

УДК 537.311.33

© 1993

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСИТОНОВ С ФОТОНАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОКРИСТАЛЛАХ

В. Р. Мисько, С. А. Москаленко

Предложено единое описание взаимодействия размерно-квантовых экситонов со светом, охватывающее ранее известные случаи, начиная от микрокристаллов и кончая объемными образцами. В рамках предложенного подхода найдены интегральная вероятность перехода в экситонное состояние, характеризующая оптическое поглощение матрицей, содержащей микрокристаллы, и сила осциллятора перехода. В предельных случаях микрокристаллов и объемных кристаллов полученные результаты согласуются с результатами других авторов. На основе выводов работы проведен анализ эксперимента по наблюдению размерного квантования поляритонов. Дано объяснение наблюдаемым на опыте закономерностям.

За десятилетие, прошедшее со времени публикации первых работ, посвященных изучению квантового размерного эффекта (КРЭ) в микрокристаллах [1-3], в этом направлении был достигнут значительный прогресс. Развивались и совершенствовались технологии получения полупроводниковых структур с различными типами конфайнмента [4-7]. Уникальность их свойств вызывала и продолжает вызывать активный интерес у исследователей. Значительное число публикаций связано с КРЭ коррелированных электронно-дырочных пар. В рамках простейшей модели в [8] изучено влияние КРЭ на межзонное поглощение света в полупроводниковом шарике. Получены выражения для коэффициента поглощения в трех предельных случаях: 1) радиус полупроводникового шара a меньше борковского радиуса электронов a_e и дырок a_h , 2) $a_h \ll a \ll a_e$, 3) $a_h, a_e \ll a$. Показано, что в первых двух случаях коротковолновый сдвиг максимума коэффициента поглощения пропорционален величине $\hbar^2/m_e a^2$ с массой электрона m_e . В случае $a \gg a_e, a_h$ сдвиг характеризуется полной массой экситона $M = m_e + m_h$ и ведет себя как \hbar^2/Ma^2 , что связано с квантованием трансляционного движения центра масс экситона как целого.

Влияние КРЭ на величину энергии основного состояния электронно-дырочных систем приводит к значительному ее росту при уменьшении размеров микрокристаллов. При этом характер основного состояния меняется радикально, но непрерывно — от основного состояния размерно-квантованного экситона как целого до коррелированной электронно-дырочной пары, каждая из квазичастиц которой испытывает влияние КРЭ независимо друг от друга. Указанные эффекты исследованы в моделях сферической квантовой ямы и квантового ящика в форме прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием соответственно в [9] и [10].

Как отмечалось в [11], КРЭ в микрокристаллах приводит к гигантской силе осциллятора перехода в экситонное состояние. Это можно объяснить [12] концентрацией объемной силы осциллятора на отдельных спектральных линиях в малых объемах.

Проведенный в [1] анализ показал, что в микрокристаллах сила осциллятора сосредоточена в основном на низжайшем уровне размерного квантования. Это относится к образцам, линейные размеры которых порядка и более борковского радиуса экситона, но меньше длины волны поляритона в данном материале. В этом же интервале размеров микрокристаллов в [13] в модели квантовой сферы найден гамильтониан взаимодействия размерно-квантованных экситонов со светом. Между тем в ряде случаев возникает необходимость описания размерного квантования экситонов и экситонных поляритонов в кристаллитах с линейными размерами порядка длины волны поляритона. Именно такими были толщины пленок GaAs, в которых авторы [14] наблюдали КРЭ поляритонов в направлении, перпендикулярном плоскости пленки. В нашей с соавторами статье [15] размерное квантование поляритонов в кристаллах в явном виде не учитывалось, а отклонение от закона сохранения импульса описывалось феноменологически введенной в гамильтониан поляритон-поляритонного взаимодействия функцией $\Phi(k, \kappa)$, которая при $L \rightarrow \infty$ переходила в δ -функцию, что обеспечивало выполнение закона сохранения импульса в пределе объемных кристаллов.

Отсутствие единого описания эффектов, связанных с КРЭ экситонов в образцах различных размеров, а также то обстоятельство, что введенные в ряде работ различные понятия силы осциллятора [10-13] не были согласованы друг с другом, потребовали выработки общего подхода к этим вопросам. В настоящей работе предпринята попытка единого описания взаимодействия размерно-квантованных экситонов со светом, охватывающего все ранее известные случаи начиная от микрокристаллов и кончая объемными кристаллами. В итоге вновь выведен гамильтониан экситон-фотонного взаимодействия, с помощью которого рассчитаны интегральная вероятность перехода в экситонное состояние, характеризующая оптическое поглощение матрицей, содержащей микрокристаллы, и сила осциллятора перехода. В пределе объемных кристаллов последняя сводится к известному выражению [16]. В другом пределе сильного конфинемента в микрокристаллах она переходит в выражение, полученное Ханамурой [11], но с дополнительным правилом отбора по четности номера уровня размерного квантования. Результаты распространены на случай тонкой полупроводниковой пластинки. На основе выводов данной работы проведен анализ эксперимента по наблюдению КРЭ поляритонов [14]. Дано объяснение наблюдаемым на опыте закономерностям.

1. Гамильтониан экситон-фотонного взаимодействия в микрокристалле

Рассмотрим обособленный микрокристалл кубической формы с ребром L , представляющий собой для экситона квантовый ящик с бесконечно высокими стенками. Такая модель использовалась, например, в [11, 12]. Мы не будем учитывать размерного квантования электронов и дырок, считая микрокристалл достаточно большим, а учтем лишь размерное квантование трансляционного движения центра масс экситона. Подобный подход обсуждался в [8, 11].

Волновую функцию экситона в микрокристалле выберем в координатном представлении в виде [11]

$$\Psi_n(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = F_n(\mathbf{R}) \Phi_\nu(\mathbf{r}) \quad (1)$$

с огибающей

$$F_n(\mathbf{R}) = \left(\frac{2}{L}\right)^{3/2} \sin\left(\frac{\pi n_x R_x}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi n_y R_y}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi n_z R_z}{L}\right).$$

Здесь $\Phi_\nu(\mathbf{r})$ — функция относительного движения электрона и дырки в экситоне, характеризуемая квантовым числом ν ; \mathbf{R} и \mathbf{r} — координаты центра масс экситона

и относительного движения; $n = (n_x, n_y, n_z)$ — совокупный квантовый индекс, нумерующий уровни размерного квантования.

Построим оператор рождения экситона с дискретным волновым вектором трансляционного движения $Q = (\pi n_x/L, \pi n_y/L, \pi n_z/L)$, соответствующий волновой функции (1). Отметим, что, поскольку последняя представляет собой суперпозицию стоячих волн, искомым оператор на самом деле будет линейной комбинацией операторов рождения экситонов с волновыми векторами

$$Q_{\xi\eta\zeta} = (\xi Q_x, \eta Q_y, \zeta Q_z),$$

где $\xi, \eta, \zeta = \pm 1$.

Определим оператор рождения экситона с размерно-квантованным трансляционным движением

$$a_m^+ \equiv \frac{i}{\sqrt{8L^3}} \sum_{\xi, \eta, \zeta} \sum_{q=-1}^{+1} \xi \eta \zeta \Phi_\nu(q) \times \\ \times a_{(\alpha Q_x \xi + q_x, \alpha Q_y \eta + q_y, \alpha Q_z \zeta + q_z)}^+ b_{(\beta Q_x \xi - q_x, \beta Q_y \eta - q_y, \beta Q_z \zeta - q_z)}^+ \quad (2)$$

где $a_{\alpha Q_{\xi\eta\zeta} + q}^+$, $b_{\beta Q_{\xi\eta\zeta} - q}^+$ — операторы рождения электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Нормировочный множитель выбран таким образом, чтобы удовлетворялось условие

$$\langle 0 | a_m a_m^+ | 0 \rangle = \delta_{\nu\mu}, \quad (3)$$

где среднее взято по основному состоянию кристалла. Предполагается, что функции относительного движения в экситоне $\Phi_\nu(q)$ ортогональны и нормированы на объем микрокристалла

$$\frac{1}{L^3} \sum_q \Phi_\nu(q) \Phi_\mu^*(q) = \delta_{\nu\mu} \quad (4)$$

и практически совпадают с таковыми в объемном кристалле.

Действительно, поскольку мы интересуемся размерами $L > a_{ex}$, то шаг дискретности волнового вектора намного меньше наиболее вероятного значения волнового вектора относительно движения в экситоне $q \sim 1/a_{ex}$ и суммирование в (4) может быть заменено интегрированием.

Выше мы охарактеризовали состояние экситонов в микрокристаллах. Одновременно следует сказать, что мы рассматриваем случай, когда фотон в отличие от экситона не испытывает размерного квантования в диэлектрической ограниченной среде, так как электромагнитное поле принадлежит всему пространству и не может быть локализовано подобно электронам и дыркам границами материальной среды. По этой причине операторы рождения и уничтожения фотона характеризуются непрерывными значениями волнового вектора k . Таким образом, в микрокристаллах мы сталкиваемся с необходимостью выбора различных квантовых чисел для описания экситонов и фотонов.

Исходя из известного выражения для гамильтониана взаимодействия электронов кристалла со светом [17], в результате интегрирования по объему микрокристалла и перехода от электронных операторов к операторам экситонов (2) (а также опуская антирезонансные члены), нетрудно получить гамильтониан взаимодействия размерно-квантованных экситонов со светом в микрокристалле

$$H_{\text{int}} = \sum_{\mathbf{k}j\nu} g_{\mathbf{k}j\nu} (a_{\nu}^{\dagger} c_{\mathbf{k}j} - c_{\mathbf{k}j}^{\dagger} a_{\nu}) \quad (5)$$

с константой экситон-фотонного взаимодействия

$$g_{\mathbf{k}j\nu} = -i\omega_n \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega_{\mathbf{k}}}} (e_{\mathbf{k}j} d_{\nu}^{ex}). \quad (6)$$

Здесь $c_{\mathbf{k}j}^{\dagger}$ — оператор рождения фотона с волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией j ; $\hbar\omega_{\mathbf{k}}$ — энергия фотона; $\hbar\omega_n$ — энергия размерно-квантованного экситона в состоянии $n = (n_x, n_y, n_z)$, определяемая выражением

$$\hbar\omega_n \equiv E_n = E_g - E_{ex}^b + \frac{\hbar^2\pi^2}{2ML^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2), \quad (7)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны; E_{ex}^b — энергия связи экситона; M — его масса; V — объем пространства, в котором распространяется свет, понимаемый в дальнейшем как объем прозрачной матрицы, содержащей микрокристаллы.

Если ограничиться случаем разрешенных, по Эллиоту, зона-зонных переходов, то матричный элемент дипольного момента экситона d_{ν}^{ex} допускает простое аналитическое выражение. При этом коэффициент $(e_{\mathbf{k}j} d_{\nu}^{ex})$ равен

$$(e_{\mathbf{k}j} d_{\nu}^{ex}) = \left(\frac{2}{L}\right)^{3/2} v_0 \Phi_{\nu}(\mathbf{r} = 0) (e_{\mathbf{k}j} \mathbf{d}_{\nu}) \times \\ \times S_L^u(k_x, n_x) S_L^u(k_y, n_y) S_L^u(k_z, n_z), \quad (8)$$

где $v_0 \equiv u^3$ — объем элементарной ячейки, d_{ν} — матричный элемент дипольного момента межзонного перехода, а функция $S_L^u(k_x, n_x)$ определена следующим образом:

$$S_L^u(k_x, n_x) \equiv (i/2) \times \\ \times \left\{ \frac{\exp[i(k_x L - \pi n_x)] - 1}{1 - \exp[-i(k_x u - \pi n_x u/L)]} - \frac{\exp[i(k_x L + \pi n_x)] - 1}{1 - \exp[-i(k_x u + \pi n_x u/L)]} \right\}. \quad (9)$$

Отметим два полезных свойства функции $S_L^u(k_x, n_x)$

$$\lim_{L \rightarrow \infty} S_L^u(k_x, n_x) = \frac{iL}{2u} (\delta_{k_x, \frac{\pi n_x}{L}} - \delta_{k_x, -\frac{\pi n_x}{L}}), \quad (10)$$

$$S_L^u(0, n_x) = \begin{cases} \text{ctg} \left(\frac{\pi n_x u}{2L} \right), & \text{если } n_x \text{ нечетное,} \\ 0, & \text{если } n_x \text{ четное.} \end{cases} \quad (11)$$

Гамильтониан (5) описывает взаимодействие экситонов с фотонами в кристаллах, размеры которых изменяются в широких пределах от микрокристаллов с $L \geq a_{ex}$ ($L \geq 1 \div 10$) нм для различных материалов), кристаллитов ($L \sim 100 \div 1000$

нм) и до объемных образцов. В микрокристаллах вследствие нарушения закона сохранения импульса, связанного с отсутствием трансляционной симметрии, фотон взаимодействует с экситоном, не обладающим тем же импульсом, что и фотон, а с линейной комбинацией экситонных состояний, характеризующихся набором дискретных значений волнового вектора. Это обстоятельство представлено в гамильтониане (5) оператором экситона (2). При увеличении размеров образца начинает проявляться действие закона сохранения импульса. Функция $S_L^u(k_x, n_x)$ при этом эволюционирует к своему предельному значению (10). Наконец, при $L \rightarrow \infty$ $S_L^u(k_x, n_x)$ становится равной (10), а δ -символы указывают на строгое выполнение закона сохранения импульса. С помощью (10) можно показать, что при $L^3 \rightarrow V \rightarrow \infty$ гамильтониан (5) — (9) переходит в известный гамильтониан экситон-фотонного взаимодействия в объемном кристалле [16].

2. Поглощение света микрокристаллами. Сила осциллятора

Предположим, что в прозрачной диэлектрической матрице объема V содержится N_{mc} полупроводниковых микрокристаллов кубической формы с ребром L . Определим интегральную вероятность перехода в экситонное состояние, характеризующую оптическое поглощение такой системы.

Согласно золотому правилу Ферми, вероятность квантового перехода в единицу времени равна

$$P_{if} = \frac{2\pi}{h} |H_{if}|^2 \delta(E_f - E_i).$$

В нашем случае матричный элемент перехода H_{if} следует рассчитать между начальным состоянием системы, содержащим фотон $|i\rangle = c_{p_j}|0\rangle$, и конечным состоянием, в котором имеется экситон $|f\rangle = a_n^+|0\rangle$. С помощью гамильтониана (5) — (8) находим интегральную вероятность перехода из основного состояния в экситонное во всех микрокристаллах матрицы

$$P_{k_{nv}} = N_{mc} \int_0^\infty P_{k_{nv}}(\omega_k) d\omega_k = \frac{32\pi^2}{h^2} E_n v_0^2 \Phi_v^2(0) \times \\ \times \frac{N_{mc}}{L^3 V} (e_{kj} d_{cv})^2 |S_L^u(k_x, n_x) S_L^u(k_y, n_y) S_L^u(k_z, n_z)|^2, \quad (12)$$

где $P_{k_{nv}}(\omega_k)$ — вероятность перехода в одном микрокристалле на частоте ω_k ; энергия E_n определена в (7).

Наряду с интегральной характеристикой системы $P_{k_{nv}}$ (12), имеющей отношение к экспериментально наблюдаемым величинам, обычно вводят [10, 11, 17] силу осциллятора, аналогичную силе осциллятора перехода в одном атоме. В случае отдельно взятого микрокристалла эта величина может быть названа «силой осциллятора на один микрокристалл» [11]

$$f_{nv} = \frac{2m\omega_n}{\hbar e^2} |d_{nv}^{cx}|^2.$$

С помощью (8) мы нашли

$$f_{\nu} = \frac{2m\omega_n}{\hbar e^2} \frac{8}{L^3} \Phi_{\nu}^2(0) v_0^2 d_{cv}^2 |S_L^u(k_x, n_x) S_L^u(k_y, n_y) S_L^u(k_z, n_z)|^2. \quad (13)$$

Заметим, что величины $P_{\mathbf{k}\nu}$ и f_{ν} отличаются множителем, в который входят характеристики системы в целом: объем матрицы V и число микрокристаллов N_{mc} . Существенно, что $P_{\mathbf{k}\nu}$ непосредственно допускает предельный переход к случаю объемных кристаллов, в то время как определение f_{ν} , введенное в (13), теряет физический смысл при $L \rightarrow \infty$. Поэтому целесообразно ввести другое определение силы осциллятора, отнесенной на единицу объема [18] или одну элементарную ячейку [10]. Однако определение f_{ν} (13) используется в литературе, и мы к нему вернемся при сопоставлении наших результатов с другими работами.

Учитывая сказанное, а также то обстоятельство, что выражения $P_{\mathbf{k}\nu}$ и f_{ν} ограничены снизу условием $L > a_{ex}$, исследуем их зависимость от линейных размеров образца L . Для разграничения областей L введем параметр L_1 , равный наименьшему значению L , при котором знаменатель функции $S_L^u(k_x, n_x)$ обращается в нуль

$$L_1 = \pi/k_x. \quad (14)$$

(Поскольку все направления в нашей модели равноправны, то для простоты будем говорить только об x -направлении). Заметим, что величина L_1 имеет смысл половины длины волны света или экситонного поляритона в тех случаях, когда он существует. Рассмотрим три случая.

$$A) a_{ex} < L < L_1.$$

При этом мы имеем дело с микрокристаллами малых размеров ($L \geq 1$ нм в кристаллах CuCl , $L \geq 10$ нм в GaAs), но по-прежнему достаточно больших ($L > a_{ex}$), чтобы не учитывать КРЭ электронов и дырок, составляющих экситоны. В этом случае $k_x L \ll \pi n_x$ ($k_x u \ll \pi n_x u/L$) и мы опускаем $k_x L$ и $k_x u$ всюду в $S_L^u(k_x, n_x)$, что равносильно замене $S_L^u(k_x, n_x) \rightarrow S_L^u(0, n_x)$. Используя тогда свойство (11), находим, что для нечетных n_x, n_y, n_z

$$P_{\mathbf{k}\nu} = \frac{32\pi^2}{\hbar^2} E_n v_0^2 \Phi_{\nu}^2(0) \frac{N_{mc}}{L^3 V} (e_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{d}_{cv})^2 \times \\ \times \text{ctg}^2\left(\frac{\pi n_x u}{2L}\right) \text{ctg}^2\left(\frac{\pi n_y u}{2L}\right) \text{ctg}^2\left(\frac{\pi n_z u}{2L}\right) \quad (15)$$

и $P_{\mathbf{k}\nu} = 0$, если хотя бы одно из чисел n_x, n_y, n_z четное. Если ограничиться в (15) небольшими значениями $n_x, n_y, n_z \ll L/u$, то для нечетных n_x, n_y, n_z имеем

$$P_{\mathbf{k}\nu} = \frac{2^{11}}{\pi^4 \hbar^2} \frac{L^3 N_{mc}}{V} E_n \Phi_{\nu}^2(0) \frac{(e_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{d}_{cv})^2}{(n_x n_y n_z)^2}. \quad (16)$$

Таким образом, интегральная вероятность перехода в экситонное состояние в матрице, содержащей микрокристаллы, сосредоточена на нижайшем уровне

размерного квантования $n = (1, 1, 1)$. Для ближайшего к нему трехкратного вырожденного уровня $(3, 1, 1)$ значение $P_{\mathbf{k}m}$ сокращается в 9 раз.

Для сопоставления выражений (15), (16) с ранее полученными другими авторами воспользуемся определением силы осциллятора $f_{m'}$ (13). При $L < L_1$ для нечетных n_x, n_y, n_z

$$f_{m'} = \frac{2m\omega_n}{\hbar e^2} \frac{8}{L^3} \Phi_v^2(0) v_0^2 d_{cv}^2 \times \\ \times \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\pi n_x u}{2L}\right) \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\pi n_y u}{2L}\right) \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\pi n_z u}{2L}\right), \quad (17)$$

$$f_{m'} = \frac{2m\omega_n}{\hbar e^2} \Phi_v^2(0) d_{cv}^2 \left(\frac{2\sqrt{2}}{\pi}\right)^6 \frac{L^3}{(n_x n_y n_z)^2}, \quad (18)$$

при дополнительном условии $n_x, n_y, n_z \ll L/u$. Формулы (17) и (18) ранее были получены Ханамурой [11]. Однако автор [11] не указал на обращение их в нуль для четных значений n_x, n_y, n_z и недостаточно четко определил их область применимости. Последнее обстоятельство может привести к ошибочной экстраполяции (17), (18), явно зависящих от размеров микрокристаллов, в область больших значений L . Недоразумений, однако, не возникает, если взамен (13) воспользоваться (16) или силой осциллятора, отнесенной к единице объема матрицы, которая получается умножением (13) на концентрацию микрокристаллов. В самом деле, в (16) множитель $L^3 N_{mc}/V < 1$, так как микрокристаллы занимают только часть объема матрицы. Тогда концентрация микрокристаллов $n_{mc} = N_{mc}/V$ произведение $n_{mc} f_{m'}$ уже не зависит явно от L .

Б) $L_1 \leq L < \infty$.

Данная область охватывает крупные микрокристаллы и кристаллиты. Численные значения L для GaAs составляют от нескольких десятков до сотен нанометров. Особенности поведения $P_{\mathbf{k}m}$ и $f_{m'}$ связаны с поведением функции $S_L^u(k_x, n_x)$ в указанной области L . Если L в точности кратно L_1 , то функция $S_L^u(k_x, n_x)$ имеет резкий максимум, пропорциональный L/u

$$S_{L_m}^u(k_x, n_x) \sim L_m/u.$$

В остальной области значений L функция $S_L^u(k_x, n_x)$ с высокой точностью может быть представлена в виде

$$S_L^u(k_x, n_x) \cong - [1 - (-1)^{n_x} \exp(ik_x L)] S_L(k_x, n_x), \quad (19)$$

где

$$S_L \equiv (\pi/Lu) n_x / [k_x^2 - (\pi n_x/L)^2].$$

Отметим, что выражение (19) существенно зависит от четности n_x . Представление функции $S_L^u(k_x, n_x)$ в факторизованном виде (19) позволяет явно выделить два типа зависимостей. Множитель $S_L(k_x, n_x)$ отвечает за селекцию уровня размерного квантования с максимальной силой осциллятора. Номер этого уровня, соответствующий максимуму $S_L(k_x, n_x)$, равен, очевидно, ближайшему

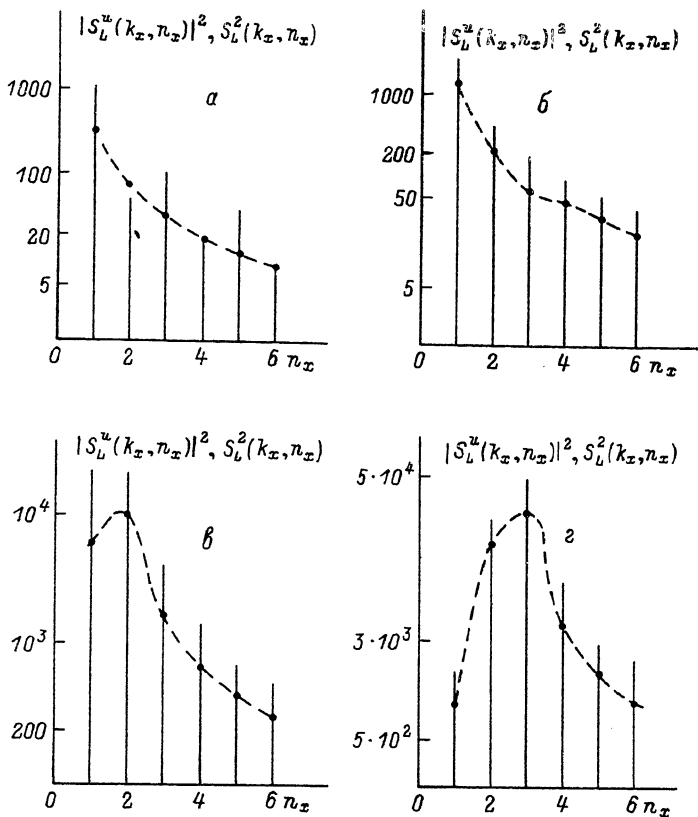


Рис. 1. Зависимость $|S_L^u(k_x, n_x)|^2$ и $S_L^2(k_x, n_x)$ от номера уровня размерного квантования n_x при $k_x = 2.94 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ и различных значениях L .

$L = 30$ (а), 50 (б), 160 (в), 270 нм (г). Значения $|S_L^u(k_x, n_x)|^2$ изображены вертикальными отрезками, а $S_L^2(k_x, n_x)$ — точками, соединенными штриховой линией. $\eta = 4.50$ (а), 1.23 (б), 0.98 (в), 0.85 (г).

к $k_x L / \pi$ натуральному числу. Так, например, в рассмотренном выше случае $L < L_1$ таким числом является 1 и $f_{\text{вн}}$ сосредоточена на уровне (1, 1, 1). Причем чем ближе отношение $k_x L / \pi$ к этому целому числу, тем больше значение силы осциллятора. С ростом L расчет и соответствующий максимуму $f_{\text{вн}}$ номер уровня n_x (рис. 1). При $L, n_x \rightarrow \infty$ спектр становится непрерывным, а волновой вектор экситона $Q_x = \pi n_x / L$, оставаясь конечным, становится равным, согласно (10), волновому вектору фотона k_x .

Первый множитель в (19) отвечает за селекцию уровней по четности n_x . Для двух уровней размерного квантования с равными значениями $S_L(k_x, n_x)$, но с различной четностью n_x отношение сил осциллятора равно

$$\frac{f_{\text{вн}}^{\text{нч}}}{f_{\text{вн}}^{\text{ч}}} = \left| \frac{1 + \exp(ik_x L)}{1 - \exp(ik_x L)} \right|^2 \equiv \eta. \quad (20)$$

Таким образом, параметр η характеризует интенсивности спектральных линий с четными и нечетными n_x относительно огибающей $S_L(k_x, n_x)$. η может принимать любое значение в интервале от 0 до ∞ . Случаю $L < L_1$ соответствует $\eta = \infty$, т. е. переходы в состояниях с четными n_x запрещены. Отсюда становится

ясной природы правила отбора по четности n_x , установленного в пункте А. С ростом L η осциллирует между своими предельными значениями. Рис. 1 иллюстрирует указанные закономерности.

В) $L \rightarrow \infty$.

Это случай объемных кристаллов. Можно сказать, что теперь монокристалл занимает весь объем матрицы. Тогда $N_{mc} = 1$ и $L^3 = V$, так что отношение $L^3 N_{mc} / V = 1$. Величина P_{kn} при этом равна

$$P_{kn} = \frac{\pi^2}{2h^2} E_n \Phi_n^2(0) (e_{kj} d_{cn})^2.$$

Как уже отмечалось, силу осциллятора (13) в объемном образце следует переопределить. С помощью (13) и свойства (10) находим силу осциллятора на одну элементарную ячейку

$$\bar{f}_{nv} = \frac{2m\omega_n}{he^2} \frac{\nu_0}{8} \Phi_n^2(0) d_{cn}^2,$$

которая с точностью до множителя $1/8$, связанного с выбором оператора экситона в виде (2), совпадает с ранее полученным выражением [16].

3. Размерное квантование поляритонов в тонкой пленке

Эксперименты по наблюдению спектров люминесценции и отражения в тонких пленках GaAs выявили наличие дискретной структуры в наблюдаемых спектрах, свидетельствующей о размерном квантовании поляритонов в направлении, перпендикулярном плоскости пленки [14]. Этот эффект связан в свою очередь с размерным квантованием трансляционного движения центра тяжести экситона в указанном направлении. Это подтверждается тем [14], что положение пиков в наблюдаемых спектрах хорошо описывается условием квантования волнового вектора трансляционного движения Чо и Каваты [19]

$$K = \pi N / (d - 2/p),$$

где $1/p$ — толщина экситонного мертвого слоя. С другой стороны, измеренные спектры обладали характерными особенностями, которые легко проследить на рис. 2. Во-первых, это зависимость номера наиболее интенсивной линии от толщины пленки (для $d = 99$ нм — это линия с $N = 1$, для $d = 201$ нм — $N = 2$). Во-вторых, это регулярное чередование относительно более интенсивных и менее интенсивных линий. Объяснения этим закономерностям авторами [14] не найдено. Отмечено только, что они не исчезают при измерении спектров под различными углами к нормали и, следовательно, не являются результатом интерференции поляритонных волн в пленке. Покажем в рамках развитого нами подхода, что наблюдаемые закономерности связаны с особенностями взаимодействия света с размерно-квантованными экситонами. Для этого модифицируем полученные нами результаты для микрокристаллов применительно к тонкой плоскопараллельной пластинке. Взамен (1) воспользуемся волновой функцией экситона в пластинке с трансляционным движением, ограниченным в направлении z и свободным в плоскости xy

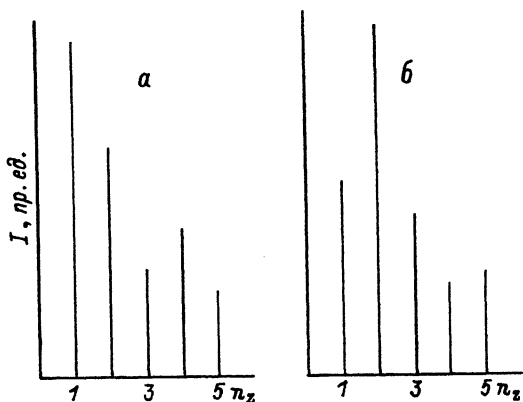
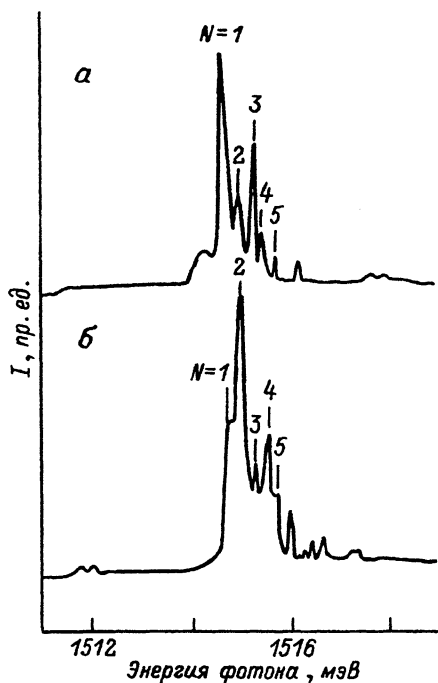


Рис. 2. Спектры люминесценции в тонких пленках GaAs при $T = 1.8$ К и толщине $d = 99$ (а) и 201 нм (б) [14].

Рис. 3. Сравнительная интенсивность линий в спектре люминесценции тонких пленок GaAs при $d = 99$ (а) и 201 нм (б) (теория).

$$\Psi_{n_z\nu}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_1 \mathbf{R}_1} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi n_z R_z}{d}\right) \Phi_\nu(\mathbf{r}).$$

Смысл введенных обозначений ясен из формулы, где S — площадь пластинки, а d — ее толщина. При этом интегральная вероятность перехода в экситонное состояние, соответствующее уровню размерного квантования n_z , в пластинке толщиной d равна

$$P_{k_0 n_z \nu} = \frac{8\pi^2}{\hbar^2} \frac{S v_0^{2/3}}{V d} E_{n_z k_1} \Phi_\nu^2(0) (\mathbf{e}_{\mathbf{k}_j} \mathbf{d}_{c\nu})^2 |S_\nu^y(k_z, n_z)|^2. \quad (21)$$

Она пропорциональна интенсивности спектральных линий люминесценции. Толщины использованных в экспериментах [14] пленок GaAs соответствуют в нашей классификации промежуточной области толщин (случай Б). Функция $S_\nu^y(k_z, n_z)$ при этом представима в виде (19). Очевидно, имеет место полное качественное согласие теории и эксперимента: а) номер наиболее интенсивной линии зависит от толщины образца и б) существует различие в интенсивности линий с четными и нечетными n_z . Результаты численных оценок по формуле (21) с учетом мертвого слоя приведены на рис. 3. Из сопоставления рис. 2 и 3 видно, что рассчитанное значение номера наиболее интенсивной линии совпадает с наблюдаемым для обоих образцов ($N=1$ для $d=99$ нм и $N=2$ для $d=201$ нм). Различия имеются в интенсивностях линий с $N=3$ ($d=99$ нм) и $N=4$ ($d=201$ нм). Легко видеть, что указанное расхождение теории и эксперимента

сводится к неточному определению параметра η (20). Причина этого кроется в структуре выражения (19). Используемые в наших оценках значения k_z и d определены в [14] с некоторой экспериментальной точностью. Множитель $S_d(k_z, n_z)$ в (19), определяющий номер линии максимальной интенсивности, устойчив к малым изменениям указанных величин. Напротив, осциллирующий параметр η в значительной мере чувствителен к малым флуктуациям k_z и d . Кроме того, общий недостаток применения нашего подхода к объяснению эксперимента [14] заключается в следующем. Теория построена в предположении, что квазичастицы обладают экситоноподобным законом дисперсии, т. е. дискретные значения $\omega(K_N)$ расположены на экситонной кривой. Однако в описанной в [14] ситуации это справедливо только для точек $\omega(K_N)$ с $N \geq 2$, в то время как точка $\omega(K_1)$ расположена на фотоподобном участке поляритонной ветви. Это говорит о том, что наблюдается размерное квантование поляритонов, а не экситонов, в частности, в окрестности точки K_1 .

Список литературы

- [1] Екимов А. И., Онущенко А. А., Цехомский В. А. // Физ. и хим. стекла. 1980. Т. 6. № 4. С. 511—512.
- [2] Голубков В. В., Екимов А. И., Онущенко А. А., Цехомский В. А. // Физ. и хим. стекла. 1981. Т. 7. № 4. С. 397—401.
- [3] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.
- [4] Stern M. B., Graighead H. G., Liao P. F., Mankiewich P. M. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 4. P. 410—412.
- [5] Rosetti R., Hull R., Gibson J. M., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1985. V. 82. N 1. P. 552—559.
- [6] Cibert J., Petroff P. M., Dolan G. T., Peatron S. J., Gossard A. C., English J. H. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 19. P. 1275—1277.
- [7] Kash K. // J. Luminescence. 1990. V. 46. N 2. P. 69—82.
- [8] Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. № 7. С. 1209—1214.
- [9] Kayanuma Y. // Solid State Commun. 1986. V. 59. N 6. P. 405—408.
- [10] Bryant W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 15. P. 8763—8772.
- [11] Hanamura E. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 3. P. 1273—1279.
- [12] Schmitt-Rink S., Miller D. A. B., Chemla D. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 15. P. 8113—8125.
- [13] Hanamura E. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 2. P. 1228—1234.
- [14] Kusano J., Segawa Y., Mihara M., Aoyagi Y., Namba S. // Solid State Commun. 1989. V. 72. N 2. P. 215—218.
- [15] Мисько В. Р., Москаленко С. А., Ротару А. Х., Швера Ю. М. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 4. С. 1215—1229.
- [16] Агранович В. М. Теория экситонов. М.: Наука, 1968. 384 с.
- [17] Нокс Р. Теория экситонов. М.: Мир, 1966. 219 с.
- [18] D'Andrea A., Del Sole R. // Solid State Commun. 1990. V. 74. N 10. P. 1121—1124.
- [19] Cho K., Kawata M. // J. Phys. Soc. Jpn. 1985. V. 54. N 11. P. 4431—4443.

Институт прикладной физики АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
17 августа 1992 г.