

ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

А. В. Мадьяров

Оптические и электронные свойства квантовых точек (КТ) в настоящее время являются объектом интенсивных исследований благодаря потенциальным возможностям их применения в различных областях науки и техники: в физике полупроводниковых устройств, для создания принципиально новых светодиодов и лазеров [1], элементов хранения и передачи квантовой информации [2].

В последнее десятилетие выполнен ряд исследований соответствий и принципиальных отличий между атомными двухуровневыми системами и экситонами в КТ. В частности, в КТ были обнаружены явления, аналогичные наблюдаемым в атомах: экситонный оптический эффект Штарка, фотонное эхо и осцилляции Раби (ОР).

ОР – фундаментальное явление в физике двухуровневых систем. При взаимодействии такой системы (например, атома, экситона в полупроводниковой квантовой яме или в квантовой точке) с электромагнитным полем высокой интенсивности возникает периодическое изменение ее квантового состояния (см., например, [3, 4, 5]). В результате путем изменения интенсивности оптического возбуждения возможно осуществлять управление процессами перехода системы между уровнями, т. е. осуществлять элементарные логические операции (логическое НЕ, И, ИЛИ и др.). Экситонные ОР в КТ наблюдались экспериментально в ряде работ (см. например, [3]). Показано, что данное явление может быть использовано для выполнения различных логических операций, что дает возможность создания элементов на основе КТ для выполнения квантовых вычислений [3].

В настоящее время большую актуальность приобретают исследования, направленные на изучение физических свойств системы «КТ + электромагнитное поле» и определение условий, при которых они могут оказывать влияние на характеристики осцилляций Раби и, как следствие, на логические вычисления. Особенность квантовой точки заключается в том, что ее внутреннее поле, действующее на носители заряда (локальное поле), отлично от воздействующего [6]. В рамках макроскопической электродинамики локальное поле E_L определяется выражением [6] $E_L = E_0 - 4\pi N \langle \hat{P} \rangle$, где N – тензор деполяризации, определяемый формой КТ, $\langle \hat{P} \rangle$ – макроскопическая поляризация. Второй член является деполяризующим полем, возникающим вследствие экранирования внешнего поля зарядами, индуцированными на поверхности КТ. Учет локального поля в КТ, взаимодействующей с классическими полями, приводит к возникновению точки бифуркации и ангармонизма в ОР, а также нелинейной зависимости периода колебаний от напряженности внешнего поля [7]. Подобное поведение периода экспериментально наблюдалось в системе из изолированных квантовых островков, локализованных в одиночной квантовой яме [8]. В настоящей работе теоретически исследуется влияние локального поля на характеристики осцилляций Раби экситона в

КТ, взаимодействующей с различными классическими и квантовыми полями.

Пусть одиночная сферическая КТ взаимодействует с одномодовым электромагнитным полем, линейно поляризованным вдоль оси x КТ, которое возбуждает в ней одиночную электрон-дырочную пару (экситон). В дальнейшем экситон в КТ рассматривается как пространственно ограниченный, квантовый двухуровневый осциллятор. При этом считается, что кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой считается пренебрежимо малым. При взаимодействии с классическим полем, имеющим частоту ω : $E(t) = E_{0x}(t) \equiv E_0 = \tilde{E}(t) \cos \omega t$, рассматриваемая система описывается гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V\hat{P}E_0 + \Delta\hat{H}. \quad (1)$$

В данном соотношении, H_0 – гамильтониан электрон-дырочной пары, V – объем КТ, $\hat{P} = V^{-1}(\mu\hat{b}^+ + \text{Э.с.})$ – оператор поляризации, в выражении которого μ – компонента дипольного момента перехода экситона между уровнями, $\hat{b}^+$ ($\hat{b}$) – операторы рождения (уничтожения) экситона. Последний член в (1), учитывает эффект локального поля в системе:

$$\Delta H = (4\pi/3V)|\mu|^2 (\hat{b}\langle\hat{b}^+\rangle + \hat{b}^+\langle\hat{b}\rangle).$$

Пусть зависящая от времени волновая функция системы «КТ + электромагнитное поле» определяется выражением [4, 6]: $|\psi\rangle = A(t)|e\rangle + B(t)|g\rangle$, в котором A , B являются амплитудами вероятности нахождения экситона в возбужденном $|e\rangle$ и основном $|g\rangle$ состояниях соответственно. После подстановки данной волновой функции и гамильтониана (1) во временное уравнение Шредингера и использования приближения медленно меняющихся амплитуд, можно получить следующую систему уравнений:

$$i\hbar \frac{dA}{dt} = \hbar\Delta\omega A|B|^2 - \frac{1}{2}\Omega_R B e^{i\delta}, \quad i\hbar \frac{dB}{dt} = \hbar\Delta\omega B|A|^2 - \frac{1}{2}\Omega_R A e^{-i\delta}. \quad (2)$$

В данных уравнениях $\Omega_R = |\mu|\tilde{E}(t)/\hbar$ – частота Раби, $\delta = \omega - \omega_0$ – частотная расстройка, ω_0 – частота перехода экситона. Величина

$$\Delta\omega = \frac{4\pi}{3\varepsilon_h\hbar V}|\mu|^2 \quad (3)$$

является постоянной локального поля (деполяризационным сдвигом), ε_h – диэлектрическая проницаемость материала КТ вдали от экситонного резонанса.

При взаимодействии КТ с одномодовым квантовым электромагнитным полем: $\hat{E}_0 = gc + \text{Э.с.}$ (c/c^+ – операторы рождения/уничтожения фотонов, g – константа взаимодействия экситона с электромагнитным полем). Тогда гамильтониан системы может быть представлен в виде

$$H = H_0 + H_{ph} + V\hat{P}\hat{E}_0 + \Delta H, \quad (4)$$

где H_{ph} – гамильтониан фотонов поля. В данном случае, зависящая от времени волновая функция системы «КТ + квантовое электромагнитное поле» определяется следующим образом [4, 6]: $|\psi\rangle = \sum_{n \geq 0} [A_n(t)|e\rangle + B_n(t)|g\rangle]|n\rangle$, где A_n , B_n

являются амплитудами вероятности нахождения экситона в возбужденном $|e\rangle$ и основном $|g\rangle$ состояниях соответственно; $|n\rangle$ обозначает состояние поля с n фотонами.

$$i \frac{dA_n}{dt} = \Omega_n B_{n+1} e^{i\delta t} + \Delta \omega B_n \sum_{m=0}^{\infty} A_m B_m^*, \quad i \frac{dB_{n+1}}{dt} = \Omega_n^* A_n e^{-i\delta t} + \Delta \omega A_{n+1} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^* B_m. \quad (5)$$

В данных уравнениях $\Omega_n = g\sqrt{n+1}$. Таким образом, в отличие от классического случая атомной системы [4, 5] взаимодействие КТ с электромагнитным полем определяется двумя частотными параметрами взаимодействий, частотой Раби и $\Delta\omega$, в зависимости от соотношения между которыми, как будет показано ниже, могут возникать два типа ОР.

Из системы (3) можно найти инверсную населенность (далее просто инверсность), определяемую как разность населенностей возбужденного и основного состояний экситона: $w(t) = \sum_n (|A_n(t)|^2 - |B_n(t)|^2)$. Данная величина будет ис-

пользована для анализа временной эволюции ОР.

Пусть экситон в КТ, находящийся в момент $t = 0$ в основном состоянии, взаимодействует с электромагнитным полем в когерентном состоянии: $|s\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(0)|n\rangle$, где $F_n(0) = \exp[-\langle n(0) \rangle / 2] \langle n(0) \rangle^{n/2} / \sqrt{n!}$ – функция распределения фотонов и $\langle n(0) \rangle$ среднее число фотонов в поле. Тогда начальные условия для (3) имеют следующий вид: $A_n(0) = 0$, $B_n(0) = F_n(0)$. Для изучения ОР удобно ввести безразмерный параметр $\xi = \Omega_{\langle n \rangle} / \Delta\omega$, в котором $\Omega_{\langle n \rangle} = 2g\sqrt{\langle n(0) \rangle}$ является усредненной частотой Раби, характеризующей напряженность светового поля [4]. Ограничимся рассмотрением процесса взаимодействия системы при отсутствии релаксации и в режиме точного резонанса: $\delta = 0$. На рис. 1 отображены результаты расчетов инверсности для $\langle n(0) \rangle = 9.0$ и различных значений ξ . Известно, что картина ОР в идеальной атомной системе (при отсутствии локального поля и релаксационных процессов), взаимодействующей с одномодовым когерентным полем, не зависит от параметра g [4, 5]. При этом во временной эволюции инверсности возникают области коллапса и спонтанных возрождений населенностей [4, 5]. Численное решение уравнений (3) показывает, что при больших ξ ($\xi \geq 40$) поведение ОР аналогично случаю отсутствия локального поля ($\xi \rightarrow \infty$ при $\Delta\omega \rightarrow 0$), как показано на рис. 1, e.

В зависимости от ξ в ОР возникают два различных режима колебаний. Первый из них проявляется при $\xi < 0.5$ и характеризуется периодическими осцилля-

циями инверсности в диапазоне $-1 \leq w(t) \leq -0,5$ (рис. 1 *a, б*). Во втором режиме, возникающем при $\xi > 0,5$, инверсность колеблется в диапазоне $-1 \leq w(t) \leq 1$ (рис. 1, *в-е*). Данные два режима разделены точкой бифуркации, возникающей при $\xi_b = 0,5$ (сравните рис. 1, *б* и *в*). В окрестности точки бифуркации поведение Раби осцилляций является хаотическим (рис. 1, *в, з*) и значительно отличается от явления коллапса – возрождений (сравните с рис. 1, *е*).

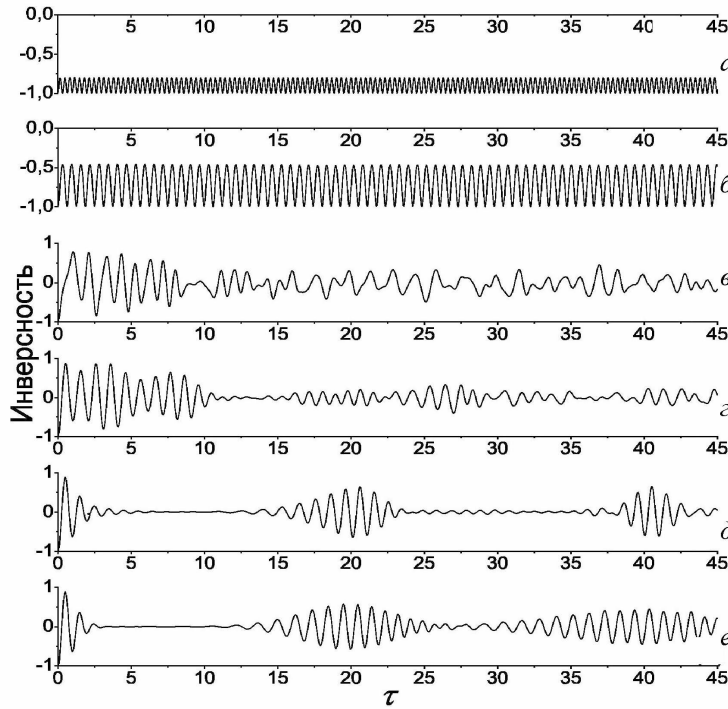


Рис. 1. Временная зависимость инверсности КТ, взаимодействующей с когерентным полем: *a* – $\xi = 0,2$; *б* – $\xi = 0,49$; *в* – $\xi = 0,53$; *г* – $\xi = 1,2$; *д* – $\xi = 3,5$; *е* – $\xi = 40,0$

Появление двух колебательных режимов в ОР, разделенных точкой бифуркации при $\xi = 0,5$ предсказано в работах [7] для КТ, взаимодействующей с классическим электромагнитным полем постоянной интенсивности.

На рисунке 2 отображены результаты расчетов временной эволюции инверсности и среднего числа фотонов в поле, взаимодействующем с КТ: $\langle n(t) \rangle = \sum_n n(|A_n(t)|^2 + |B_n(t)|^2)$. Полагаем $\xi = 0,2$. Из рисунка видно, что мак-

симальным (минимальным) значениям инверсности соответствуют минимальные (максимальные) значения функции $\langle n(t) \rangle$, т. е. ОР соответствуют периодическому обмену фотонами внешнего поля между уровнями экситона в КТ. Следует отметить, что подобное поведение осцилляций полностью обусловлено наличием ло-

кального поля и не следует из стандартной модели Джейнса – Каммингса, в рамках которой в ОР возникают области инверсности с $w(t) = 0$, разделяющие области коллапса и возрождений (см. рис. 1, e) и которым соответствует $\langle n(t) \rangle = 0$.

Качественно зависимость на рис. 2 соответствует случаю взаимодействия идеальной двухуровневой атомной системы с классическим полем при наличии расстройки [4].

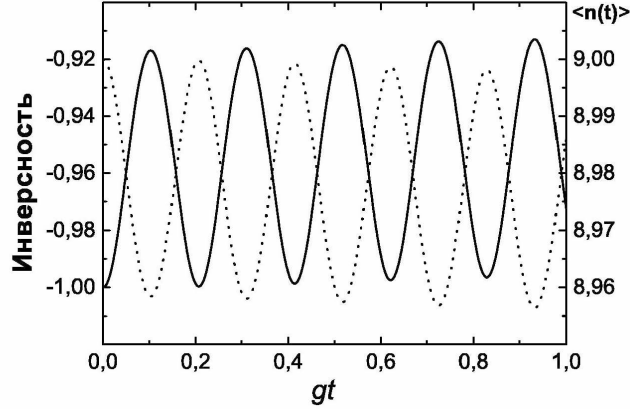


Рис. 2. Временные зависимости инверсности (сплошная линия) и среднего числа фотонов (пунктирная линия) в когерентном поле, взаимодействующем с КТ, при $\xi = 0.2$

Для сферической CdSe КТ радиуса $R \approx 3$ нм и дипольным моментом 15 Дебай оценка для параметра локального поля составляет $\hbar\Delta\omega \approx 8$ мэВ, которое соответствует значению $\hbar\Omega_{\langle n \rangle} \approx 4$ мэВ для случая $\xi_b = 0.5$. Подобное расщепление Раби наблюдаемо в экспериментах по спектроскопии одиночных КТ [10].

Колебательный режим при значениях $\xi > 40$ возникает вследствие «одевания» уровней системы фотонами внешнего поля [4]. Для объяснения возникновения колебаний при $\xi < 0.5$ рассмотрим макроскопическую поляризацию после окончания взаимодействия КТ с полем излучения ($g = 0$). Волновая функция системы в данном случае факторизуется, что позволяет найти аналитическое решение уравнений (5) в виде $A_n(t) = C_n A(t)$ и $B_n(t) = C_n B(t)$, где C_n – произвольные постоянные, удовлетворяющие условию нормировки $|A_n(t)|^2 + |B_n(t)|^2 = 1$. Тогда система (5) преобразуется к виду

$$i \frac{dA}{dt} = \Delta\omega A |B|^2, \quad i \frac{dB}{dt} = \Delta\omega B |A|^2, \quad (6)$$

позволяющему найти аналитическое решение:

$$A(t) = a_0 \exp[-i\Delta\omega |b_0|^2 t], \quad B(t) = b_0 \exp[-i\Delta\omega |a_0|^2 t]. \quad (7)$$

В данных выражениях $a_0 = A(0)$, $b_0 = B(0)$ – произвольные коэффициенты, удовлетворяющие условию $|a_0|^2 + |b_0|^2 = 1$. Данные величины определяют со-

стояние экситона в КТ после окончания взаимодействия. Решения (6) описывают в КТ квазичастицу с волновой функцией $|\tilde{\psi}(t)\rangle = A(t)|e\rangle + B(t)|g\rangle$, движение которой, как следует из (7), является коррелированным. Инверсность $w = |A|^2 - |B|^2$ в общем случае сохраняется во времени. Отметим, что в [6] для скорости Γ распада экситона, в КТ получена оценка: $\Delta\omega \gg \Gamma$. Таким образом, $|\tilde{\psi}(t)\rangle$ является стабильным состоянием в диапазоне $1/\Delta\omega \ll t \ll 1/\Gamma$.

Для выяснения физического смысла решений (6), рассмотрим макроскопическую поляризацию КТ, определяемую выражением

$$\langle \hat{P} \rangle = \frac{1}{V} \mu \langle b^+ \rangle + \text{к.с.} = \frac{1}{V} \mu \alpha_0 b_0^* e^{-i(\omega_0 - \delta')t} + \text{к.с.}, \quad (8)$$

в котором параметр $\delta' = \Delta\omega w$ является самоиндуцированной расстройкой, зависящей от инверсности, т. е. от состояния экситона в КТ и от деполяризационного сдвига. Большие значения δ' приводят к появлению осцилляций Раби малых амплитуд, что подтверждается экспериментально [8]. Качественно это позволяет объяснить зависимости, представленные на рис. 1, а, б и рис. 2. Следует отметить, что подобное поведение ОР возникает и при нерезонансном взаимодействии ($\delta \neq 0$) атомной системы с классическими полями.

Из выражения (8) следует также, что коррелированное движение электрона и дырки, образующих экситон, приводит к возникновению неизохронизма ОР, т. е. зависимости частоты осцилляций от амплитуды, что также наблюдалось в [8].

Рассмотрим теперь взаимодействие одиночной КТ с материальными параметрами, указанными выше, с гауссовым импульсом $E(t) = E_p \exp[-(t/\tau_p)^2]$, где E_p – пиковая напряженность импульса и τ_p его длительность. На рис. 3 отображены результаты расчета зависимости конечного состояния населенности возбужденного состояния экситона в КТ $f_c(t_0) = |A(t_0)|^2$ (получаемого из решения системы (2)) после прохождения импульса, при $t_0 = 0.5\tau_p$, от площади импульса

$$\Theta = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_R(t') dt' \text{ для различных значений } \tau_p. \text{ Данная величина измеряема в спек-$$

троскопии одиночных квантовых точек (см., например, [3]).

Известно, что зависимость финального состояния инверсности идеальной двухуровневой системы от площади импульса в режиме точного синхронизма описывается выражением $f_c(t_0) = \cos \Theta$, что отображено на рис. 3, а пунктирной линией. Расчеты показывают, что при $\tau_p = 0.5$ пкс локальные поля приводят к небольшой перенормировке площади импульса, при которой возникают максимумы и минимумы осцилляций Раби (рис. 3, а (сплошная кривая)). Данное поведение значительно изменяется с увеличением длительности импульса. При $\tau_p = 3.0$ пкс (рис. 3, б) учет локального поля приводит к сдвигу первого максимума осцилляций Раби в область более высоких интенсивностей падающего поля,

а именно к $\Theta = 3.4\pi$. При этом осцилляции Раби обнаруживают ступенчатую зависимость от площади импульса, а также проявляются области, в которых $f_c(t_0) = 0$. Эффект ступенчатой зависимости становится более ярко выраженным при дальнейшем увеличении длительности импульса: при $\tau_p = 5$ пкс, первый максимум возникает при $\Theta = 6.2\pi$ (рис.3, в).

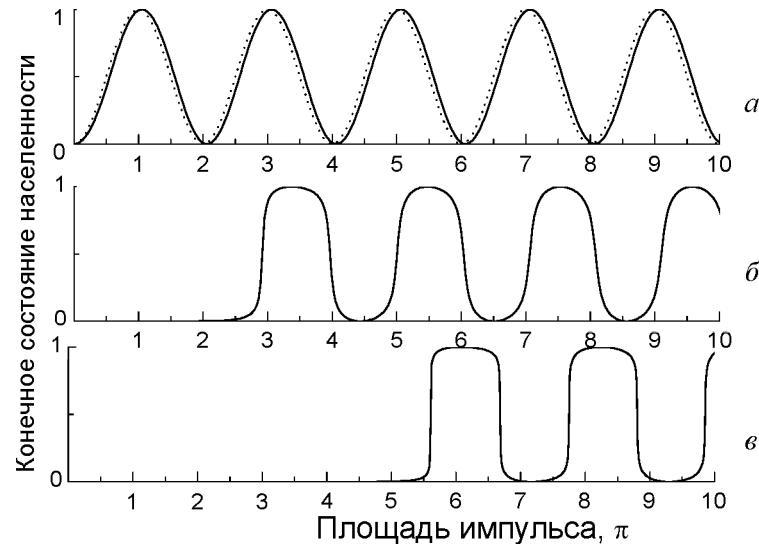


Рис. 3. Зависимость конечного состояния инверсии от площади импульсов различной длительности: а – 0.5 пкс; б – 3.0 пкс; в – 5.0 пкс

Эффект ступенчатых переходов можно использовать для выполнения логических операций. Вследствие того, что система имеет два устойчивых состояния – «0» и «1», путем воздействия оптического возбуждения можно осуществлять управление ее переходами между данными состояниями, что открывает возможность использования квантовой точки в качестве оптического переключателя. Существенное преимущество использования данного эффекта для логических операций заключается в следующем. В традиционном явлении Раби, в котором инверсия системы изменяется по гармоническому закону, для переключения системы из одного состояния в другое необходимо использование импульсов, площадь которых точно кратна π . Это видно также из рис. 3, а. Создание подобных полей является довольно трудной задачей. Эффект локального поля значительно уменьшает точность площади импульса, необходимую для переключения системы между состояниями.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в осцилляциях инверсии КТ, взаимодействующей с когерентным полем, возникают два принципиально различных колебательных режима, разделенных точкой бифуркации. В первом колебательном режиме инверсия является периодической функцией времени. При этом явление коллапса – возрождений отсутствует. Во втором режиме происходит возникновение коллапса и областей возрождения инверсии, однако они

значительно отличаются от предсказываемых классической моделью Джейнса – Каммингса для атомных систем. Для экситона КТ, взаимодействующей с гауссовым импульсом, зависимость населенности уровней от площади импульса обнаруживает ступенчатую зависимость.

Литература

1. *Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N.* Quantum Dot Heterostructures. 1999.
2. *Single Quantum Dots*, Topics of Applied Physics. 2003.
3. *Kamada H., Gotoh H.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. P. 246401.
4. *Stievater T.H., Xiaoqin L. I.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. P. 133602.
5. *Scully M. O., Zubairy M. S.* Quantum Optics. 2001.
6. *Meunier T.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 94. P. 010401
7. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A.* et al. // *Phys. Rev. A.* 2002. Vol. 66. P. 063804.
8. *Slepyan G. Ya., Magyarov A.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 70. P. 045320; *Slepyan G. Ya., Magyarov A.* et al. // *Phys. Stat. Sol. C.* 2005. Vol. 2. № 2. P.850.
9. *Mitsumori Y., Hasegawa A.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2005. Vol.71. P. 233305.
10. *Jaynes E. T., Cummings F. W.* // *Proc. IEEE*, 1963, Vol. 51. P.89.
11. *Khitrova G., Gibbs H. M.* et al. // *Rev. of Modern Phys.* 1999. Vol. 7. P.1591.

THE LOCAL FIELD INFLUENCE ON SIGNATURES OF EXCITONIC RABI OSCILLATIONS IN AN ISOLATED QUANTUM DOT DRIVEN BY THE COHERENT LIGHT FIELD

A. V. Magyarov

The local field influence on the excitonic Rabi oscillations in single the quantum dot driven by classical and quantum fields has been theoretically investigated. In particularly it has been shown that for the case of the coherent state excitation, in dependence on the strength of the incident field, two completely different oscillatory regimes separated by the bifurcation are inherent to the Rabi effect. In the first regime Rabi oscillations are periodic and do not reveal collapse-revivals phenomenon, while in the second one collapse and revivals appear.