Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 3, с. 177 – 181 © 2011 г. 10 февраля

Оптический контроль когерентной динамики экситонов в полупроводниковой квантовой яме

В. Н. Гриднев[1)]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2010 г.

Теоретически исследована динамика когерентной суперпозиции экситонных состояний в полупроводниковой квантовой яме, возбуждаемых совместным действием двух последовательных импульсов света, следующих друг за другом с интервалом времени t_{12}. Найдены зависимости амплитуды и начальной фазы квантовых биений от t_{12}. Показано, что временная зависимость керровского вращения отраженного пробного импульса определяется не только динамикой возбужденного состояния, но и оптическими свойствами гетероструктуры, содержащей квантовую яму. Предсказана зависимость скорости затухания возбужденного состояния от t_{12}.

Исследование когерентной динамики многоэлектронных комплексов в полупроводниковых наноструктурах является актуальной проблемой физики полупроводников. Когерентный оптический контроль является одним из методов спектроскопии с временным разрешением, используемым для исследования такой динамики. Физической основой этого метода является зависимость оптического отклика от разности между фазой волновой функции (или фазами элементов матрицы плотности) возбужденного состояния системы и фазой импульса света. Для того, чтобы выявить такую зависимость, используют один из вариантов метода оптической накачки и зондирования (pump-probe), в котором накачка состоит из двух последовательных импульсов. Первый из этих импульсов создает возбуждение с определенной фазой, а второй изменяет это возбуждение. Если временной интервал между импульсами меньше, чем время разрушения когерентности, то результирующее состояние оказывается зависящим от разности фаз между импульсами. Параметры результирующего возбуждения и их зависимость от времени анализируются, как обычно, с помощью пробного импульса.

В большинстве экспериментальных исследований, использующих метод когерентного контроля, (см., например, [1 – 3]) измерялись и анализировались амплитуды фотоиндуцированных величин, таких как населенность или спин. Значительно меньше внимания уделялось анализу затухания и начальных фаз возбуждаемых квантовых биений.

В работе [4] исследовались амплитуда и фаза квантовых биений между легким и тяжелым экситонами, а также между тяжелым экситоном и трионом в квантовой яме CdTe/CdMgTe. Биения возбуждались двумя линейно поляризованными, взаимно ортогональными импульсами света, разделенными интервалом времени t_{12}. Было установлено, что амплитуда и фаза квантовых биений различным образом зависят от разности фаз между двумя импульсами накачки, $\phi = \omega_0 t_{12}$, где ω_0 – центральная частота импульса. Кроме того, были получены экспериментальные свидетельства зависимости затухания квантовых биений от ϕ.

В данной работе мы дадим теоретическое обоснование зависимости затухания квантовых биений от ϕ. Степень проявления этой зависимости может быть различной в разных структурах и не всегда сильно выражена, поэтому необходимо иметь ориентиры теоретического характера, облегчающие ее экспериментальное обнаружение и исследование. Мы также укажем причину расхождения между экспериментально измеренной в [4] начальной фазой квантовых биений и предсказанной в этой же работе упрощенной теорией.

Найдем зависимость угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованного пробного импульса света при отражении от полупроводниковой квантовой ямы для условий эксперимента работы [4], в которой когерентная суперпозиция экситонных состояний возбуждалась совместным действием x- и y-поляризованных импульсов, разделенных интервалом времени t_{12}:

$$\mathbf{E}_p(t) = [E(t)\mathbf{x} + e^{i\phi}E(t-t_{12})\mathbf{y}]e^{-i\omega_0 t}, \qquad (1)$$

где $E(t) \propto e^{-(t/\tau)^2}$ – амплитуда, ω_0 – центральная частота импульса и $\phi = \omega_0 t_{12}$ – разность фаз между импульсами. Возникшее в результате действия таких импульсов возбужденное состояние детектиру-

1) e-mail: gridnev@mail.ioffe.ru

ется посредством измерения керровского вращения x-поляризованного пробного импульса, следующего с задержкой t_d относительно второго импульса накачки: $\mathbf{E}_t(t) = E_0(t)e^{-i\omega_0 t}\mathbf{x}$, где $E_0(t) = \eta E(t - t_{12} - t_d)$, $|\eta| \ll 1$. Важно отметить, что каждый из импульсов накачки по отдельности не создает керровского вращения; оно может вызываться только их совместным действием.

Измеряемая экспериментально поляризация отраженного пробного света определяется интегральными характеристиками импульса [5, 6]. Линейно поляризованный вдоль оси x пробный импульс при отражении становится эллиптически поляризованным с осями эллипса, повернутыми на угол

$$\theta = \frac{\mathrm{Re} \int_{-\infty}^{\infty} dt E_x^{(r)*}(t) E_y^{(r)}(t)}{I^{(r)}}, \tag{2}$$

где $E_x^{(r)}(t)$ и $E_y^{(r)}(t)$ – x- и y- компоненты электрического поля отраженного пробного импульса, $I^{(r)}$ – интегральная интенсивность отраженного пробного импульса.

Поскольку нормаль к поверхности структуры является осью 4-го порядка, то при отсутствии накачки y-компонента отраженного света отсутствует. Источником $E_y^{(r)}(t)$ является поляризация третьего порядка $\mathbf{P}^{(3)}(t) = \sum_{gn} \mathbf{d}_{gn} \rho_{ng}^{(3)}$, индуцированная пробным импульсом и импульсами накачки [7]. Здесь $\mathbf{d}_{gn}$ и $\rho_{ng}^{(3)}$ – матричный элемент электрического дипольного момента для оптического перехода $g \to n$ и межзонный элемент матрицы плотности, соответственно.

В условиях реальных экспериментов фотоиндуцированное керровское вращение мало, поэтому можно пренебречь влиянием возмущения, созданного накачкой, на x-компоненты отраженного и прошедшего пробного импульсов. Кроме того, расчет этих величин упрощается, если показатель преломления структуры существенно не изменяется в пределах спектральной ширины пробного импульса. Это условие хорошо выполняется в окрестности экситонного резонанса для импульсов с $\tau \approx 150$ фс. В этом случае x-компонента отраженного пробного импульса связана с полем падающего импульса простым соотношением: $E_x^{(r)}(t) = R_0 E_t(t)$, где R_0 – коэффициент отражения на частоте ω_0. Предполагая, что пространственная протяженность импульса $c\tau \sim 10^{-3}$ см больше толщины гетероструктуры, поле пробного импульса внутри гетероструктуры может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}_t(t, z) = E_0(t) f(z) e^{-i\omega_0 t}\mathbf{x}, \tag{3}$$

где функция $f(z)$ описывает изменение поля пробного импульса внутри гетероструктуры.

Используя развитый в работе [8] метод расчета отражения света и, в частности, выражение (6) этой работы, получаем следующее выражение для керровского вращения:

$$\theta = \frac{2\pi\omega_0}{cI_0} \mathrm{Im}\{R_0^{-1} \int_0^d dz \int dt\, E_0^*(t) f(z)\, P_y^{(3)}(z, t)\}, \tag{4}$$

где $I_0 = \int dt |E_0(t)|^2$ – интегральная интенсивность пробного импульса. Интегрирование по толщине гетероструктуры, содержащей квантовую яму, учитывает эффекты интерференции, которые существенны, когда толщина структуры $d \geq \lambda$, где λ – длина волны света. При выводе выражения (4) было использовано следующее свойство поля импульса: если поле падающего импульса имеет вид $E_0^*(t)e^{-i\omega_0 t}\mathbf{x}$, то поле внутри гетероструктуры есть $E_0(t)^* f(z) e^{-i\omega_0 t}\mathbf{x}$.

Уравнение для межзонных ρ_{ng} элементов матрицы плотности имеет вид [7, 9]

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{ng}}{dt} &= -(i\omega_{ng} + \gamma_{gn})\rho_{ng} - \\ &- \frac{i}{\hbar} \sum_{g'} V_{ng'} \rho_{gg'} + \frac{i}{\hbar} \sum_{n'} V_{n'g} \rho_{nn'}, \end{aligned} \tag{5}$$

где $\omega_{ng} = \frac{1}{\hbar}(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_g)$, $V_{ng} = -\mathbf{d}_{ng} \cdot \mathbf{E}$, γ_{gn} – параметр затухания межзонной поляризации, индексы $g, g', \ldots$ и $n, n', \ldots$ нумеруют состояния основного и возбужденного мультиплетов, соответственно. Используя это уравнение, выразим $\rho_{ng}^{(3)}$ через поле пробного импульса внутри структуры $\mathbf{E}_t(z, t) = E_0(t) f(z) e^{-i\omega_0 t}\mathbf{x}$ и элементы матрицы плотности второго порядка $\rho_{nn'}^{(2)}$ и $\rho_{gg'}^{(2)}$, индуцированные полем накачки:

$$\rho_{ng}^{(3)}(t) = \frac{i}{\hbar} e^{-\Lambda_{ng} t} \int_{-\infty}^{t} dt' e^{\Lambda_{ng} t'} D_{n,g}^x(z, t') E_0(t') f(z), \tag{6}$$

где $\Lambda_{ng} = i\omega_{ng} + \gamma_{ng}$ и

$$D_{n,g}^x = \sum_{n'} d_{n'g}^x \rho_{nn'}^{(2)} - \sum_{g'} d_{ng'}^x \rho_{gg'}^{(2)} \tag{7}$$

определяются накачкой.

Наибольший интерес представляет ситуация, когда пробный импульс не перекрывается с накачкой. В этом случае часто можно пренебречь изменением неравновесного состояния за время действия пробного импульса, что существенно упрощает расчет

$\mathbf{P}^{(3)}(t)$ и θ. Используя (4) и (6) и учитывая, что $P_y^{(3)}(t) = \sum_{gn} d_{gn}^y \rho_{ng}^{(3)}$, получаем

$$\theta = C\,\mathrm{Re}\{R_0^{-1}\int_0^d dz f^2(z)\sum_n G(\Lambda_{ng}) d_{gn}^y D_{n,g}^x(t_{12}+t_d)\}, \tag{8}$$

где $C = 2\pi\omega_0/c\hbar$ и величины

$$G(\Lambda_{ng}) = I_0^{-1}\int_0^\infty dt e^{-\Lambda_{ng}t}\int_{-\infty}^\infty dt' E_0^*(t')E_0(t+t') \tag{9}$$

описывают влияние перехода $g \to n$ на интерференцию спектральных компонент пробного импульса [6]. Для монохроматического света $G(\Lambda_{ng}) = \Lambda_{ng}^{-1}$, а для короткого импульса, такого что $|\Lambda_{ng}|\tau \ll 1$, $G(\Lambda_{ng}) = \frac{1}{2}$. Чтобы сделать формулы менее громоздкими, мы опустили суммирование по g в выражении (8), которое, строго говоря, необходимо, если одним из возбужденных состояний является трион. В этом случае накачка создает спиновую поляризацию резидентных электронов, ($\rho_{1/2,1/2} \neq \rho_{-1/2,-1/2}$), которая влияет на керровское вращение. Однако, поскольку мы рассматриваем динамику на временах, меньших, чем время разрушения оптической когерентности (несколько пикосекунд), то ρ_{gg} можно считать постоянной величиной, и это упрощение не влияет на временную зависимость керровского вращения. Детальное рассмотрение спиновой динамики резидентных электронов дано в работах [6, 10].

Удобно представить сумму по n в выражении (8) в виде

$$\sum_n G(\Lambda_{ng}) d_{gn}^y D_{n,g}^x(t) = S_{xy}(t) + A_{xy}(t), \tag{10}$$

где S_{xy} и A_{xy}, соответственно, симметричны и антисимметричны по перестановкам x и y. Поскольку ширина квантовой ямы l существенно меньше длины волны света, то электрическое поле световой волны внутри ямы мало отличается от поля на ее границах. По этой причине интегрирование по z в (8) сводится к умножению на l подынтегрального выражения, взятого на границе квантовой ямы с покрывающим слоем,

$$\theta(t_d) = Cl\,\mathrm{Re}\{R_0^{-1}f^2(L)(S_{xy}+A_{xy})\}, \tag{11}$$

где L – толщина покрывающего слоя (внешнего барьера) и величины S_{xy} и A_{xy} берутся при $t = t_{12} + t_d$.

Все вышеприведенные формулы справедливы для произвольной системы уровней $\{g\}$, $\{n\}$. Применительно к условиям эксперимента работы [4] мы рассмотрим когерентный контроль в 3-уровневой V-системе, где кроме основного состояния $|g\rangle$ существуют два двукратно вырожденных возбужденных состояния $|r,\sigma\rangle$ с энергиями $\mathcal{E}_r$, $r = 1, 2$, где $\sigma = \pm$ обозначают состояния, возбуждаемые право- и левополяризованным светом. Таким образом, индекс n в данной модели является составным: $n = \{r, \sigma\}$. Матричные элементы дипольного момента для переходов в эти состояния имеют вид [11] $\langle g|\mathbf{d}|r\pm\rangle = d_r(\pm\mathbf{x} - i\mathbf{y})$, где $\mathbf{x}$ и $\mathbf{y}$ – единичные векторы в плоскости, перпендикулярной направлению распространению света. Поскольку внешнее магнитное поле отсутствует, то $\Lambda_{ng} \equiv \Lambda_{r\sigma,g}$ не зависят от σ.

Используя (7) и правила отбора для оптических переходов, получаем

$$\begin{aligned} S_{xy} = {} & G_1 d_1^2(\rho_{11}^{+-} - \rho_{11}^{-+}) + G_2 d_2^2(\rho_{22}^{+-} - \rho_{22}^{-+}) + \\ & + d_1 d_2[G_1(\rho_{12}^{+-} - \rho_{12}^{-+}) + G_2(\rho_{21}^{+-} - \rho_{21}^{-+})], \end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned} A_{xy} = {} & G_1 d_1^2(\rho_{11}^{++} - \rho_{11}^{--}) + G_2 d_2^2(\rho_{22}^{++} - \rho_{22}^{--}) + \\ & + d_1 d_2[G_1(\rho_{12}^{--} - \rho_{12}^{++}) + G_2(\rho_{21}^{--} - \rho_{21}^{++})], \end{aligned} \tag{13}$$

где $G_r = G(\Lambda_{r\sigma,g})$ и $\rho_{rr'}^{\sigma\sigma'} \equiv \langle r\sigma|\hat\rho|r'\sigma'\rangle \equiv \langle r\sigma|\hat\rho^{(2)}|r'\sigma'\rangle$ вычисляются в момент прихода пробного импульса. Каждое из этих выражений содержит как диагональные по энергии вклады ($r = r'$), которые монотонно затухают со временем, так и недиагональные ($r \neq r'$), осциллирующие со временем вклады, то есть, квантовые биения.

Таким образом, как видно из (11), (12) и (13), керровское вращение определяется факторами R_0 и $f(L)$, зависящими от линейных оптических свойств гетероструктуры, факторами $G(\Lambda_{r\sigma,g})$, зависящими от спектральных свойств пробного импульса и квантовой ямы, и, наконец, динамическими свойствами возбужденных состояний ($\rho_{rr'}^{\sigma\sigma'}$). Хотя величины R_0, $f(L)$ и G_r и не зависят от времени, это не означает, что они не оказывают влияния на временную зависимость θ. Если фаза комплексной функции $S_{xy}(t) + A_{xy}(t)$ не зависит от t, то $\theta(t) \propto |S_{xy}(t) + A_{xy}(t)|$, и эти постоянные факторы можно не учитывать при анализе временной зависимости θ. Так обычно бывает в простых случаях, когда импульс накачки линейно или циркулярно поляризован. Если же накачка имеет более сложную временную и поляризационную структуру, как в экспериментах по когерентному контролю, то связь между $\theta(t)$ и $S_{xy}(t) + A_{xy}(t)$ становится более сложной. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

В соответствии с выражением (11), вращение можно представить в виде $\theta = \theta_s + \theta_a$, где θ_s и θ_a обусловлены S_{xy} и A_{xy}, соответственно. Как видно из (12) и (13), S_{xy} определяется элементами матрицы плотности, недиагональными по “спиновым” индексам ($\rho_{rr'}^{+-}$ и $\rho_{rr'}^{-+}$), а A_{xy} – только диагональными по этим индексам элементами $\rho_{rr'}^{++}$ и $\rho_{rr'}^{--}$. Циркулярно поляризованный импульс накачки индуцирует гиротропное двупреломление, то есть $A_{xy} \neq 0$, $S_{xy} = 0$ и, соответственно, $\theta_a \neq 0$, $\theta_s = 0$. В случае линейно поляризованного импульса накачки имеют место обратные соотношения: $S_{xy} \neq 0$, $A_{xy} = 0$ и $\theta_a = 0$, $\theta_s \neq 0$. Оптические процессы создания неравновесных состояний, характеризуемых этими двумя типами элементов матрицы плотности, известны как оптическое выстраивание и оптическая ориентация, соответственно, [11]. Такие состояния проявляются через эффекты линейного и гиротропного двупреломлений пробного импульса, что нашло отражение в свойствах симметрии S_{xy} и A_{xy} по отношению к перестановкам x и y. Анализ динамики трехуровневой системы в этих случаях существенно упрощается, поскольку временная зависимость θ определяется двумя непересекающимися группами элементов матрицы плотности: $\{\rho_{rr'}^{\sigma\sigma}\}$ и $\{\rho_{rr'}^{\sigma-\sigma}\}$, и, соответственно, сокращенным набором времен релаксации. Благодаря этому, приведенный выше расчет θ, учитывающий эффекты распространения света, как правило, не является существенно необходимым (если только не интересоваться спектральной зависимостью эффекта [6]), поскольку временная зависимость θ_s и θ_a существенно не отличается от временной зависимости S_{xy} и A_{xy}.

Если накачка состоит из двух ортогональных импульсов, то зависимость θ от времени существенно усложняется, поскольку в этом случае $A_{xy} \neq 0$ и $S_{xy} \neq 0$. Относительный вклад этих величин в θ зависит от t_{12} и, кроме того, от входящих в выражение (11) факторов R_0, $f(L)$ и G_k, непосредственно не связанных с динамическими свойствами возбуждений в квантовой яме.

Как следует из (12) и (13), для расчета S_{xy} и A_{xy} необходимо рассчитать элементы матрицы плотности $\rho_{rr'}^{\sigma\sigma'}$. Для этого следовало бы решить уравнения Блоха в приближении, квадратичном по полю накачки. Получающиеся при этом выражения оказываются довольно громоздкими и неудобными для анализа. Поэтому мы упростим задачу и пренебрежем всеми релаксационными процессами. В таком случае проще не решать уравнения Блоха, а вычислить волновую функцию возбужденного состояния:

$$\psi(t) = C_g\psi_g + \sum_{r;\sigma} C_r^\sigma \psi_r^\sigma e^{-\omega_r t}. \qquad (14)$$

Чтобы сделать формулы менее громоздкими и упростить изложение существа вопроса, предположим, что $1/\tau \gg \omega_2-\omega_1$, $\omega_1-\omega_0$, $\omega_2-\omega_0$, то есть спектральная ширина импульса значительно превосходит расщепление между уровнями 1 и 2, и, кроме того, центральная частота импульса близка к энергиям переходов. В этом случае $G(\Lambda_{ng}) \approx \frac{1}{2}$ не зависит от Λ_{ng}. Эти условия хорошо выполняются в случае возбуждения пары тяжелый экситон-трион импульсом с $\tau \sim 140$ фс [4]. Вычисляя коэффициенты C_r^σ в первом порядке по полю накачки (1), получаем

$$C_r^\pm \propto E(\omega_r - \omega_0) d_r (1 \pm i e^{i\omega_r t_{12}}), \qquad (15)$$

где $E(\omega_r - \omega_0)$ – фурье-компонента огибающей импульсов поля накачки. Два слагаемых в правой части (15) соответствуют двум взаимно ортогональным импульсам накачки. Отметим, что в возбужденном состоянии (14) проекция полного момента на ось z, $J_z = \langle\psi(t)|\hat{J}_z|\psi(t)\rangle$, не зависит от времени. Поэтому осцилляции керровского вращения в данном случае не сопровождаются осцилляциями J_z, как это имеет место в поперечном магнитном поле.

Принимая во внимание, что

$$\rho_{rr'}^{\sigma\sigma'} = C_r^\sigma (C_{r'}^{\sigma'})^* e^{i(\omega_r - \omega_{r'})t},$$

получаем из (12) и (13)

$$S_{xy} \propto i q_1^2 \cos\omega_1 t_{12} + i q_2^2 \cos\omega_2 t_{12} + \\ + i q_1 q_2 \cos(\frac{\omega_1+\omega_2}{2} t_{12}) \cos(\frac{\Delta\omega}{2} t_{12} - \Delta\omega\, t_d), \qquad (16)$$

$$A_{xy} \propto q_1^2 \sin\omega_1 t_{12} + q_2^2 \sin\omega_2 t_{12} + \\ + q_1 q_2 \sin(\frac{\omega_1+\omega_2}{2} t_{12}) \cos(\frac{\Delta\omega}{2} t_{12} - \Delta\omega\, t_d), \qquad (17)$$

где $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ и $q_r = d_r E(\omega_r - \omega_0)$. Как уже отмечалось, S_{xy} и A_{xy} содержат монотонно меняющиеся со временем аддитивные вклады переходов $g \to r\sigma$ и квантовые биения $g \to \{r\sigma, r'\sigma'\}$. Без учета релаксации аддитивные вклады не зависят от времени. Для дальнейшего существенно, что S_{xy} является чисто мнимой величиной, а A_{xy} – действительно. Это различие имеет то же происхождение, что и аналогичное различие между анизотропными и гиротропными компонентами тензора диэлектрической проницаемости в линейной оптике. В неравновесном случае это приводит к тому, что относительный вклад $S_{xy}(t)$ и $A_{xy}(t)$ в $\theta(t)$ зависит от чисто оптических параметров R_0 и $f(L)$. Как крайний случай, отметим ситуацию, когда покрывающий слой отсутствует ($f(L) = 1$), а R_0 – действительная величина. Тогда, как видно из (11), (16) и (17), S_{xy} вообще не вносит вклада в θ и временная зависимость вращения определяется $A_{xy}(t)$ и, следовательно, элементами матрицы плотности $\rho_{rr'}^{++}$ и $\rho_{rr'}^{--}$.

Другим следствием двухимпульсной накачки является зависимость затухания $\theta(t)$ от t_{12}. Хотя мы и не учитывали затухания в (16) и (17), это можно увидеть из общих выражений (12) и (13). Релаксация компонент $\{\rho_{rr}^{\sigma\sigma}\}$ и $\{\rho_{rr}^{\sigma-\sigma}\}$ определяется продольным и поперечным временами релаксации углового момента, соответственно. Поскольку эти времена различны, а относительный вклад $S_{xy}(t)$ и $A_{xy}(t)$ в $\theta(t)$ зависит от t_{12}, то и затухание $\theta(t)$ также будет зависеть от t_{12}. Можно ожидать, что такой же вывод справедлив и по отношению к затуханию осцилляций $\theta(t)$.

Когерентный контроль квантовых биений между тяжелым и легким экситонами наблюдался в работах [1, 2], где было показано, что характер квантовых биений изменяется при изменении разности фаз между двумя импульсами накачки. Однако ни в этих, ни в других работах не было указано, каким образом характеристики квантовых биений изменяются при изменении t_{12}. Полученные в настоящей работе выражения (16) и (17) дают ответ на этот вопрос. Как видно из этих выражений, при изменении интервала между двумя импульсами накачки изменяется как амплитуда, так и фаза квантовых биений. Изменение амплитуды квантовых биений происходит почти так же, как и изменение амплитуд некогерентных вкладов: амплитуда биений меняется с периодом $4\pi/(\omega_1 + \omega_2)$, а амплитуды некогерентных вкладов с периодами $2\pi/\omega_1$ и $2\pi/\omega_2$. Изменение начальной фазы биений с t_{12} происходит значительно медленнее, с периодом $4\pi/(\omega_1 - \omega_2)^{-1}$, то есть с периодом самих биений, причем биения анизотропного и гиротропного двупреломлений имеют одинаковые начальные фазы. Амплитуды биений сдвинуты относительно друг друга на $\pi/2$, что связано с относительным сдвигом амплитуд возбуждения циркулярных и линейных экситонов.

В случае возбуждения пары состояний тяжелый экситон – легкий экситон квазирезонансное приближение неприменимо и необходимо учитывать зависимость $G(\Lambda_{ng})$ от Λ_{ng}. Это меняет полученные выше зависимости количественно, но не качественно. В частности, начальная фаза квантовых биений отличается от $\frac{\Delta\omega}{2}t_{12}$. По-видимому, это и является причиной расхождения между значениями начальной фазы, измеренной экспериментально в работе [4], и полученной в квазирезонансном приближении.

Таким образом, в данной работе получены зависимости амплитуды и начальной фазы квантовых биений между экситонными состояниями, возбуждаемыми в полупроводниковой квантовой яме совместным действием двух импульсов света, от интервала времени t_{12} между ними. Показано, что временная зависимость керровского вращения отраженного пробного импульса определяется не только динамикой возбужденного состояния, но и оптическими свойствами гетероструктуры, содержащей квантовую яму. Предсказана зависимость скорости затухания возбужденного состояния от t_{12}.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программ Спинтроника и Гетероструктуры.

1. A.P. Heberle, J.J. Baumberg, and K. Kohler, Phys. Rev. Lett. **75**, 2598 (1995).
2. A.P. Heberle, J.J. Baumberg, E. Binder et al., IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. **2**, 769 (1996).
3. X. Marie, P. Le Jeune, T. Amand et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3222 (1997).
4. J.H. Versluis, A.V. Kimel, V.N. Gridnev et al., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 115801 (2010).
5. Th. Östreich, K. Schönhammer, and L.J. Sham, Phys. Rev. Lett. **75**, 2554 (1995).
6. I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, and Al.L. Efros, Phys. Rev. B **80**, 104436 (2009).
7. J. Shah, *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, Springer, Berlin, 1996.
8. V.N. Gridnev, Phys. Rev. B **51**, 13079 (1995).
9. S. Schmitt-Rink, D. Bennhardt, V. Heuckeroth et al., Phys. Rev. B **46**, 10460 (1992).
10. E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer et al., Phys. Rev. B **76**, 205310 (2007).
11. *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера, Л.: Наука, 1989.