

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ РЕЗОНАТОРА ФАБРИ—ПЕРО ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

В. А. Залож, А. Х. Ротару, Г. Д. Шибаршина

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию явления оптической бистабильности (ОБ) в полупроводниках при резонансном возбуждении экситонов. В ряде работ явление ОБ наблюдалось экспериментально, в частности, в [1, 2] обнаружена ОБ при резонансном возбуждении экситонов мощными лазерными импульсами в слоистых кристаллах GaSe. Концентрация экситонов достигала при этом значения $n_{\text{ex}} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (большие уровни возбуждения). Характерным свойством наблюдаемой в [1, 2] ОБ является то, что при перестройке длины волны лазерного излучения в условиях сохранения его интенсивности менялся характер пропускания резонатора Фабри—Перо от бистабильного до линейного в случае, когда энергия фотона превышала энергию экситонного состояния, т. е. ОБ ухудшалась с ростом расстройки резонанса.

В данной работе предложен физический механизм (насыщение дипольного момента перехода), объясняющий ухудшение проявления ОБ с ростом расстройки резонанса между частотой возбуждающего поля и частотой экситонного перехода при больших уровнях возбуждения кристалла. Известно, что при больших концентрациях экситонов становится существенной кинематическая часть экситон-экситонного взаимодействия. Она обусловлена небезвестностью экситонных операторов и приводит к существенному уменьшению дипольного момента перехода из основного состояния кристалла в экситонное $d_{\text{эфф}} = d(1 - \chi n_{\text{ex}})$, где $\chi = 7\pi a_{\text{ex}}^3$, a_{ex} — радиус экситона. Нелинейность, связанная с эффектом насыщения дипольного момента перехода, является одним из возможных механизмов, обуславливающих наблюдаемую в [1, 2] ОБ при резонансном возбуждении экситонов.

Система уравнений, описывающая слабонеоднородные в пространстве и во времени когерентные экситоны и фотоны с учетом эффекта насыщения дипольного момента перехода из основного состояния кристалла в экситонное, приведена в [3]. Для волн, распространяющихся вдоль оси x , она имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial a}{\partial t} = \left(\hbar\omega_{\text{ex}} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) a - dE^+ + \frac{2d\chi}{V} a^+ a E^+ + \frac{d\chi}{V} a a E^- - i\gamma a, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E^+ = \frac{4\pi}{c^2} \frac{d}{v_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[a \left(1 - \frac{\chi}{V} a^+ a \right) \right], \quad (2)$$

где $a(x, t)$ — амплитуда когерентных экситонов, $E^+(x, t)$ — положительно-частотная часть переменного электромагнитного поля ($E^- = (E^+)^*$), χ — константа насыщения дипольного момента перехода, γ — затухание экситонного уровня, d — дипольный момент перехода из основного состояния кристалла в экситонное, ω_{ex} — предельная частота когерентных экситонов, v_0 — объем элементарной ячейки, V — объем кристалла.

ОБ в геометрии резонатора Фабри—Перо, зарегистрированная в [1, 2], в сущности является стационарной, поскольку длительность импульса ($\tau_{\text{им}} \sim 230 \text{ нс}$) больше характерных времен релаксаций ($\gamma^{-1} \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ нс}$).

Представим электромагнитное поле и амплитуду экситонной волны в резонаторе Фабри—Перо в виде суперпозиции прямой (с индексом f) и обратной (b) волн [4]. При стационарном пропускании для них легко получить систему нелинейных уравнений, используя приближение мед-

ленно меняющихся огибающих и пренебрегая эффектами пространственной дисперсии. Найти точное аналитическое решение этой системы уравнений невозможно, однако основные черты ОБ можно выявить в модели среднего поля^[5]. В этом случае с учетом граничных условий для резонатора Фабри—Перо^[4] получены уравнения состояния, описывающие зависимость между падающим на резонатор E_I прошедшим через него E_T полями. Вводя в рассмотрение безразмерные величины

$$x = \frac{E_T}{E_s \sqrt{T}}, \quad y = \frac{E_I}{E_s \sqrt{T}}, \quad z_{f,b} = \kappa n_{f,b}, \quad E_s^2 = \frac{\hbar^2 \gamma^2 v_0}{\kappa d^2}, \quad \delta = \frac{\Delta}{\gamma}, \quad (3)$$

где T — коэффициент пропускания резонатора, $n_{f,b} = a_{f,b}^+ a_{f,b}$ — плотность экситонов для прямой и обратной волны, а $\Delta = \omega - \omega_{\text{ex}}$ — расстройка

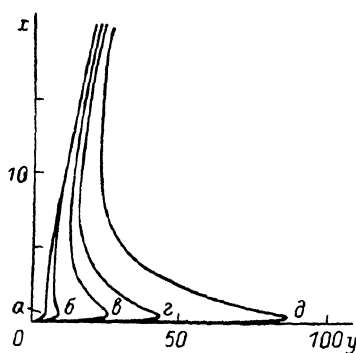


Рис. 1. Кривые зависимости амплитуды выходящего из резонатора излучения x от амплитуды падающего y при расстройке резонанса $\delta=0$ и различных значениях параметра бистабильности C , равных: $a - 5$, $b - 10$, $c - 30$, $d - 50$, $e - 100$.

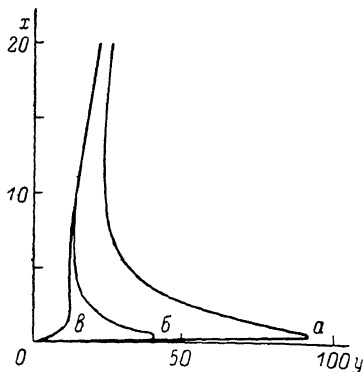


Рис. 2. Кривые зависимости амплитуды выходящего из резонатора излучения x от амплитуды падающего y при $C=100$ и различных значениях расстройки резонанса δ , равных: $a - 0$, $b - 1$, $c - 5$.

резонанса между частотой электромагнитной волны ω и частотой экситонного перехода ω_{ex} , запишем уравнение состояния в виде

$$y = x + 2C \frac{z_f(L) + z_b(L)}{x}. \quad (4)$$

Нормированные плотности экситонов $z_{f,b}(L)$ на торце резонатора длиной L определяются из соотношений

$$z_f(L) \{ [1 - z_f(L) - 2z_b(L)]^{-2} + \delta^2 [1 - 2z_f(L) + z_b(L)]^2 [16z_f(L)z_b(L) - (1 - 3z_b(L) - 2z_f(L))(1 - 3z_f(L) - 2z_b(L))]^{-2} \} = x^2, \quad (5)$$

$$z_b(L) \{ [1 - z_b(L) - 2z_f(L)]^{-2} + \delta^2 [1 - 2z_b(L) + z_f(L)]^2 [16z_f(L)z_b(L) - (1 - 3z_b(L) - 2z_f(L))(1 - 3z_f(L) - 2z_b(L))]^{-2} \} = Rx^2. \quad (6)$$

Здесь $C = \alpha L / 4T$ — константа ОБ, $R = 1 - T$ — коэффициент отражения, α — коэффициент линейного поглощения света^[4]. Уравнения (4)–(6) являются уравнениями теории ОБ в модели среднего поля в экситонной области спектра с учетом эффекта насыщения дипольного момента перехода для геометрии резонатора Фабри—Перо.

Из уравнений (4)–(6) следует, что они инвариантны относительно замены δ и $-\delta$. Этот факт существенно отличается от того, что имело место в теории ОБ в экситонной области спектра при учете экситон-экситонного взаимодействия, где соответствующие уравнения состояния инвариантны относительно замены δ на $-\delta$ и ν на $-\nu$, где ν — константа экситон-экситонного взаимодействия.

На рис. 1 представлены результаты численного счета гистерезисных кривых $x(y)$, т. е. амплитуды выходящего поля от амплитуды падающего при расстройке резонанса $\delta=0$ и различных значениях параметра ОБ S . Видно, что зависимость $x(y)$ характеризуется гистерезисным циклом. При увеличении константы S условия наблюдения ОБ улучшаются.

На рис. 2 показано влияние расстройки резонанса на ОБ с учетом эффекта насыщения. Как видно, по мере увеличения относительной расстройки резонанса ширина гистерезисной кривой уменьшается. При этом знак расстройки несуществен, поскольку в уравнение состояния расстройка входит в виде δ^2 . Это согласуется с результатами эксперимента [1, 2].

Таким образом, проведенное нами исследование ОБ позволяет сделать вывод, что наблюдаемая в [1, 2] ОБ при больших уровнях возбуждения кристалла по крайней мере качественно обусловлена эффектом насыщения дипольного момента перехода из основного состояния кристалла в экситонное при больших концентрациях экситонов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бакиев А. М., Днепровский В. С., Ковалюк З. Д., Стадник В. А. ДАН СССР, 1983, т. 271, № 3, с. 611—614.
- [2] Бакиев А. М., Днепровский В. Ф., Ковалюк З. Д., Стадник В. А. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 10, с. 493—496.
- [3] Москаленко С. А., Хаджи П. И., Ротару А. Х. Солитоны и нутация в экситонной области спектра. Кишинев: Штиинца, 1980. 195 с.
- [4] Ротару А. Х., Хаджи П. И., Базнат М. И., Шибаршина Г. Д. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 535—542.
- [5] Bonifacio R., Lugialo L. A. Lett. Nuovo Cimento, 1978, vol. 21, N 15, p. 517—521.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
30 октября 1987 г.
В окончательной редакции
8 февраля 1988 г.

УДК 537.635.539.893

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ВЛИЯНИЕ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ НА СПЕКТР ЭПР ИОНОВ Fe^{3+} В $AlCl_3 \cdot 6H_2O$

В. Н. Васюков, Г. Я. Самсонова

При изучении магнитных примесных центров Cr^{3+} и Fe^{3+} в кристалле $AlCl_3 \cdot 6H_2O$, проведенном в [1-3], предполагалось, что электрическое кристаллическое поле, действующее на примесный ион, в основном определяется ближайшим окружением, а наличие в спиновом гамильтониане параметра начального расщепления D свидетельствует о тригональном искажении ближайшего октаэдра молекул воды. В [3] на основе исследования влияния осевого сжатия на спектр ЭПР иона Fe^{3+} в $AlCl_3 \cdot 6H_2O$ получена оценка угла искажения октаэдра $\beta - \beta_0 = 5.2^\circ$.

Согласно кристаллографическим данным [4], в кристалле $AlCl_3 \cdot 6H_2O$ октаэдр молекул воды, окружающий ион Al^{3+} , не искажен, поэтому вызывает сомнение столь большая величина угла искажения $\beta - \beta_0$ [3], вызванная изовалентным замещением Al^{3+} на Fe^{3+} .

При описании зависимости D от осевого давления в [3] учитывалась только деформация, изменяющая форму окружения, и пренебрегалось вкладом конформного изменения структуры, которое для отдельных кристаллов [2, 5] может быть существенным.

С целью выявления вклада конформного изменения окружения в параметр спинового гамильтониана D целесообразно проведение исследования влияния всестороннего давления на спектр ЭПР иона Fe^{3+} в $AlCl_3 \cdot 6H_2O$.