

УДК 621.315

О КРАСНОМ СМЕЩЕНИИ ЭНЕРГИИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МАССИВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА

Ал. Г. АЛЕКСАНИЯН

Арцахский государственный университет, Степанакерт

(Поступила в редакцию 1 марта 2007 г.)

Рассчитан коэффициент поглощения массива квантовых точек в условиях динамического эффекта Штарка. Показано, что при $\omega_1 > \omega_0$ имеет место красное смещение энергии оптических переходов.

1. Введение

В последнее время значительно возрос интерес к исследованиям нелинейных оптических свойств структур с квантовыми точками (КТ) [1]. Структуры с КТ позволяют изучать широкий спектр квантовых эффектов без обращения к природным атомным и ионным системам [2]. Это может служить основой для создания новых оптоэлектронных приборов, а также использоваться при разработке и реализации новых методов обработки и передачи информации [3]. Наблюдаемый эффект усиления оптических нелинейностей (амплитуда поля может принимать, в зависимости от параметров системы, значения от 10 до 10^3 В/см) по сравнению с объемным материалом в первую очередь связывается с локализацией волновых функций.

Использование структур с КТ в качестве лазерных сред, способных интегрироваться в монолитные схемы, предопределяет задачи, связанные с изучением в них различных нелинейных эффектов. В частности, с точки зрения приложений, вызывает интерес эффект Штарка, приводящий к перестройке частоты оптического перехода с помощью электрического поля [4]. Заметим, что в объемных полупроводниках, во всяком случае для зонных состояний, наблюдение эффекта Штарка (штарковская лестница) трудно осуществить, так как при возрастании электрического поля наиболее вероятным становятся электрический пробой и междузонное туннелирование [5].

В постоянном электрическом поле F квантовая система с определенной энергией E приобретает дополнительную энергию ΔE и, как следствие, уровень E , которому соответствует одно возможное состояние, смещается на величину $\Delta E \sim F^2$.

В быстро осциллирующем поле, где существенными могут стать квантовые переходы, энергия вносимая в среду КТ, в основном будет определяться изменением разности населенностей n . Таким образом, в осциллирующем поле, как будет показано, кроме амплитуды

литуды поля, появляется еще один параметр управления свойствами системы – частота "сильного поля" ω_1 .

Цель настоящей работы – вычисление коэффициента поглощения массива КТ, в условиях динамического эффекта Штарка. Другими словами, рассматривается система с КТ, взаимодействующая с двумя полями частоты ω_1 и ω_2 . При этом вычисляется смещение кривой поглощения на частоте ω_2 , в зависимости от амплитуды и частоты ω_1 "сильного поля", а также его зависимость от параметров системы.

2. Теория

Количественные закономерности штарковского смещения получим, основываясь на наиболее распространенной модели для описания динамики поляризации среды (в нашем случае это КТ) – так называемое двухуровневое приближение [6]. Так как основным возбуждением в КТ являются локализованные электронно-дырочные пары [2], то их вклад в поляризацию $P(\mathbf{r}, t)$ системы будет описываться следующими уравнениями:

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{dP}{dt} + \omega_0^2 P = -2\omega_0 \frac{|\mu_{КТ}|^2 n}{\hbar} \ell F, \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{\tau_1} (n + n_{КТ}) = \frac{2}{\hbar \omega_0} \ell F \frac{dP}{dt}. \quad (2)$$

Здесь τ_2 – время релаксации поляризации, определяющее спектральную ширину линии, $\hbar \omega_0$ – энергия возбуждения электронно-дырочной пары в КТ, $\mu_{КТ}$ – матричный элемент дипольного момента, соответствующий этому переходу, $\ell = (\eta^2 + 2/3)^2$ – поправочный коэффициент Лоренца для локального поля [5], η – показатель преломления среды без учета рассматриваемого перехода, \hbar – постоянная Планка. В уравнениях (1) и (2) наряду с поляризацией фигурирует динамическая переменная $n = (n_{e-h} - n^{(0)})$ – разность населенностей, где n_{e-h} и $n^{(0)}$ – число заполненных КТ, в которых отсутствуют электронно-дырочные пары, так что $n_{КТ} = n_{e-h} + n^{(0)}$, τ_1 – время релаксации разности населенностей.

Вообще говоря, вследствие нелинейности системы уравнений (1)-(2), разность населенностей n , кроме нулевой гармоники, имеет высокочастотные компоненты, а если система взаимодействует с двумя полями различной частоты, то n содержит также суммарные и разностные компоненты [6].

Для определения величины штарковского смещения, в выражении для разности населенностей, кроме нулевой гармоники n_0 , необходимо учитывать разностную $n_{\omega_2 - \omega_1}$ и суммарную $n_{\omega_2 + \omega_1}$ компоненты разности населенностей, т.е.

$$n = n_0 + \frac{n_{\omega_2 - \omega_1}}{2} \exp[i(\omega_2 - \omega_1)t] + \frac{n_{\omega_1 + \omega_2}}{2} \exp[i(\omega_1 + \omega_2)t] + \text{к.с.} \quad (3)$$

При воздействии суммарного поля

$$F = \frac{F_1}{2} \exp(i\omega_1 t) + \frac{F_2}{2} \exp(i\omega_2 t) + \text{к.с.} \quad (4)$$

нас будет интересовать поляризация на частоте ω_2 , т.е. отклик среды КТ на пробную волну

частоты ω_2 :

$$P_{\omega_2} = \frac{P_2}{2} \exp(i\omega_2 t) + \text{к.с.} \quad (5)$$

Подставим (3)–(5) и соответствующие производные в (1) и (2). Приравнявая в (1) коэффициенты при $\exp(i\omega_2 t)$, а в (2) при $\exp[i(\omega_2 \pm \omega_1)t]$, находим

$$P_2 = -\frac{\omega_0 |\mu_{KT}|^2 \ell (2n_0 F_2 + n_{\omega_2 - \omega_1} F_1 + n_{\omega_2 + \omega_1} F_1^*)}{\omega_0^2 - \omega_2^2 + i(2\omega_2 / \tau_2)}. \quad (6)$$

а для глубины модуляции разности населенностей, соответственно, на разностной и суммарной частотах получаем

$$n_{\omega_2 - \omega_1} = \frac{\omega_2}{\hbar \omega_0 (\omega_2 - \omega_1)} P_2 F_1^*, \quad (7)$$

$$n_{\omega_2 + \omega_1} = \frac{\omega_2}{\hbar \omega_0 (\omega_2 + \omega_1)} P_2 F_1. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) были получены при условии $|\omega_2 - \omega_1| \tau_1 \gg 1$. Это условие уменьшает роль насыщения на частоте ω_1 . Известно [6], что насыщение приводит к индуцированному полем уширению линии перехода, что может в определенной степени замаскировать штарковское смещение.

Таким образом, учитывая (7) и (8) в (6), для комплексной восприимчивости и резонансной частоты ω_p получаем:

$$\chi = \frac{2\omega_2 |\mu_{KT}|^2 \ell n_{KT}}{\hbar \varepsilon_0 [\omega_p^2 - \omega_2^2 + i(2\omega_2 / \tau_2)]}, \quad (9)$$

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 + \frac{2\omega_2 |\mu_{KT}|^2 \ell |F_1|^2}{\hbar^2 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}. \quad (10)$$

Используя соотношение между коэффициентом поглощения α и мнимой частью восприимчивости ($\alpha = -\omega \text{Im} \chi / \eta c$) [6], находим

$$\alpha = \frac{2\omega_0 \omega_2 |\mu_{KT}|^2 (2\omega_2 / \tau_2) \ell n_{KT}}{\hbar \varepsilon_0 \eta c [(\omega_p^2 - \omega_2^2)^2 + (2\omega_2 / \tau_2)^2]}. \quad (11)$$

Имея в виду, что ω_p , ω_2 и ω_0 – величины одного порядка, для смещения энергии оптического перехода имеем:

$$\hbar \Delta \omega = \frac{\omega_0 |\mu_{KT}|^2 \ell |F_1|^2}{\hbar (\omega_0^2 - \omega_1^2)}. \quad (12)$$

Численная оценка при $\omega_0 - \omega_1 \gg \tau_1^{-1} = 10^9 \text{ с}$, $\ell = 10$, $|\mu_{KT}|^2 = 10^{-30} \text{ ед.СГСЭ}$, $\hbar \Delta \omega \approx 5 \times 10^{-14} F_1^2 \text{ эрг}$ показывает, что для $F_1 \approx 10^2 \text{ В/см}$ смещение энергии перехода составляет величину порядка 50 meV .

3. Заключение

Из формулы (12) видно, что в отличие от штарковского смещения в постоянном поле, в осциллирующем поле это смещение испытывает дисперсию в зависимости от частоты излучения. При $\omega_1 > \omega_0$ возможно наблюдение индуцированного осциллирующим полем красного смещения энергии оптических переходов.

Отметим, что в работах [7-10] наблюдали индуцированное встроенным электрическим полем красное смещение энергии оптических переходов. Явление, ответственное за это смещение, получило название квантово-размерного эффекта Штарка (КЭШ). Хотя явления, ответственные за смещение, возможно и имеют различную природу, такое поведение в осциллирующем поле, на наш взгляд, также возможно обозначить как КЭШ. Этот эффект открывает новые возможности для управления электрооптическими свойствами полупроводниковых гетероструктур с КТ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Н. Kuwatsuka, Н. Ishikawa.** Phys. Rev., **B50**, 5323 (1994).
2. **Н.Н. Леденцов** и др. ФТП, **32**, 385 (1998).
3. **К.А. Валиев.** УФН, **175**, 3 (2005).
4. **С.И. Покутний.** ФТП, **34**, 1120 (2000).
5. **Б. Ридли.** Квантовые процессы в полупроводниках. М., Мир, 1986.
6. **Л. Аллен, Дж. Эберли.** Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., Мир, 1978.
7. **A. Patane et al.** Appl. Phys. Lett., **77**, 2979 (2000).
8. **M. Gurioli et al.** Appl. Phys. Lett., **78**, 931 (2001).
9. **A. Lemaître et al.** Phys. Rev., **B63**, 161309 (R) (2001).
10. **М.М. Соболев** и др. ФТП, **36**, 1089 (2002).

ՀՏԱՐԿԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԷՖԵԿՏԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐԻ ՄԱՍԻՎՈՒՄ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ԿԱՐՄԻՐ ՇԵՂՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ

Կատարված է Շտարկի էֆեկտի դինամիկ պայմաններում քվանտային կետերի մասսիվի կլանման գործակցի հաշիվարկը: Ցույց է տրված, որ երբ $\omega_1 > \omega_0$ տեղի է ունենում օպտիկական անցումների էներգիայի կարմիր շեղումը:

RED SHIFT OF THE ENERGY OF OPTICAL ABSORPTION OF QUANTUM DOT
ARRAYS IN CONDITIONS OF DYNAMICAL STARK EFFECT

AI. G. ALEXANIAN

The absorption coefficient of quantum dot arrays in conditions of dynamical Stark effect is calculated. It is shown that when $\omega_1 > \omega_0$ a red shift of the energy of optical transitions takes place.