

плоскостным расстоянием $d = 24.7 \text{ \AA}$, индусируемый как (001) для $c = 2c_0$, который для образца с текстурой, как и следовало ожидать, намного интенсивнее.

Приведенные результаты, на наш взгляд, указывают на наличие при комнатной температуре в Ag_xTiS_2 стадии 2 сверхструктуры $a_0\sqrt{3} \times a_0\sqrt{3} \times 2c_0$, которая при нагревании выше 540 К переходит в сверхструктуру $a_0\sqrt{3} \times a_0\sqrt{3} \times c_0$, и позволяют оценить величину энергии корреляции атомов серебра в соседних слоях $E \approx kT = 0.046 \text{ эВ}$.

Что касается перехода при 420 К, то результаты измерений показывают, что он сказывается на электронной подсистеме Ag_xTiS_2 . Следовательно, он может быть связан либо с электронным фазовым переходом, либо с изменениями в фоновом спектре. Второе предположение кажется более вероятным, поскольку при данном переходе $\sigma(T)$ ведет себя плавно, а аномалия появляется только на $\sigma(Z)$, где $Z = T^{-3/2}$. В этом случае переход при 420 К может быть связан с исчезновением при нагревании одной из дополнительных колебательных мод, наличие которых отмечалось в [4].

Это предположение подтверждается также практически полным отсутствием зависимости температуры этого перехода от состава образца в пределах области гомогенности стадии 2.

Список литературы

- [1] Титов А. Н., Биккин Х. М. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6 (в печати).
- [2] Слуднов С. Г., Суевалов С. А., Солнцев В. Д. // Информ. листок № 379-90. Свердловск, 1990. 4 с.
- [3] Scholz G. A., Frindt R. F. // Mater. Res. Bull. 1980. V. 19. N 12. P. 1703—1716.
- [4] Unger W. K., Reyes J. M., Singh O., Curzon A. E., Irwin J. C., Frindt R. F. // Solid State Commun. 1978. V. 28. P. 109—113.
- [5] Oshima K.-J., Moss S. C. // Acta Cryst. 1983. V. A39. P. 298—305.
- [6] Wilson J. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1978. V. 86. N 11. P. 11—36.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
4 июня 1991 г.
В окончательной редакции
4 ноября 1991 г.

УДК 535.361

© Физика твердого тела, том 34, № 4, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 4, 1992

ДВУХФОТОННО-ВОЗБУЖДАЕМАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ ПАРАТЕЛЛУРИТА

В. С. Горелик, А. М. Агальцов, В. Н. Моисеенко

При большой интенсивности возбуждающего излучения в ряде кристаллов наблюдались эффекты двухфотонного поглощения (ДП) [1], двухфотонно-возбуждаемой люминесценции (ДВЛ) [2] и суперлюминесценции (СЛ) [3]. Указанные нелинейно-оптические эффекты могут служить источником ценной информации о примесных состояниях, электронных и колебательных возбуждениях в объеме кристалла. В частности, спектр ДВЛ несет в себе информацию о зонной структуре кристаллов, характере межзонных переходов. Особенно это ценно для диэлектрических кристаллов. Однако возможность наблюдения ДВЛ в диэлектрических кристаллах ограничивается большей вероятностью безызлучательных переходов по сравнению с вероятностью излучательной рекомбинации.

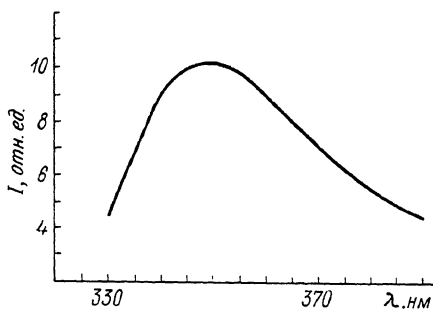


Рис. 1. Спектр ДВЛ в кристалле TeO_2 при комнатной температуре.

В настоящей работе представлены результаты исследований спектра ДВЛ в кристаллах TeO_2 .

По характеру ковалентных химических связей парателлурит является полупроводниковым кристаллом с широкой запрещенной зоной ($E_g \approx 3.8$ эВ). Известно, что край поглощения подчиняется правилу Урбаха [4]. Расчеты зонной структуры TeO_2 отсутствуют.

Для возбуждения ДВЛ использовались обе линии генерации ($\lambda_1 = 510.6$ нм, $\lambda_2 = 578.2$ нм) лазера на парах меди с суммарной средней мощностью 3 Вт, импульсной мощностью 40 кВт, частотой следования импульсов 8 кГц. Излучение лазера фокусировалось объективом с $f = 5$ см на грань образца (110), имеющего форму прямоугольной призмы. Использовалась схема «на отражение». Сигнал ДВЛ регистрировался в направлении, близком к направлению зеркального отражения. Для предотвращения попадания интенсивности возбуждающего излучения в монохроматор МСД-2 после образца перед щелью монохроматора устанавливались абсорбционные светофильтры УФС-1 и УФС-5. Регистрация полезного сигнала осуществлялась ФЭУ-130 в режиме счета фотонов с накоплением за 10 с. При этом уровень фона составлял 4 имп/с, интенсивность второй оптической гармоники (ВГ) от линии с $\lambda_2 = 578.2$ нм — 50 имп/с.

На рис. 1 представлен спектр ДВЛ, полученный при комнатной температуре. Обращают на себя внимание асимметричный характер спектра излучения, отсутствие резкого порога со стороны низких энергий при $\hbar\omega = E_g$.

Спектр излучения в соответствии с принципом Ван Русбрека—Шокли описывается выражением [5]

$$I_{\text{ДВЛ}}^{(\omega)} = \frac{8\pi}{c^2} n^2(\omega) \alpha(\omega) \frac{\omega^2}{[\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]}, \quad (1)$$

где $n(\omega)$ — коэффициент преломления, $\alpha(\omega)$ — коэффициент поглощения, c — скорость света. Согласно (1), низкоэнергетическое крыло спектра ДВЛ определяется в основном зависимостью коэффициента поглощения от частоты, тогда как высокоэнергетический «хвост» обусловлен фактором

$$\frac{\omega^2}{[\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]} \approx \omega^2 e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}} (\hbar\omega \gg k_B T).$$

В случае прямых межзонных переходов выражение для коэффициента поглощения имеет вид [6]

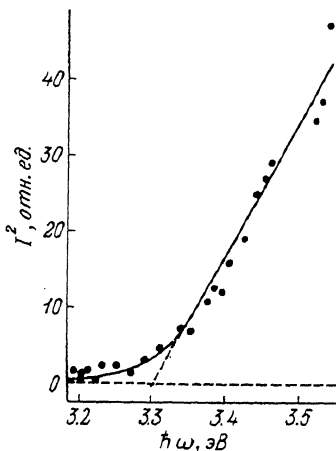


Рис. 2. Зависимость квадрата интенсивности ДВЛ от энергии в кристалле TeO_2 при комнатной температуре.

$$\alpha(\omega) = A(\hbar\omega - E_g)^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$A = \frac{e^2 \left(2 \frac{m_b^* m_c^*}{m_b^* + m_c^*} \right)^{3/2}}{n(\omega) ch^2 m_c^*},$$

m_b^* , m_c^* — эффективные массы электрона и дырки, e — заряд электрона.

С учетом (2) строилась зависимость квадрата интенсивности ДВЛ от частоты, соответствующая низкоэнергетическому крылу спектра ДВЛ (рис. 2). Полученная экспериментальная зависимость соответствует прямым межзонным переходам и позволяет определить ширину запрещенной зоны, которая оказалась равной 3.3 эВ. Низкоэнергетический участок указанной зависимости свидетельствует о «хвостах» плотности состояний валентной зоны и зоны проводимости, связанных с наличием в кристалле неконтролируемых примесей. Последнее обстоятельство является косвенным подтверждением полученных ранее данных по краю оптического поглощения [4].

Таким образом, в настоящей работе показано, что при возбуждении кристаллов паратеелурита при комнатной температуре излучением лазера на парах меди наблюдается двухфотонно-возбуждаемая люминесценция. Анализ спектра этой люминесценции позволяет определить тип межзонных переходов и ширину запрещенной зоны исследуемых кристаллов.

Список литературы

- [1] Nathan V., Guenther A. H., Mitra S. S. // J. Opt. Soc. Am. B. 1985. V. 2. P. 294.
- [2] Конюхов В. К., Кулевский В. А., Прохоров А. М. // ДАН СССР. 1965. Т. 164. С. 1012.
- [3] Catalano I. M., Cingolani A., Minafra A. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. С. 707.
- [4] Ushida N. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. P. 3736.
- [5] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973.
- [6] Bardeen J., Blatt F. J., Hall L. H. // Proc. of Atlantic City Photoconductivity Conference, 1954. New York: J. Wiley, 1956. P. 146.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Москва

Поступило в Редакцию
11 ноября 1991 г.

УДК 534.29. 538.245

© Физика твердого тела, том 34, № 4, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 4, 1992

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ ТИПА «ЛЕГКАЯ» ПЛОСКОСТЬ

А. А. Авакян, К. Н. Кочарян, Р. М. Мартиросян

Легкоплоскостные антиферромагнетики с высокой температурой Нееля типа α -Fe₂O₃, FeVO₃ и т. д. обладают гигантской магнитоупругой (МУ) нелинейностью, в силу чего даже при умеренных акустических мощностях удается эффективно воздействовать на магнитную подсистему [1]. Это влечет за собой изменение электродинамических параметров среды, что влияет на характер ее взаимодействия с электромагнитной волной. В работе [2] сообщается о наблюдении модуляции электромагнитного излучения миллиметрового диапазона из-за вы-