

УДК 538.958

ДИНАМИКА ЭКСИТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Г.А. Русецкий, О.Х. Хасанов

Аннотация

В работе рассматривается влияние эффектов локального поля на динамику экситонных переходов в полупроводниковых структурах с квантовыми точками. Показано, что в поле ультракороткого импульса света динамический сдвиг частоты приводит к реализации четырех типов осцилляций, включая бифуркационный режим. Анализируется характер осцилляций Раби в поле достаточно длинного импульса, когда учет фазовой релаксации становится актуальным. Показано, что в этом случае реализуется три режима осцилляций, более того, происходит переход от одной частоты осцилляций к другой. Момент перехода определяется скоростью фазовой релаксации и параметром ее нелинейности.

Ключевые слова: квантовые точки, полупроводниковые наноструктуры, нутация, нелинейная динамика, динамический сдвиг частоты, нелинейный характер фазовой релаксации.

Введение

Квантовые точки относятся к нульмерным наноструктурам. Они получили название искусственных атомов, поскольку подобно атомам обладают дискретным спектром. Квантовое ограничение носителей заряда во всех трех измерениях приводит к тому, что экситонные состояния оказываются локализованными и стабильными даже при достаточно высоких температурах. По сравнению с объемными полупроводниками радиус Бора электрон-дырочных пар становится чрезвычайно большим. Поэтому дипольный момент перехода в них с учетом размерного квантования может достигать $80 D$ и более. Совершенные структуры помимо больших дипольных моментов перехода между экситонными состояниями могут характеризоваться достаточно большим временем фазовой релаксации. Сочетание указанных факторов позволяет, с одной стороны, эффективно манипулировать с помощью прямых и косвенных методов экситонными состояниями в указанных структурах, а с другой – предложить методы нестационарной когерентной спектроскопии. При этом надо иметь в виду, что большой дипольный момент перехода в квантовых точках приводит к проявлению влияния локального поля при достаточно низкой интенсивности возбуждающего поля, когда плотность экситонных состояний невысока. Как известно, локальное поле может проявляться в виде динамического сдвига частоты линии поглощения от резонанса, пропорционального разности населенностей уровней экситонных переходов, а также в виде зависимости скорости фазовой релаксации от возбуждения системы. Ниже будут рассмотрены особенности осцилляций Раби в квантовых точках с учетом вышеуказанных факторов. При этом для простоты будем полагать, что квантовые точки являются структурно совершенными.

1. Основные уравнения

Отметим, что теоретическое описание динамики межзонных переходов в полупроводниках и полупроводниковых структурах при импульсном воздействии, строго говоря, требует многочастичного подхода с учетом кулоновского взаимодействия, обменных эффектов и экранирования. Важность этих многочастичных эффектов неоднократно подчеркивалась [1]. Происходящие процессы могут быть проанализированы на основе полупроводниковой модификации системы уравнений Блоха для наведенной поляризации, плотности электронов и дырок. Отличие указанной системы уравнений от системы уравнений Блоха для многоуровневых сред состоит лишь в том, что она включает обменные эффекты, которые модифицируют поле в среде, частоту перехода и зонную структуру. Участие тяжелых и легких дырок значительно усложняет ситуацию, требуя рассмотрения в общем случае шестизонной модели. В случае большого расщепления состояний легких и тяжелых дырок достаточно учитывать переходы только с участием тяжелых дырок. Тогда задача может быть сведена к рассмотрению двухзонной модели. Главными особенностями системы уравнений Блоха в этом случае являются необходимость учета перенормировки частоты Раби за счет обменных процессов и зависимость скорости фазовой релаксации от концентрации носителей $\gamma_{sj}(N)$ [1]. В общем случае зависимость $\gamma_{sj}(N)$ имеет достаточно сложный вид, однако при низком уровне возбуждения среды $\gamma_{sj}(N)$ можно разложить в ряд по $\Delta N = N - N_0$ (N_0 – равновесное значение концентрации носителей заряда) и ограничиться линейным членом разложения. Поскольку ниже будем рассматривать ансамбль квантовых точек, которые из-за высокой степени локализации электрон-дырочных пар в них во всех трех измерениях подобно атомам имеют полностью дискретный спектр, то вполне оправданно можно использовать двухуровневое приближение с учетом динамического сдвига частоты и нелинейного характера фазовой релаксации. В результате имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = iE_l n + i(\delta + \omega_L n)p - (\gamma_2 - \alpha n)p \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 2i(E_l^* p - p^* E_l) - \gamma_1 (n - 1) \quad (2)$$

где $p = u + iv$ – поляризация, $u = \rho_{12} + \rho_{21}$, $v = i(\rho_{12} - \rho_{21})$, $n = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность населенностей, ρ_{ij} – элементы матрицы плотности ($i, j = 1, 2$), $E = \mu \tilde{E} / \hbar = \beta / 2$, $\delta = (\omega - \omega_{21}^0)$, $\omega_L = 4\pi N \mu^2 / 3\hbar$ – частота Лорентца, ω – несущая частота импульса, ω_{21}^0 – центральная частота спектроскопического перехода, μ – дипольный момент резонансного перехода, N – концентрация активных центров, $\gamma_2^{-1} = \gamma_{ph}^{-1} = T_2$, $\gamma_1^{-1} = T_1$, T_1 , T_2 – времена продольно и поперечной релаксации соответственно, α – параметр дефазировки зависящей от возбуждения.

Как следует из системы уравнений (1), (2), сценарий поведения экситонных состояний в поле импульса света может быть очень разнообразным в зависимости от параметров импульса и среды, а именно: от интенсивности и длительности импульса, от скорости фазовой релаксации и параметра α , характеризующего ее нелинейность, от дипольного момента резонансного перехода и концентрации носителей заряда, наконец, от отстройки несущей частоты импульса от резонанса и частоты Лоренца. В общем случае не удается описать динамику экситонных состояний аналитически. Поэтому ниже рассмотрим ряд частных случаев.

2. Осцилляции Раби в поле ультракороткого импульса света

Остановимся на анализе динамики экситонных состояний в поле ультракороткого (когда релаксационными процессами можно пренебречь: $\gamma_1 = \gamma_2 = \alpha = 0$) импульса света. Систему уравнений (1), (2) можно свести к следующему уравнению для разности населенностей:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = - \left(\beta^2 + \delta^2 - \delta\omega_L - \frac{\omega_L^2}{2} \right) n - \frac{3}{2} \delta\omega_L n^2 - \frac{\omega_L^2}{2} n^3 + \delta(\delta + \omega_L). \quad (3)$$

Уравнение (3) представляет собой нелинейное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка, описывающее колебания нелинейного ангармонического осциллятора [2]. Это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \pm \sqrt{2(W_0 - W(n))}, \quad (4)$$

где постоянная W_0 для ангармонического осциллятора имеет смысл полной энергии, значение которой находится из начальных условий, а $W(n)$ имеет смысл потенциальной энергии. Таким образом, описание сигнала нутации (поведение разности населенности) можно свести к исследованию поведения нелинейного ангармонического осциллятора или к анализу движения материальной точки в потенциальном поле $W(n)$. В случае точного резонанса уравнение (3) примет вид:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = -(\beta^2 - \frac{\omega_L^2}{2})n - \frac{\omega_L^2}{2}n^3. \quad (5)$$

Точное решение уравнения (5) можно получить методом, описанным в [2]. Окончательное выражение для разности населенностей имеет вид:

$$n = \text{cn} \left(\beta t; \frac{\omega_L^2}{4\beta^2} \right). \quad (6)$$

Здесь cn – косинус Якоби. Анализ выражения (6) позволяет сделать следующий вывод: в полупроводниковых гетероструктурах сигнал нестационарной нутации может быть охарактеризован четырьмя различными типами поведения (см. рис. 1). К таким типам поведения относятся следующие:

1. Гармонические колебания с частотой $2E$, возникающие в случае малого частотного сдвига, вызванного влиянием локального поля ($\omega_L = 0$). В механической интерпретации этот случай соответствует движению материальной точки в симметричной параболической потенциальной яме.

2. Сверхнелинейные колебания с периодом $T = (4/\beta) \text{K}(\omega_L^2/4\beta^2)$. Случай характерен для движения материальной точки в потенциальном поле с двумя ямами. При своем движении эта точка проходит через оба минимума потенциальной энергии. Нутация с таким типом колебаний возникает, когда $\omega_L^2/4\beta^2 < 1$.

3. Колебания с периодом $T = \infty$. Соответствует движению по сепаратрисе в фазовом пространстве для n . Возникает в случае точного равенства $\omega_L = 2\beta$. При этом материальная точка переходит в состояние неустойчивого равновесия (особая точка типа седла).

4. Сильно нелинейные колебания с периодом $T = (2/\beta) \text{Re} [\text{K}(\omega_L^2/4\beta^2)]$. Нутация с таким типом колебаний возникает, когда $\omega_L^2/4\beta^2 > 1$. Соответствует колебанию материальной точки в одной из ям двухъямного потенциала.

Кратко остановимся на анализе влияния отстройки от резонанса на рассматриваемый сигнал. Отстройка от резонанса приводит к асимметрии двухъямного

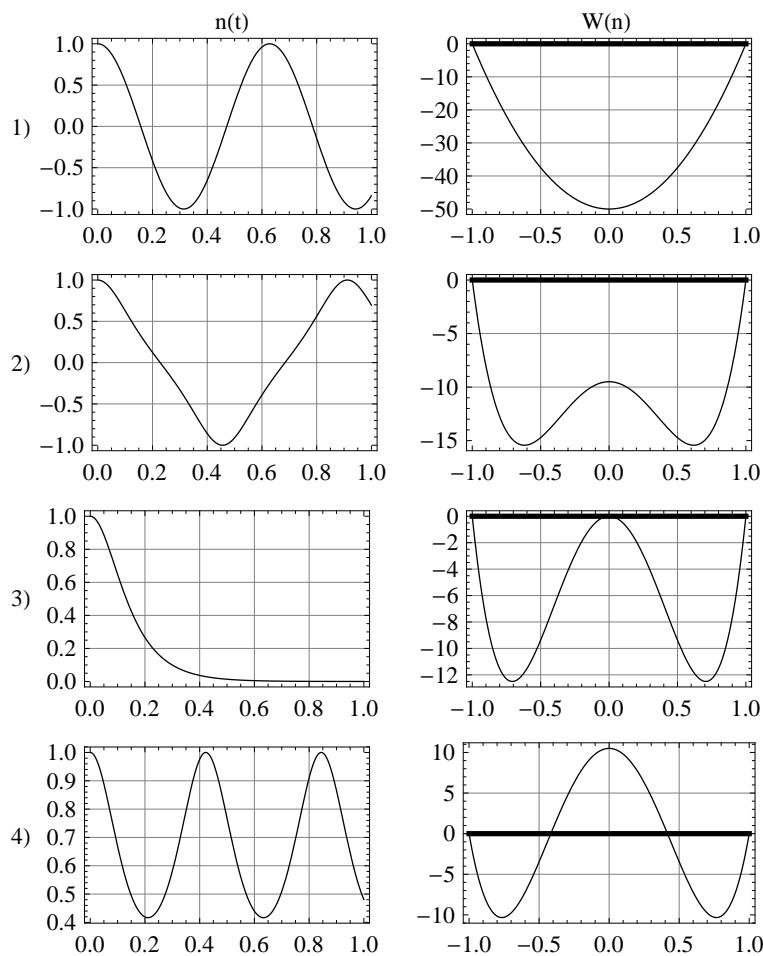


Рис. 1. Различные типы колебаний разности населенностей уровней ($n(t/\tau_p)$) и соответствующие им формы потенциальных ям ($W(n)$)

потенциала, но не приводит к качественным изменениям в сигнале нутации, изменяя лишь период и амплитуду осцилляций Раби. Чтобы получить аналитическое выражение для разности населенностей при нерезонансном возбуждении, будем считать, что $|\delta\beta^2/\sqrt{\omega_L}| \ll 1$, то есть что $\delta \ll 1$. В этом случае решение уравнения (3) имеет вид:

$$n = \text{cn} \left(\beta t; \frac{(\delta + \omega_L)^2}{4\beta^2} \right). \quad (7)$$

Сравнение выражений (7) и (6) показывает, что в сигнале нестационарной нутации влияние малых отстроек от резонанса проявляется как малое изменение частоты Лоренца. Таким образом, за счет отстройки от резонанса можно в некоторой степени управлять режимами осцилляций сигнала нутации.

3. Осцилляции Раби с учетом фазовой релаксации

Как показывает численный анализ (1), (2), в условиях диполь-дипольного взаимодействия электрон-дырочных пар в поле достаточно длинного импульса света,

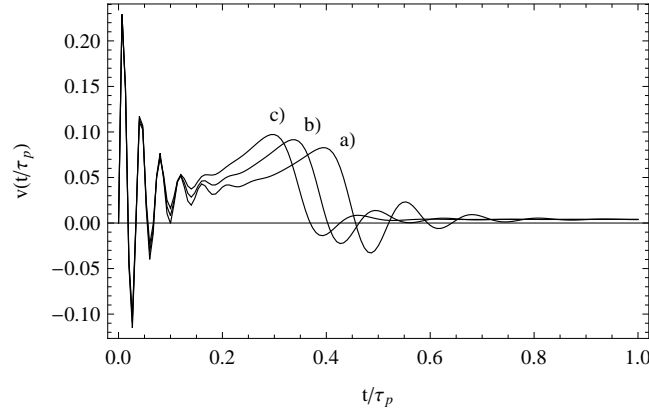


Рис. 2. Сигнал нестационарной нутации в зависимости от параметра дефазировки зависящей от возбуждения ($\delta = 0$): а) $\alpha = 0$; б) $\alpha = 0.5$; в) $\alpha = 1$

когда учет фазовой релаксации является актуальным, происходит переход от одного типа осцилляций Раби к другому (рис. 2). Момент перехода зависит от скорости фазовой релаксации. В этой ситуации анализ сигнала нутации при $\delta = 0$ удобно проводить на базе следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = -\beta^2 n - 2\beta\omega_L n u - \gamma_2 \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\omega_L n}{2\beta} \frac{\partial n}{\partial t} - \gamma_2 u, \quad (9)$$

которая получена из уравнений Блоха (1), (2) путем исключения v -компоненты поляризации при условиях $\alpha = 0$ и $\delta = 0$. Введем новую функцию $s(t)$ такую, что $\partial s/\partial t = u$. Тогда уравнения (8), (9) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = \left(-\beta^2 + 2\gamma_2\beta\omega_L s + \frac{\omega_L^2}{2} \right) n - \frac{\omega_L^2}{2} n^3 - \gamma_2 \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{\omega_L}{4\beta} (1 - n^2) - \gamma_2 s. \quad (11)$$

Отсюда вытекает, что функция s имеет горизонтальную асимптоту $s_s = -\omega_L/4\beta\gamma_2$. Найдем условия, когда коэффициент при n в уравнении (10) обращается в нуль, так как в этом случае динамика системы существенно образом изменится. Критическое значение s_c функции s , при котором выполняется указанное условие, имеет вид:

$$s_c = -\frac{\omega_L^2 - 2\beta^2}{4\gamma_2\beta\omega_L}. \quad (12)$$

Дальнейший анализ поведения функции s показывает, что указанный переход между типами колебаний может возникать лишь в случае, когда частота Лоренца более чем в $\sqrt{2}$ раз больше частоты Раби. Будем решать уравнение (11) как неоднородное дифференциальное уравнение относительно s :

$$s = -s_s(e^{-\gamma_2 t} - 1) + \frac{\omega_L}{4\beta} e^{-\gamma_2 t} \int_0^t n^2 e^{\gamma_2 x} dx. \quad (13)$$

Для того чтобы оценить момент перехода \tilde{t} от одного типа колебаний к другому, будем считать, что поведение функции $s(t)$ описывается первым слагаемым выражения (13): $\tilde{s}(t) = -s_s(\exp(-\gamma_2 t) - 1)$, а второе слагаемое представляет собой некоторую поправку, которая лишь корректирует поведение $\tilde{s}(t)$. Так как второе слагаемое выражения (13) всегда больше нуля, можно сделать вывод, что функция $s(t)$ не меньше $\tilde{s}(t)$ для любых $t > 0$. Таким образом, приходим к выводу, что наши оценки \tilde{t} будут заниженными. Найдем \tilde{t} из условия $\tilde{s}(\tilde{t}) = s_c$:

$$\tilde{t} = -\frac{2}{\gamma_2} \ln\left(\frac{\beta}{\omega_L}\right). \quad (14)$$

Вернемся теперь к уравнению (10) и рассмотрим его решения в предельных случаях $s = 0$, $s = s_s$ и $s = s_c$, то есть выясним, как ведет себя разность населенностей в начале и в конце действия возбуждающего поля, а также в момент перехода от одного типа колебаний к другому. Будем считать, что рассматриваемые нами временные интервалы (вблизи $t = 0$; τ_p ; \tilde{t}) настолько малы, что релаксационные процессы не оказывают значительного влияния на поведение сигнала нутации в эти промежутки времени. При $s = 0$ уравнение (10) переходит в

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = \left(-\beta^2 + \frac{\omega_L^2}{2}\right) n - \frac{\omega_L^2}{2} n^3.$$

Решение этого уравнения имеет вид: $n(t) = \text{cn}(\beta t; \omega_L^2/4\beta^2)$, а период колебаний определяется выражением:

$$T = \begin{cases} (4/\beta) K(\omega_L^2/4\beta^2), & \omega_L^2/4\beta^2 < 1, \\ (2/\beta) \text{Re}(K(\omega_L^2/4\beta^2)), & \omega_L^2/4\beta^2 > 1. \end{cases}$$

На больших временах, когда $s = s_s$, уравнение (10) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = -\beta^2 n - \frac{\omega_L^2}{2} n^3.$$

При этом следует учесть, что $n^3 \ll n$ в конце действия импульса, следовательно, его влиянием можно пренебречь. Следовательно, поведение сигнала нутации в конце действия импульса будет описываться функцией $\cos(\beta t)$, а период будет равен $T = 2\pi/\beta$, причем T не зависит от частоты Лоренца.

В последнем случае при $s = s_c$ уравнение (10) преобразуется к

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = -\frac{\omega_L^2}{2} n^3.$$

Решение этого уравнение имеет вид: $n(t) = \text{cn}(\omega_L/\sqrt{2}t; 1/2)$, а период колебаний равен $T = 4\sqrt{2}/\omega_L K(1/2) \approx 10.5/\omega_L$

На рис. 3 представлены кривые обратных периодов колебаний разности населенностей уровней в зависимости от отношения частоты Лоренца к частоте Раби. Из рисунка видно, что возможно три режима осцилляции сигнала нутации:

- 1) частота в начале импульса меньше частоты в конце импульса;
- 2) частота в начале импульса больше частоты в конце импульса; выполняется для больших ω_L ;
- 3) частоты осцилляции в начале и в конце импульса совпадают; этот режим возможен в случае малых ω_L и случае, соответствующем пересечению кривой а) с прямой б) в точке А (см. рис. 3).

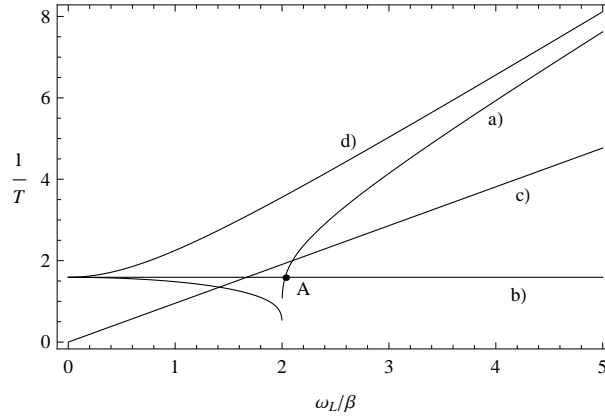


Рис. 3. Зависимость обратного периода колебаний сигнала нутации от отношения ω_L/β . Кривая а) соответствует колебаниям в начале действия импульса; б) – колебаниям в конце действия импульса; в) – колебаниям в момент $t = \tilde{t}$; д) – $1/2\pi\sqrt{\beta^2 + \omega_L^2}$

Указанные три режима осцилляций соответствуют определенным сценариям преобразования потенциальной кривой в момент действия импульса: 1) двухъямный потенциал со временем трансформируется в одноямный; 2) одноямный потенциал трансформируется в двухъямный, при этом колебания будут происходить в одной из ям; 3) потенциал остается одноямным, преобразуется его форма. Из сказанного можно сделать вывод, что к концу действия возбуждающего импульса ангармонизм, вызванный влиянием локального поля, подавляется под действием релаксационных процессов и не может наблюдаться экспериментально. Однако о влиянии локального поля можно судить по отличию периодов осцилляций сигнала нутации в начале и в конце действия импульса, а скорость фазовой релаксации можно оценивать по моменту перехода от одного типа колебаний к другому. Особое внимание заслуживает кривая д) на рис. 3. Как видно, она хорошо описывает характер осцилляций в слабом поле [3] и в сильном поле. Однако она не справедлива для ситуации, когда $\omega_L \sim \beta$.

Перейдем теперь к изучению влияния параметра α на сигнал нестационарной оптической нутации. Обсудим сначала результаты численных расчетов. Временное поведение сигнала нестационарной нутации в квантовых точках представлено на рис. 2 для различных значений параметра α . Сигнал нутации содержит осцилляции на двух частотах, которые разделены во времени. Момент времени, при котором происходит переход от большей частоты осцилляций к меньшей, зависит от скорости фазовой релаксации и величины α : с увеличением α указанный выше переход происходит на меньших временах. Так как α можно считать малой величиной по сравнению с γ_2 , то для оценки указанного момента перехода можно воспользоваться формулой:

$$\tilde{t} = -\frac{2}{\gamma_2 + \alpha} \ln\left(\frac{\beta}{\omega_L}\right).$$

4. Выводы

Таким образом, в работе было детально изучено влияние эффектов локального поля на осцилляции Раби в наноструктурах с квантовыми точками. Было показано, что при возбуждении квантовых точек ультракоротким импульсом становятся возможными четыре различных типа колебаний в сигнале нутации. В случае, когда

длительность возбуждающего импульса такова, что необходимо учитывать релаксационные процессы, в сигнале нестационарной нутации может происходить переход от одного типа колебаний к другому. При этом момент времени такого перехода является функцией скорости фазовой релаксации и параметра ее нелинейности. Показано, что в начальные моменты времени осцилляции происходят с частотой, зависящей от отношения β/ω_L , а в конце действия возбуждающего импульса колебания происходят с частотой β . Таким образом, можно сделать вывод, что релаксационные процессы подавляют ангармонизм, вызванный влиянием локального поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Белорусского РФФИ № Ф08М-180 и № Ф08Р-196, а также интеграционного проекта № Ф09СО-013.

Summary

G.A. Rusetsky, O.Kh. Khasanov. Dynamics of Exciton Transitions in Semiconductor Nanostructures with Quantum Dots.

The work deals with the influence of local field effects on the dynamics of exciton transitions in semiconductor structures with quantum dots. It is shown that in the field of ultrashort light pulse the dynamic frequency shift leads to the realization of oscillations of four types including bifurcational mode. The Rabi oscillations in the field of long pulse, when the phase relaxation effect becomes substantial, are analyzed. It is shown that in this case three modes of oscillations are realized. In addition, the transition from one oscillation frequency to another is observed. The moment of transition is determined by the phase relaxation rate and the value of its nonlinearity.

Key words: quantum dots, semiconductor nanostructures, nutation, nonlinear dynamics, dynamic frequency shift, nonlinear character of phase relaxation.

Литература

1. Wang H., Ferrio K., Steel D.G., Hu Y.Z., Binder R., Koch S.W. Transient Nonlinear Optical Response from Excitation Induced Dephasing in GaAs // Phys. Rev. Lett. – 1993. – V. 71, No 8. – P. 1261–1264.
2. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М., Нелинейные колебания. – М.: Физматлит, 2002. – 315 с.
3. Хасанов О.Х., Русецкий Г.А., Афанасьев А.А., Власов Р.А., Смирнова Т.В., Федотова О.М. Затухание свободной поляризации в средах с ближним диполь-дипольным межатомным взаимодействием. // Опт. и спектр. – 2003. – Т. 95, № 4, – С. 683–689.

Поступила в редакцию
18.01.10

Русецкий Григорий Александрович – младший научный сотрудник Научно-практического центра по материаловедению НАН Беларуси, г. Минск.

E-mail: *grischika@tut.by*

Хасанов Олег Хайруллоевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Научно-практического центра по материаловедению НАН Беларуси, г. Минск.

E-mail: *khasanov@ifttp.bas-net.by*