

При достаточной однородности покрытия по d и округлой форме рассеивающих частиц имеет место резко выраженный провал интенсивности пучков, рассеянных в области весьма малых Θ , и сопутствующее резкое уменьшение освещенности полос в той части интерференционной картины, которая прилегает к изображению S' . Эта закономерность хорошо видна, например, на серии фотографий рис. 3, A , B , B , полученной от весьма тонкого воздушного зеркала, запыленного однородными сферическими частицами серы и расположенного по схеме рис. 1, e . Снимки иллюстрируют динамику развития явления при изменении параметра d в интервале 10—40 мкм при следующих значениях d : $d_A \cong 12$ мкм, $d_B \cong 20$ мкм, $d_B \cong 40$ мкм (с целью уменьшения засвечивающего действия яркого блика S' он проектировался на небольшой вспомогательный черный экран).

В заключение отметим, что наличие интерференционного контраста подчеркивает закономерности пространственного распределения рассеянного излучения и делает возможным дополнительный контроль хода функции распределения, что представляется немаловажным, особенно в области малых интенсивностей рассеянных пучков.

Литература

- [1] A. J. De Witte. Am. J. Phys., 35, N 4, 1967.
 [2] C. V. Raman, G. L. Datta. Phil. Mag., Ser. 6, 42, 828, 836, 1921.

Поступило в Редакцию 25 декабря 1981 г.

УДК 538.61 : 548.0

ДИСПЕРСИЯ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА МОНОСЕЛЕНИДА ИНДИЯ

Н. П. Гавалешко, А. И. Савчук, П. П. Ватаманюк и А. Н. Ляхович

Магнитооптические свойства кристаллов InSe к настоящему времени практически не изучены. Известны только сообщения по эффекту Фарадея в импульсных магнитных полях [1] и магнитопоглощению [2]. Однако именно магнитооптические исследования другого слоистого полупроводника из группы $A^{III}B^{VI}$ — селенида галлия — позволили получить обширную информацию об экситонах и зонной структуре, а кроме того, во многом предопределили повышенный интерес к классу слоистых кристаллов.

В настоящей работе проведены исследования эффекта Фарадея в области края фундаментального поглощения монокристаллов InSe при температурах 77—300 К.

Выращенные по методу Бриджмена монокристаллы InSe имели гексагональную решетку (пространственная группа D_{6h}^4). Измерения фарадеевского вращения (ФВ) проводились по двухлучевой методике на установке, подобной описанной в [3]. Ошибка в измерении угла ФВ не превышала 0.2 мин. Спектральное разрешение установки в исследуемой области спектра составляло 1 мэВ. Магнитное поле до 30 кГс создавалось с помощью электромагнита СП-58Б.

На рис. 1 представлены результаты измерения спектральной зависимости ФВ в InSe при различных температурах. При температуре 77 К на кривой $\Theta(\hbar\omega)$ отчетливо видны несколько экстремумов с наиболее резко выраженным минимумом с $\hbar\omega_1 = 1.327$ эВ. Его энергетическое положение, а также положение последующего минимума при $\hbar\omega_2 = 1.347$ эВ, хорошо согласуются с соответствующими пиками в экситонном поглощении [4]. Обращает на себя внимание сильная температурная зависимость спектров ФВ, которая особенно ярко проявляется в изменении амплитуды пиков. Указанные факты, по-видимому, сви-

детельствуют о преобладании вклада в ФВ экситонов, роль которых становится особенно заметной при низких температурах.

В связи с этим для количественного описания дисперсии ФВ нами использованы теоретические предпосылки, полученные [5] на примере простейшей двухзонной модели с учетом экситонных эффектов. Согласно [5], при вычислении эффекта Фарадея в слабых магнитных полях, когда магнитное поле можно рассматривать по теории возмущений, для недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{xy} (магнитное поле H_z направлено по оси z) получено

$$\epsilon_{xy}(\omega) = -i\epsilon_{xyz}H_z \frac{8e^2S^2}{\omega^2} g_{ex}m^{*2} \frac{f_1(\chi-a_0)}{\chi_-}, \quad (1)$$

где

$$f_1(\chi-a_0) = 1 + \frac{2}{\chi-a_0} + \frac{2}{(\chi-a_0)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\left[n - \frac{1}{\chi-a_0}\right]^2}. \quad (2)$$

Здесь $S = \left(\frac{E_g}{2m^*}\right)^{1/2}$, $\chi_- = \sqrt{2m^*(E_g - \omega)}$, a_0 — боровский радиус экситона, E_g — ширина запрещенной зоны, m^* — приведенная эффективная масса электронно-ды-

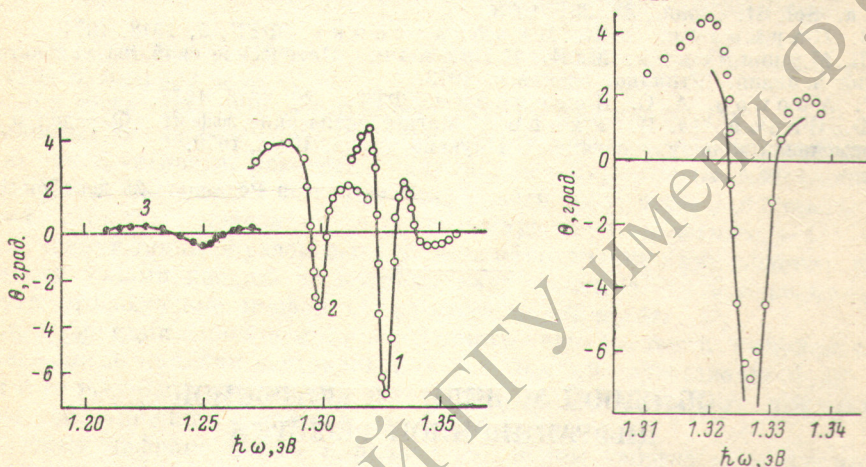


Рис. 1. Спектральная зависимость фарадеевского вращения в экситонной области спектра. Толщина образца 26 мкм, $H=25$ кГс, T : 1 — 77, 2 — 165, 3 — 300 К.

Рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных $\Theta(\hbar\omega)$ при 77 К (точки) с расчетной зависимостью (сплошная линия).

рочной пары, g_{ex} — экситонный g -фактор, ϵ_{xyz} — единичный антисимметричный тензор.

С другой стороны, угол ФВ Θ для кубических, а также для гексагональных кристаллов (при направлении H_z вдоль осей третьего или шестого порядка) можно записать в виде [6]

$$\Theta = \frac{\omega d}{2cn} \text{Im} \epsilon_{xy} \quad (3)$$

где d — толщина кристалла, c — скорость света, n — показатель преломления. Используя соотношения (1)–(3) и ограничиваясь рассмотрением только основного экситонного состояния, окончательно получим

$$\Theta = \frac{4dH_z e^2 S^2 g_{ex} m^{*2}}{cn\omega\chi_-} \left[1 + \frac{2}{(\chi-a_0)^2} + \frac{2}{(\chi-a_0-1)^2} \right]. \quad (4)$$

На рис. 2 приведено сопоставление расчетной зависимости угла ФВ по формуле (4) с экспериментальными данными для температуры 77 К. Значение параметра g_{ex} оценивалось из соотношения [3]

$$g_{ex} = -\frac{2V_M\Gamma}{K_M\mu_B}, \quad (5)$$

в котором V_M — коэффициент Верде в минимуме Θ ($\hbar\omega$), K_M — коэффициент поглощения в максимуме экситонной полосы, Γ — полуширина экситонной полосы, μ_B — магнетон Бора. Полагая $V_M=0.11$ град/(Гс·см), $K_M=1.4 \cdot 10^3$ см⁻¹, $\Gamma=6 \cdot 10^{-3}$ эВ, устанавливаем, что $g_{ex}=+2.8$. Остальные параметры $E_g=1.354$ эВ, $m^*=0.1 m$ и $a_0=38$ Å вычислены по известным значениям $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ с использованием обычной трехмерной модели для экситонов в InSe. Как видно из рис. 2, расчетная кривая в целом удовлетворительно согласуется с экспериментом, а наблюдаемое отклонение в самой вершине отрицательного пика обусловлено появлением особенности в (4) при условии $\chi_{a_0}=1$, которое выполняется именно при энергии фотонов соответствующей переходу на основной экситонный уровень.

Таким образом, проведенные исследования показали, что в области края фундаментального поглощения InSe основной вклад в дисперсию ФВ вносят экситоны и описание этого вклада возможно при использовании простых трехмерных приближений.

Литература

- [1] А. И. Савчук. Автореф. канд. дис., Черновцы, 1975.
- [2] J. C. Merle, R. Bartigomo, E. Borsella, M. Piacentini, A. Savoia. Sol. St. Comm., 28, 251, 1978.
- [3] В. В. Кармазин, В. К. Милославский. ФТП, 5, 1048, 1971.
- [4] В. П. Мушинский, М. И. Караман. Оптические свойства халькогенидов галлия и индия. Штиинца, Кишинев, 1973.
- [5] А. Г. Аронов, А. С. Иоселевич. ФТТ, 20, 2615, 1978.
- [6] Ф. Ф. Сизов, Ю. И. Уханов. Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Наукова думка, Киев, 1979.

Поступило в Редакцию 25 декабря 1981 г.

УДК 535.421.01

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ АНИЗОТРОПНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Т. Д. Эбралидзе

В работе рассматривается математическая модель такого анизотропного транспаранта, который в отличие от обычной дифракционной решетки при освещении его плоскополяризованной когерентной волной света в дифракционных порядках разной четности позволяет наблюдать свет с неодинаково ориентированными плоскостями поляризации (в порядках одной четности ориентация плоскостей поляризации одинакова).

В отличие от работы [1] показано, что для построения транспаранта, обладающего таким свойством, нет необходимости иметь микрофазовые пластинки с разными параметрами, а достаточно в узлах выбранной плоской решетки разместить одинаковые микрофазовые пластинки с определенными направлениями осей.

В плоскости XOY рассмотрим наложение двух плоских когерентных волн, плоскости поляризации которых составляют между собой угол α .

Пусть на плоскость XOY опорная волна падает нормально, а предметная — наклонно так, что угол между направлениями распространения этих волн есть Θ . И пусть вектор поляризации предметной волны направлен вдоль оси Y .

Колебания световых векторов этих волн описываются выражениями

$$E_0 - i a_0 \cos \omega t, \quad E_1 = j a_1 \cos(\omega t - kx \sin \Theta), \quad (1)$$

где i — орт, вдоль которого направлен вектор поляризации опорной волны; j — орт, направленный вдоль оси Y ; a_0 и a_1 соответственно амплитуды опорной и