны спектры отражения КЯ на основе GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. В расчете предполагалось, что структура состоит из барьера толщиной 290 nm и фоновой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_b = 11$ , слоя ямы GaAs толщиной  $L_{QW} = 210$  nm и полубесконечного барьерного слоя с проницаемостью  $\epsilon_b = 11$ . Фоновые диэлектрические проницаемости барьеров примерно соответствуют проницаемости тройного раствора Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Для вычисления спектров отражения использовалась модель интерференции объемных поляритонных волн в полупроводниковой пластине с дополнительными граничными условиями Пекара, см., например, [15,16,18]. В расчетах были использованы те же значения параметров GaAs, что и при расчете продольно-поперечного расщепления. Так же считалось, что параметр нерадикационного затухания экситона в слое GaAs составляет  $\Gamma = 0.1$  meV. На рис. 5 представлены спектры отражения такой КЯ, вычисленные в отсутствие магнитного поля, а так же в поле  $B = 3$  Т.

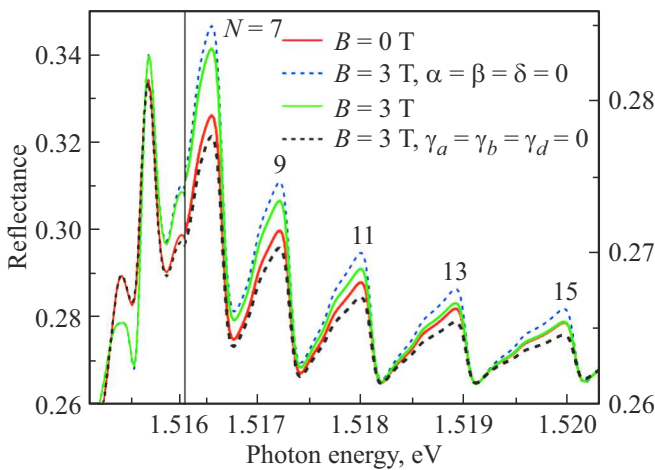
В левой части рисунка представлена доминирующая по амплитуде особенность отражения, связанная с основным оптическим переходом тяжелого экситона. В правой части в увеличенном масштабе представлена область, в которой можно видеть разбегающиеся и

затухающие в область больших энергий осцилляции отражения, связанные с уровнями размерного квантования экситонов, см. [13–15]. Каждой такой осцилляции отражения соответствует уровень размерного квантования движения экситона с номером  $N$ . Этот номер связан с волновым вектором движения экситона как целого выражением:  $K = 2\pi N/L_{QW}$ . Заметим, что в спектрах отражения каждой осцилляции соответствуют либо четные, либо нечетные номера уровней размерного квантования [15]. Причем, первые несколько уровней попадают в область основного пика и не могут наблюдаться на его фоне, см., например [17,34].

Чтобы наглядно продемонстрировать обсуждаемый эффект мы сместили спектры по оси энергии таким образом, чтобы положения доминирующих по амплитуде осцилляций отражения совпадали у всех спектров. Кроме того, мы не стали учитывать изменение эффективной массы экситона в магнитном поле, которое так же является следствием МШЭ и обсуждалось ранее, например в работах [34,35].

Из сравнения спектров отражения, рассчитанных для  $B = 0$  и  $B = 3$  Т видно, что амплитуды спектральных осцилляций в магнитном поле увеличиваются по сравнению с амплитудами тех же осцилляций в отсутствие поля. Это отличие максимально для доминирующей осцилляции отражения, связанной с основным оптическим переходом экситона. Увеличение амплитуды в магнитном поле обусловлено влиянием диамагнитного эффекта на свето-экситонное взаимодействие, которое описывается константами  $\gamma_d$  в выражении (8) и  $\gamma_a, \gamma_b$  в выражении (10). Для осцилляций, связанных с уровнями размерного квантования движения экситона, увеличение амплитуды осцилляций в магнитном поле тем меньше, чем больше  $N$ , т.е. волновой вектор экситона. В частности, для осцилляции с  $N = 15$ , амплитуда в поле  $B = 3$  Т становится равной амплитуде этой же осцилляции в поле  $B = 0$ . Магнито-индуцированное уменьшение амплитуды, зависящее от волнового вектора экситона, обусловлено МШЭ и описывается коэффициентами  $\delta$  в выражении (8) и  $\alpha, \beta$  в выражении (10).

Чтобы продемонстрировать диамагнитный эффект и МШЭ по отдельности, на рис. 5 так же представлены спектры, рассчитанные при  $\delta = \alpha = \beta = 0$  и  $\gamma_d = \gamma_a = \gamma_b = 0$  соответственно. Как можно видеть, при учете только диамагнитного эффекта ( $\delta = \alpha = \beta = 0$ ) магнитное поле приводит к увеличению примерно на 20% амплитуды всех осцилляций отражения в спектре вне зависимости от их волнового вектора (номера  $N$ ). В то же время, если учитывать влияние на свето-экситонное взаимодействие только МШЭ ( $\gamma_d = \gamma_a = \gamma_b = 0$ ), то в магнитном поле происходит только уменьшение амплитуды осцилляций отражения с увеличением номера  $N$ . Исключением в этом случае является доминирующая по амплитуде особенность отражения основного оптического перехода экситона, для которой волновой вектор мал. Поэтому влияние МШЭ



**Рис. 5.** Спектры отражения, рассчитанные для КЯ GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной  $L_{QW} = 210$  nm в отсутствие магнитного поля (красная сплошная кривая) и в поле  $B = 3$  T (зеленая сплошная кривая). Синяя прерывистая кривая демонстрирует спектр в том же магнитном поле, рассчитанный без учета МШЭ, но с учетом вклада в свето-экситонное взаимодействие диамагнитного эффекта. Черная прерывистая кривая — расчет спектра в магнитном поле с учетом МШЭ, но без учета диамагнитного эффекта. Цифры рядом с осцилляциями отражения указывают порядковый номер уровня размерного квантования  $N$ , соответствующего этой спектральной особенности.

на свето-экситонное взаимодействие для этой осцилляции отражения пренебрежимо мало по сравнению с остальными осцилляциями в спектре.

Насколько нам известно, экспериментальные экситонные спектры широких КЯ в магнитном поле ранее не анализировались на предмет зависимости продольно-поперечного расщепления экситона от волнового вектора. Для проверки полученных в настоящей работе результатов требуются дальнейшие экспериментальные исследования.

## 5. Заключение

Выполнены вычисления продольно-поперечного расщепления экситона при магнито-Штарк эффекте для больших значений экситонных волновых векторов. Показано, что, с одной стороны, эффективное электрическое поле приводит к уменьшению свето-экситонного взаимодействия. Интенсивность свето-экситонного взаимодействия тем ниже, чем больше произведение величины магнитного поля на величину волнового вектора экситона. С другой стороны, диамагнитный сдвиг энергии экситона способствует увеличению интенсивности свето-экситонного взаимодействия. Благодаря диамагнитному сдвигу эта интенсивность растет с квадратом магнитного поля и не зависит от волнового вектора. Одновременное действие двух этих факторов приводит к тому, что свето-экситонное взаимодействие для состояний с достаточно

большим волновым вектором должно меняться немонотонно с ростом величины приложенного магнитного поля.

## Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 94030557.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Е.Ф. Гросс, Б.П. Захарченя, О.В. Константинов. ФТТ **3**, 221 (1961).
- [2] D.G. Thomas, J.J. Hopfield. Phys. Rev. B **124**, 657 (1961).
- [3] Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **26**, 449 (1968).
- [4] B.S. Monozon, P. Schmelcher. Phys. Rev. B **82**, 205313 (2010).
- [5] M. Lafrentz, D. Brunne, B. Kaminski, V.V. Pavlov, A.V. Rodina, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, A. Bakin, M. Bayer. Phys. Rev. Lett. **110**, 116402 (2013).
- [6] M. Lafrentz, D. Brunne, A.V. Rodina, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, A. Bakin, M. Bayer. Phys. Rev. B **88**, 235207 (2013).
- [7] A. Farenbruch, J. Mund, D. Frohlich, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.A. Semina, M.M. Glazov. Phys. Rev. B **101**, 115201 (2020).
- [8] P. Rommel, J. Main, A. Farenbruch, J. Mund, D. Fröhlich, D.R. Yakovlev, M. Bayer, C. Uihlein. Phys. Rev. B **101**, 115202 (2020).
- [9] I.Y. Chestnov, S.M. Arakelian, A.V. Kavokin. New J. Phys. **23**, 023024 (2021).
- [10] T. Karin, X. Linpeng, M.M. Glazov, M.V. Durnev, E.L. Ivchenko, S. Harvey, A.K. Rai, A. Ludwig, A.D. Wieck, Kai-Mei C. Fu. Phys. Rev. B **94**, 041201(R) (2016).
- [11] P. Andreakou, A.V. Mikhailov, S. Cronenberger, D. Scalbert, A. Nalitov, A.V. Kavokin, M. Nawrocki, L.V. Butov, K.L. Campman, A.C. Gossard, M. Vladimirova. Phys. Rev. B **93**, 115410 (2016).
- [12] M.V. Durnev, M.M. Glazov, X. Linpeng, M.L.K. Viitaniemi, B. Matthews, S.R. Spurgeon, P.V. Sushko, A.D. Wieck, A. Ludwig, Kai-Mei C. Fu. Phys. Rev. B **101**, 125420 (2020).
- [13] E.L. Ivchenko. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Alpha Science, Harrow (2005).
- [14] A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, F.P. Laussy, Microcavities. Oxford University, N.Y. (2007).
- [15] C.F. Klingshirn. Semiconductor Optics. 4th ed. Springer, Berlin (2012).
- [16] N. Tomassini, A. DeAndrea, R. Del Sole, H. Tuffigo-Ulmer, R.T. Cox. Phys. Rev. B **51**, 5005 (1995).
- [17] E.S. Khramtsov, P.A. Belov, P.S. Grigoryev, I.V. Ignatiev, S.Yu. Verbin, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcius, V.V. Petrov, S.L. Yakovlev. J. Appl. Phys. **119**, 184301 (2016).
- [18] A. Tredicucci, Y. Chen, F. Bassani, J. Massies, C. Deparis, G. Neu. Phys. Rev. B **47**, 10352 (1993).
- [19] H.C. Schneider, F. Jahnke, S.W. Koch, J. Tignon, T. Hasche, D.S. Chemla. Phys. Rev. B **63**, 045202 (2001).

- [20] G. Goger, M. Betz, A. Leitenstorfer, M. Bichler, W. Wegscheider, G. Abstreiter. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5812 (2000).
- [21] M. Betz, G. Goger, A. Leitenstorfer, M. Bichler, G. Abstreiter, W. Wegscheider. *Phys. Rev. B* **65**, 085314 (2002).
- [22] E.V. Ubyivovk, Yu.K. Dolgikh, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev, V.V. Petrov, V.V. Ovsyankin. *J. Lumin.* **102–103**, 751 (2003).
- [23] Е.В. Убийвовк, Д.К. Логинов, И.Я. Герловин, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов, С.А. Елисеев, В.В. Петров, О.Ф. Вывенко, А.А. Ситникова, Д.А. Кириленко. *ФТТ* **51**, 1929 (2009).
- [24] D. Schiumarini, N. Tomassini, L. Pilozzi, A. D'Andrea. *Phys. Rev. B* **82**, 075303 (2010).
- [25] E.S. Khramtsov, P.S. Grigoryev, D.K. Loginov, I.V. Ignatiev, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, P.Yu. Shapochkin, E.L. Ivchenko, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **99**, 035431 (2019).
- [26] S. Schumacher, G. Czycholl, F. Jahnke, I. Kudyk, H.I. Ruckmann, J. Gutowski, A. Gust, G. Alexe, D. Hommel. *Phys. Rev. B* **70**, 235340 (2004).
- [27] M. Nakayama, D. Kim, H. Ishihara. *Phys. Rev. B* **74**, 073306 (2006).
- [28] A.V. Trifonov, S.N. Korotan, A.S. Kurdyubov, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.V. Petrov, Yu.K. Dolgikh, V.V. Ovsyankin, A.V. Kavokin. *Phys. Rev. B* **91**, 115307 (2015).
- [29] D.K. Loginov, A.V. Trifonov, I.V. Ignatiev. *Phys. Rev. B* **90**, 075306 (2014).
- [30] D.K. Loginov, P.S. Grigoryev, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, V.V. Petrov, E.V. Ubyivovk, I.V. Ignatiev. *Phys. Status Solidi B* **253**, 1537 (2016).
- [31] S. Zielinska-Raczynska, D. Ziemkiewicz, G. Czajkowski. *Phys. Rev. B* **97**, 165205 (2018).
- [32] D.K. Loginov, P.A. Belov, V.G. Davydov, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev, A.V. Kavokin, Y. Masumoto. *Phys. Rev. Res.* **2**, 033510 (2020).
- [33] Д.К. Логинов, А.В. Донец. *ФТТ* **63**, 457 (2021).
- [34] S.Yu. Bodnar, P.S. Grigoryev, D.K. Loginov, V.G. Davydov, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, V.A. Lovtcus, E.V. Ubyivovk, V.Yu. Mikhailovskii, I.V. Ignatiev. *Phys. Rev. B* **95**, 195311 (2017).
- [35] D. Loginov, V.P. Kochereshko, A. Litvinov, L. Besombes, H. Mariette, J.J. Davies, L.C. Smith, D. Wolverson. *Acta Phys. Pol. A* **112**, 381 (2007).
- [36] J.J. Davies, D. Wolverson, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, R.T. Cox, J. Cibert, H. Mariette, C. Bodin, C. Gourgon, E.V. Ubyivovk, Y.P. Efimov, S.A. Eliseev. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187403 (2006).
- [37] P.S. Grigoryev, O.A. Yugov, S.A. Eliseev, Yu.P. Efimov, V.A. Lovtcus, V.V. Petrov, V.F. Sapega, I.V. Ignatiev. *Phys. Rev. B* **93**, 205425 (2016).
- [38] Evan O. Kane. *Phys. Rev. B* **11**, 3850 (1975).
- [39] В.Н. Челомей. *Вибрации в технике. Машиностроение*, М. (1978).
- [40] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [41] G.E. Stillman, D.M. Larsen, C.M. Wolfe, R.C. Brandt. *Solid State Commun.* **9**, 2245 (1971).
- [42] Г.Е. Пикус, В.А. Марушак, А.Н. Титков. *ФТП* **22**, 185 (1988).

*Редактор Ю.Э. Китаев*