

$$\sigma_{np} \quad \bar{L}_{np} \approx 110$$

$$L_n = \bar{L}_{np} - 3\sigma_{np}$$

$$\left(-m_k - n_k T - \frac{p_k}{T} + \frac{c_2}{\lambda_k T} \right)$$

$$\varepsilon(\lambda)$$

($\leq 0,6\%$)

УДК 535.14

А.В. МАДЬЯРОВ, С.А. МАКСИМЕНКО

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЦИЛЛЯЦИИ РАБИ ЭКСИТОНА В ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С КОГЕРЕНТНЫМ СВЕТОВЫМ ПОЛЕМ*

The influence of the depolarization of an isolated quantum dot driven by the coherent state of light on the signatures of excitonic Rabi oscillations has been theoretically investigated. 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, showing significant difference as compared to those predicted within the standard Jaynes - Cummings model.

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 полу-

* Авторы статьи - сотрудники лаборатории электродинамики неоднородных сред НИИ ядерных проблем БГУ.

проводниковых устройствах, в частности, для создания принципиально новых светодиодов и лазеров [1], элементов хранения и передачи квантовой информации [2].

В последнее десятилетие выполнен ряд исследований, направленных на выявление соответствий и различий между атомными двухуровневыми системами и экситонами в КТ. Так, в КТ были обнаружены явления, аналогичные наблюдаемым в атомах: экситонный оптический эффект Штарка, фотонное эхо и осцилляции Раби (ОР). Экситонные ОР в КТ установлены в ряде экспериментальных 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 реализации квантовых вычислений [3].

В двухуровневой атомной системе можно выделить два основных типа ОР [4, 5]. Первый из них проявляется при ее взаимодействии с классическим электромагнитным полем в режиме сильной связи, которая возникает при условии $\mu_a \cdot E_0 / \hbar \gg \Gamma$, где μ_a - дипольный момент перехода атома, E_0 - напряженность внешнего поля, Γ - суммарная скорость релаксационных процессов в системе. В результате населенность ее уровней осциллирует с частотой Раби. Второй тип проявляется при взаимодействии системы с квантовыми состояниями света [4]. В этом случае в ОР возникают области затухания (коллапс) и спонтанного возрождения инверсной населенности уровней (явление коллапса - возрождений). Особенность, отличающая квантовую точку от атома, заключается в том, что ее внутреннее поле, действующее на носители заряда (локальное поле), отлично от внешнего вследствие деполяризации [6]. В рамках макроскопической электродинамики локальное поле E_L задается выражением

$$E_L = E_0 - 4\pi N P, \quad (1)$$

где N - тензор деполяризации, определяемый формой КТ, P - макроскопическая поляризация. Второе слагаемое в правой части (1) является деполяризующим полем, возникающим вследствие экранирования внешнего поля зарядами, индуцированными на поверхности КТ. Учет локального поля в КТ, взаимодействующей с классическими электромагнитными полями, приводит к возникновению точки бифуркации и ангармонизма в ОР, а также нелинейной зависимости периода колебаний от напряженности внешнего поля [7]. Подобное поведение периода колебаний наблюдалось в системе изолированных квантовых островков, локализованных в одиночной квантовой яме [8].

Влияние локального поля на характеристики ОР в одиночной КТ, взаимодействующей с квантовым излучением, ранее не изучалось. Нами теоретически исследуется данная проблема на примере взаимодействия КТ с одномодовым когерентным световым полем. Показано, что процесс взаимодействия характеризуется двумя частотными параметрами: частотой Раби и постоянной взаимодействия экситона с деполяризующим полем (деполяризационным сдвигом [6]), в зависимости от соотношения между которыми вместо стандартного явления коллапса и возрождений инверсной населенности уровней [4, 5] в ОР возникают два принципиально различных типа колебаний.

Пусть КТ произвольной формы взаимодействует с одномодовым квантовым электромагнитным полем, описываемым оператором $\hat{E}_0 = e\alpha(\hat{c} + \hat{c}^*)$, в котором e - единичный вектор поляризации светового поля, параметр $\alpha = \sqrt{2\pi\omega/\hbar\Omega}$, где ω - частота фотонов поля, Ω - нормировочный объем [4]. Символ c^+ (c) обозначает оператор рождения (уничтожения) фотонов. Согласно [6] гамильтониан системы может быть представлен в виде: $H = H_0 + H_{ph} + H_{JC} + \Delta H$, где H_0 и H_{ph} - гамильтонианы электрон-дырочной

пары (экситона) и фотонов поля соответственно. Третье слагаемое - гамильтониан Джейнса - Каммингса [9], описывающий взаимодействие экситона с фотонами, имеет вид $H_{JC} = \hbar g(b^* \hat{c} - b \hat{c}^*)$, где $g = -(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{e})\alpha$ - константа взаимодействия экситона с электромагнитным полем [4], $\boldsymbol{\mu}$ - дипольный момент перехода экситона между основным и возбужденным состоянием, b^+ и b - операторы рождения и уничтожения экситона соответственно. Последнее слагаемое описывает взаимодействие экситона с деполяризующим полем [6]:

$$\Delta H = (4\pi/V)\boldsymbol{\mu} \cdot (\mathbf{N}\boldsymbol{\mu})\left(\hat{b}(\hat{b}^*) + \hat{b}^*(\hat{b})\right). \quad (2)$$

Здесь V - объем КТ; тензор деполяризации $\mathbf{N}$ для КТ различных конфигураций приведен в [6].

Экситон в КТ рассматривается как квантовый двухуровневый осциллятор, движение которого ограничено в пространстве. Тогда зависящая от времени волновая функция системы «КТ + электромагнитное поле» определяется следующим образом [4, 6]:

$$|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n(t)|e\rangle + B_n(t)|g\rangle]|n\rangle, \quad (3)$$

где A_n , B_n - амплитуды вероятности нахождения экситона в возбужденном $|e\rangle$ и основном $|g\rangle$ состояниях соответственно, $|n\rangle$ - состояние поля, содержащее n фотонов. В уравнении (2) и далее фигурные скобки $\langle \dots \rangle = \langle \psi | \dots | \psi \rangle$ обозначают квантовомеханическое усреднение по состоянию с волновой функцией (3). После подстановки волновой функции и гамильтониана H во временное уравнение Шредингера можно получить бесконечную систему уравнений движения:

$$i \frac{dA_n}{dt} = \Omega_n B_{n+1} e^{i\delta t} + \Delta\omega B_n \sum_{m=0}^{\infty} A_m B_m^*, \quad i \frac{dB_{n+1}}{dt} = \Omega_n A_n e^{-i\delta t} + \Delta\omega A_{n+1} \sum_{m=0}^{\infty} A_m B_m. \quad (4)$$

Здесь, $\Omega_n = g\sqrt{n+1}$, $\delta = \omega_0 - \omega$ - частотная расстройка, ω_0 - частота перехода экситона, $\Delta\omega = (4\pi/\epsilon_h \hbar V)\boldsymbol{\mu} \cdot (\mathbf{N}\boldsymbol{\mu})$ - постоянная взаимодействия экситона с деполяризующим полем, ϵ_h - относительная диэлектрическая проницаемость материала КТ вдали от экситонного резонанса.

При выводе уравнений (4) было использовано приближение медленно меняющихся амплитуд, которое выполняется при условии $\delta \ll \omega_0$. Из (3) следует, что, в отличие от классического случая атомной системы [4, 5], взаимодействие КТ с электромагнитным полем определяется двумя частотными параметрами взаимодействий: g и $\Delta\omega$. Ниже будет показано, что в зависимости от соотношения между ними могут возникать два типа ОР.

Из системы (3) можно найти инверсную населенность (далее - 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 использована для анализа временной эволюции ОР.

Пусть экситон в КТ, находящийся в момент $t = 0$ в основном состоянии, взаимодействует с когерентным электромагнитным полем, функция распределения фотонов которого имеет вид: $F_n(0) = \exp[-\langle n(0) \rangle / 2] \langle n(0) \rangle^{n/2} / \sqrt{n!}$, где $\langle n(0) \rangle$ - среднее число фотонов. Тогда начальные условия для (3) запишутся: $A_n(0) = 0$, $B_n(0) = F_n(0)$. Для решения уравнений (3) удобно ввести безразмерный параметр $\xi = \Omega_{(n)} / \Delta\omega$, в котором $\Omega_{(n)} = 2g\sqrt{\langle n(0) \rangle}$ является усредненной

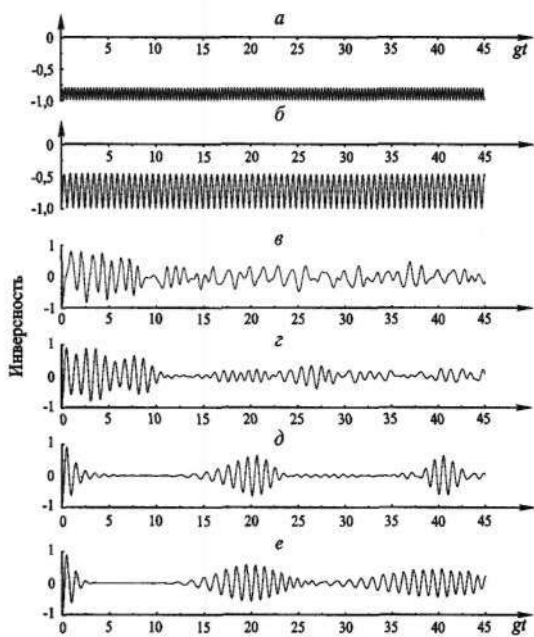


Рис. 1. Временная зависимость инверсии КТ, взаимодействующей с когерентным полем при различных значениях ξ : 0,2 (а), 0,49 (б), 0,53 (в), 1,2 (г), 3,5 (д), 18,0 (е)

области коллапса и спонтанных возрождений населенностей [4, 5]. Численное решение (3) показывает, что при $\xi \geq 18$ поведение ОР аналогично случаю отсутствия локального поля ($\xi \rightarrow \infty$ при $\Delta\omega \rightarrow 0$), что видно из рис. 1 е.

В зависимости от ξ в ОР проявляются два различных режима колебаний. Первый из них проявляется при $\xi < 0,5$ и характеризуется периодическими осцилляциями инверсии в диапазоне $-1 \leq w(t) \leq -0,5$ (рис. 1 а, б). Во втором режиме, возникающем при $\xi > 0,5$, инверсия колеблется в диапазоне $-1 \leq w(t) \leq 1$ (рис. 1 в-е). Режимы разделены точкой бифуркации, возникающей при $\xi_b = 0,5$ (ср. рис. 1 б, в). В окрестности данной точки поведение ОР является хаотическим (рис. 1 в, г) и значительно отличается от явления коллапса - возрождений (ср. с рис. 1 е). Появление двух колебательных режимов в ОР при названных условиях предсказано в [7] для КТ, взаимодействующей с классическим электромагнитным полем постоянной интенсивности.

Результаты расчетов временной эволюции инверсии и среднего числа фотонов в поле, взаимодействующем с КТ: $\langle n(t) \rangle = \sum_n n(|A_n(t)|^2 + |B_n(t)|^2)$, при $\xi = 0,2$ приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что максимальным (минимальным) значениям инверсии соответствуют минимальные (максимальные) значения функции $\langle n(t) \rangle$, т. е. ОР соответствуют периодическому обмену фотонами внешнего поля между уровнями экситона в КТ. Отметим, что подобное поведение не следует из стандартной модели Джайнса - Каммингса, в рамках которой в ОР возникают области инверсии с $w(t) = 0$, разделяющие области коллапса и возрождений (ср. с рис. 1 е), которым соответствует $\langle n(t) \rangle = 0$. Поэтому можно предположить, что колебательные процессы, представленные на рис. 2, обусловлены учетом локального поля в системе.

частотой Раби, характеризующей напряженность когерентного поля [4]. Предположим, что g и $\Delta\omega$ - действительные числа. Ограничимся рассмотрением процесса взаимодействия КТ с внешним полем при отсутствии релаксации и в режиме точного резонанса: $\delta = 0$. Результаты вычислений инверсии как функции безразмерного времени $\tau = gt$ для $\langle n(0) \rangle = 9,0$ и различных значений ξ отражены на рис. 1. Известно, что картина ОР в идеальной атомной системе (при отсутствии локального поля и релаксационных процессов), взаимодействующей с одномоновым когерентным полем, не зависит от параметра g [4, 5]. При этом во временной эволюции инверсии возникают

Для сферической квантовой точки GaAs радиусом 3 нм в [6] оценен параметр локального поля $\hbar\Delta\omega \approx 1$ мэВ, соответствующий значению $\hbar\Omega_{(n)} \approx 0,5$ мэВ для случая $\xi_b = 0,5$. Подобное расщепление Раби наблюдается в экспериментах по спектроскопии одиночных КТ [10].

Колебательный режим при $\xi > 18$ 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 (3) в данном случае факторизуется, что позволяет найти аналитическое решение уравнений (4) 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 (4) преобразуется к виду

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

позволяющему найти аналитическое решение

$$A(t) = a_0 \exp[-i\Delta\omega |b_0|^2 t], \quad B(t) = b_0 \exp[-i\Delta\omega |a_0|^2 t], \quad (5)$$

где $a_0 = A(0)$, $b_0 = B(0)$ - произвольные коэффициенты, удовлетворяющие условию $|a_0|^2 + |b_0|^2 = 1$. Данные величины определяют состояние экситона в КТ после окончания взаимодействия. Решения (5) описывают в КТ квазичастицу с волновой функцией $|\tilde{\psi}(t)\rangle = A(t)|e\rangle + B(t)|g\rangle$, движение которой 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 (5) рассмотрим макроскопическую поляризацию КТ, определяемую выражением

$$P = \frac{1}{V} \mu \langle b^+ \rangle + \text{к.с.} = \frac{1}{V} \mu a_0 b_0^* e^{-i(\omega_0 - \delta')t} + \text{к.с.}, \quad (6)$$

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 ОР малых амплитуд, что подтверждается экспериментально (см. [8]). Качественно это позволяет объяснить зависимости, представленные на рис. 1 о, б и рис. 2. Следует отметить, что подобное поведение ОР проявляется и при нерезонансном взаимодействии ($\delta \neq 0$) атомной системы с классическими полями.

Из выражения (6) следует также, что коррелированное движение электрона и дырки, образующих экситон, приводит к возникновению неизохронизма ОР, т. е. зависимости частоты осцилляции от амплитуды, что также наблюдалось в [8].

Таким образом, в настоящей работе показано: в осцилляциях инверсности КТ, взаимодействующей с когерентным полем, возникают два принципиально

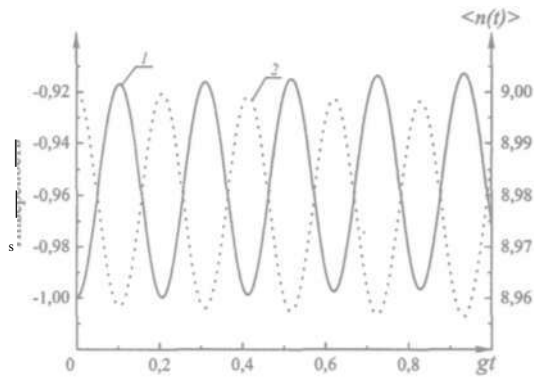


Рис. 2. Временные зависимости инверсии (1) и среднего числа фотонов (2) в когерентном поле, взаимодействующем с КТ при $\xi = 0,2$

различных колебательных режима, разделенных точкой бифуркации. В первом из них инверсность является периодической функцией времени, а явление коллапса - возрождений отсутствует. Во втором режиме происходит возникновение коллапса и областей возрождения инверсности, однако они значительно отличаются от предсказываемых классической моделью Джейнса - Каммингса для атомных систем.

Работа профинансирована ИНТАС (грант 05-1000008-7801). А. Мадьяровым исследование выполнено при финансовой поддержке ИНТАС для молодых ученых (рег. № 04-83-3607). Авторы выражают благодарность Г.Я. Слепяну за полезные замечания и многочисленные обсуждения на всех этапах работы.

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

Поступила в редакцию 26.12.06.

Андрей Владимирович Мадьяров - младший научный сотрудник, удостоен стипендии Президента Республики Беларусь талантливым молодым ученым в 2006 г.

Сергей Афанасьевич Максименко - доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией.