

УДК 621.315

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В МЕХАНИЗМАХ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

АЛ. Г. АЛЕКСАНИЯ

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 31 марта 2003 г.)

На основе диполь-дипольного взаимодействия рассмотрена роль переноса энергии в механизмах безызлучательной релаксации энергии в квантовых точках.

Известно что новый класс твердотельных объектов пониженной размерности – квантовые точки (КТ), открывает новые возможности как в фундаментальных исследованиях, так и для приборных применений [1].

Использование массивов КТ, включая вертикально-связанных (ВСКТ), в качестве активной области инжекционного полупроводникового лазера, позволило создать лазеры с уникальными характеристиками [2] (высокая температурная стабильность пороговой плотности тока, высокое значение параметра превышения инверсии, гигантские коэффициенты удельного усиления и т.д.).

Одним из основных параметров, определяющих коэффициент усиления, является время релаксации в основное состояние КТ. Экспериментальные оценки скорости межуровневой релаксации показали, что релаксация в основное состояние КТ осуществляется быстрее, если энергетическое расстояние между основным и возбужденным состояниями равно целому числу LO-фононов [2]. В то же время был обнаружен факт наличия эффективной релаксации также и для нерезонансных носителей заряда; более того, скорость релаксации растет в структурах с ВСКТ [3].

Безызлучательные межуровневые переходы в КТ, по всей видимости, в основном определяются взаимодействием двух типов. Первый – это электрон-фононное взаимодействие, приводящее к переносу энергии между различными состояниями в отдельной КТ. Второй – взаимодействие между активными КТ, приводящее к переносу энергии между различными точками. Действительно, с увеличением концентрации КТ,

что всегда желательно для повышения коэффициента усиления, возрастает и роль процессов переноса энергии в механизмах релаксации энергии в КТ.

Цель настоящей работы – выявление роли передачи энергии возбуждения в эффективной релаксации для нерезонансных (парциальные частоты отличаются, но находятся в пределах спектральных линий взаимодействующих КТ) носителей заряда.

Двухуровневую квантовую систему с конечным временем жизни верхнего уровня можно уподобить классическому осциллятору с затуханием. Поэтому для оценки процесса переноса энергии, в качестве исходной, принимаем модель двух связанных КТ-осцилляторов, описываемую следующей системой дифференциальных уравнений [4]:

$$\begin{aligned}\ddot{z}_1 + 2\gamma_1 \dot{z}_1 + \omega_{01}^2 z_1 &= \chi_{21} z_2, \\ \ddot{z}_2 + 2\gamma_2 \dot{z}_2 + \omega_{02}^2 z_2 &= \chi_{12} z_1,\end{aligned}\quad (1)$$

где $2\gamma_1$ и $2\gamma_2$ – скорости релаксации осцилляторов, χ_{12} и χ_{21} – связь между ними.

Для рассматриваемой задачи наиболее интересным представляется случай, когда возбужденное состояние КТ-осциллятора (пусть это будет второй), быстро релаксирует, т. е. для этой КТ точно выполняются условия резонанса. В рамках принятой модели это означает, что для затуханий, входящих в (1), выполняется $\gamma_2 \gg \gamma_1$. Решение системы (1) хорошо изучено в теории колебаний [4], где показано, что наличие связи между осцилляторами увеличивает затухание первого осциллятора. При этом имеет место следующее соотношение:

$$\gamma_{\text{эфф}} = \gamma_1 + \frac{\chi^2}{4\omega^2\gamma_2} \frac{\gamma_2^2}{\Delta^2 + \gamma_2^2}, \quad (2)$$

где $\Delta = \omega_{01} - \omega_{02}$, $\chi^2 = \chi_{12}\chi_{21}$.

Далее, для определения правой части уравнений (1), куда входят амплитуды соответствующих КТ-осцилляторов, мы будем учитывать квантовую природу КТ.

Если ось z выбрать в направлении, соединяющем центры вертикально складированных КТ, то матричные элементы энергии взаимодействия будут иметь вид [5]

$$\begin{aligned}\langle n'_1, n'_2 | V | n_1, n_2 \rangle &= \frac{e^2}{\epsilon R^3} (\langle n'_1 | x_1 | n_1 \rangle \langle n'_2 | x_2 | n_2 \rangle + \\ &+ \langle n'_1 | y_1 | n_1 \rangle \langle n'_2 | y_2 | n_2 \rangle - 2 \langle n'_1 | z_1 | n_1 \rangle \langle n'_2 | z_2 | n_2 \rangle),\end{aligned}\quad (3)$$

где R – расстояние между КТ, n_1 и n_2 – наборы квантовых чисел, характеризующие стационарные состояния невзаимодействующих КТ, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды матрицы, $\langle |z_1| \rangle$, $\langle |z_2| \rangle$ и подоб-

ные члены – матричные элементы первой и второй КТ.

Для вычисления матричных элементов дипольного момента выберем КТ с потенциалом ограничения в форме непроницаемого сплюснутого эллипсоида [6]. При этом в адиабатическом приближении волновые функции, соответствующие нижней части спектра, имеют вид

$$\Psi_{mN}(x, y, z) = U_c(r) (\sqrt{\pi} \Omega_0 b(\rho) 2^{N-1} N! \rho_0)^{-1/2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_0^2}\right) \times \\ \times H_N\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \sin \frac{\pi(m+1)[z+b(\rho)/2]}{b(\rho)}, \quad (4)$$

где $b(\rho) = 2b_0 \sqrt{1 - \rho^2/a_0^2}$, $\rho \ll a_0$, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\rho_0 = \sqrt{2a_0 b_0 / \pi(n+1)}$, a_0 и b_0 – полуоси эллипсоида, H_N – полином Эрмита N -го порядка, $U_c(r)$ – модулирующий множитель блоховской функции, Ω_0 – объем элементарной ячейки материала КТ, m и N – соответственно квантовые числа для быстрой и медленной подсистем.

Используя свойства ортогональности волновых функций (4), получим

$$\langle n'_i | z_i | n_i \rangle = \frac{\hbar}{m^* b_i \omega_{mm'}} \frac{4(m'+1)(m+1)}{(m'-m)(m'+m+2)} \delta_{m'-m, k \pm 1} \delta_{NN'}, \quad (5)$$

$$\langle n' | \rho_i | n \rangle = \frac{\hbar}{m^* \rho_0 \omega_{NN'}} \left[\sqrt{N+1} \delta_{N', N+1} + \sqrt{N} \delta_{N', N-1} \right] \delta_{mm'}, \quad (6)$$

где m^* – эффективная масса носителя заряда, $i = 1, 2$.

Отметим, что при вычислении интегралов (5) и (6) мы считали, что $b \approx 2b_0$. Из (5) видно что межуровневые переходы в быстрой подсистеме могут происходить при фиксированном квантовом числе медленной подсистемы.

Далее, рассматривая переходы между основным ($m=0, N=0$) и возбужденным ($m=1, N=0$) состояниями с учетом (5), для (3) имеем

$$\langle 0, 0; 1, 0 | V | 0, 1; 0, 0 \rangle = -\frac{6,3e^2 b_1 b_2}{\pi^2 \varepsilon R^3}. \quad (7)$$

Так как правые части (1) $\chi_{21} \cdot z_2 = F_{21}/m^*$, $\chi_{12} \cdot z_1 = F_{12}/m^*$, а силы F_{12} и F_{21} , действующие со стороны каждого осциллятора на другой, находим из (7), то для χ^2 имеем

$$\chi^2 \approx \frac{40e^4}{\pi^4 m^* \varepsilon^2 R^6}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (2), для выбранной модели КТ находим эффективную скорость релаксации.

Заметим, что влияние формы ограничивающего потенциала, по всей видимости, скажется на численном значении коэффициента в (8). Так, например, для КТ сферической формы, при рассмотрении переходов между основным $|1,0,0\rangle$ и возбужденным $|2,1,0\rangle$ состояниями сохраняются только матричные элементы $\langle z \rangle$ [5]. Естественно, вычисление интегралов в (3) с другими огибающими функциями приведет лишь к изменению значения численного коэффициента.

В заключение отметим, что наряду с диполь-дипольным механизмом в ВСКТ возможен и туннельный обмен носителями заряда. При этом первая КТ оказывается в основном состоянии, а вторая – в возбужденном (для него уже выполняются резонансные условия).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.И.Алферов. ФТП, 32, 3 (1998).
2. Н.Н.Леденцов и др. ФТП, 32, 27 (1998).
3. D.Bimberg et al. IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron., 3, 196 (1997).
4. В.В.Мигулин и др. Основы теории колебаний. М., Наука, 1978.
5. Д.Бом. Квантовая теория. М., Наука, 1965.
6. В.М.Галицкий и др. Задачи по квантовой механике. М., Наука, 1981.

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐՈՒՄ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ
ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԱՆՃԱՌԱԳԱՅԹ ՌԵԼԱՔՍԱՅԻԱՅԻ ՄԵԽԱՆԻԶՄՆԵՐՈՒՄ

Ա.Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ

Քվանտային կետերի դիպոլ-դիպոլ փոխազդեցության հիման վրա քննարկված է էներգիայի փոխանցման դերը լիցքակիրների անճառագայթ ռելաքսացիայի մեխանիզմներում:

PROCESSES OF ENERGY TRANSMISSION IN MECHANISMS OF NONRADIATIVE ENERGY RELAXATION IN QUANTUM DOTS

AL. G. ALEXANIAN

On the basis of dipole-dipole interaction the role of energy transmission in mechanisms of nonradiative energy relaxation in quantum dots is considered.