

Нелинейное магнито-оптическое поглощение в полупроводнике

© К.Ю. Зенкова, А.А. Зинченко, Б.М. Ницович

Черновицкий государственный университет,
58012 Черновцы, Украина

E-mail: os-dpt@phys.chsu.cv.ua

(Поступила в окончательном виде 1 июня 2000 г.)

Исследуется влияние внешнего магнитного поля на оптические характеристики экситонных спектров полупроводника. Показано, что диамагнитный сдвиг экситонного уровня существенно изменяет динамику экситонного поглощения. Объединение электронных и магнитных свойств кристалла в экситонной области частот открывает новые возможности контроля за бистабильным поведением кристалла. Выявлено, что магнито-оптический отклик полупроводника на лазерное излучение порождает бистабильные петли, причем как по интенсивности падающего света, так и по величине магнитного поля.

На пути взаимодействия лазерного излучения с нелинейной средой лежат наиболее перспективные возможности создания новых оптических информационных систем, которые базируются на принципах оптической бистабильности (ОБ) [1]. Особый интерес вызывают оптические исследования полупроводниковых материалов в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Возникновение двух и более стабильных оптических состояний кристалла именно в области экситонных частот открывает новые возможности не только записи и сохранения оптической информации, но и управления процессом развития нелинейных явлений с установлением их конкретных характеристических параметров при изменении внешних факторов [2]. Возможны различные механизмы реализации ОБ, при которых возникновение гистерезисной петли в пропускании света связано как с изменением параметров лазерного излучения — частоты, интенсивности [3], поляризации [4], так и внешних факторов — давления, температуры [5], магнитного поля и т.п.

Целью настоящей работы является исследование зависимости характера экситонного поглощения лазерного излучения от магнитного поля. В слабых внешних магнитных полях положение экситонного уровня определяется квадратом напряженности поля \mathbf{H} [6]

$$E(\mathbf{k}) = E_0 + \delta H^2 + L \left(\frac{ka}{\pi} \right)^2, \quad (1)$$

где $\delta = \frac{e^2 a_{\text{ex}}^2}{4\mu^*}$ и $L = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* a^2}$ — параметр диамагнитного сдвига и ширина экситонной зоны соответственно; E_0 — дно экситонной зоны, a_{ex} , m^* , μ^* — радиус, эффективная и приведенная масса экситона; e , m — заряд и масса электрона; a — постоянная решетки кристалла. Экспериментальные исследования диамагнитного сдвига экситонных полос имеют обширную библиографию (см., например, [7]).

Изучение спектральных характеристик экситона связано с расчетом массового оператора системы $M = \Delta + i\Gamma$, который определяет коэффициент экситонного по-

глощения

$$K(\omega, H) = \frac{2\pi D_0^2}{L} \frac{\Gamma(x, h)}{[x - h - \Delta(x, h)]^2 + \Gamma^2(x, h)}. \quad (2)$$

В этом выражении D_0 — матричный элемент фотон-экситонного взаимодействия; $x = (\hbar\omega - E_0)L^{-1}$ — нормированная на ширину экситонной зоны частота возбуждения ω , $h = \delta H^2 L^{-1}$ — нормированное значение величины магнитного поля. Массовый оператор M рассчитывается стандартным способом [8].

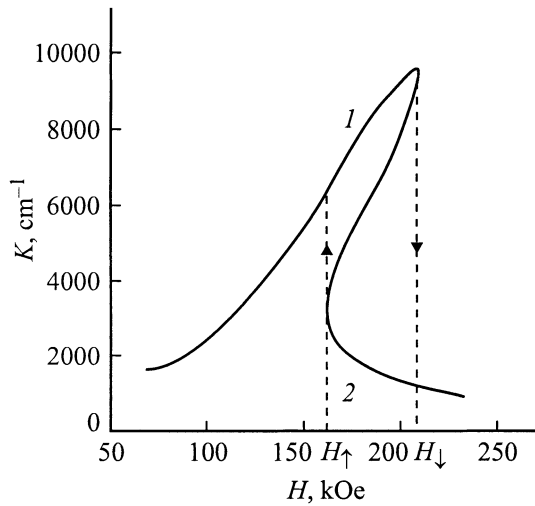
Согласно (1) и (2), при нарастании магнитного поля происходит сдвиг экситонной полосы поглощения в сторону больших энергий. Если зафиксировать частоту падающего на кристалл излучения, например, на максимуме полосы поглощения x_{max} , то, изменяя величину магнитного поля, можно переключить кристалл в режим прозрачности. Очевидно, что степень "просветленности" кристалла зависит от соотношения величины диамагнитного сдвига и полуширины полосы экситонного поглощения. Чем больше их отношение, тем шире область переключения.

Взаимодействие кристалла с лазерным излучением приводит к образованию в полупроводнике подсистемы экситонного газа регулируемой плотности. В этом случае коэффициент экситонного поглощения будет зависеть и от чисел заполнения экситонных состояний N , которые определяются как интенсивностью внешнего излучения I , так и (согласно (1)) величиной напряженности магнитного поля [8],

$$N = I \cdot K(\omega, H). \quad (3)$$

В отсутствие магнитного поля ($H = 0$) решение уравнения (3) приводит к реализации стандартной ОБ — $I_B(I)$, поскольку обеспечивает наличие гистерезисной петли в зависимости $N(I)$ на фиксированной частоте входного сигнала [3]. Включение магнитного поля вызывает сдвиг экситонной полосы и, как следствие, изменение частоты, на которой реализуется ОБ. При этом должно выполняться условие

$$x_S^h = x_S + h. \quad (4)$$



Зависимость коэффициента поглощения от величины напряженности магнитного поля для частоты входного сигнала $x_S = -0.0021$.

На любых других частотах входного сигнала ОБ будет отсутствовать. Это означает, что имея в своем распоряжении лазер с заданной частотой излучения x_L ($x_L > x_{\max}$), можно изменением величины напряженности магнитного поля H достичь частоты $x_S = x_L - h$, при которой в данном кристалле реализуются на выходе бистабильные состояния $I_B(I)$.

С другой стороны, плотность экситонного газа в полупроводнике является сложной функцией напряженности магнитного поля $N(H)$. Характер этой зависимости определяется уравнением баланса (3). Зафиксировав частоту ω_0 и интенсивность I_0 лазерного излучения, можно рассчитать с помощью равенства $K(N) = N/I_0$ число экситонов для нескольких значений напряженности магнитного поля и определить зависимость $N(h)$. Проведенные нами расчеты обнаружили, что число экситонов в кристалле является немонотонной функцией поля и в определенной области значений напряженности магнитного поля $N(h)$ имеет S-образный характер зависимости от величины магнитного поля. Это свидетельствует о возможности возникновения в таких полупроводниках явления магнито-оптической бистабильности (МОБ). Результаты расчета коэффициента поглощения $K(H)$ и реализации МОБ приведены на рисунке. Он проводился для полупроводника типа CdS с параметрами, приведенными в [3], и фиксированной частотой $x_S = -0.0021$. Как видно из рисунка, в определенной области значений магнитного поля $\Delta H = H_\downarrow - H_\uparrow$ на выходе кристалла существует два стабильных значения коэффициента поглощения — 1) и 2). Расчеты показывают, что по абсолютной величине размер области МОБ не зависит от частоты входного сигнала. Увеличивая частоту, например на Δx_L , мы получим идентичную МОБ, но при других значениях магнитного поля $H' = H + \Delta x_L$. Таким образом, движение в высокоэнергетическую сто-

рону спектра от максимума поглощения требует более высоких полей для реализации МОБ.

Список литературы

- [1] Х. Гиббс. Оптическая бистабильность. Мир, М. (1988). 518 с.
- [2] D.A.B. Miller. J. Opt. Soc. Am. **V1**, 6, 857 (1984).
- [3] B.M. Nitsovich, C.Yu. Zenkova. Optical Engineering **34**, 4, 1072 (1995).
- [4] Б.М. Ницович, К.Ю. Зенкова. ФТТ **38**, 5, 1626 (1996).
- [5] G. Zartov, K. Panajotov, T. Tenev, R. Peyeva. Proc. SPIE **3573**, 516 (1998).
- [6] Р.П. Сейсян. Спектроскопия диамагнитных экситонов. Наука, М. (1984). 272 с.
- [7] B. Evans, P. Young. Proc. Phys. Soc. **91**, 572, 475 (1967).
- [8] А.С. Давыдов. Теория твердого тела. Наука, М. (1976). 639 с.