

В целом полученные результаты соответствуют известным экспериментальным данным относительно оптических проявлений и, в частности, стабильности рассмотренных дефектов.

Список литературы

- [1] Hallibarton J. E., Cowan D. L., Holroyd J. V. // Phys. Rev. 1985. V. B12. N 8. P. 3408—3429.
- [2] Wood R. F., Wilson T. M. // Solid State Comm. 1975. V. 16. P. 545—548.
- [3] Vail J. M., Harker A. H., Harding J. H., Saul P. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1984. V. 17. P. 3401—3414.
- [4] Соболев А. Б., Лобач В. А., Шульгин Б. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3129—3132.
- [5] Безель А. В., Лобач В. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 294—297.
- [6] Klein B. M., Pickett W. E., Boyer L. J., Zeller R. // Phys. Rev. 1987. V. B35. N 11. P. 5802—5815.
- [7] Безель А. В., Лобач В. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1.
- [8] Безель А. В., Лобач В. А., Шульгин Б. В. // ЖСХ. 1989. Т. 30. № 5. С. 315—317.
- [9] Andersen O. K. // Electronic Structure of the Complex Systems N. Y.: Plenum Press, 1983. P. 243.
- [10] Gordon R. G., Kim Y. S. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. N 6. P. 3122—3133.
- [11] Perdew J. P. // Int. J. Quantum Chem. 1986. V. 19S. P. 497—523.
- [12] Лобач В. А., Кулябин Б. Е., Жуков В. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2238—2240.
- [13] Choi S., Takeuchi T. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 19. P. 1474—1477.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
21 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
10 октября 1990 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 4, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 4, 1991

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ КРИСТАЛЛОВ PbMoO_4

М. И. Караман, В. П. Мушинский, Н. Н. Сырбу, С. В. Хачатурова

Кристаллы PbMoO_4 являются перспективными для различных устройств управления лазерными потоками. Высокая чувствительность к ультрафиолетовому и рентгеновскому излучению позволяет создать приемники и анализаторы спектра в соответствующих областях (0,2—0,4 мкм). Известны их излучательные свойства при возбуждении излучением высокой энергии. Эти кристаллы отличаются коэффициентом акустооптической добротности.

Оптические свойства PbMoO_4 исследованы недостаточно. В литературе известны данные относительно краевого поглощения [1—4], дисперсии показателя преломления в ограниченной области частот [1, 5] и комбинационного рассеяния [6, 7]. В последних работах определены частоты и геометрия Раман-активных мод в PbMoO_4 . Однако сведений о колебательных спектрах ИК-активных фононов в литературе нет.

В данной работе исследованы ИК-спектры отражения PbMoO_4 в области однофононных резонансов (50—900 см^{-1}) в поляризациях $E \parallel c$ и $E \perp c$ и проведены расчеты контура отражения по дисперсионным соотношениям с учетом многоосцилляторной модели.

Полученные ИК-активные полосы согласуются с Раман-активными частотами [6, 7], в которых наиболее длинноволновой фонон обнаруживается при 56,3 см^{-1} . Последнее свидетельствует о том, что исследованная область ИК-отражения 50—1000 см^{-1} охватывает всю область однофононных резонансов.

Измерения поляризованных спектров отражения проводились на спектрометре «Spesord M-80» и КСДИ-82 на полированных поверхностях ориентированных кристаллов размерами 2×1 см (ось C_4 в плоскости отражения). Ориентация образцов осуществлялась рентгеновскими методами.

Синтетические кристаллы $PbMoO_4$ обладают тетрагональной решеткой с пространственной группой симметрии $4/m$, $Z=4$ (C_{2h}^3), с постоянными решетками $a=5.414 \text{ \AA}$ и $c=1408 \text{ \AA}$. Колебательные спектры кристаллов $PbMoO_4$ в точке Γ зоны Бриллюэна описываются неприводимыми представлениями фактор-группы C_{2h}^3 : $\Gamma_{\text{опт}} = 3A_g + 5A_u + 5B_g + 3B_u + 5E_g + 5E_u$. В комбинационном рассеянии активными являются A_g, B_g, E_g , а в ИК-поглощении (отражении) — A_u и E_u .

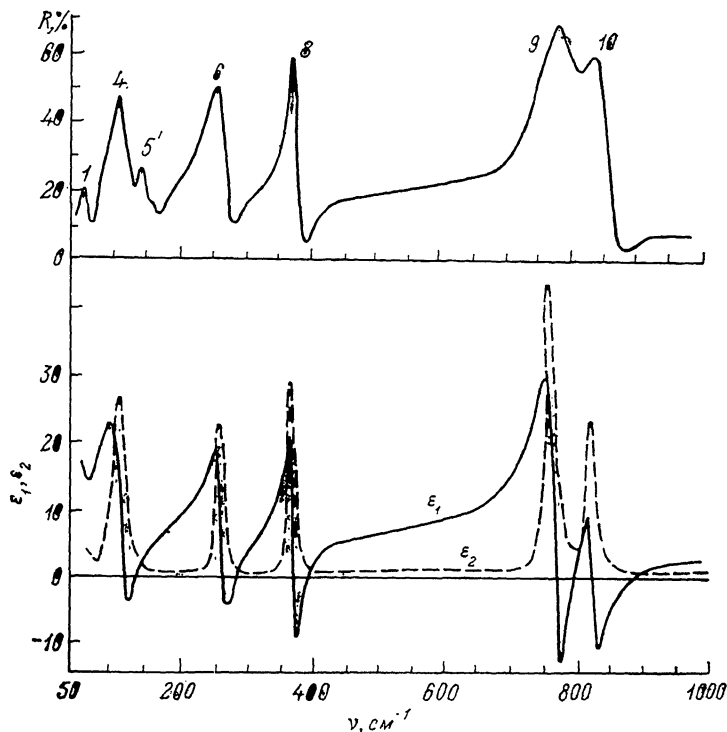


Рис. 1. Спектры отражения R и спектральные зависимости $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ в поляризации $E \parallel c$.

На рис. 1 представлены спектры отражения в поляризации $E \parallel c$ в интервале $50-1000 \text{ см}^{-1}$, в которых выявлено шесть активных фононов (полосы 1, 4, 6, 8, 9 и 10). Эти полосы имеют симметрию A_u , так как разрешены в поляризации $E \parallel c$. В поляризации $E \perp c$ в этом же интервале энергии (рис. 2) проявляются полосы 2, 3, 5, 7, 9 и 10 симметрии B_u . В нижней части рис. 1, 2 представлены спектральные зависимости действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частей диэлектрической проницаемости. Параметры фононов (см. таблицу) получены из расчетов контура отражения по дисперсионным соотношениям

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_{j=1}^N \frac{\epsilon_\infty(\omega^2 - \omega_{Tj}^2)}{\omega_{Tj}^2 - \omega^2 - i\omega_{\Gamma j}}$$

ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость кристалла; N — количество осцилляторов; $\Gamma_j, \omega_{Lj}, \omega_{Tj}$ — затухание, продольные и поперечные резонансные частоты оптических колебаний j -го осциллятора. Параметры ИК-активных фононов в рассматриваемых кристаллах определены при полном совпадении рассчитанных спектров отражения с экспериментальными. Действительная ϵ_1 и мнимая ϵ_2 части диэлектриче-

ской проницаемости, продольные и поперечные частоты фононов, фактор затухания, сила осциллятора, высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемости (см. таблицу) получены из расчетов формы колебательных спектров отражения по дисперсионным соотношениям.

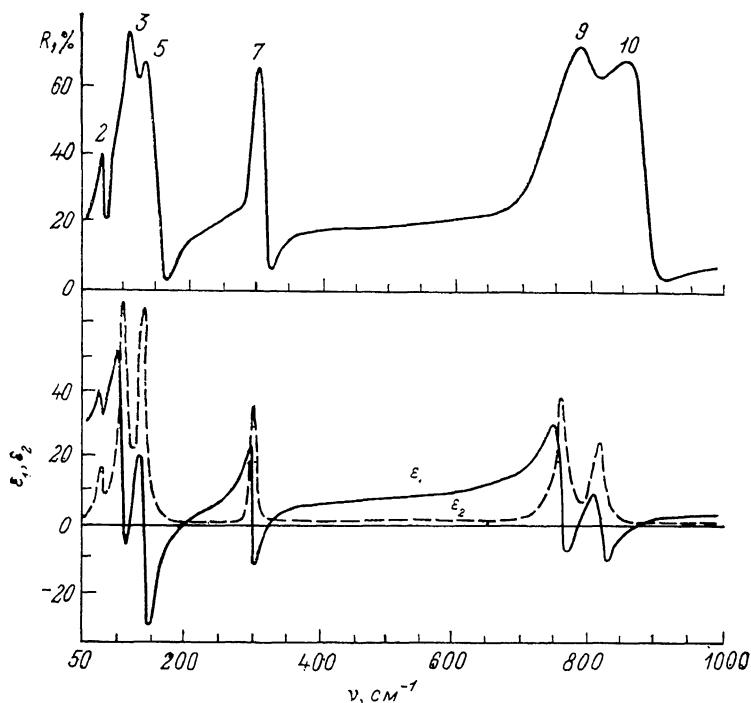


Рис. 2. Спектры отражения R и спектральные зависимости $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ в поляризации $E_{\perp c}$.

Учитывая значения масс колеблющихся атомов в решетке PbMoO_4 и характер химической связи, можно разделить «внешние» и «внутренние» колебательные моды. Прочные связи атомов в тетраэдрах MoO_4^{2-} способствуют возникновению колебаний на высоких частотах. К таким внутренним колебаниям можно отнести полосы 9 и 10. Эти фононы проявляются в различных поляризациях ИК-спектров и имеют ту же природу, что и в комбинационном рассеянии $861-871 (A_g)$ и $785-772 (B_g)$ cm^{-1} [1, 2].

В интервале $760-369 \text{ cm}^{-1}$ ИК-активные колебательные полосы не проявляются, а в области $369-50 \text{ cm}^{-1}$ наблюдается поляризованная

Параметры колебаний кристалла PbMoO_4

Поляризация	Мода	ω_{oj}	ω_{LTj}	ω_{Lj}	Γ_j	$\epsilon_{\infty j}$	χ_j	$\epsilon_{\infty} \epsilon_s$	$4\pi\chi_j$
		cm^{-1}							
$E \parallel c$	1	58.1	7.9	66.0	13.0	2.8	0.0647	$\epsilon_{\infty}=5.4$ $\epsilon_s=14.2$	0.813
	4	109	20	139	20.0	7.8	0.389		4.9
	6	258.9	18.6	277.5	13.6	8.1	0.096		1.21
	8	368.7	15.3	384	6.9	6.5	0.0438		0.551
	9	766	48	814	16.0	7.1	0.973		0.918
	10	827	41	868	17.0	4.6	0.037		0.467
$E_{\perp c}$	2	75.7	3.4	79.1	5.1	7.9	0.0577	$\epsilon_{\infty}=6.1$ $\epsilon_s=24.3$	0.726
	3	108	20	128	17	25	0.805		10.1
	5	139	17	156	12	19.6	0.405		5.1
	7	298	15.6	313.6	5.6	6.3	0.054		0.677
	9	760	75	835	21.0	5.1	0.084		1.056
	10	818	73	891	20.0	3.1	0.046		0.578

структура максимумов (рис. 1, 2). Исключением являются полосы 3 (4), которые либо неполяризованы, либо поляризованы, но частоты фононов A_u и B_u совпадают.

Низкоэнергетические полосы ($250-50 \text{ см}^{-1}$), возможно, обусловлены колебаниями Pb^{2+} и MoO_4^{2-} относительно друг друга (внешние моды). Полученные спектральные характеристики E_1 и E_2 в обеих поляризациях полностью удовлетворяют дисперсионным соотношениям. При резонансных частотах диэлектрические проницаемости изменяются до значений, равных нескольким десяткам, т. е. полосы выделяются достаточно сильно и имеют контуры, соответствующие однофононным резонансам. Наибольшие значения сил осцилляторов наблюдаются для полос 3, 4 и 5 (см. таблицу).

Таким образом, группы мод 1, 4 и 2, 3 обусловлены колебаниями ионов Pb^{2+} и MoO_4^{2-} , тогда как моды 6, 8 и 5, 7 обусловлены колебаниями внутри тетраэдра MoO_4^{2-} . В области $700-900 \text{ см}^{-1}$ проявляются в обеих поляризациях моды 9 и 10, ответственные за O—O взаимодействия.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Loiacono G. M., Balasico I. F., Bonner R. // J. Cryst. Growth. 1974. V. 21. N 1. P. 1—11.
- [2] Verny G., Bourgion P., Aurault P. // Opt. Commun. 1972. V. 6. N 4. P. 383—387.
- [3] Мушинский В. П., Караман М. И., Манащенко А. П. // ЖПС. 1988. Т. 48. № 5. С. 839—841.
- [4] Мушинский В. П., Караман М. И., Манащенко А. П. // Изв. АН ССРМ, сер. физ.-мат. и мат. наук. 1987. № 3. С. 74—82.
- [5] Бахшиева Г. Ф., Морозов А. М. // ОМН. 1977. № 9. С. 211—214.
- [6] Pinnow D. A., Van Uitert L. C., Warner A. W. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 1. P. 83—86.
- [7] Ангерт Н. Б., Анисимов Н. А., Белый Н. М., Горбань И. С., Губанов В. А., Назаров Н. В. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 8. С. 2540—2542.

Кишиневский политехнический институт
им. С. Лазо

Поступило в Редакцию
22 мая 1990 г.

В окончательной редакции
15 октября 1990 г.

ВДК 539.2 : 533.951.2

© Физика твердого тела, том 33, № 4, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 4, 1991

П Л А З М Е Н Н Ы Е К О Л Е Б А Н И Я В С Д В О Е Н Н Ы Х К В А З И О Д Н О М Е Р Н Ы Х Э Л Е К Т Р О Н Н Ы Х К А Н А Л А Х

В. Шикин, Т. Васильева

1. Эксперименты [1] по возбуждению однородным электрическим полем плазменных колебаний в периодической системе сдвоенных электронных каналов (см. рисунок) демонстрируют наличие плазменного дублета ω_{\pm} с величиной $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_-$, зависящей от толщины $2d$ диэлектрика, разделяющего электронные слои. Целью настоящего сообщения является интерпретация этого эффекта в рамках классических уравнений холодной плазмы.

2. В случае одной сдвоенной системы слоев, т. е. при выполнении неравенства $a \ll b$ определения величин a и b , (см. рисунок), когда можно говорить об отдельном, плоском конденсаторе, интересующая нас система уравнений имеет вид

$$\delta n_1 + n_0 v_1'(x) = 0, \quad (1)$$

$$\delta n_2 + n_0 v_2'(x) = 0, \quad (1a)$$