

таким образом, что при падении одного луча возникает четыре луча с различными направлениями вектора поляризации [1]. Это происходит вследствие того, что положение плоскости главного сечения кристалла меняется для отраженных на наклонной грани образца лучей. Было замечено, что два луча из четырех выходят из плоскости отражения, а два остаются в этой плоскости. Приведены результаты экспериментальных исследований такого смещения лучей.

Основная причина смещения лучей – снос необыкновенных лучей за счет двулучепреломления кристалла. Величина сноса зависит: от точки падения луча 1 на отражающую грань (чем больше расстояние, пройденное отраженным или падающим лучом вдоль грани, параллельной плоскости, содержащей оптическую ось, тем больше), от типа кристалла (положительный или отрицательный), от величины двулучепреломления  $\Delta n$  кристалла, от положения оптической оси в призме (угла  $\alpha$ ), от того, в какую грань направлен падающий луч ( в грань А или в грань В).

Рассмотрено распространение оптических лучей в системе, состоящей из двух призм полного внутреннего отражения. Эксперимент проводился на призмах, изготовленных из кристаллов  $\text{TeO}_2$  и  $\text{CaCO}_3$ .

Ниже показано расположение призм и ход лучей при проведении эксперимента (см. рис. 2).

На систему двух призм падает один луч, поляризованный перпендикулярно к плоскости рис. 2. Оптические оси призм расположены в плоскостях граней 3 и 4 кристаллов под углом  $45^\circ$  к основанию призм.

На выходе из системы двух анизотропных призм можно получить 8 или 16 лучей, в зависимости от взаимного расположения призм (8 лучей – оптические оси призм параллельны, 16 лучей – оптические оси призм перпендикулярны). Меняя поляризацию падающего излучения, можно изменять число лучей на выходе из системы двух призм

В данной работе выявлены основные особенности поведения необыкновенных лучей при распространении излучения в оптическом анизотропном кристалле. Рассмотрены процессы множественного рождения лучей. Показано, что данный эффект перспективен для применения в линиях оптической связи для разделения каналов.

Список публикаций:

[1] Алексеева Л.В. Особенности полного внутреннего отражения в оптических кристаллах / Л.В. Алексеева, И.В. Повх, В.И. Строганов // Письма в журнал технической физики. – Т. 25. – № 1. – 1999. – с. 47.

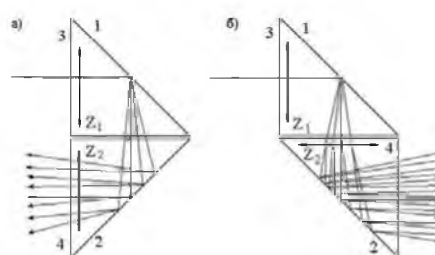


рис. 2

## Расчет параметров кристаллического поля иона $\text{U}^{4+}$ в $\text{ZrSiO}_4$ по модели обменных зарядов

Фомичева Людмила Александровна

Институт технической акустики НАН Беларуси

Корниенко Алексей Александрович, д.ф.-м.н.

[famichova@mail.ru](mailto:famichova@mail.ru)

Было исследовано влияние возбужденных конфигураций на расщепление мультиплетов иона  $\text{U}^{4+}$  в кристалле  $\text{ZrSiO}_4$  и определены параметры межконfigurационного взаимодействия. Определены параметры ковалентности и параметры нечетного кристаллического поля для иона  $\text{U}^{4+}$  в  $\text{ZrSiO}_4$  в модели обменных зарядов. Параметры интенсивности, вычисленные с помощью нечетных параметров кристаллического поля и параметров ковалентности, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными значениями.

В приближении промежуточного по силе межконfigurационного взаимодействия используют следующий гамильтониан [1]

$$H_{CF} = \sum_{\substack{\gamma LS \\ JM}} E_{\gamma J} |\gamma[LS]JM\rangle \langle \gamma[LS]JM| + \\ + \sum_{k=2,4,6} \sum_q \underbrace{\left[ B_q^k + (E_{\gamma J} + E_{\gamma J'} - 2E_f^0) \tilde{G}_q^k \right]}_{\tilde{B}_q^k} C_q^k, \quad (1)$$

где  $E_{\gamma J}$  – энергия мультиплета  $|\gamma[LS]J\rangle$ ;  $C_q^k = \sum_{i=1}^N c_q^k(\vartheta_i, \varphi_i)$  – сферический тензор ранга  $k$ , действующий на угловые переменные  $f$  – электронов;  $E_f^0$  – центр тяжести энергии  $5f^N$  конфигурации;  $\tilde{G}_q^k$  – параметры, обусловленные межконфигурационным взаимодействием.

Определяющий вклад в параметры  $\tilde{G}_q^k$  дает возбужденная конфигурация типа  $5f^{N-1}6d$  и конфигурации с переносом заряда [2]. Величину вклада возбужденной конфигурации  $5f^{N-1}6d$  можно оценить по формуле [1]

$$\tilde{G}_q^k(d) = -\frac{2k+1}{2\langle f \| C^k \| f \rangle} \sum_{p', p''} \sum_{t', t''} (-1)^q \begin{pmatrix} p' & p'' & k \\ t' & t'' & -q \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} p' & p'' & k \\ f & f & d \end{pmatrix} \langle f \| C^{p'} \| d \rangle \langle d \| C^{p''} \| f \rangle \frac{B_t^{p'}(d)}{\Delta_{df}} \frac{B_t^{p''}(d)}{\Delta_{df}}, \quad (2)$$

где  $\langle f \| C^k \| f \rangle$ ,  $\langle f \| C^{p'} \| d \rangle$  и  $\langle d \| C^{p''} \| f \rangle$  – приведенные матричные элементы одноэлектронного сферического тензора, которые не обращаются в нуль только для четных  $f+k+f$ ,  $f+p'+d$  и  $f+p''+d$ ;  $\Delta_{df}$  – энергетический зазор между возбужденной и основной конфигурациями парамагнитного иона;  $B_t^p(d)$  – параметры кристаллического поля нечетной симметрии.

В качестве ориентировочных значений параметров кристаллического поля были выбраны параметры, вычисленные в модели обменных зарядов [4,5]. Согласно этой модели параметры кристаллического поля можно записать в виде

$$B_q^k = e^2 \langle r^k \rangle \sum_j \rho_j (2\beta_j)^{k+1} \frac{g_j}{R_j^{k+1}} \left( C_q^k(\Theta_j, \varphi_j) \right)^*, \quad (3)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\langle r^k \rangle$  – среднее значение, вычисленное на  $5f$  – функциях,  $eg_j$  и  $R_j, \Theta_j, \varphi_j$  – соответственно заряд и сферические координаты  $j$ -иона,

$$\beta_j = \frac{1}{1+\rho_j} \text{ и } \rho_j = \rho_0 \left( \frac{R_0}{R_j} \right)^n \quad (4)$$

Здесь  $R_0$  – наименьшее расстояние  $R_j$ ,  $n=3,5$  и  $\rho_0=0,05$ .

Для уменьшения числа варьируемых параметров в гамильтониане (1) соотношение между параметрами кристаллического поля было фиксировано и выбиралось таким же, как в модели обменных зарядов.

Из описания шарковской структуры мультиплетов были определены параметры ковалентности и параметры нечетного кристаллического поля для иона  $U4+$  в цирконе. На основе этих данных был выполнен расчет параметров интенсивности.

#### Список публикаций:

- [1] Корниенко А.А., Дунина Е.Б., Письма в ЖЭТФ. Т.59, №6, С. 385 (1994).
- [2] Корниенко А.А., Каминский А.А., Дунина Е.Б., ЖЭТФ. Т.116, Вып.6, С. 2087 (1999).
- [3] Корниенко А.А., Дунина Е.Б., Опт. и спектр. Т.97, №1, С. 75-82 (2004).
- [4] Малкин Б.З., Иваненко З.И., Айзенберг И.Б., ФТТ. Т.12, С. 1873. (1970).
- [5] Campos A.F., Meijerink A., Donegá C. de Mello, and Malta O.L., J. Phys. Chem. Solids. V61, P. 1489-1498 (2000).