

Альберт АЛЕКСАНИЯН
д.ф.-м.н., профессор АрГУ
E-mail: alalbert@inbox.ru

Армен АЛЕКСАНИЯН
Разработчик полного стека flatclube
E-mail: alex.armen88@gmail.com

О ПОРОГЕ ГЕНЕРАЦИИ СТОКСОВА ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Показано, что в структурах туннельно-связанных квантовых точек возможна эффективная конверсия светового поля в импульсы терагерцового диапазона.

Ключевые слова: Стоксова частота, поляризация, восприимчивость, поперечная релаксация, резонансное ВКР, трехуровневая система, туннельно-связанные квантовые точки.

Ալ. Ալեքսանյան, Ա. Ալեքսանյան

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐՈՒՄ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՏՏՐՈՒՅԹՈՒՄ ՍՏՈՔՍԻ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓԵՆԵՐԱՅԻԱՅԻ ՇԵՄԻ ՄԱՍԻՆ

Ցույց է տրված, որ թունելային կապ ունեցող քվանտային կետերի կառուցվածքում հնարավոր է լուսային դաշտի էֆեկտիվ փոխակերպումը տերահերցային տիրույթի իմպուլսների:

Բանալի բառեր՝ Ստոքսի հաճախությունը, բևեռացում, ռեզոնանսային ՀԿՑ, եռմակարդակ համակարգ, ընկալողականություն, թունելային կապված քվանտային կետեր:

Al. Aleksanyan, A. Aleksanyan

ON THE THRESHOLD OF GENERATION OF THE STOKES RADIATION OF THE TERAHERTZ RANGE ON QUANTUM DOTS

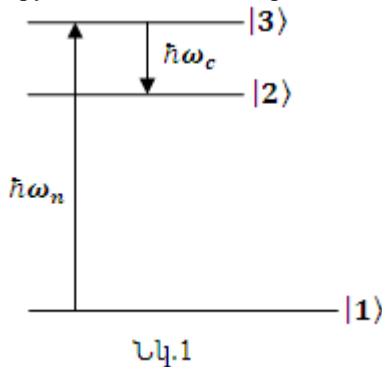
It is shown that in the structures of tunnel-coupled quantum dots, the effective conversion of the light field into terahertz pulses is possible

Key words: Stokes frequency, polarization, susceptibility, transverse relaxation, resonant stimulated Raman scattering, three-level system, tunnel-coupled quantum dots.

1. Известно, что спектроскопия резонансного вынужденного комбинационного рассеяния (РВКР) света широко используется для исследования полупроводниковых квантовых точек (КТ) [1,2] обеспечивая прямую информацию о фононной подсистеме и электрон-фононном взаимодействии. Эти данные очень важны, в частности, для построения улучшенной модели КТ.

С другой стороны, если структуру из КТ, способную к вынужденному комбинационному рассеянию, поместить в оптический резонатор (заметим, что и сама структура из КТ может служить резонатором), то при наличии поля лазерной накачки усиление стоксовой компоненты способно скомпенсировать потери, и на частоте ω_c возникает генерация. Другими словами, генерация при РВКР представляет собой практический способ преобразования излучения импульсных лазеров в когерентное излучение терагерцевого диапазона. Действительно, при подборе КТ соответствующего размера можно добиться расстояния между уровнями лежащего в этом диапазоне частот.

2. Для выявления основных особенностей РВКР в структурах с КТ, рассмотрим три уровня (рис.1) один из которых $|1\rangle$ находится в пределах валентной зоны, а два других $|2\rangle, |3\rangle$ в зоне проводимости.



В такой трехуровневой схеме предполагается наличие электрической дипольной связи между состояниями определенной четности, причем, состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$, состояние $|3\rangle$ имеют противоположенную четность. Энергия вводится в структуру на частоте ω_n , генерация (рамановские колебания) на стоксовой частоте ω_c . Однако, правила отбора для одной точки запрещают электродипольные переходы $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Для преодоления этой проблемы в $|3\rangle$ предложено использовать гетероструктуры с попарно туннельно-связанными вертикально

складированными КТ. В [3] были получены выражения для матричных элементов дипольного момента (из-за громоздкости мы здесь их не воспроизводим).

3. Рассмотрим пороговые условия двухфотонного РВКР в трехуровневой системе на чисто электронных уровнях.

Пусть на КТ действует бигармоническое поле

$$E = \frac{1}{2} E_n(z, t) \exp[i(\omega_n t - k_n z)] + \frac{1}{2} E_c(z, t) \exp[i(\omega_c t - k_c z)] + \text{к. с.}$$

В условиях резонанса имеем

$$|\omega_n - \omega_{31}| \ll \omega_{31} |\omega_c - \omega_{32}| \ll \omega_{32} \\ |\omega_n - \omega_c - \omega_{21}| \ll \omega_{c2}.$$

Трехуровневая система описывается матрицей плотности ρ_{ik} .

В приближении вращающейся волны $\rho_{ik} = \bar{\rho}_{ik}(t) e^{i(\omega_n t - k_n z)}$ система уравнений для медленно меняющихся величин приобретает следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}_{13}}{\partial t} + L_{13}(\omega_n) \bar{\rho}_{13} &= \frac{\mu_{13}}{2i\hbar} (\rho_{11} - \rho_{33}) E_n + \frac{\mu_{23}}{2i\hbar} E_c \bar{\rho}_{12} \\ \frac{\partial \bar{\rho}_{32}}{\partial t} + L_{32}(-\omega_c) \bar{\rho}_{32} &= -\frac{\mu_{32}}{2i\hbar} (\rho_{22} - \rho_{33}) E_c^* - \frac{\mu_{31}}{2i\hbar} E_n^* \bar{\rho}_{12} \\ \frac{\partial \bar{\rho}_{12}}{\partial t} + L_{12}(\omega_n - \omega_c) \bar{\rho}_{12} &= \frac{\mu_{32}}{2i\hbar} E_c^* \bar{\rho}_{13} - \frac{\mu_{13}}{2i\hbar} E_n \bar{\rho}_{32} \\ L_{ik}(\omega) &= i(\omega + \omega_{ik}) + \frac{1}{\tau_{ik}}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -(w_{12} + w_{13})\rho_{11} + w_{21}\rho_{22} + w_{31}\rho_{33} + \frac{1}{2i\hbar}(-\mu_{13}\rho_{13}E_{\text{л}} + \mu_{31}\bar{\rho}_{13}E_{\text{л}}^*), \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= w_{12}\rho_{11} - (w_{21} + w_{23})\rho_{22} + w_{32}\rho_{33} + \frac{1}{2i\hbar}(-\mu_{23}\bar{\rho}_{32}E_c + \mu_{32}\bar{\rho}_{23}E_c^*), \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &\equiv 1,\end{aligned}$$

где τ_{ik} -времена поперечных, а w_{ik}^{-1} - продольных релаксаций между i -ым и k -ым уровнями, μ_{ik} - матричные элементы дипольных переходов, $\mu_{kk} = 0$, быстрыми осцилляциями пренебрегаем.

Компонента поляризации P_2 , на стоксовой частоте ω_c , содержащая множитель $e^{i\omega_c t}$ вычисляется из соотношения

$$P_2(\omega_c) = n(\bar{\rho}_{23}\mu_{32} + \text{к.с.}).$$

Из

$$\bar{P}_2 = \varepsilon_0 \chi \bar{E}_2.$$

Находим восприимчивость

$$\chi = \frac{in|\mu_{13}|^2|\mu_{23}|^2\tau_{12}\tau_{13}\tau_{23}}{36\hbar^3\varepsilon_0}|\bar{E}_1|^2 \quad (1)$$

здесь было принято упрощенное предположение, что длительность импульса лазерного и стоксова излучения много больше времени поперечных релаксаций ($\tau_{12}, \tau_{13}, \tau_{23} \ll \tau_{\text{л,с}}$).

4. Оценим порог генерации на частоте ω_c , подставив (1) в уравнение для поля в резонаторе [4]

$$\ddot{E}(\omega_c) + \frac{1}{\tau_\phi}\dot{E}(\omega_c) + \omega_c^2 E(\omega_c) = -\frac{1}{\varepsilon}\ddot{P}(\omega_c),$$

где $\frac{E(\omega_c)}{\tau_\phi}$ - характеризует потери энергии, τ_ϕ -время жизни фотона в резонаторе.

Так как

$$E(\omega_c) = \frac{\bar{E}(\omega_c)}{2}e^{i\omega_c t} + \text{к.с.},$$

то пороговое условие можно записать в следующем виде

$$\frac{i\omega_c}{\tau_\phi}\bar{E}_2 = \frac{\omega_c^2\varepsilon_0}{2}\chi E_2. \quad (2)$$

Учитывая (1) и (2) имеем

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{\omega_c\varepsilon_0}{2} \frac{n|\mu_{23}|^2|\mu_{13}|^2\tau_{13}\tau_{12}\tau_{23}}{36\hbar^2} |L(\omega_{12})|^2 |\bar{E}_1|^2,$$

где $|L|^2$ -фактор усиления локального поля [4].

Литература

1. Алексанян Ал.Г. и др. Ученые записки АрГУ, 1/2015, с.45-49.
2. Алексанян Ал.Г. Двухфотонные электродипольные переходы между двумя уровнями туннельно-связанных квантовых точек.
3. Пантел Р., Путхофф Г. Основы квантовой электроники. М., Мир 1972г.
4. Scamarcia G., Spagnolo V., et al. Phys. Rev. B, 1996 v.53, N16, p.10489.
5. Shiang J.J., Risbud S.H., Alivisatos A.P. Chem. Phys., 1993, v.98, N11, p.8432.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта SCS 16.10-006 Арцахской Республики.

Статья рекомендована к печати членом редакционной коллегии, д.ф.м.н. А.М. Хачатряном.