

PACS: 62.40.+i  
УДК 539.67:539.374

## Оптическое поглощение в облученных кристаллах LiF

Г.А. Петченко, А.М. Петченко

*Харьковский национальный университет городского хозяйства им. А.Н. Бекетова  
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Революции, 12  
gdaeron@ukr.net*

Изучено оптическое поглощение излучения в облученных до дозы 1057 Р кристаллах LiF с величинами предварительной деформации 0,3 и 1,2 % при комнатной температуре. Определены параметры полосы поглощения, на основании чего сделан вывод о присутствии F-центров в облученных кристаллах и определена объемная плотность указанных дефектов.

**Ключевые слова:** облучение, радиационные дефекты, центры окраски, деформация, коэффициент пропускания.

Вивчено оптичне поглинання випромінювання у опромінених до дози 1057 Р кристалах LiF з величинами попередньої деформації 0,3 та 1,2 % при кімнатній температурі. Визначено параметри смуги поглинання, на підставі чого зроблено висновок щодо наявності F-центрів у опромінених кристалах та визначено об'ємну густину вказаних дефектів.

**Ключові слова:** опромінення, радіаційні дефекти, центри забарвлення, деформація, коефіцієнт пропускання.

The optical absorption in the irradiated by dose 1057 R LiF crystals with the values of the preliminary deformation 0,3 and 1,2 % at a room temperature is investigated. The parameters of the absorption band width are defined on the base of F – centres presence in irradiated crystals is concluded and the volume density of the above-mentioned defects is defined.

**Keywords:** irradiation, radiation defects, color centers, deformation, transmittance coefficient.

### Введение

В недавней работе [1] изучался ход кривых спектрального коэффициента пропускания от длины волны  $\tau_{\lambda}(\lambda)$  для кристаллов LiF с величиной предварительной деформации  $\varepsilon = 0,8\%$  при разных дозах рентгеновского облучения в интервале 0 – 1057 Р. Было обнаружено, что в интервале доз 0 – 264 Р увеличение дозы приводит к заметному снижению пропускающей способности образцов, однако полосы поглощения при этом не возникают. В интервале доз 530 – 1057 Р в исследованных кристаллах возникает и развивается полоса оптического поглощения с локализацией максимума поглощения на длине волны  $\lambda_{\max} \approx 248$  нм, вызванная появлением F – центров в образцах [2]. Кроме этого было замечено, что увеличение дозы облучения в указанном диапазоне не влияет на локализацию  $\lambda_{\max}$  и практически не изменяет ширину полосы. Обработка экспериментальных зависимостей  $\tau_{\lambda}(\lambda)$  в рамках теории Смакулы позволила определить объемную плотность  $N_F$  электронных центров окраски в облученных кристаллах LiF -  $1,09 \times 10^{16}$  и  $1,15 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для доз 530 и 1057 Р соответственно. Монотонное увеличение  $\tau_{\lambda}(\lambda)$  с ростом  $\lambda$  в интервале 300 – 650 Р для всех измеренных зависимостей позволяет сделать вывод об отсутствии в облученных образцах F<sub>2</sub> и F<sub>3</sub> – центров, полосы поглощения для которых в LiF при T = 300 К

ожидаются именно в этом спектральном диапазоне [3]. Результаты [1] позволяют предположить, что для всех изученных акустическим методом кристаллов LiF с остаточными деформациями 0,3 – 1,5 % [4-9] центры закрепления подвижных дислокаций, оказывающие влияние на локализацию частотных спектров дислокационного поглощения ультразвука  $\Delta_d(f)$ , а также величину эффективной длины дислокационного сегмента L, по своей физической природе являются F – центрами.

Однако, как отмечалось в [1], для окончательного решения задачи идентификации радиационных дефектов в LiF требуются дополнительные сведения об оптическом поглощении в указанных кристаллах с другой дислокационной структурой, полученной при разных деформациях интервала 0,3-1,5%. С учетом этого, в данной работе ставилось целью исследовать оптическое поглощение в облученных до дозы 1057 Р кристаллах LiF, с остаточными деформациями 0,3 и 1,2 %.

### Методика эксперимента

Для опытов использовались образцы LiF с геометрическими размерами приблизительно 17x17x25 мм, относящиеся к той же серии и приготовленные по той же технологии, что

и кристаллы, применяемые в работах [4 - 9]. Деформирование исследуемых образцов до величин остаточной деформации  $\varepsilon = 0,3$  и  $1,2$  % выполнялось сжатием на разрывной машине типа "Инстрон" при скорости деформации  $\sim 10^{-5} \text{c}^{-1}$ . Отслеживание величины остаточной деформации обеспечивалось точной регистрацией предела текучести кристаллов на ленте самописца КСП-4, а изменение длины образцов контролировалось с помощью компаратора ИЗА-2. Облучение кристаллов рентгеновскими лучами выполнялось на той же установке и в том же режиме, что и в работах [4 - 9]. Время облучения кристаллов составило 160 минут, что при мощности дозы облучения в месте расположения исследуемых кристаллов  $0,11 \text{ P/c}$  соответствовало дозе облучения 1057 P. Оптический эксперимент выполнялся на спектрофотометре СФ-26 в интервале длин волн 220-650 нм в том же режиме измерений, что и в работе [1].

### Результаты и их обсуждение

Результаты измерения спектрального коэффициента пропускания  $\tau_\lambda$  в кристаллах LiF с остаточной деформацией 0,3 и 1,2 % и дозой рентгеновского облучения 1057 в интервале длин волн 220-650 нм приведены на рис. 1. На этом же рисунке для удобства сравнения приведена также зависимость  $\tau_\lambda(\lambda)$  для образцов LiF с  $\varepsilon = 0,8$  %, полученная в работе [1]. Можно отметить, что ход кривых для образцов с различными деформациями качественно одинаков. В окрестности  $\lambda_{\text{max}} \approx 248$  нм на всех зависимостях  $\tau_\lambda(\lambda)$  наблюдается явно выраженная полоса оптического поглощения, вызванная присутствием F-центров в облученных кристаллах [2]. Так же как и в работе [1] в интервале 300 - 650 нм в исследованных кристаллах не наблюдаются  $F_2$ -центры ( $\lambda_{\text{max}} \approx 443$  нм) и  $F_3$ -центры ( $\lambda_{\text{max}} \approx 307$  и  $377$  нм) [3]. Это позволяет сделать вывод, что в исследованных нами ранее кристаллах в интервале доз облучения 0 - 1057 P, ответственными за взаимодействие с подвижными дислокациями, являются исключительно F-центры. Из рис. 1 также видно, что увеличение значения остаточной деформации от 0,3 до 0,8 % приводит к заметному снижению пропускающей способности образцов, однако, при дальнейшем увеличении  $\varepsilon$  наблюдается прямо противоположный эффект, в результате которого кривая  $\tau_\lambda(\lambda)$  смещается в положение между аналогичными зависимостями для 0,3 и 0,8 %. Указанный эффект обратимого смещения уже наблюдался нами для резонансных кривых  $\Delta_d(f)$  в акустических опытах [10] и является ярким свидетельством одинаковой реакции как звуковой, так и электромагнитной волны на изменения в дислокационной структуре кристаллов. Данная закономерность обнаружена впервые и открывает широкие возможности для взаимного усиления

описания экспериментальных данных, получаемых методами физической акустики и оптического радиационного материаловедения.

Для получения количественной информации об электронных центрах окраски результаты, представленные на рис. 1, обрабатывали, используя дисперсионное соотношение Смакулы [11], которое по параметрам полосы поглощения позволяет определить концентрацию F-центров.

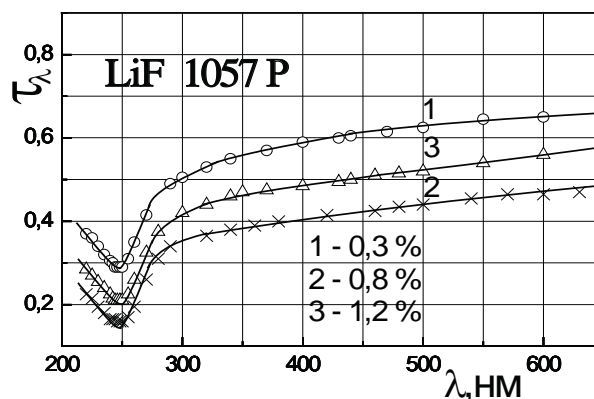


Рис. 1. Зависимости спектрального коэффициента пропускания от длины волны в кристаллах LiF, облученных до 1057 P: 1 - 0,3 %, 2 - 0,8 % [1], 3 - 1,2 %.

Согласно [11] концентрацию центров окраски  $N_F$  в кристалле можно рассчитать по формуле:

$$N_F = \frac{A}{f} \cdot \frac{n}{(n^2 + 2)^2} \cdot K_m \cdot \Delta E \quad (1)$$

где  $A = 1,31 \times 10^{17}$  - числовой коэффициент, справедливый для лоренцевой формы полосы поглощения,  $f$  - сила осциллятора (равная 0,8 для лоренцевой формы полосы),  $n = 1,42$  для LiF [12] - показатель преломления невозбужденного кристалла в области  $\lambda_{\text{max}} = 248$  нм,  $K_m$  - максимальное значение показателя ослабления,  $\Delta E$  - полуширина полосы, определяемая шириной линии поглощения на ее полувысоте [13].

Для определения параметров  $K_m$  и  $\Delta E$  из данных рис. 1 необходимо воспользоваться соотношениями, справедливыми для случая прохождения света через плоскопараллельный слой вещества [13]:

$$\begin{aligned} \tau &= (1 - \rho)^2 \cdot e^{-k\ell} + \rho^2 (1 - \rho)^2 \cdot e^{-3k\ell} + \dots = \\ &= \frac{(1 - \rho)^2 \cdot e^{-k\ell}}{1 - \rho^2 \cdot e^{-2k\ell}} \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\tau$  - коэффициент пропускания кристалла,  $\rho = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2$  - коэффициент отражения,  $K$  - показатель ослабления,  $\ell$  - оптический путь света в

веществе. У автора [13] отмечается, что формула (2), учитывающая полный коэффициент пропускания плоскопараллельного образца (с учетом многократных переотражений), строго говоря, должна использоваться только для  $\rho$ , превышающих десятки процентов (плоскопараллельные пластины германия, кремния), а для малых  $\rho$  знаменателем формулы (2) пренебрегают, и с хорошим приближением пользуются упрощенной формулой:

$$\tau = (1 - \rho)^2 \cdot e^{-k\ell} \quad (3)$$

В нашем случае  $\rho$  составляет 3 %, поэтому для расчетов показателя ослабления пользуемся формулой (3).

Определив френелевские потери  $(1 - \rho)^2 = 0,94$ , получаем:

$$\begin{aligned} \tau &= 0,94 \cdot e^{-k\ell} \Rightarrow \\ \Rightarrow \log\left(\frac{0,94}{\tau}\right) &= K \cdot \ell \cdot \log e \Rightarrow \quad (4) \\ \Rightarrow K &= \frac{2,3 \cdot \log\left(\frac{0,94}{\tau}\right)}{\ell} \end{aligned}$$

Таким образом, при наличии зависимости  $\tau_\lambda(\lambda)$  и известном значении  $\ell$  можно определить зависимости  $K_\lambda(\lambda)$ .

Результаты расчета спектральных зависимостей показателя ослабления от длины волны для кристаллов LiF с величинами остаточной деформации 0,3 и 1,2 % и дозой облучения 1057 Р приведены на рис. 2. Для кристаллов с деформациями 0,3; 0,8 и 1,2 % максимальные значения показателя ослабления составили 0,72; 1,026 и 0,92  $\text{см}^{-1}$  соответственно, что дополнительно иллюстрирует отмеченную выше аналогию для акустического и оптического поглощения.

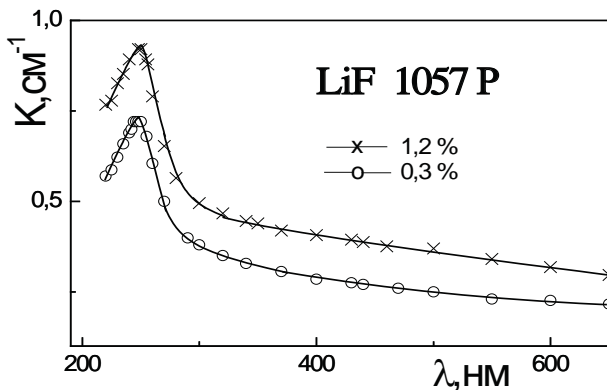


Рис.2. Зависимости показателя ослабления от длины волны в кристаллах LiF, облученных до 1057 Р с величинами остаточной деформации 1,2 % (точки обозначены x) и 0,3 % (точки O).

Для граничных значений полосы поглощения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  по известной формуле

$$\Delta E = 1241 \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

была определена полуширина полос для кристаллов с указанными значениями  $\varepsilon$ , которая составила приблизительно 0,8 эВ.

По значениям  $K_m$  и  $\Delta E$  мы, воспользовавшись соотношением (1), определили количество центров окраски, появившихся в LiF. Для кристаллов LiF с величиной остаточной деформации 0,3 и 1,2 % облученных дозой 1057 Р значения  $N_F$  составили  $8,34 \times 10^{15}$  и  $10,34 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

### Выводы

1. Изучено влияние рентгеновского облучения на зависимость спектрального коэффициента пропускания  $\tau_\lambda(\lambda)$  от длины волны в интервале 220-650 нм в кристаллах LiF с дозой облучения 1057 Р и значениями остаточными деформациями 0,3 и 1,2 %. На всех кривых  $\tau_\lambda(\lambda)$  наблюдается полоса поглощения с максимумом на длине волны приблизительно 248 нм, сформировавшаяся в связи с появлением F-центров в кристаллах.

2. Впервые обнаружен эффект обратимого смещения кривых  $\tau_\lambda(\lambda)$ , выражающийся в немонотонном изменении пропускающей способности образцов при последовательном увеличении  $\varepsilon$ . Аналогичная закономерность обратимого смещения наблюдалась ранее в акустических опытах для частотных спектров дислокационного поглощения с ростом величины остаточной деформации в образцах.

3. На основе дисперсионного соотношения Смакулы выполнен расчет объемной плотности F-центров  $N_F$  в кристаллах LiF. Для образцов LiF с  $\varepsilon$  0,3 и 1,2 % значения  $N_F$  составили  $8,34 \times 10^{15}$  и  $10,34 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

1. Г.А. Петченко. *Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна*, **1075**, 50 (2013).
2. В.М. Лисицын. *Радиационная физика твердого тела*, Издательство томского политехнического университета, Томск (2008).
3. И.А. Парфианович, Э.Э. Пензина. *Электронные центры окраски в ионных кристаллах*, Восточно-Сибирское книжное издательство, Иркутск (1977).
4. Г.А. Petchenko, А.М. Petchenko. *Functional Materials*, **17**, 421 (2010).
5. Г.А. Petchenko. *Functional Materials*, **19**, 473 (2012).
6. Г.А. Петченко. *Вопросы атомной науки и техники*, **2 (78)**, 36 (2012).
7. Г.А. Petchenko. *Ukr. Journ. Phys.*, **49**, 339 (2011).
8. Г.А. Петченко. *Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна*, **1019**, 57

- (2012).
9. Г.А. Петченко. *Вопросы атомной науки и техники*, 2 (84), 55 (2013).
  10. А.М. Петченко, Г.А. Петченко. *Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна*, 865, 39 (2009).
  11. A. Smakula. *Z. Physik.*, 59, 603 (1930).
  12. А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова, Ф.Н. Стрижевская, В.В. Чкалова, М.П. Шаскольская. *Акустические кристаллы*, Наука, Москва (1982).
  13. М.М. Гуревич. *Фотометрия (теория, методы и приборы)*, Энергоатомиздат, Ленинград (1983).