ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА СПЕКТРЫ ЭКСИТОННОГО ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ CdTe

ж. р. ПАНОСЯН, В. А. МЕЛИКСЕТЯН

Исследуются особенности экситонного отражения в монокристаллах CdTe. Проводится сопоставление экспериментальных и рассчитанных с учетом пространственной дисперсии спектров отражения. Наблюдается качественное соответствие этих спектров.

Известно [1], что при распространении электромагнитной волны в области отдельного резонанса, например, экситонных возбуждений в полупроводниковых кристаллах могут возникать дополнительные волны, обусловленные пространственной дисперсией, т. е. зависимостью тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} от волнового вектора k.

Нами исследовались спектры экситонного отражения монокристаллов CdTe ($n-10^{15}$ см⁻³) в температурном интервале от 4° до 77°К. На рис. 1



Рис. 1. Экспериментальный спектр экситонного отражения монокристалла СdT е при $\alpha \sim 15^{\circ}$.

приведен один из полученных спектров экситонного отражения CdTe при небольшом ($\alpha \sim 15^{\circ}$) угле падения при T = 77°К. Как видно из рисунка, кроме основного пика при 1,5825 эВ наблюдается небольшой пик при 1,586 эВ. В работах [2, 3], где получена аналогичная дублетная структура для CdTe, показано, что наблюдаемый небольшой пик не может соответствовать первому возбужденному состоянию экситона. Для выяснения природы возникновения такой структуры, которая слабо зависит от температуры, исследовалось влияние учета пространственной дисперсии на теоретические спектры экситонного отражения. При учете пространственной дисперсии возможно появление недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости даже для кубических кристаллов, как это теоретически показано в [1].

Для теоретического расчета спектров экситонного отражения с учетом пространственной дисперсии возникает необходимость введения кроме обычных граничных условий Максвелла также дополнительных граничных условий (ДГУ) [1, 4—7]. Так в работе [8] в качестве дополнительного граничного условия использовалось условие равенства нулю экситонной поляризации на поверхности или в некотором приповерхностном слое кристалла:

$$\mathbf{P}_{\mathrm{ex}\,(\mathrm{nob})}=0,\tag{1}$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{ex}\,(\mathrm{c}\pi)}=\mathbf{0},\tag{2}$$

предложенное в работе [4]. Для случая оптических фононов в работе [5] в качестве ДГУ принято условие равенства нулю вектора смещения оптических колебаний решетки на поверхности:

$$\mathbf{W}_{(\text{nos})} = \mathbf{0}.$$
 (3)

Это условие аналогично условию (1) для случая экситонов.

При расчете теоретических спектров экситонного отражения нами использовалась та же методика, что и в работе [8]. Для коэффициента отражения при *P*-поляризации имеем [4, 5, 8]

$$R = \left| \frac{1 - n^*}{1 + n^*} \right|^2, \tag{4}$$

где

3

$$n^{*} = \varepsilon_{0\perp} \cos \varphi \, \frac{a_{2}n_{2}^{2} (n_{1}^{2} - \varepsilon_{0\perp}) - a_{1}n_{1}^{2} (n_{2}^{2} - \varepsilon_{0\perp}) + a_{1}a_{2}a_{3} \varepsilon_{0\perp} \sin^{3} \varphi (n_{1}^{2} - n_{2}^{2})}{\varepsilon_{0\perp} (n_{1}^{2} - n_{2}^{2}) + a_{3} \sin^{2} \varphi [a_{1}n_{2}^{2} (n_{1}^{2} - \varepsilon_{0\perp}) - a_{2}n_{1}^{2} (n_{2}^{2} - \varepsilon_{0\perp})]} ,$$
(5)

$$a_i = (n_i^2 - \sin^2 \varphi)^{-\frac{1}{2}}, i = 1, 2, 3,$$

$$n_{1,2}^{2} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{2 M C^{2} (\omega - \omega_{0})}{\hbar \omega_{0}^{2}} + \varepsilon_{0\perp} \right] \pm \left[\left(\frac{2 M C^{2} (\omega - \omega_{0})}{\hbar \omega_{0}^{2}} - \varepsilon_{0\perp} \right)^{2} + \frac{8 M C^{2} \varepsilon_{0\perp} \omega_{LT}}{\hbar \omega_{0}^{2}} \right]^{1/2} \right\},$$

$$(6)$$

$$n_3^2 = \frac{n_1^2 n_2^2}{\varepsilon_{0\perp}},$$
 (7)

где n₁ и n₂ — показатели преломления поперечных волн (знак плюс относится к n₁), а n₃ — показатель преломления продольной волны.

При расчете спектров на ЭВМ Наири-2 использовались следующие параметры: продольно-поперечное расщепление $\hbar\omega_{LT} = 0,0035$ sB, $M = 0,08 \ m_0$ — эффективная масса экситона (m_0 — масса свободного электрона).

На рис. 2 приведены рассчитанные на основе формул (4)—(7) спектры экситонного отражения при различных углах падения. Следует отметить, что на рис. 2 показан только представляющий особый интерес коротковолновый участок спектра, а основной максимум, во всех случаях приходящийся на энергию 1,5825 эВ, не показан. При малых углах отражения мы имеем обычную картину спектра. Начиная с 20° на рис. 2а уже нарушается плавный ход кривой и наблюдается излом приблизительно при 1,586 эВ. Как видно из рис. 26, этот излом становится более четким уже





7820

0.05

7816

7818

A (Å)

7820

при угле 25°. При угле падения 30° (рис. 2в) наблюдается небольшой сдвиг этого излома в сторону более длинных волн и, кроме того, наблюдается довольно-таки отчетливый пик отражения при энергии фотона 1,5861 эВ. При



9.05

7816

7818

A(Å)

дальнейшем увеличении угла падения (рис. 2г) излом кривой отражения, соответствующий 1,586 эВ, превращается в небольшой пичок, а пик отражения, наблюдаемый при 1,5861 эВ, с увеличением угла становится более отчетливым и незначительно смещается в сторону более коротких волн. По-видимому полученную триплетную структуру теоретических спектров отражения можно связать с наличием одной продольной и двух поперечных волн. При очень больших углах падения света (α = 87°) наблюдается очень резжий минимум при 1,5866 эВ (рис. 3). Аналогичная кар-

Рис. 3. Теоретический спектр экситонного отражения CdTe при угле пэдения 87°. кристаллов CdS в случае угла паде-

ния 85°. Как видно из теоретических спектров, влияние пространственной дисперсии растет с увеличением угла падения.

Экспериментальные спектры экситонного отражения монокристаллов CdTe были получены с помощью спектрометра ДФС-12, и условия экспе-

140

римента позволяли работать с очень узкими щелями, благодаря чему было достигнуто разрешение 0,0002 эВ. На рис. 4 приведены экспериментальные спектры при малом угле падения $\sim 3^{\circ}$ (a) и при угле падения $\sim 40^{\circ}$ (б). Как видно из рис. 4a, при малом угле падения наблюдается обычная фор-



Рис. 4. Экспериментальные спектры экситонного отражения монокристаллического образца CdTe в зависимости от угла падения: a-3°; 6-40°.

ма кривой экситонного отражения, находящаяся в соответствии с теоретической кривой. При увеличении угла падения до $\sim 15^{\circ}$ (рис. 1) наблюдается дублетная структура с максимумами при 1,5825 эВ. При дальнейшем увеличении угла падения до 40° (рис. 46) уже наблюдается триплетная структура с двумя слабо выраженными пиками при энергиях 1,5863 эВ и 1,5852 эВ с основным максимумом отражения, приходящимся на энергию 1,5826 эВ. При сопоставлении этого спектра с теоретическим спектром при угле падения 40° наблюдается качественное соответствие. Так, местоположения основного пика и самого коротковолнового пика почти совпадают, а пик при 1,5852 эВ несколько сдвинут в сторону длинных волн по сравнению с его местоположением (1,5860 эВ) на теоретическом спектре.

Следует отметить, что экспериментальные данные в зависимости от конкретного образца имеют некоторый разброс, затрудняющий их сопоставление. На рис. 5 показан экспериментальный спектр для образца *CdTe* из другой серии при угле падения ~ 30°. У образцов этой серии основной максимум экситонного отражения несколько смещен в сторону более коротких волн и приходится на энергию 1,5842 эВ. Как видно из рис. 5, у этого образца наблюдается сравнительно более четкая триплетная структура с максимумами 1,5842 эВ и 1,5879 эВ, повторяющая по форме теоретические спектры при углах падения 30° и 40°, хотя и в этом случае пик при 1,5870 эВ сдвинут в сторону более длинных волн по сравнению с теоретическими спектрами. То обстоятельство, что спектры сдвинуты друг относительно друга, объясняется тем, что теоретические спектры рассчитаны при местоположении основного максимума $\hbar \omega_0 = 1,5825$ зВ, а для данного образца основной максимум приходится на $\hbar \omega'_0 = 1,5842$ эВ. Сдвиг между спектрами составляет величину 0,0017 эВ, которая как раз соответствует $\hbar \omega_0' - \hbar \omega_0$.

Таким образом, на основе проведенного сопоставления и полученного качественного соответствия теоретических и экспериментальных спектров можно сделать вывод о том, что полученная тонкая структура объясняется.



Рис. 5. Экспериментальный спектр экситонного отражения монокристалла СdTe при угле падения 30°.

влиянием пространственной дисперсии. Некоторый разброс данных в экспериментальных спектрах и наблюдаемое в некоторых случаях несоответствие с теоретическими спектрами можно связать с тем обстоятельством, что в полученных экспериментальных спектрах играют роль также поверхностные состояния и дефекты. В пользу последнего свидетельствует и то обстоятельство, что для образцов со свежесколотой поверхностью, т. е. при сведении поверхностных дефектов к минимуму наблюдаемая тонкая структура проявляется значительно лучше.

Ереванский политехнический институт

Поступила 30.1Х.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 1965.

- 2. А. А. Гиппиус и др. Краткие сообщения по физике, ФИАН, 7, 8 (1970).
- 3. Ж. Р. Паносян. Труды ФИАН, 68, 147 (1973).
- 4. С. И. Пекар. ЖЭТФ, 33, 1022 (1957).
- 5. Р. Г. Тарханян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 451 (1974).
- 6. J. J. Hopfield, D. G. Thomas. Phys. Rev., 132, 563 (1963).
- 7. G. S. Agarwal, D. N. Pattanayak, E. Wolf. Opt. Commun., 4, 255 (1971).
- 8. С. А. Пермогоров, В. В. Т равников, А. В. Селькин. ФТТ, 14, 3642 (1972).

142

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԳԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ԱՆԳՐԱԳԱՐՁՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՎՐԱ

d. Ռ. ՓԱՆՈՍՏԱՆ, Վ. Ա. ՄԵԼԻՔՍԵԹՅԱՆ

Աշխատանքում հետաղոտված են CdTe մոնոբյուրեղներում էքսիտոնային անդրադարձման առանձնահատկությունները։ Տեսական սպեկտրները, որոնք հաշված են տարածական դիսպերսիայի առկայության դեպքում, համեմատված են փորձնական սպեկտրների հետ և ցույց է տրված այդ սպեկտրների որակական համապատասխանումը։

THE INFLUENCE OF SPATIAL DISPERSION ON THE EXCITON REFLECTION SPECTRA OF CdTe CRYSTALS

J. R. PANOSYAN, V. A. MELIKSETYAN

The exciton reflection spectra of CdTe monocrystals are investigated. The theoretical spectra calculated taking account of the spatial dispersion are compared with the experimental ones and qualitative accordance between these spectra is obtained.