НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ. ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А.О.Говоров, Л.И.Магарилл

Изучается неупругое рассеяние света в параболических квантовых точках с двумя взаимодействующими электронами в присутствии магнитного поля. Показано, что спектр деполяризованного рамановского рассеяния в длинноволновом приближении дает информацию об электрон-электронном взаимодействии: магнитополевая зависимость сдвига частоты оказывается скачкообразной функцией с особенностями при тех значениях магнитного поля, при котором основное состояние испытывает синглет-триплетные осцилляции.

1. В последнее время квантовые точки (КТ)–квазинульмерные системы, получаемые из двумерного электронного газа в результате ограничения движения электронов в плоскости системы, — привлекают повышенное внимание исследователей. Экспериментально КТ изучались пока главным образом методом спектроскопии инфракрасного поглощения [1–3]. К сожалению, измерение инфракрасного поглощения не позволяет исследовать влияние межэлектронного взаимодействия на энергетический спектр системы. Это является следствием обобщенной теоремы Кона [4–6], согласно которой резонансные частоты КТ с параболическим латеральным потенциалом в дипольном приближении не зависят от электрон-электронного взаимодействия и определяются соответствующими одночастичными величинами.

Недавно появились теоретические работы [7–9], в которых изучается энергетический спектр КТ с малым числом электронов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости точки. В этих работах показано, что учет кулоновского взаимодействия приводит приводит к необычному поведению системы — с ростом магнитного поля происходят скачки полного углового момента, соответствующего основному состоянию КТ. В частности, в работе [9], в которой рассматривался случай КТ с двумя электронами, основное состояние испытывают фазовые переходы, названные спин-синглет–спин-триплетными осцилляциями. В работах [7,9] показано также, что в магнитополевых зависимостях теплоемкости и намагниченности КТ при достаточно низких температурах могут проявляться эффекты кулоновского взаимодействия. Так, например, намагниченность КТ оказывается осциллирующей функцией магнитного поля **B** с особенностями при тех значениях **B**, для которых угловой момент основного состояния меняется.

В настоящем сообщении мы обращаем внимание на то, что кулоновское взаимодействие электронов в КТ может проявляться также при исследовании резонансного рамановского рассеяния (РР) света. Будет показано, что деполяризованный спектр РР двухэлектронной КТ отражает синглет-триплетные осцилляции основного состояния.

2. Рассмотрим резонансное РР и КТ с двумя взаимодействующими электронами. Делаем обычное предположение, что латеральный потенциал, ограничивающий движение электрона в плоскости системы, имеет параболический вид $m^*\omega_0^2\mathbf{r}_\parallel^2/2$, где $\mathbf{r}_\parallel$ — координата электрона в этой плоскости, m^* — его эффективная масса. Считаем, что в направлении оси z, перпендикулярной плоскости КТ, электроны локализованы потенциалом $W(z)$ и находятся в нижней подзоне поперечного размерного квантования. Эффективный размер d системы в z-направлении значительно меньше характерного размера латерального потенциала $l_0 = 1/\sqrt{m\omega_0}$ (полагаем здесь и в дальнейшем $\hbar = 1$).

Сечение РР определяется выражением (см., например, [10])

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{\omega_2 e^4}{\omega_1 c^4}\left\langle \sum_F \left|\hat{M}_{FI}\right|^2 \delta(E_F - E_I - \omega)\right\rangle, \tag{1}$$

где $E_{F(I)}$ — конечная (начальная) энергия системы, $\omega = (\omega_1 - \omega_2)$ — сдвиг частоты, угловые скобки означают термодинамическое усреднение по начальным состояниям.

Оператор $\hat{M}$, описывающий резонансное РР, дает выражение вида [11]

$$\hat{M} = \sum_{\alpha,\alpha'} \gamma_{\alpha,\alpha'}\hat{c}^+_\alpha \hat{c}_{\alpha'}, \tag{2}$$

$$\gamma_{\alpha,\alpha'} = \sum_\beta \left\{ \frac{\langle \alpha\left|\mathbf{e}_1\mathbf{v}\exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{r})\right|\beta\rangle \langle \beta\left|\mathbf{e}_2^*\mathbf{v}\exp(-i\mathbf{k}_2\mathbf{r})\right|\alpha'\rangle}{\varepsilon_{g\beta} - \omega_1} + \right.$$

$$\left. + \frac{\langle \alpha\left|\mathbf{e}_2^*\mathbf{v}\exp(-i\mathbf{k}_2\mathbf{r})\right|\beta\rangle \langle \beta\left|\mathbf{e}_1\mathbf{v}\exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{r})\right|\alpha'\rangle}{\varepsilon_{g\beta} + \omega_1} \right\}. \tag{3}$$

Здесь α, $\alpha'(\beta)$ — квантовые числа одночастичных состояний для электронов в зоне проводимости (валентной зоне); $c^+_\alpha(c_{\alpha'})$ — операторы рождения (уничтожения); $\omega_{1,2}$, $\mathbf{k}_{1,2}$ и $\mathbf{e}_{1,2}$ — частоты, волновые векторы и векторы поляризаций падающей и рассеянной световых волн; $\mathbf{v}$ — оператор скорости электрона; $\varepsilon_{g\beta}$ — соответствующая ширина запрещенной зоны.

Определяемый из (2),(3) оператор $\hat{M}$ описывает межзонное резонансное рассеяние света, схематически показанное на рис. 1. Необходимо отметить, что выражение (3) для $\hat{M}$ получено в предположении, что характерные одночастичные и коллективные энергии малы по сравнению с $|\varepsilon_g - \omega_1|$ и при $|\omega| \ll \omega_1$.

Мы будем рассматривать резонансы между нижними подзонами поперечного размерного квантования электронов в зоне проводимости и в валентной зоне, пренебрегая смешиванием состояний валентной зоны (т.е. считая, что потенциал $W(z)$ приводит к строго двумерной системе). Используя полноту огибающих волновых функций, переписать (3)

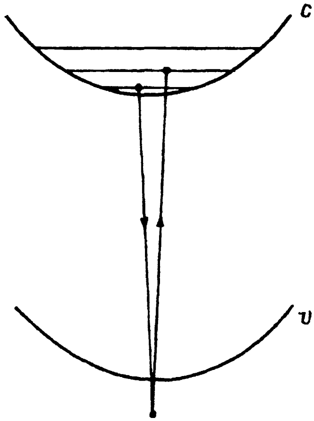

Рис. 1. Схема межзонных переходов для резонансного РР.

В случае электростатического латерального потенциала промежуточные состояния в валентной зоне делокализованы в плоскости системы.

в предположении $|\varepsilon_{gi} - \omega_1| \ll 1/m^* d^2$ в виде ($\langle\alpha|\hat{\gamma}_i|\alpha'\rangle \equiv \gamma_{\alpha\alpha'}$; индекс i принимает значения hh, lh или so, соответствующие резонансам между зоной проводимости и зоной тяжелых дырок, зоной легких дырок или спин-отщепленной зоной)

$$\hat{\gamma}_{hh} = \frac{3}{2} D_{hh} e^{i\mathbf{k}_\parallel \mathbf{r}_\parallel} \left[\mathbf{e}_{1\parallel}\mathbf{e}^*_{2\parallel} - i\sigma_z a_z\right], \tag{4}$$

$$\hat{\gamma}_{lh} = \frac{1}{2} D_{lh} e^{i\mathbf{k}_\parallel \mathbf{r}_\parallel} \left[\mathbf{e}_{1\parallel}\mathbf{e}^*_{2\parallel} + 4e_{1z}e^*_{2z} - 2i\mathbf{a}_\parallel \boldsymbol{\sigma}_\parallel + i\sigma_z a_z\right], \tag{5}$$

$$\hat{\gamma}_{so} = D_{so} e^{i\mathbf{k}_\parallel \mathbf{r}_\parallel} \left[\mathbf{e}_1\mathbf{e}^*_2 + i\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma}\right]. \tag{6}$$

Здесь $D_i = (2/3)\varepsilon_{gi}P^2/\left(\varepsilon^2_{gi} - \omega^2_1\right)$, P — межзонный матричный элемент в модели Кейна, $\mathbf{a} = [\mathbf{e}_1, \mathbf{e}^*_2]$, $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули, $\mathbf{k}_\parallel = \mathbf{k}_{\parallel 1} - \mathbf{k}_{\parallel 2}$, ε_{gi} — — ширина запрещенной зоны для соответствующего резонанса (при $i = hh$ под ε_{gi} нужно понимать $\varepsilon_g + \varepsilon_{e1} + \varepsilon_{hh1}$, где $\varepsilon_{e1}(\varepsilon_{hh1})$ — нижние уровни поперечного размерного квантования для электрона (тяжелой дырки) и т.п.). В результате сечение РР определяется выражением (1), в котором оператор $\hat{M}$ является суммой операторов вида (4), (5) или (6) (в зависимости от типа резонанса) по двум электронам.

Для примера рассмотрим подробнее случай so-резонанса. При этом для $\hat{M}$ в пределе $kl \ll 1$ $\left(l = l_0\sqrt{\omega_0/\tilde{\omega}}\right)$ — характерный размер волновой функции) имеем

$$\hat{M}_{so} = iD_{so} \sum_{j=1,2} \left\{\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma}_j + \mathbf{k}\mathbf{r}_j \left[\mathbf{e}_1\mathbf{e}^*_2 + i\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma}_j\right]\right\}. \tag{7}$$

В (7) опущено постоянное слагаемое. Далее не будем писать значок $\parallel$ у векторов $\mathbf{r}_\parallel$ и $\mathbf{k}_\parallel$.

3. Если ввести координаты центра масс $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и относительного движения $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, гамильтониан двух взаимодействующих электронов в КТ с параболическим латеральным потенциалом в присутствии магнитного поля $\mathbf{B}$, перпендикулярного плоскости системы $z = 0$, может быть записан как [8]

$$H = \frac{(\mathbf{P} + Q\mathbf{A}(\mathbf{R}))^2}{2M^*} + \frac{M^*\omega_0 R^2}{2} + \frac{(\mathbf{p} + q\mathbf{A}(\mathbf{r}))^2}{2\mu} + \frac{\mu\omega_0 r^2}{2} + \frac{e^2}{\varepsilon r} + g^*\mu_{\mathrm{B}} B\hat{S}_z. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = (B/2)(-y, x, 0)$ — векторный потенциал магнитного поля, $\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + p_2$, $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2$ ($\mathbf{p}_{1,2}$ — операторы импульса), $M = 2m^*$, $\mu = m^*/2$, $Q = 2e$, $q = e/2$ (e — абсолютная величина заряда электрона), ε — диэлектрическая проницаемость, g^* — эффективный фактор Ланде, μ_{B} — магнетон Бора, $\hat{S}_z = (\sigma_{1z} + \sigma_{2z})/2$ — оператор z-компоненты полного спина. Структура гамильтониана (8) позволяет представить двухчастичную волновую функцию в виде $\Psi(\mathbf{R})\psi(r)e^{im\varphi}\chi_S$, где χ_S — спиновая часть волновой функции; r, φ — полярные координаты вектора $\mathbf{r}$; m — азимутальное квантовое число. Так как полная волновая функция должна быть антисимметричной, то четные m соответствуют синглетным, а нечетные — триплетным состояниям системы.

Энергетический спектр гамильтониана (8) состоит из двух частей: энергии центра масс и энергии относительного движения. Для первой имеется точное выражение (см., например, [8])

$$E_{NM} = \tilde{\omega}(2N + |M| + 1) + \frac{\omega_c}{2}M, \quad (9)$$

$\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2/4}$; ω_c — циклотронная частота; $N = 0, 1, 2, \ldots$; $M = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$.

Энергии относительного движения ε_{nm} численно найдены в [8,9]. В этих работах показано, что с ростом B происходит переход основного состояния из синглетного в триплетное или из триплетного в синглетное ($m \to m - 1$; $m = 0, -1, -2, \ldots$). Конечные значения g-фактора приводят при достаточно высоких B к триплет-триплетным фазовым переходам основного состояния ($m \to m - 2$) [9]. Кроме того, в [9] показано, что такое поведение основного состояния может быть получено уже в рамках теории возмущений, справедливой при $(l/a^*)^2 \equiv \left[1 + (\omega_c/2\omega_0)^2\right]^{-1/2} (l_0/a^*)^2 \ll 1$.

Преследуя цель показать принципиальную возможность проявления двухчастичных состояний в спектрах РР, воспользуемся для ε_{nm} результатами теории возмущений первого порядка по кулоновскому взаимодействию. При этом

$$\varepsilon_{nm} = E_{nm} + E_{nm}^c,$$

где E_{nm} — собственные значения электрон-электронного взаимодействия, а кулоновские поправки находятся с помощью волновых функций нулевого приближения. Энергии E_{nm} даются выражением (9) с заменой N, M на n, m. Величины $E_{n=0,m}^c$ выписаны в [9]. Приведем необходимое для наших целей более общее выражение

$$E_{nm}^c = E_c \frac{(2n-1)!!(2|m|-1)!!}{(2|m|)!!(2n)!!} {}_3F_2(-n, |m| + 1/2, 1/2; |m| + 1, -1/2; 1), \quad (10)$$

$E_c \equiv E_{00}^c = e^2\sqrt{2m^*\tilde{\omega}\pi}/2\varepsilon$, ${}_3F_2$ — гипергеометрическая функция. Спин электронов приводит к дополнительному слагаемому $g^*\mu_B BS_z$ $(S_z = 0, \pm 1)$ в полной энергии.

4. С использованием координат $\mathbf{R}$ и $\mathbf{r}$ эффективный оператор РР (7) переписывается в виде

$$\hat{M} = \hat{M}_1 + \hat{M}_2,$$

$$\hat{M}_1 = 2iD_{so}(\mathbf{kR})(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^*), \tag{11}$$

$$\hat{M}_2 iD_{so}\left[2(\mathbf{aS}) + 2i(\mathbf{kR})(\mathbf{aS}) + i(\mathbf{kr})(\mathbf{a\tilde{S}})\right], \tag{12}$$

$\mathrm{S} = (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)/2$ — оператор полного спина, $\tilde{\mathrm{S}} = (\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2)/2$. С помощью операторов $\hat{M}_1$ и $\hat{M}_2$ можно описать соответственно поляризованное $(\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2^*)$ и деполяризованное $(\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2^*)$ РР.

Рассмотрим сначала случай геометрии $\mathbf{e}_1 \parallel e_2^*$. Оператор $\hat{M}_1$ подобно оператору взаимодействия с длинноволновым электромагнитным полем зависит только от координат центра масс. Он изменяет лишь квантовые числа N и M. В результате спектр поляризованного РР содержит только две частоты

$$\omega_{1,2} = \omega_\pm \equiv \tilde{\omega} \pm \omega_c/2. \tag{13}$$

Таким образом, спектр РР в геометрии $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2^*$ в пределе $kl \ll 1$ не содержит информации о кулоновском взаимодействии. Здесь мы сталкиваемся с еще одним следствием обобщенной теоремы Кона. Используя известные волновые функции $\Psi(\mathbf{R})$, получаем выражение для сечения

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{\omega_2 e^4}{\omega_1 c^4} D_{so}^2 k^2 \left|\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^*\right| \frac{2}{m^*\tilde{\omega}}\delta(\omega - \omega_\pm). \tag{14}$$

Это сечение соответствует переходам из основного состояния $N = M = 0$ в состояние $N' = 0$, $M' = \pm 1$.

Обратимся теперь к случаю $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2^*$. Оператор $\hat{M}_2$ зависит от координаты $\mathbf{r}$ относительного движения и, кроме того, содержит операторы спина. Поэтому он может изменять квантовые числа n, m, а также спиновое состояние. Для вычисления матричных элементов от $\hat{M}_2$ мы будем использовать волновые функции ψ в нулевом порядке теории возмущений. Как известно, при этом функции ψ совпадают с функциями Ψ с точностью до замены характерного размера. Матричные элементы координаты приведены, например, в работе [8]. Предполагаем температуру равной нулю, т.е. рассматриваем переходы из основного состояния $(N = M = n = 0, m; S_z)$ в состояние $(N', M', n', m'; S_z')$. Сдвиги частоты зависят от ориентации поляризационного вектора $\mathbf{a}$ относительно нормали. Выпишем их для двух случаев: $\mathbf{a} \perp \mathbf{z}$ и $\mathbf{a} \parallel \mathbf{z}$ ($\mathbf{z}$ — орт нормали).

Первое слагаемое в (12) приводит при нечетных m (т.е. для перехода из нижнего уровня триплета с $S_z = 1\,(g^* < 0)$) в геометрии $\mathbf{a} \perp \mathbf{z}$ к спин-флип возбуждению с частотой $\omega_s = |g^*|\mu_\mathrm{B} B$. При этом $N' = M' = n' = 0$, $m' = m$, $S_z' = 0$. Второе и третье слагаемые в зависимости от четности m и ориентации вектора $\mathbf{a}$ вызывают различные переходы.

В случае $\mathbf{a} \parallel \mathbf{z}$ и нечетных m происходят переходы

$$(0,0,0,m;1) \to (0,\pm 1,0,m;1). \tag{15}$$

Для четных m имеем три типа переходов

$$(0,0,0,m;0) \to (0,0,0,m\pm 1;0),$$

$$(0,0,0,m;0) \to (0,0,1,m+1;0) \quad (m \leqslant -2), \tag{16}$$

в геометрии $\mathbf{a} \perp \mathbf{z}$ для нечетных m

$$(0,0,0,m;1) \to (0,0,0,m\pm 1;0),$$

$$(0,0,0,m;1) \to (0,0,1,m+1;0), \tag{17}$$

для четных m

$$(0,0,0,m;0) \to (0,0,0,m\pm 1;S'_z),$$

$$(0,0,0,m;0) \to (0,0,1,m+1;S'_z) \quad (m \leqslant -2). \tag{18}$$

В переходах (18) $S'_z = \pm 1$ и знак здесь не связан со знаком в $m' = m \pm \pm 1$. При этом для $S'_z = \mp 1$ сечение РР пропорционально $|a_\pm|^2$, где $a_\pm = (a_x \pm i a_y)/\sqrt{2}$. Частоты определяются выражением

$$\omega = E^{\text{tot}}_{0,0,0,m;S_z} - E^{\text{tot}}_{N',M',n',m';S'_z}, \tag{19}$$

где

$$E^{\text{tot}}_{N,M,n,m;S_z} \equiv E_{NM} + \varepsilon_{nm} + g^* \mu_{\text{B}} B S_z$$

— полная энергия системы в состоянии (N, M, n, m; S_z).

Выражение (19) показывает, что в геометрии $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2^*$ сдвиги частоты как функции магнитного поля имеют особенности при тех значениях B, когда основное состояние испытывает синглет-триплетный ($m \to m-1$) или триплет-триплетный переход ($m \to m-2$). Наиболее отчетливо это видно в случае $\mathbf{a} \parallel \mathbf{z}$. При этом в областях магнитного поля, соответствующих нечетным m, частоты перехода (19) совпадают с частотами $\omega_{1,2}$ (13) для геометрии $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2^*$, в то время как в соседних (синглетных) областях они содержат добавку, обусловленную межэлектронным взаимодействием. Это обстоятельство связано со спиновой поляризацией системы. Действительно, $\tilde{S}_z \chi_S = 0$ для состояния со спиновой ориентацией $S_z = 1$. Следовательно, третье слагаемое в (12), которое содержит внутренние переменные $\mathbf{r}$, не дает вклада. Ранее проявление коллективных возбуждений в деполяризованных спектрах РР однородной $2D$ магнетоплазмы с ненулевым средним спином рассматривалось в работе [12].

На рис. 2 показано полученное на основе выражений (19) и (10) поведение частот переходов (15), (16) в первых трех областях магнитного поля, которые соответствуют $m = 0, -1, -2$.

Правила отбора (15)–(18) были записаны для волновых функций внутреннего движения в нулевом порядке теории возмущений по параметру $E_c/\tilde{\omega}$. Анализируя ряд теории возмущений для функций $\psi(\mathbf{r})$,

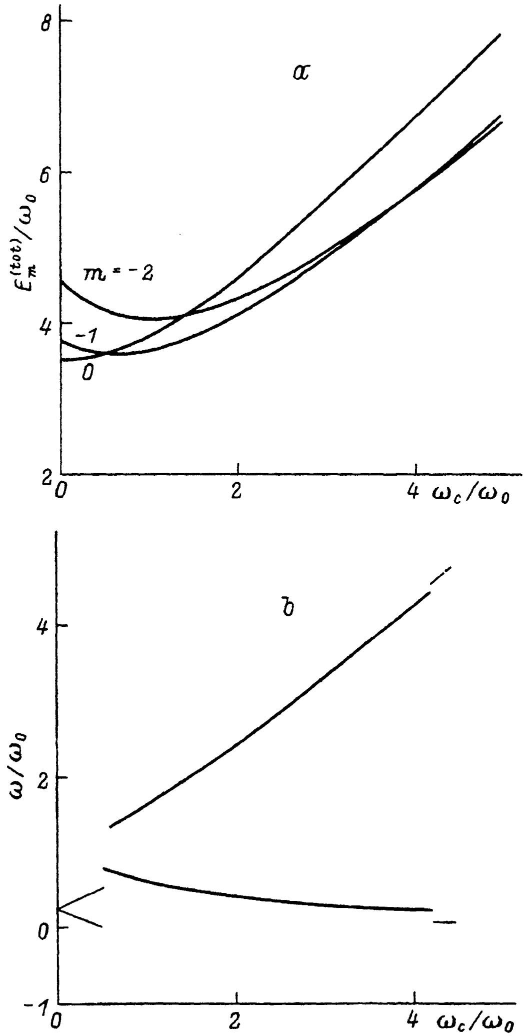

Рис. 2. Энергетический спектр КТ для состояний $(0,0,0,m;S_z)$, $m = 0, -1, -2$ (a) и спектр РР в геометрии $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2^*$, $\mathbf{a} \parallel \mathbf{z}$ ($\mathit{в}$) как функции магнитного поля, полученные по теории возмущений.
$l_0/a^* = 1.2$, $m^* = 0.067m_0$, $g^* = -0.44$, $E_m^{\rm tot} \equiv E^{\rm tot}_{0,0,0,m;S_z^{(m)}}$, $S_z^{(m)} = (1-(1)^m/2)$.

можно показать, что в геометрии $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2^*$ присутствуют дополнительные линии, интенсивность которых в первом порядке теории возмущений пропорциональна $(E_c/\tilde{\omega})^2$. Эти линии для спектра РР в скрещенных поляризациях соответствуют переходам $(0,0,0,m) \to (0,0,n,m\pm 1)$, где $n = 2,3\ldots$, а также переходу из $(0,0,0.m)$ в $(0,0,1,m-1)$.

Воспользовавшись выражениями (5) и (4), можно получить правила отбора и частоты возбуждений для lh- и hh-резонансов. Легко видеть, что в первом случае в спектре РР присутствуют те же частоты, что и для so-резонанса. Что касается hh-резонанса, в этом случае, вопервых, отсутствует спин-флип возбуждение, а во-вторых, при $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2^*$ переходы есть только для $\mathbf{a} \parallel \mathbf{z}$.

Таким образом, мы показали, что в деполяризованном спектре РР проявляется электрон-электронное взаимодействие. Исследование неупругого рассеяния света может быть методом изучения электронных состояний в квантовых точках.

Авторы благодарят фонд «Сорос-Академгородок» и фонд «Университеты России» (грант № 93-7.1-74) за поддержку данной работы.

Список литературы

[1] Sikorski Ch., Merkt U. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 18. P. 2164–2167; 1990. V. 64. N 25. P. 3100–3101; Surf. Sci. 1990. V. 229. N 1–3. P. 282–286.
[2] Lorke A., Kotthaus J.P., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 21. P. 2559–2562
[3] Demel T., Heitmann D., Grambow P., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 7. P. 788–791.
[4] Brey L., Johnson N., Halperin B. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 15. P. 10647–10649.
[5] Peeters F.M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 2. P. 1486–1487.
[6] Говоров А.О., Чаплик А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 1. С. 681–683; ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 6. С. 1853–1870.
[7] Maksym P.A., Chakraborty T. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 3. P. 108–111; Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N 4. P. 1947–1950.
[8] Merkt U., Huser J., Wagner M. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 2. P. 7320–7323.
[9] Wagner W., Merkt U., Chaplik A.V. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N 4. P. 1951–1954.
[10] Hamiltin D.C., McWhorter A.L. // Light Scattering Spectra of Solids / Ed. G.B.Wright. New York, 1969. P. 309–316.
[11] Blum F.A. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 3. P. 1125–1135.
[12] Govorov A.O., Chaplik A.V. // Sol. State Comm. 1993. V. 85. N 9. P.827–828.

Институт физики полупроводников СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
18 мая 1993 г.