

# Динамика спиновой поляризации и эффект Ханле при сильном обменном взаимодействии в экситоне

© И.С. Гагис, К.В. Кавокин, А.В. Кудинов

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

E-mail: koudinov@orient.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 2 октября 2006 г.)

Теоретически проанализирована спиновая динамика экситона в квантовой яме, в плоскости которой приложено магнитное поле. Обменное взаимодействие между электроном и дыркой предполагается сильным. Показано, что ширина контура эффекта Ханле зависит от времени спиновой релаксации дырок. При импульсной генерации экситонов сигнал интенсивности как функция времени характеризуется двумя временами затухания, а сигнал поляризации — третьим временем, сильно зависящим от величины приложенного поля.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS (03-51-5266) и РФФИ (06-02-16676).

PACS: 78.67.De, 78.67.Hc, 78.20.Bh

## 1. Введение

Спиновые явления в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах остаются предметом перманентного внимания исследователей. В последнее десятилетие наблюдается новый рост активности в этой области, оживляемый идеями так называемой „спинтроники“ [1,2]. С другой стороны, важную роль играет и продолжающееся развитие нанотехнологий, позволяющее создавать все более совершенные наноструктуры, в том числе квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки (КТ).

Из нескольких экспериментальных методов исследования спиновых явлений наиболее глубоко разработан метод оптической ориентации спинов [3]. В типичном эксперименте по оптической ориентации образец освещают циркулярно поляризованным светом и анализируют степень круговой поляризации рекомбинационного излучения. При этом часто исследуют деполяризацию излучения в поперечном к лучу магнитном поле (эффект Ханле). Из вида кривой Ханле при известном  $g$ -факторе электронов определяют такие параметры, как время жизни и время спиновой релаксации электронов [3].

Основным электронным возбуждением, ответственным за излучение из КЯ и КТ при низких температурах, является экситон. Обменное взаимодействие между составляющими экситон электроном и дыркой может существенно влиять на поведение их спинов в магнитном поле. Теория оптической ориентации экситонов во внешнем магнитном поле с учетом обменного взаимодействия была развита Биром и Пикусом применительно к гексагональным полупроводникам со структурой вюрцита [4,5]. Ввиду сходства структуры зон в гексагональном полупроводнике и в КЯ (или в дискообразных КТ) выводы этой теории в основном актуальны и для наноструктур. Однако недавняя попытка интерпретировать экспериментальные результаты по оптической ориентации экситонов в КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te [6] выявила

пробел в теории [4,5], связанный с отказом от учета спиновой релаксации дырок.

Метод исследования спиновых явлений по эффекту Ханле не утратил актуальности до настоящего времени [7–11]. Однако с развитием техники эксперимента появились также работы, в которых возбуждение осуществляется короткими импульсами поляризованного света, а кинетика поляризованной люминесценции исследуется с разрешением по времени задержки относительно возбуждающего импульса. Из многих статей, посвященных так называемым „спиновым квантовым биениям“, выделим работу Дьяконова и др. [12], в которой наряду с экспериментальными результатами приводится последовательная теория экситонных квантовых биений при изменении параметров в широком диапазоне. Отметим, что в этой теории ключевую роль играет феноменологически введенная спиновая релаксация дырок.

В настоящей работе теоретически анализируются проявления спиновой динамики экситона в КЯ, в плоскости которой приложено магнитное поле. Обменное взаимодействие между электроном и дыркой при этом предполагается сильным. Рассчитаны эффект Ханле (для случая непрерывного возбуждения) и динамика сигналов интенсивности и поляризации (для случая импульсного возбуждения) в зависимости от характерных времен задачи. Некоторые предварительные результаты были опубликованы в [13].

## 2. Модель

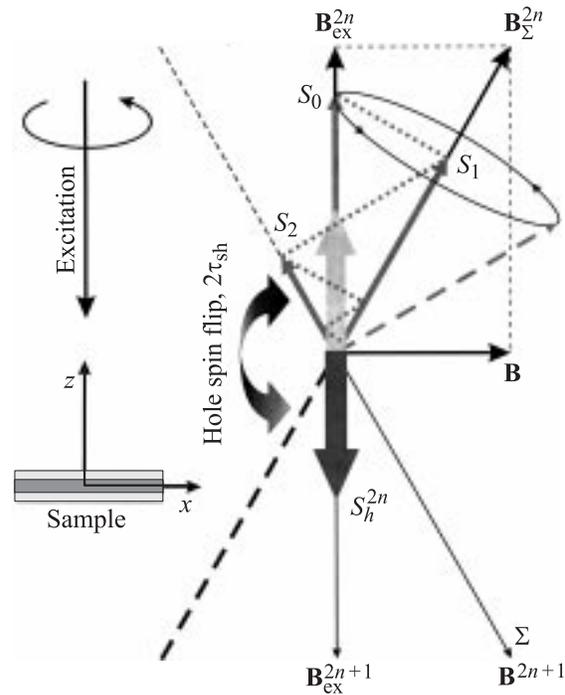
Рассмотрим КЯ, возбуждаемую вблизи экситонного резонанса циркулярно поляризованным светом при нормальном падении (вдоль оси роста структуры  $z$ ). Пусть, как обычно, основным состоянием в КЯ является состояние  $1e-1hh$ , т.е. экситон, составленный из размерно-квантованных электрона  $e$  (характеризуемого проекциями спина  $\pm 1/2$ ) и тяжелой дырки  $hh$  (харак-

теризуемой проекциями углового момента  $\pm 3/2$ ) [14]. Влияние других дырочных подзон учитывать не будем. Между электроном и дыркой имеется изотропное обменное взаимодействие, расщепляющее кватрлет экситонных состояний на два вырожденных дублета: „светлые“ экситоны с проекциями момента  $\pm 1$  и „темные“ экситоны с проекциями момента  $\pm 2$ . Энергия расщепления есть  $\Delta_0$ . Анизотропное обменное взаимодействие отсутствует.

В плоскости КЯ приложено внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}$ , влияние которого на динамику спинов будет интересно нас в настоящей работе. Электронный  $g$ -фактор  $g_e$  в зоне проводимости  $s$ -типа считаем изотропным, что в большинстве случаев является хорошим приближением. Напротив, в дырочной зоне вследствие спин-орбитального взаимодействия  $g$ -фактор резко анизотропен [15], так что, если не брать в расчет понижающие симметрию в плоскости КЯ возмущения [16], заметную величину имеет лишь продольная компонента дырочного  $g$ -фактора  $g_{zz} \equiv g_h$ .

Для рассматриваемого в настоящей работе режима принципиально важно учесть спиновую релаксацию дырок. Сделаем это простейшим образом, считая, что вероятность переворота спина дырки в экситоне не зависит ни от внешнего поля (отсутствие поперечного  $g$ -фактора), ни от направления электронного спина (отсутствие анизотропного обмена). Тогда вся спиновая динамика дырки сведется к хаотическим переворотам спина по некоторым причинам вне нашего контроля, причем среднее время между двумя последовательными переворотами постоянно и равно  $2\tau_{sh}$ . Иными словами, мы предполагаем, что спиновая релаксация дырки является пуассоновским процессом с характерным временем  $\tau_{sh}$ . Собственную спиновую релаксацию электронов (т.е. имеющую место в отсутствие внешнего поля) для простоты не учитываем.

В описанном случае наличие обменного взаимодействия между электроном и дыркой в экситоне можно учесть в терминах эффективного обменного поля дырки  $B_{ex} = \Delta_0/\mu_B |g_e|$ , действующего на электрон. Это поле направлено вдоль или против направления оси  $z$  в зависимости от направления спина дырки. Предположим, что циркулярно поляризованный свет возбуждает экситон с проекцией углового момента  $-1$ , причем в момент возбуждения спин электрона ориентирован вверх ( $+1/2$ ), а спин дырки — вниз ( $-3/2$ ). Условимся, что обменное поле дырки  $B_{ex}$  при этом направлено вверх (рис. 1). Спин электрона, обладающего изотропным  $g$ -фактором, испытывает действие как этого обменного поля, так и внешнего поля  $B$ , направленного вбок. Электронный спин прецессирует в результирующем суммарном поле, причем будем предполагать, что частота прецессии  $\Omega_0 = \Delta_0/\hbar$  велика и спин электрона успеет совершить более одного оборота вокруг суммарного поля прежде, чем этот процесс будет прерван переворотом спина дырки. Условие  $\Omega_0\tau_{sh} \gg 1$  как раз и определяет приближение сильного обменного взаимодействия. Если оно выполнено, то к моменту первого переворота спина дыр-



**Рис. 1.** Динамика спинов электрона в экситоне при сильном обменном взаимодействии с дыркой. Внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}$  параллельно слою КЯ (ось  $x$ ), обменное поле дырки перпендикулярно слою. Направление обменного поля  $\mathbf{B}_{ex}$  переключается при переворотах спина дырки (вдоль  $z$  либо вдоль  $-z$ ). На нулевом и четных „шагах“ спиновой релаксации дырки ( $2n$ ) оно направлено вверх, на нечетных шагах ( $2n + 1$ ) — вниз.

ки сохранится лишь проекция  $S_1$  первоначального электронного спина  $S_0 = +1/2$  на направление суммарного поля, а поперечные к этому направлению компоненты будут в среднем равны нулю.

Описанный процесс представляет собой лишь первый шаг спиновой эволюции экситона. Переворот спина дырки приведет к изменению направления обменного поля дырки на противоположное (теперь оно направлено вниз, см. рис. 1), в результате чего поменяется направление полного поля, действующего на электрон, и прецессия электронного спина возобновится вокруг этого нового направления. Аналогично предыдущему случаю, прецессия приведет к преобразованию среднего спина электрона  $S_1$  в  $S_2$ , после чего произойдет новый переворот дырочного спина и восстановится первоначальное направление полного поля, действующего на электрон. На следующем шаге произойдет распад новой порции среднего электронного спина и т.д. Каскадный процесс спиновой деполаризации электрона продолжится до тех пор, пока он не будет прерван рекомбинацией экситона.

Рассмотренная модель не только дает наглядное представление о режиме, в котором происходит эволюция экситонного спина при наличии спиновой релаксации дырки, но и, в простых случаях, поддается непосредственному расчету.

2.1. Случай безызлучательной рекомбинации экситонов. Если время жизни экситона по отношению к безызлучательной (спин-независимой) рекомбинации много меньше излучательного времени жизни,  $\tau_{nr} \ll \tau_r$ , решение легко найти для произвольного соотношения между  $\tau_{nr}$  и  $\tau_{sh}$ . Заметим, что рекомбинирующие экситоны различаются по числу переворотов спина дырки, произошедших к моменту рекомбинации. Поскольку поляризация излучаемого фотона полностью определяется спином дырки, экситоны с нулевым или четным числом переворотов  $k$  дают излучение, поляризованное как возбуждающий свет ( $\sigma^-$ ), а экситоны с нечетным числом переворотов — излучение, поляризованное противоположным образом ( $\sigma^+$ ). От числа „шагов“  $k$  зависит вероятность излучательной рекомбинации экситона — в меру различия в средней поляризации электрона на  $k$ -м шаге. Из-за многократного проектирования электронного спина на направление суммарного поля средняя поляризация электрона вдоль текущего направления суммарного поля на  $k$ -м шаге будет равна

$$S_k = \sin \varphi \sin^k 2\varphi, \quad (1)$$

а темп излучательной рекомбинации на  $k$ -м шаге

$$M_k = \frac{1 + (-\sin 2\varphi)^k \sin^2 \varphi}{2}. \quad (2)$$

Поскольку доминирует безызлучательная гибель экситонов, полный темп рекомбинации не зависит от спина, и распределение экситонов по времени до рекомбинации будет иметь вид

$$W(t) = \frac{1}{\tau_{nr}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{nr}}\right). \quad (3)$$

Наконец, вероятность иметь  $k$  переворотов спина дырки за время  $t$  дается пуассоновским распределением

$$P_k(t) = \frac{\bar{N}(t)^k}{N!} \exp(-\bar{N}(t)), \quad (4)$$

где  $\bar{N}(t) = t/2\tau_{sh}$  — среднее число переворотов спина дырки за время  $t$ .

Суммируя по отдельности вклады от четных и от нечетных шагов и усредняя по временам жизни, получаем выражения для интенсивностей излучения (в двух поляризациях)

$$I_- \sim \int_0^\infty \sum_{k=0}^\infty M_{2k} P_{2k}(t) W(t) dt, \\ I_+ \sim \int_0^\infty \sum_{k=0}^\infty M_{2k+1} P_{2k+1}(t) W(t) dt. \quad (5)$$

Степень круговой поляризации излучения (при непрерывном возбуждении) определим как

$$\rho = \frac{I_- - I_+}{I_- + I_+}. \quad (6)$$

Вычисляя суммы и интегралы в (5), найдем числитель и знаменатель (6) как функции безразмерного магнитного поля  $b = B/B_{ex} = \cot \varphi$

$$I_- - I_+ \sim \frac{1}{2} \left( \frac{\tau_{sh}}{\tau_{sh} + \tau_{nr}} + \frac{1}{1 + \left(1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_{sh}}\right) b^2} \right), \\ I_- + I_+ \sim \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_{sh}} + \frac{\tau_{nr}}{\tau_{sh}} b^2} \right). \quad (7)$$

В случае  $\tau_{sh} \gg \tau_{nr}$  излучение, как и следовало ожидать, полностью поляризовано. В случае же коротких времен спиновой релаксации дырки,  $\tau_{sh} \ll \tau_{nr}$ , суммарная интенсивность не зависит от поля и

$$\rho \approx \frac{\tau_{sh}}{\tau_{sh} + \tau_{nr}} + \frac{1}{1 + \frac{\tau_{nr}}{\tau_{sh}} b^2}. \quad (8)$$

При отсутствии внешнего поля поляризация с точностью до малого параметра  $\tau_{sh}/\tau_{nr}$  равна единице, при  $b \rightarrow \infty$  остается не зависящий от поля вклад  $\tau_{sh}/(\tau_{sh} + \tau_{nr})$ , который естественно интерпретировать как поляризацию дырок. Итак, основные составляющие полевой зависимости  $\rho$  — постоянная дырочная поляризация и убывающий с ростом поля лоренцевский вклад с полушириной  $B_{ex}(\tau_{sh}/\tau_{nr})^{1/2}$ .

2.2. Случай излучательной рекомбинации экситонов. В том случае, если радиационное время жизни экситона много меньше нерадиационного,  $\tau_r \ll \tau_{nr}$ , рассмотренный способ решения не годится, поскольку темп рекомбинации зависит от времени. Ясно, что аналогично случаю безызлучательной рекомбинации при  $\tau_{sh} \gg \tau_r$  излучение должно быть полностью поляризовано, а при  $\tau_{sh} \ll \tau_r$  в пределе  $b \rightarrow \infty$  должен сохраниться вклад от поляризации дырок. Для случая  $\tau_{sh} \ll \tau_r$  удается непосредственно вычислить основной вклад в поляризацию излучения

$$\rho \approx \frac{1}{1 + 2 \frac{\tau_r}{\tau_{sh}} b^2}. \quad (9)$$

Он вполне аналогичен второму слагаемому в (8), особенно если учесть, что время  $\tau_r$  определено как время излучательной рекомбинации „светлых“ (дипольно-активных) экситонов. Поскольку при  $\tau_{sh} \ll \tau_r$  дырка многократно переворачивает спин и, таким образом, экситон половину времени проводит в „темных“ (дипольно-неактивных) состояниях, среднее эффективное время жизни равно  $2\tau_r$ . Именно оно фигурирует в знаменателе (9) вместо  $\tau_{nr}$  (ср. с (8)). Таким же образом можно модифицировать выражение для дырочного вклада в поляризацию, которое превратится в  $\tau_{sh}/(\tau_{sh} + 2\tau_r)$ .

Итак, независимо от типа рекомбинации экситонов полевая зависимость поляризации излучения содержит одни и те же основные вклады: постоянная дырочная поляризация и „электронный“ контур с полушириной, зависящей от величины обменного поля и отношения времен. Чтобы получить результат, справедливый при произвольном соотношении между  $\tau_{sh}$ ,  $\tau_r$  и  $\tau_{nr}$ , воспользуемся более регулярным способом расчета.

### 3. Уравнения для компонент матрицы плотности

В случае экситонов с тяжелой дыркой, описываемых гамильтонианом  $4 \times 4$ , спиновая матрица плотности определяется, вообще говоря, шестнадцатью независимыми параметрами. Но в интересующем нас предельном случае сильного обмена можно сократить это число до четырех. Для этого выберем в качестве базисных состояния с определенными проекциями спина дырки на ось структуры  $z$  и определенной проекцией спина электрона на направление суммарного поля (легко видеть, что эти четыре состояния ортогональны друг другу). Из рассуждений, приведенных в предыдущих разделах, следует, что матрицу плотности в этом базисе можно приближенно считать диагональной (так как компоненты спина электрона, перпендикулярные направлению суммарного поля, обращаются в нуль в результате быстрой прецессии). Для расчетов удобно использовать величины  $N_+$ ,  $N_-$  и  $S_+$ ,  $S_-$ , являющиеся линейными комбинациями диагональных элементов матрицы плотности в таком базисе и имеющие смысл концентраций экситонов с обменным полем дырки вверх (вниз) и плотностей проекции спина электронов в них (на соответствующее направление суммарного поля, см. рис. 1). При непрерывном возбуждении эволюция этих величин происходит в соответствии с системой уравнений

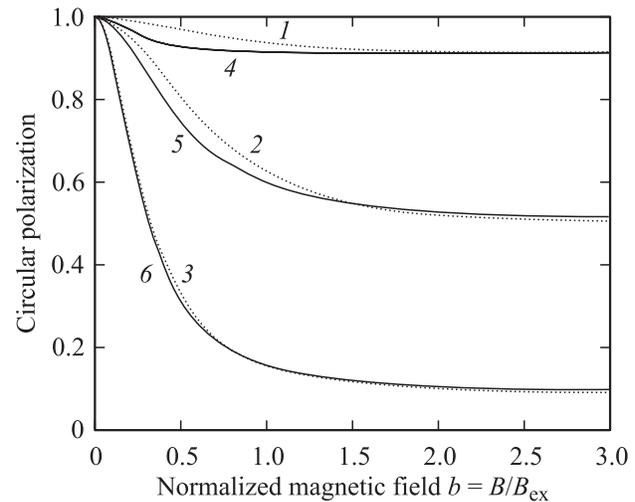
$$\begin{aligned} \dot{S}_+ &= \frac{G}{2} \sin \varphi - \frac{S_+}{2\tau_{sh}} + \frac{S_-}{2\tau_{sh}} \cos 2\varphi - \frac{S_+}{\tau_{nr}} \\ &\quad - \frac{1}{2\tau_r} \left( \frac{N_+}{2} \sin \varphi + S_+ \right), \\ \dot{N}_+ &= G - \frac{N_+ - N_-}{2\tau_{sh}} - \frac{N_+}{\tau_{nr}} - \frac{1}{\tau_r} \left( \frac{N_+}{2} + S_+ \sin \varphi \right), \\ \dot{S}_- &= -\frac{S_-}{2\tau_{sh}} + \frac{S_+}{2\tau_{sh}} \cos 2\varphi - \frac{S_-}{\tau_{nr}} \\ &\quad - \frac{1}{2\tau_r} \left( \frac{N_-}{2} \sin \varphi + S_- \right), \\ \dot{N}_- &= -\frac{N_- - N_+}{2\tau_{sh}} - \frac{N_-}{\tau_{nr}} - \frac{1}{\tau_r} \left( \frac{N_-}{2} + S_- \sin \varphi \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь учтены генерация экситонов, убыль и приход в результате спиновой релаксации дырки, безызлучательная и излучательная рекомбинация. В установившемся режиме производные по времени равны нулю, и из решения системы линейных алгебраических уравнений можно найти стационарные значения  $N_+$ ,  $N_-$ ,  $S_+$ ,  $S_-$ . Поляризация излучения вычисляется по формуле

$$\rho = \frac{(N_+ - N_-) + 2(S_+ - S_-) \sin \varphi}{(N_+ + N_-) + 2(S_+ + S_-) \sin \varphi}, \quad (11)$$

получающейся из радиационных членов второго и четвертого уравнений в (10). Решение имеет вид

$$\rho = P_h + \frac{1 - P_h}{1 + P_h^{-1} b^2 F(b)}, \quad (12)$$



**Рис. 2.** Рассчитанные по формуле (12) кривые эффекты Ханле при доминирующей безызлучательной (1-3) и иллучательной (4-6) рекомбинации экситонов. Значения параметров: для безызлучательной рекомбинации ( $\tau_r = \infty$ )  $\tau_{nr}/\tau_{sh} = 0.1$  (1), 1 (2), 10 (3); для излучательной рекомбинации ( $\tau_{nr} = \infty$ )  $2\tau_r/\tau_{sh} = 0.1$  (4), 1 (5), 10 (6).

где в выражениях для спиновой поляризации дырок  $P_h = T_{sh}/\tau$  и для функции  $F(b)$

$$F(b) = \frac{\tau_r T_{sh}^2 (\tau - 2\tau_r)^2 + 4\tau^2 \tau_r^3 + 4\tau \tau_r^2 T_{sh} (\tau_r (1 + b^2) - \tau)}{\tau^3 T_{sh}^2 - \tau^2 \tau_r T_{sh} (\tau + T_{sh}) (1 + b^2) + 4\tau^2 \tau_r^2 T_{sh} (b^2 - 1) + 4\tau \tau_r^3 (\tau + T_{sh})} \quad (13)$$

фигурируют полное время жизни экситона  $\tau$  и время жизни спина дырки  $T_{sh}$ , определенные следующими соотношениями:

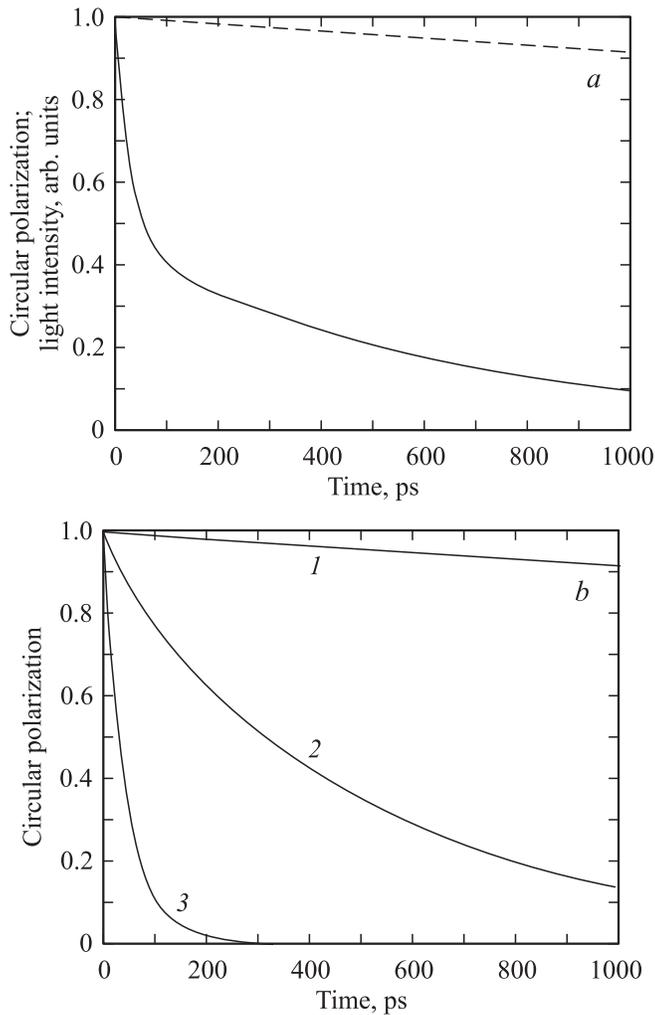
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{2\tau_r}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{T_{sh}} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{2\tau_r} + \frac{1}{\tau_{sh}}. \quad (15)$$

Из (12) следуют все результаты предыдущего раздела. Слабая нелоренцевость контура электронной деполяризации, вносимая функцией  $F(b)$ , проявляется лишь при большой дырочной поляризации  $P_h \sim 0.5$ . Примеры рассчитанных по (12) зависимостей поляризации от магнитного поля показаны на рис. 2.

### 4. Динамика спина при сильном обменном взаимодействии

Системой уравнений (10) можно воспользоваться и для исследования динамики спинов при импульсном возбуждении, как в экспериментах с временным разрешением. Для этого нужно в (10) положить  $G = 0$  и решить систему дифференциальных уравнений, учитывая циркулярную поляризацию возбуждающего импульса в начальном условии. Разумеется, результаты



**Рис. 3.** Зависимости сигналов интенсивности и поляризации от времени при импульсной генерации и сугубо излучательной ( $\tau_r = 300$  ps,  $\tau_{sh} = 30$  ps) рекомбинации экситонов. *a* — кинетика интенсивности (сплошная линия) и поляризации (штриховая линия), *b* = 0.05; *b* — кинетика поляризации для *b* = 0.05 (1), 0.25 (2), 1 (3).

такого расчета будут справедливы на масштабе времен, превышающих период прецессии электронного спина в суммарном эффективном поле (т.е. в них не воспроизводятся быстрые „электронные“ осцилляции). В такой постановке задача допускает аналитическое решение, хотя и громоздкое. Для рассчитанного сигнала интенсивности люминесценции характерно двухступенчатое затухание, причем характерные времена определяются соотношениями

$$\frac{1}{T_{1,2}} = \frac{1}{\tau} + \frac{\sin^2 \varphi}{2\tau_{sh}} \pm R(\varphi), \quad (16)$$

$$R(\varphi) = \frac{1}{2\tau_{sh}} \sqrt{\sin^2 \varphi \left( \sin^2 \varphi + \frac{\tau_{sh}^2}{\tau_r^2} \right)}. \quad (17)$$

Хотя декременты (16) формально зависят от магнитного поля (поскольку  $\sin^2 \varphi = 1/(1+b^2)$ ), эту зависимость

можно выявить только в полях, сопоставимых с обменным полем дырки. Гораздо интереснее поведение сигнала поляризации, вычисленного в соответствии с (11):

$$\rho(t) = D(\varphi, t) \exp \left[ -\frac{t}{\tau_{sh}} \cos^2 \varphi \right], \quad (18)$$

$$D(\varphi, t) = \frac{(1 + \sin^2 \varphi)R(\varphi) \cosh R(\varphi)t - \left( \frac{\sin^2 2\varphi}{8\tau_{sh}} + \frac{\sin^2 \varphi}{\tau_r} \right) \sinh R(\varphi)t}{(1 + \sin^2 \varphi)R(\varphi) \cosh R(\varphi)t + \left( \frac{\sin^2 2\varphi}{8\tau_{sh}} - \frac{\sin^2 \varphi}{\tau_r} \right) \sinh R(\varphi)t}. \quad (19)$$

Экспонента в (18) определяет сильную зависимость затухания поляризации от величины приложенного магнитного поля

$$\rho(t) \propto \exp \left[ -\frac{b^2}{b^2 + 1} \frac{t}{\tau_{sh}} \right]. \quad (20)$$

Рассчитанные зависимости интенсивности и поляризации люминесценции от времени приведены на рис. 3, *a*. На рис. 3, *b* проиллюстрировано изменение затухания поляризации с ростом величины внешнего магнитного поля. Зависимость подобного рода экспериментально наблюдалась в [12]. Заметим, что рассмотренный нами предельный случай сильного обмена в работе [12] специально не анализировался, и аналитических выражений для временных зависимостей поляризации получено не было.

## 5. Выводы

В работе теоретически проанализирована динамика спина экситона в КЯ под действием внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости КЯ. Исследован случай сильного обменного взаимодействия между электроном и дыркой в экситоне. Рассмотрены деполаризация экситонной люминесценции в режиме стационарного возбуждения (эффект Ханле) и динамика сигналов интенсивности и поляризации излучения при импульсном возбуждении. В обоих случаях найдено аналитическое решение для произвольного соотношения между временем спиновой релаксации дырки и временами жизни (радиационным и нерадиационным).

В рамках рассмотренной модели получено, что существенную часть эффекта Ханле составляет лоренцевский контур с полушириной  $B_{ex}(T_{sh}/\tau)^{1/2}$ . Таким образом, при коротких временах спиновой релаксации дырки  $\tau_{sh}$  возможно заметное сужение контура деполаризации по сравнению с величиной обменного поля дырки  $B_{ex} = \Delta_0/\mu_B g_e$ . Этот результат не следует из теории Бира и Пикуса [4,5], поскольку в ней спиновая релаксация дырок не учитывалась. Сделанные в настоящей работе выводы подтверждаются недавними экспериментальными результатами по деполаризации экситонной люминесценции в КЯ CdTe/(Cd,Mg)Te [6].

Для расчета, соответствующего режиму импульсной генерации экситонов, характерны следующие результаты. Сигнал интенсивности люминесценции имеет два характерных времени спада, определяемых (16). Динамика поляризации (18) сильно зависит от величины приложенного магнитного поля. В частности, в слабых внешних полях затухание поляризации усиливается квадратично по полю (см. (20)); это соответствует результату, полученному в [12]. Наконец, отметим, что если вместо нейтрального экситона в рассмотренной задаче иметь в виду двукратно заряженный экситон  $X^{++}$  (такие возбуждения могут быть ответственны за излучение из квантовых точек в легированных структурах  $p$ -типа [17]), то для него справедлив результат (20) с предекспоненциальным множителем  $(1 + b^2)^{-1}$ .

Авторы признательны А.В. Малышеву за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science* **282**, 1660 (1998).
- [2] D. Loss, D.P. DiVincenzo. *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [3] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах / Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [4] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *ЖЭТФ* **64**, 2210 (1973).
- [5] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Оптическая ориентация экситонов в полупроводниках. Материалы IV Зимней школы по физике полупроводников. ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, Л. (1972). С. 74–96.
- [6] G.V. Astakhov, A.V. Koudinov, K.V. Kavokin, I.S. Gagsis, Yu.G. Kusrayev, W. Ossau, L.W. Molenkamp, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Cond-mat/0609471* (2006).
- [7] R.I. Dzhioev, V.L. Korenev, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, A.S. Bracker, J.G. Tischler, D.S. Katzer. *Phys. Rev. B* **66**, 153 409 (2002).
- [8] A.S. Bracker, E.A. Stinaff, D. Gammon, M.E. Ware, J.G. Tischler, A. Shabaev, A.L. Efros, D. Park, D. Gershoni, V.L. Korenev, I.A. Merkulov. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 047 402 (2005).
- [9] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, Yu.P. Efimov. *Phys. Rev. B* **74**, 033 305 (2006).
- [10] P. Van Dorpe, W. Van Roy, J. De Boeck, G. Borghs. *Phys. Rev. B* **72**, 035 315 (2005).
- [11] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, М.В. Лазарев, М.Н. Ткачук. *ФТТ* **47**, 1522 (2005).
- [12] M. Dyakonov, X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, D. Robart, M. Brousseau, J. Barrau. *Phys. Rev. B* **56**, 10 412 (1997).
- [13] I.S. Gagsis, K.V. Kavokin, A.V. Koudinov. Proc. 13th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“. Ioffe Institute, St. Petersburg (2005). P. 350.
- [14] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and other heterostructures: symmetry and optical phenomena*. Springer-Verlag, Berlin (1997).
- [15] R.W. Martin, R.J. Nicholas, G.J. Rees, S.K. Haywood, N.J. Mason, P.J. Walker. *Phys. Rev. B* **42**, 9237 (1990).
- [16] A.V. Koudinov, N.S. Averkiev, Yu.G. Kusrayev, B.R. Namozov, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Cond-mat/0601204* (2006).
- [17] V.K. Kalevich, I.A. Merkulov, A.Yu. Shiryaev, K.V. Kavokin, M. Ikezawa, T. Okuno, P.N. Brunkov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, Y. Masumoto. *Phys. Rev. B* **72**, 045 325 (2005).