

А.К.Даулетбекова<sup>1</sup>, А.Т.Акилбеков<sup>1</sup>, М.В.Здоровец<sup>1</sup>, А.А.Абдрахметова<sup>1</sup>,  
К.А.Кутербек<sup>2</sup>, М.В.Колобердин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Евразийский национальный университет им. Л.Н.Гумилева, Астана;  
<sup>2</sup>Филиал ИЯФ НАН РК, МНИК, Астана

## F- И F<sub>2</sub>-ЦЕНТРЫ В LiF, ОБЛУЧЕННОМ ИОНАМИ КРИПТОНА С ЭНЕРГИЕЙ 117 МэВ

*Энергиясы 117 МэВ Kr ионымен бөлме температурасында сәулеленген LiF кристалындағы радиациялық ақаулар абсорбциялық спектроскопия әдісімен зерттелген. Бояу орталықтарының пайда болу тиімділігі флюенске тікелей байланыстылығы көрсетілген. Тректердің пайда болуы туралы соңғы түсініктер бойынша шолу жасалған.*

*First irradiation experiments on the cyclotron ion accelerator DC-60 (Astana) are presented. Investigation of radiation defects induced by the irradiation of LiF crystals with 117 MeV Kr ions (fluences of  $6 \cdot 10^{10}$ – $3.6 \cdot 10^{11}$  ions/cm<sup>2</sup>) at room temperature has been performed using the method of UV-VIS optical absorption. Based on the optical spectra the creation of singlet F centers and their more complex aggregates were studied as a function of ion fluence and energy loss. With increasing fluence track overlapping takes place, single F centers saturate, and more complex color centers (F<sub>n</sub> centers, F center aggregates and colloids) are created. The volume saturation concentration of F centers N<sub>F</sub> is about 10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>, which is in agreement with the results of other investigations. The efficiency of F center creation, track radius has been estimated using ORIGIN program (r ≈ 12 nm, average energy creation ΔE<sub>F</sub> ≈ 1500 eV). The present state of investigations of processes and mechanisms of defect formation in materials under ion bombardment is considered.*

### Введение

Исторически изучение радиационных эффектов связано с открытием рентгеновских лучей и радиоактивности Вильгельмом Конрадом Рентгеном и Анри Беккерелем. Облучение приводит в твердых телах к изменениям структуры, формы, размеров, состава, т.е. к изменению физических свойств.

Изучение процессов радиационного дефектообразования в твердых телах под воздействием тяжелых ионов началось в 1950 г., с использованием продуктов деления ядер. Эти исследования были начаты на кристаллах LiF, исследовались оптические, электрические и магнитные свойства, а также треки путем химического травления. С 1970-х гг., когда были построены первые ускорители тяжелых ионов, открылась совершенно новая область исследования радиационных эффектов в твердых телах под облучением быстрых (МэВ и ГэВ) ионов. Начиная с этого времени и по настоящее время ускорители, такие как GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) в Дармштадте, HMI (Hahn-Meithner Institut) в Берлине, Германия, GANIL (Grand Accelerator National d Ions Lourds) в Кайене, Франция, JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) в Такасаки и Токио, Япония, ускоритель тяжелых ионов, Дубна, Россия и др. Радиационные эффекты, вызываемые ионным облучением, исследовались в различных материалах, начиная со сверхпроводников до диэлектриков.

Дефекты, вызываемые классическими видами облучения, такими как УФ, рентгеновские, γ-лучи, быстрые электроны, относительно хорошо изучены в ионных кристаллах. В случае облучения высокоэнергетичными ионами создаваемые дефекты отличаются от вызываемых классическим облучением. Это отличие связано с высокой плотностью возбуждения, обусловленной ионами. Мы также рассмотрели основные модели воздействия высокоэнергетичных ионов на твердые тела и развиваемые концепции. В данной работе рассматриваются дефекты, вызванные воздействием ионов <sup>84</sup>Kr на кристаллы фтористого лития при 295 К.

### 1. Взаимодействие ионов с веществом

Быстрые ионы с энергией МэВ-ГэВ с твердыми телами взаимодействуют путем кулоновского поля (электронные потери энергии) и путем упругих столкновений (ядерные потери энергии). При энергиях 0,1 МэВ/нуклон и выше осуществляются электронные потери. При энергиях меньше 0,1 МэВ/нуклон преобладают упругие потери. Таким образом, ионы с общей энергией 10 МэВ — несколько ГэВ, потери в основном осуществляются путем кулоновского взаимодействия, и упругие потери осуществляются только в конце трека. В настоящей работе мы рассматриваем ионы с удельной энергией до 1,4 МэВ/нуклон (скорость иона порядка 0,006c, где c — скорость света в вакууме). Именно такие нерелятивистские ионы применяются для модификации материалов. В общем случае

потеря энергии  $(dE/dx)$  выражается в двух видах: электронная  $(dE/dx)_e$  и ядерная (упругая)  $(dE/dx)_n$ :

$$(dE/dx) = (dE/dx)_e + (dE/dx)_n. \quad (1.1)$$

Ядерные потери энергии происходят при взаимодействии налетающей частицы с ядром атома мишени, что приводит к смещению атома и колебаниям решетки (фононам). Ядерные энергетические потери определяются в основном передачей импульса и потенциалом межатомного взаимодействия между двумя атомами. Ядерные потери становятся значительными, когда скорость иона становится меньше Боровской скорости (орбитальной скорости электрона). По этой причине максимум ядерных потерь энергии происходит вблизи конца трека иона. Предположим, что энергия иона порядка 10 МэВ/нуклон, глубина проникновения иона будет порядка 100 мкм. В начале трека отношение  $(dE/dx)_n : (dE/dx)_e$  будет 1:1000, поскольку ядерные потери энергии становятся значительными при глубине проникновения иона  $\geq 99$  мкм в конце ионного трека. Это означает, что электронные потери энергии доминируют и составляют около 99 % от полной энергии иона.

При значениях энергии выше 0,1 МэВ/нуклон электронные потери энергии  $(dE/dx)_e$  становятся доминирующими. Передача энергии электронам осуществляется двумя путями: электронное возбуждение и ионизация. В процессе возбуждения электрон переходит на более высокий уровень. Ионизация означает вылет электрона с орбиты атома, в основном валентных. Эффективный заряд положительного иона дается эмпирической формулой [1]:

$$Z_{eff} = Z \left[ 1 - \exp\left(-130\beta Z^{-2/3}\right) \right], \quad (1.2)$$

где  $Z$  — атомный номер иона и  $\beta$  есть скорость иона в единицах скорости света ( $c$ ).

Принимая во внимание эффективный заряд иона и формулу Бете-Блоха, формула электронной потери энергии представляется в виде:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_{eff}^2 Z_1 N}{mV_{ion}^2} \left[ \ln\left(\frac{2mC^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (1.3)$$

где  $e$  — элементарный заряд электрона;  $Z_1$  — заряд ядра атома мишени;  $N$  — число атомов мишеней на единицу объема;  $m$  — масса электрона;  $\delta$  — поправка, учитывающая эффект поляризации при релятивистских скоростях;  $U$  — низкоскоростная поправка, учитывающая неучастие внутренних электронных оболочек;  $I$  — ионизационный потенциал атома мишени;  $V_{ion}$  — скорость иона.

Максимальная энергия электрона при взаимодействии иона с твердым телом определяется так:

$$E_{max}^e = \frac{4m_e E_{ion}}{M}. \quad (1.4)$$

Эти первичные электроны при дальнейшем взаимодействии с твердым телом создают вторичные или  $\delta$ -электроны. Максимальная энергия электронов для иона криптона составляет 3,1 кэВ.

Из энергетических потерь определяется пробег иона. Полный пробег  $R$ , налетающего иона в материале мишени, получен интегрированием по всем значениям энергии  $E$ , от падающей энергии  $E_0$  до нулевого значения:

$$R = \int_0^{E_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE. \quad (1.5)$$

Сейчас значения энергетических потерь и пробег рассчитаны для различных материалов с использованием TRIM (Transport of Ions in Matter) с точностью до 15 % [2], для иона криптона с энергией 117 МэВ значение пробега равно 15,5 мкм. Поскольку энергетические потери являются результатом стохастических процессов, после прохождения ионов через вещество наблюдается широкое энергетическое распределение конечной ширины для первоначально моноэнергетических ионов. Это распределение имеет несимметричный вид и называется рассеянием энергии иона [3].

Для одинакового значения  $(dE/dx)$  дефектное поперечное сечение для медленных тяжелых ионов больше, чем для быстрых ионов. Это есть так называемый скоростной эффект, и он объясняется тем, что энергетическое воздействие будет более локализованным вокруг траектории для медленного иона, чем для быстрого иона [4]. Это объяснение первоначально было предложено Waligorski et al. [5], предположившими, что чем больше скорость иона, тем больше объем, в котором теряется

энергия ( $dE/dx$ ). Кроме того, ожидалось для медленных ионов увеличение времени взаимодействия. Много усилий группы Toulemonde было приложено для изучения скоростного эффекта в различных материалах [6]. Нужно отметить, что для объяснения скоростного эффекта была успешно использована модель термического пика [4].

Дефекты создаются ионами в результате сложных процессов, причем передача энергии происходит более быстро, чем создание радиационных дефектов. Передача энергии от тяжелого иона электронам кристалла происходит в течение  $10^{-17}$ – $10^{-14}$  с, тогда как создание дефектов происходит по временной шкале много позже, между  $10^{-13}$ – $10^{-3}$  с [7, 8]. Большая часть первичного возбуждения и процессов ионизации проходит вблизи траектории иона в цилиндре с радиусом в несколько нанометров. Пространственное распределение воздействующей энергии не является однородным. Каждый отдельный ион энергетически воздействует по закону  $1/r^2$  (где  $r$  — расстояние по радиусу от траектории движения). Также градиент дозы должен оказывать сильное влияние на природу дефектов [9]. Поглощенная доза  $D_{abs}$  [Gy] может быть рассчитана по формуле

$$D_{abs} = 1,6030 \cdot 10^{-10} \frac{E_{tot} \Phi}{\rho R}, \quad (1.6)$$

где  $E_{tot}$  — полная энергия в МэВ налетающего иона;  $\Phi$  — флюенс ионов в  $\text{см}^{-2}$ ;  $R$  — пробег иона в см, оцениваемый TRIM-программой [10]. В частности, вблизи траектории иона очень большие значения энергии воздействия в очень маленьком объеме в экстремально короткое время. Размер дефектной зоны зависит в основном от электронных потерь энергии и от свойств мишени. Рассмотрим модели формирования трека.

**Модель термического взрыва** (модель теплового электронного пика). Термический взрыв — это высокотемпературная область вдоль траектории иона [11, 12]. Предполагалось, что энергетическое воздействие осуществляется мгновенно в очень маленькой области, создавая локальное увеличение температуры, которая распространяется и остывает согласно классическому закону теплопроводности [13]. Эта модель долгое время использовалась различными авторами для оценки радиационного дефектообразования и других радиационных процессов в твердых телах. Количественное развитие этой модели было сделано в [14]. На первом этапе энергия воздействия делится между множеством электронов, на втором этапе передается решеточным атомам посредством электрон-решеточного взаимодействия, ведущего к сильному увеличению температуры вдоль траектории иона. Эта модель описывается математически двумя уравнениями для диффузии энергии к электронной и атомной подсистеме [15]:

$$C_e \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (K_e \nabla T_e) - g(T_e - T) + B(r, t), \quad (1.7)$$

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla (K(T) \nabla T) - g(T_e - T), \quad (1.8)$$

где  $T_e$  — температура электронной системы;  $T$  — температура атомной системы;  $C_e$  — теплоемкость электронной системы;  $C(T)$  — теплоемкость атомной системы;  $K_e$  — теплопроводность электронной системы;  $\rho$  — плотность кристалла;  $g$  — константа электрон-фононной связи;  $B(r, t)$  — плотность энергии передаваемой ионом электронной системе в радиусе  $r$  за время  $t$ . Интегрирование  $B(r, t)$  по времени и объему дает полное ( $dE/dx$ ).

Модель термического взрыва способна дать количественное описание основных экспериментальных результатов в режиме электронной остановки воздействия, независимо от их металлического или диэлектрического характера, от ионной или ковалентной природы связи, используя один свободный параметр; ничтожный свободный пробег электрон-фононного взаимодействия может быть связанным с энергией ширины запрещенной зоны, рассматриваемых материалов [16].

**Ионная взрывная модель** (модель ионного взрывного клина). В течение прохода заряженной частицы через неорганическое вещество первичная ионизация, обусловленная кулоновским взаимодействием, сопровождается созданием совокупности междоузельных ионов и вакансий, с последующим созданием обширной деформированной области. Идея, что решеточная неустойчивость может быть результатом создания соседних ионов одного знака, была предложена Varley [17], как способ создания отдельных интерстициал-вакансионных пар в щелочно-галогидных кристаллах. В 1958 г. Young [18] упомянул о возможности формирования треков во фториде лития путем множественного процесса Varley.

В 1965 г. Fleisher, Price, Walker [19] предложили модель формирования трека. Модель описывает условие создания трека, что кулоновские силы отталкивания внутри ионизованной области достаточны для преодоления решеточных связывающих сил. Условие было выражено в терминах локального электростатического напряжения, большего, чем локальная механическая прочность материала.

Детальная и количественная модель, базирующаяся на таком механизме, до настоящего времени не развита.

**Модель автолокализованных экситонов.** В 1930 г. Френкель предложил новый тип электронных возбуждений в диэлектриках, названный экситонными состояниями. Экситон — это возбужденное состояние решетки, состоящее из связанной электронно-дырочной пары, и структура энергетических уровней подобна структуре атома водорода [20]. Эта модель предполагает автолокализацию экситона, которая происходит, когда электронно-решеточное взаимодействие подавляет движение экситона, локализуя энергию возбуждения электронов созданием решеточного искажения, и может быть причиной создания трека [21, 22]. Автолокализация экситонов не происходит в полупроводниках, тогда как металлы ведут себя по-другому, начиная с отсутствия экситонов. Эта модель оказалась успешной при объяснении радиуса трека и зависимости от вещества в режиме потери мощности 10–60 кэВ/нм [23].

## 2. Экспериментальная методика

Соединения галогенов с другими элементами известны давно. Эти виды вещества играют важную роль в развитии экспериментальной и теоретической физики и химии. Среди других галогенов фториды имеют высокую электроотрицательность. Связь между ионом металла и ионом фтора практически чисто ионная, где за связь отвечают электростатические силы. Низкий показатель преломления фторидов обусловлен слабой поляризуемостью ионов фтора. Кроме того, фториды обладают прозрачностью в широком интервале, начиная с ультрафиолета и до инфракрасной области спектра.

Относительно исследования дефектов щелочно-галоидные кристаллы важны тем, что существует развитое понимание дефектообразования в них.

Кристалл лития фтора имеет кубическую структуру. Щелочно-галоидные кристаллы хорошо известны как активная среда в перестраиваемых твердотельных лазерах [24]. Среди них наиболее практически многообещающим является литий-фтор, потому-то он может обладать совокупностью различных типов точечных дефектов, которые являются лазерно-активными в видимой области спектра и в ближней инфракрасной области [25]. Литий-фтор имеет практическое применение как оптические окна, призмы, линзы в VUV-, UV-, V-, IR-областях спектра. Также известно, что литий-фтор обладает высокой чувствительностью к радиационным дефектам [26].

**Циклотрон DC-60.** Кристаллы LiF облучались ионами  $^{84}\text{Kr}$  с энергией 1,4 MeV/нуклон. Ток 23 нА, на циклотроне DC-60 (Астана).

Исследование спектров поглощения радиационных дефектов в интервале UV-Vis широко используется для изучения оптических свойств радиационных дефектов. Эта методика используется и в настоящей работе для исследования радиационных дефектов в кристалле LiF, облученном ионами криптона. В UV-Vis-спектроскопии электромагнитные волны используются для возбуждения переходов между электронными состояниями. Для измерения спектра поглощения использовался спектрометр СФ-103. Он работает в спектральном интервале 190–1100 нм.

Если предположить, что центры окраски, дающие поглощение, не взаимодействуют друг с другом, то площадь под кривой поглощения пропорциональна концентрации центров [27]

$$Nf = \frac{9mc}{2e^2} \frac{n}{(n^2 + 2)^2} D_{\max} W, \quad (2.1)$$

где  $f$  — сила осциллятора — фактор, который определяется вероятностью перехода ответственного за поглощение;  $n$  — показатель преломления кристалла для длины волны, соответствующей максимуму полосы поглощения;  $D_{\max}$  — коэффициент поглощения в максимуме полосы поглощения;  $W$  — ширина полосы поглощения на половине максимума полосы поглощения в электрон-вольтах;  $m$ ,  $e$ ,  $c$  — это масса, заряд электрона и скорость света в вакууме.

## 3. Основные исследуемые центры окраски

Множество полос поглощения дефектов в видимой области спектра дало им название — центры окраски. Окрашивание может быть совершено путем стехиометрического избытка одного из компо-

нентов либо облучением [28]. Основные концепции в области центров окраски были сделаны на щелочно-галогидных кристаллах [29].

Схематические модели центров окраски представлены на рисунке 3.1. Методы исследования центров окраски зависели от целей исследователей. Большая часть исследований осуществлялась оптическими методами (поглощение и люминесценция), электронно-парамагнитного резонанса, исследованием параметров решетки рентгеновской дифракцией.

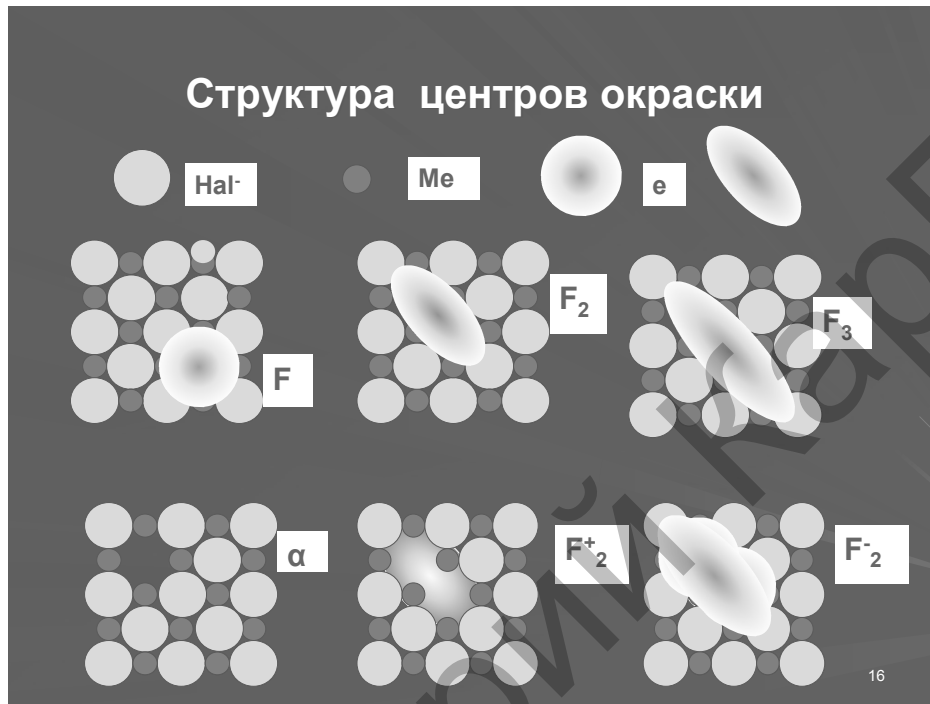
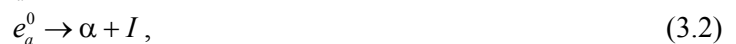


Рис. 3.1. Структура центров окраски

Систематическое исследование радиационных центров окраски начал в 20-х годах в Геттингене R.Phil [30]. Позже, в 1946 г., F.Seitz опубликовал обзорную статью об исследовании и теории окрашивания щелочно-галогидных кристаллов. Центры окраски наблюдались не только в щелочно-галогидных кристаллах, но и в других ионных кристаллах. Было установлено, что основными первичными радиационными дефектами являются френкелевские пары. Френкелевский дефект создается безызлучательным распадом автолокализованного экситона  $e_a^0$ , в котором электрон и дырка превращаются в пространственно разделенные дефекты [31] (см. рис. 3.2.):



где  $F$ -центр — это анионная вакансия, захватившая электрон;  $H$ -центр представляет из себя междуузельный атом галоида;  $\alpha$  — анионная вакансия;  $I$ -центр — это междуузельный ион галоида.

При комнатной температуре первичные френкелевские пары превращаются в сложные электронные и дырочные центры. В щелочно-галогидных кристаллах  $H$ -центры неподвижны при  $T \leq 30$  К. Выше критической температуры  $H$ -центры становятся подвижными и взаимодействуют с атомами решетки и дефектами. Например, в LiF при температуре  $60\text{K} \leq T \leq 110\text{K}$   $H$ -центры превращаются в  $V_k$ -центры [32].  $F$ -центры, создаваемые при низких температурах ( $T = 4$  К), устойчивы до высоких температур, для LiF  $T \geq 500$  К [33]. Расстояние между устойчивыми  $F$ - и  $H$ -центрами составляет  $(4-5)d$ , где  $d$  — межатомное расстояние. При высоких дозах облучения создаются агрегаты  $F$ -центров ( $F_n$ ,  $n \leq 4$ ) и коллоидные центры (макроскопические агрегаты  $F$ -центров), где финальной стадией кластеризации  $F$ -центров является формирование коллоидальных частиц ионов щелочного металла [23]. При облучении тяжелыми ионами экситонная модель радиационного дефектообразования в щелочно-галогидных кристаллах была применена в работах [34, 35].

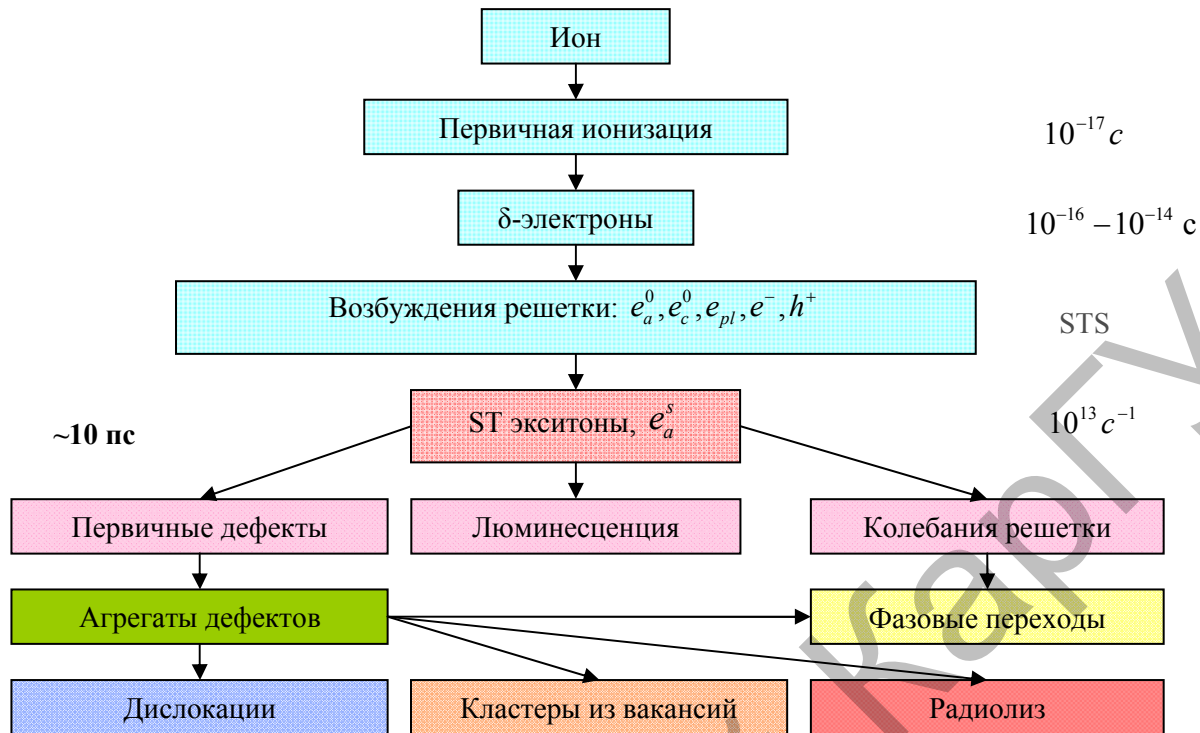


Рис. 3.2. Экситонный механизм переноса энергии и создания дефектов в ионных кристаллах

#### 4. Экспериментальные результаты и обсуждение

Создание центров окраски в кристаллах LiF при облучении различными ионами было проанализировано К. Schwartz [36]. Основной вывод исследования: информация о процессах в одиночных ионных треках может быть получена при флюенсах, когда нет перекрытия треков (см. рис. 4.1). При больших значениях флюенса, когда соседние треки перекрываются, облучение происходит на уже облученном участке кристалла. Это ограничивает информацию об одиночных ионных треках. При больших значениях флюенса  $\Phi$  (или поглощенной энергии  $E_{\text{abs}}$ , эВ/см<sup>2</sup>) радиационные эффекты в основном зависят от дозы облучения, а потеря энергии  $dE/dx$  играет второстепенную роль.

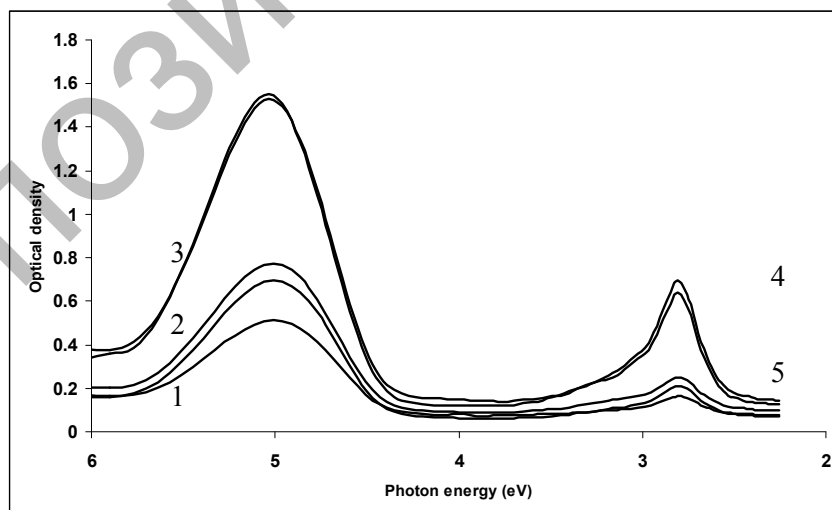


Рис. 4.1. Спектры поглощения LiF при следующих значениях флюенса: 1 —  $6 \cdot 10^{10}$ ; 2 —  $1,2 \cdot 10^{11}$ ; 3 —  $1,7 \cdot 10^{11}$ ; 4 —  $2,5 \cdot 10^{11}$ ; 5 —  $3,6 \cdot 10^{11}$

Центры окраски в кристаллах LiF облученных ионами  $^{84}\text{Kr}$  117 МэВ

$\Phi$ , ions/cm <sup>2</sup>	$E_{abs}^s \cdot 10^{18}$ e, V/cm <sup>2</sup>	$D_F$	$D_{F_2}$	$n_F \cdot 10^{15}$ , cm <sup>-2</sup>	$n_{F_2} \cdot 10^{15}$ , cm <sup>-2</sup>	$n_{F_2} / n_F$	$\Delta E_F$ , eV	$n_F^s \cdot 10^4$
$6 \cdot 10^{10}$	7,0	0,55	0,131	5,21	0,579	0,11	1345	8,7
$1,2 \cdot 10^{11}$	14,0	0,811	0,136	8,66	0,601	0,069	1625	7,2
$1,7 \cdot 10^{11}$	19,9	1,188	0,325	11,3	1,44	0,13	1773	6,6
$2,5 \cdot 10^{11}$	29,5	1,631	0,43	15,5	1,90	0,123	1857	6,2
$3,6 \cdot 10^{11}$	42,1	1,72	0,56	16,3	2,48	0,152	2600	4,5

Примечание:  $n_F[\text{cm}^{-2}] = 9,48 \cdot 10^{15} \cdot D_{\text{opt}}$ ;  $n_{F_2}[\text{cm}^{-2}] = 4,4210^{15} \cdot D_{\text{opt}}$ ;  $n_F^s = n_F / \Phi$ ;  $n_{F_2}^s[\text{cm}^{-2}] = n_{F_2} / \Phi$ .

Необходимо отметить, что концентрация  $F$ - и  $F_2$ -центров  $n_F^s$  и  $n_{F_2}^s$  характеризует среднее число  $F$  и  $F_2$  в одиночных треках только в линейной части зависимости  $n_F^s$  и  $n_{F_2}^s$  от флюенса; в области насыщения  $F$ -центров необходимо использовать дифференциал  $\Delta n_F / \Delta \Phi$ , где  $\Delta n_F = n_F(\Phi_{i+1}) - n_F(\Phi_i)$  и  $\Delta \Phi = \Phi_{i+1} - \Phi_i$ ; то же самое должно быть сделано для  $n_{F_2}$ .

Отметим также, что при поглощенной энергии в пределах  $(0,269-1,68) \times 10^{18}$  эВ/см<sup>2</sup> создаются только  $F$ - и  $F_2$ -центры.  $F_3$ -,  $F_4$ - и т.д. центры создаются при более высоких значениях флюенса, где перекрываются соседние ионные треки.

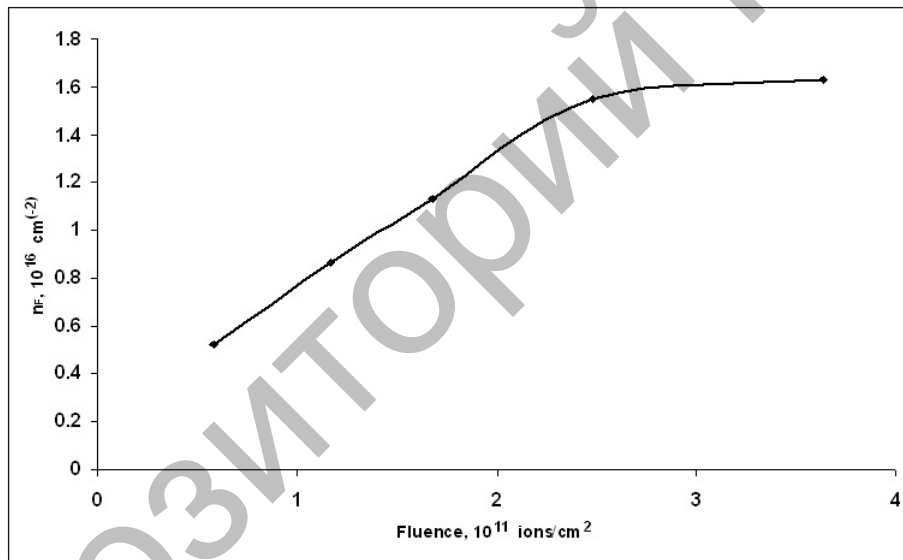
Рис. 4.2. Зависимость числа  $F$ -центров от флюенса ионов  $^{84}\text{Kr}$ 

Рисунок 4.2 показывает эволюцию  $n_F$  как функцию флюенса ионов  $^{84}\text{Kr}$ . Концентрация  $F$ -центров увеличивается линейно, с ростом флюенса ионов на первоначальной стадии и достигает насыщения при больших флюенсах. Это насыщение связано с перекрыванием дефектных зон отдельных треков. Из кривой накопления мы можем оценить радиальное напряжение вокруг ионного пути, на котором создается  $F$ -центр. Оценка осуществлялась по модели, предложенной в [35]. В этой модели  $F$ -центр предполагается гомогенно распределенным в цилиндрическом объеме вокруг траектории иона. Кроме того, когда два трека перекрываются, начинается агрегатизация  $F$ -центров, и создание дополнительных одиночных  $F$ -центров становится незначительным в области перекрытия треков. Зависящая от размеров трека концентрация  $F$ -центров как функция флюенса будет достигать насыщения. Математическое описание этой эволюции дается выражением

$$n_F = n_s \left( 1 - \exp(-\pi r_F^2 \Phi) \right), \quad (4.1)$$

где  $r_F$  — радиус цилиндрической области, в которой преобладают одиночные  $F$ -центры.

Наша кривая на рисунке 4.1 хорошо описывается этой формулой. Расчеты, сделанные согласно этой формуле, дают значение  $r_F \approx 12$  nm.

Зависимость числа  $F_2$ -центров от флюенса в области малых значений имеет нелинейный характер. Проверка на квадратичность дает параболическую зависимость на нелинейном участке. Надо отметить, что эти результаты совпадают с нашими исследованиями накопления  $F_2$ -центров при облучении кристаллов LiF импульсами электронов [37]. Это говорит о схожести механизмов накопления  $F_2$ -центров.

#### Список литературы

1. Durrant S.A., Bull R.K. Solid state nuclear track detection // International series in natural phylosopy. — 1987 — P. 111.
2. Ziegler J.F., Biersak P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. — Pergamon Press, Oxford, 1985.
3. Spohr R. Nuclear tracks irradiation at GSI // Nucl. Tracks. — 1980. — № 4. — P. 101.
4. Mefstah A., Doorhee E., Hage-Ali M., Hervieu M., Stoquert J.P., Studer F., Toulemonde M. Track formation on SiO<sub>2</sub> quartz and thermospike mechanism // Phys. Rev. 1994. — B 49. — P. 12457.
5. Waligorski M.P.R., Hamm R.N., Katz R. The radial distribution of dose around the path a heavy ion in liquid water // Nucl. Tracks Radiat. Meas. — 1986. — № 11. — P. 309.
6. Toulemonde M., Dufoure C., Mefstah A., Paumier E. Transient thermal processes in heavy ion irradiation of crystalline inorganic insulators // Nucl. Instr. And Meth. — 2000. — B. 166–177. — P. 903.
7. Schwartz K., Trautman C., Newman R. Electronic excitations and heavy-ion induced processes in ionic crystals // Nucl. Instr. And Meth. — 2003 — B 209. — P. 73.
8. Schwart K., Electronic excitations and defect creation in LiF crystals // Nucl. Instr. And Meth. — 2002. — B. 107. — P. 128.
9. Kramer M. Calculations heavy-ion track structure // Nucl. Instr. And Meth. — 2000. — B. 105. — P. 14.
10. Katz R., Loh K.S., Dalling L., Huang G.-R. An analytical representation of the radial distribution of dose from energetic heavy ions in water, Si, LiF, NaI, SiO<sub>2</sub> // Rad. Eff. And Def. Solids. — 1990. — Vol. 114. — P. 15.
11. Szenes G. Thermal spike model of amorphous track formation in insulators irradiate swift heavy ions // Nucl. Instr. And Meth. — 1996. — B. 116. — P. 141.
12. Jonson R.E., Evatt R. Thermal spikes and sputtering yields // Radiation Effects. — 1980. — Vol. 52. — P. 184.
13. Vineyard G.H. Thermal spikes and activate processes // Radiation Effects. — 1976. — Vol. 29. — P. 245.
14. Toulemonde M., Dufoure C., Paumier E. Transient thermal processes after high energy heavy-ion irradiation of amorphous metals and semiconductors // Phys. rev. — 1992. — B. 46. — P. 14362.
15. Wang Z.G., Dufour Ch., Paumier E., Toulemonde M. The sensitivity of metals under swift-heavy-ion irradiation: a transition thermal process // J. Phys. Condens. Matter. — 1994. — Vol. 6. — P. 6733.
16. Dufoure C., Paumier E., Toulemonde M. Electron-phonon coupling and the sensivity of metals to irradiation of metals with swift heavy ions // Nucl. Instr. And Meth. — 2000. — B. 122. — P. 445.
17. Varley H.O. Mechanism for displacement of ions in an ionic lattice // Nature. — 1954. Vol. 174. — P. 886.
18. Young D.A. Etching of radiation damage in Lithium Fluoride // Nature. 1958. — Vol. 182. — P. 375.
19. Fleisher R.L., Price P.B., Walker R.M. Ion explosion spike mechanism for formation of charge-particle tracks in solids // J. Appl. Phys. — 1965. — Vol. 36. — P. 3645.
20. Frenkel J. On the transformation of light into heat in solids // Phys. Rev. — 1931. Vol. 37. — P. 17.
21. Itoh N., Tanimura K. Radiation effects in ionic solids // Radiation Effects. — 1980. — Vol. 98. — P. 269.
22. Itoh N. Self-trapped exciton model of heavy ion track registration // Nucl. Instr. and Meth. — 1996. — B 116. — P. 33.
23. Itoh N., Stoneham M. Materials Modification by Electronic Excitation. — Cambrige: Cambridge University Press, 2001.
24. Mollenauer L.F., White J.C. Tunable lasers. Chap.6. — Berlin: Springer Verlag, 1987 — 225 P.
25. Baldacchini G., Bonfigli F., Faenov A., Flora F., Monterealid R.M., Murra D., Nichelatti E., Pikuz T. Luminescence patterns based on color contersgenerated in lithium fluoride by extreme ultraviolet radiation and soft X-Rays // Rad. Eff. and Defects in Solids. — 2002. — Vol. 157. — P.569
26. Trautman C., Toulemonde M., Schwartz K., Costantini J.M., Muller A. Damage structure in the ionic crystal LiF irradiated with swift, heavy ions // Nucl. Instr. And Meth. — 2000. — B. 164–165. — P. 356.
27. Smakula A. Uberdie Verfärbung der Alkalihalogenidkristalle dirch ultravioletes Licht // Z. f. Phys. — 1930. — Vol. 63. — P. 762.
28. Seitz F. Color centers in alkali halides 11 // Rev. Mod Phys. — 1954. — Vol. 26. — P. 7.
29. Catlow C.R.A., Diller K.M., Hobbs L.W. Irradiation-induced defects in alkali halide crystals // Phylos. Mag. — 1980. — Vol. A42. — P. 123.
30. den Hartog H.W. Color centers in alkaline earth fluorides: Doctoral thesis. — Groningen, 1969.
31. Lushchik Ch.B., Vitol I.K., Elango M.A. Decay of electronic excitations into radiation defects in ionic crystals // Sov. Phys. Usp. — 1977. — Vol. 20. — P. 489.
32. Kanzig W., Wudraff T.O. // J. Phys. And Chem. Sol. — 1958. — Vol. 9. — P. 70.
33. Elango M. Elemental inelastic radiation-induced processes // American Institute of Physics. — New York, 1991.
34. Schwartz K. et al. // Phys. Rev. 2004. — B 70. — 184104–1-8.
35. Thevenard P., Guiraud G., Dupuy C.H.S. Assumption of F-center creation in LiF bombarded with high energy particles // Rad. Eff. — 1977. — Vol. 32. — P. 89.
36. Schwartz K. et.al. // Phys. Rev. — 2004. — B. 70. — P. 184104.
37. Dauletbekova A., Zdorovets M., Lisitsyna L.A., Akilbekov A.T. Influence of pulse electronic irradiation power on processes of F<sub>2</sub> centers accumulation in LiF crystals // Известия НАН РК. Сер. физ.-мат. — 2007. — № 5. — С. 95–99.