

РАДИАЦИОННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ ВКЛАД В ГЕНЕРАЦИЮ ДЕФЕКТОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРИСТАЛЛОВ LiF

И.М. Неклюдов, А.К. Малик, А.А. Пархоменко, А.В. Рудницкий

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Рассчитаны потери энергии релятивистских электронов (250 МэВ) на тормозное излучение γ -квантов и определен энергетический спектр последних. Рассмотрены различные механизмы взаимодействия фотонов с ионной и электронной подсистемами LiF: фотоядерные реакции, рождение электрон-позитронных пар, комптон- и фотоэффекты. Учтен вклад каждого из них в генерацию радиационных нарушений. Сделан вывод, что основными процессами, приводящими к созданию дефектов в LiF, являются ионизационные.

ВВЕДЕНИЕ

При облучении материалов высокоэнергетическими частицами, особенно электронами, наряду с потерями энергии частиц на взаимодействие с атомами и электронами вещества определенная часть энергии выделяется в виде тормозного электромагнитного излучения. Учет радиационных энергетических потерь и их вклад в генерацию дефектов представляет научный и практический интерес, так как внутреннее облучение образующимися γ -квантами происходит при воздействии на вещество различных высокоэнергетических частиц, используемых для изучения пострадиационных изменений физических свойств. При реакторном облучении, например, на одно деление возникает около двух быстрых нейтронов и до пяти γ -квантов со средней энергией до 2 МэВ [1]. Совместное воздействие нейтронов и γ -квантов вызывает более эффективное изменение физических свойств, чем каждый вид излучения в отдельности [2].

В работах [3,4] было показано, что наиболее вероятными и эффективными процессами генерации элементарных радиационных дефектов в LiF после облучения высокоэнергетическими электронами являются ионизационные. Фотоны, ионизирующие атомные оболочки, даже при сравнительно небольших энергиях, также могут играть существенную роль в радиационном дефектообразовании.

Известно, что в зависимости от энергии (E_γ) фотоны могут взаимодействовать с атомом как целым (фотоэффект), так и с атомными электронами (комpton-эффект). В последнем случае фотон передает часть своей энергии и импульса электрону. При взаимодействии γ -кванта с кулоновским полем ядра происходит рождение электрон-позитронной пары. Этот процесс происходит в том случае, если $E_\gamma > 2m_e c^2$. Комpton-эффект и рождение электрон-позитронных пар являются источниками вторичных электронов. При достаточно высоких E_γ , когда энергия фотонов больше энергии связи нуклонов в ядре ($E_\gamma > 10$ МэВ), возможны фотоядерные реакции. Для количественной оценки вклада каждого из

перечисленных процессов в генерацию дефектов необходимо определить вероятностные характеристики, радиационные потери электронного пучка и энергетический спектр образующихся γ -квантов. Этим вопросам посвящена настоящая работа. Расчеты проведены для образцов LiF, облученных электронами с энергией 250 МэВ.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тормозное излучение составляет значительную часть энергетических потерь быстрых электронов, если их энергия больше критической ($E_{кр}$), равную для LiF 66 МэВ. Согласно [5] потери на ионизацию пропорциональны атомному номеру (Z), потери же на излучение пропорциональны Z^2 . Если энергия электронов достаточно велика, $E \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$, т.е. значительно больше 34 МэВ, и экранирование электронами можно считать полным, потери энергии на излучение следует вычислять согласно [5], пользуясь выражением:

$$k_{рад} = 4\alpha \frac{N}{A} Z^2 r_e^2 E \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right], \quad (1)$$

где α - постоянная тонкой структуры, равная $\frac{1}{137}$;

N - число Авогадро; A - массовое число вещества; r_e - классический радиус электрона. Это соотношение справедливо только для легких элементов, когда $\frac{Z}{137} \ll 1$. Энергетическая зависимость $k_{рад}(E)$, приведенная на рис. 1, носит линейный характер, в то время как потери энергии на ионизацию увеличиваются с энергией падающих электронов логарифмически и при энергии 250 МэВ составляют приблизительно треть от радиационных потерь [4].

Энергетическую зависимость числа γ -квантов можно определить, воспользовавшись теоретиче-

скими и экспериментальными данными, полученными в ядерной физике [5].

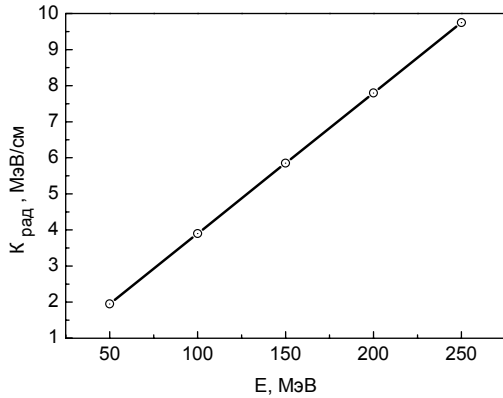


Рис. 1. Зависимость радиационных потерь от энергии электронов

Явления, связанные с излучением, слабо зависят от атомного номера вещества, если толщина образца измеряется в радиационных единицах длины - X_0 . X_0 для LiF составляет ~ 33 г/см² или ~ 13 см. С увеличением энергии зависимость от атомного номера становится менее выраженной. Это дает возможность использовать вероятностные характеристики излучения γ -квантов, полученные экспериментальным и теоретическим путями при близких значениях энергии электронов на некоторых металлических мишенях.

Моноэнергетические пучки электронов испускают γ -кванты, обладающие непрерывным энергетическим спектром (от 0 до величины энергии самих электронов). Если энергия электронов достаточно велика, то функция распределения числа γ -квантов от энергии имеет приближенно следующий вид [5]:

$$N_\gamma(E_\gamma) = \text{const} / E \text{ для } E_\gamma < E, \quad (2)$$

$$N_\gamma(E_\gamma) = 0 \text{ для } E_\gamma > E.$$

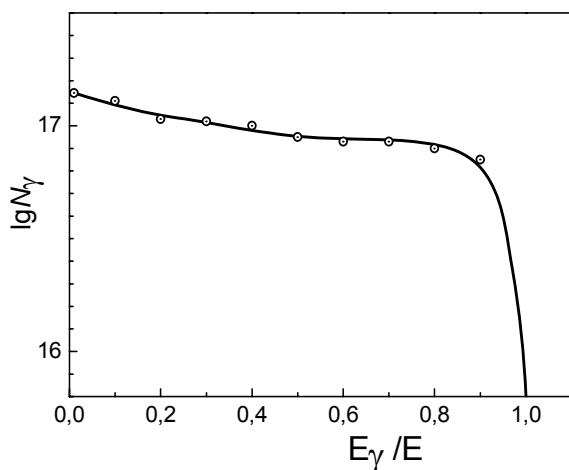


Рис. 2. Энергетический спектр гамма-квантов

На рис. 2 приведена расчетная зависимость N_γ на радиационной длине в LiF от относительной энергии фотонов. Большинство γ -квантов, как видно из рисунка, обладает достаточно большой энергией: от 50 до 200 МэВ.

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОТОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

Фотоядерные реакции

Одним из способов, посредством которого энергия γ -лучей может трансформироваться в энергию электронов и более тяжелых частиц, является протекание фотоядерных реакций. Например, $Li^7(\gamma, p)He^6$, $Li^7(\gamma, n)Li^6$, $F^{19}(\gamma, n)F^{18}$. Сечение фотоядерных реакций в этом интервале энергий составляет миллибарны. Однако при энергиях, превышающих энергию связи нуклонов в ядре, избыточная энергия передается атому отдачи, способно привести к дальнейшим смещениям.

Методика расчета числа смещенных атомов - $N_{см}$ в результате фотоядерных реакций сводилась к следующему:

$$N_{см} = N_0 \sum_{i=1}^s N_{\gamma i} \sigma_{ii} \mathcal{G}_i, \quad (3)$$

где N_0 - число атомов, см³; N_γ - число фотонов; σ_{ii} - полное адронное сечение поглощенных фотонов; \mathcal{G} - число смещений на атом отдачи. Так как зависимость полного адронного сечения от энергии γ -квантов носит немонотонный характер (данные работы [6]), кривая была разделена на ряд интервалов, имеющих примерно одинаковые значения σ_i . Соответственно были выбраны интервалы числа γ -квантов. Данные приведены в таблице.

Энергия фотонов (E_γ), сечение фотоядерных реакций (σ_i), энергия ядер отдачи ($E_{я.о.}$), число смещения, вызванные ядром отдачи (\mathcal{G} , см)

E_γ , МэВ	σ_i , мбн	$E_{я.о.}$, МэВ	$\mathcal{G} \cdot 10^{-3}$, см/я.о.
23	20	0,02	2
30...40	6	0,03	3
50...160	1,8	0,5	5
170...190	3	1,25	125
200...250	5	1,95	195

При облучении электронами толщина образцов составляла 0,1 радиационной единицы длины, следовательно, число γ -квантов на порядок меньше, чем показанных на рис. 2. С учетом этих данных и данных, приведенных в табл. 1, число смещенных атомов в результате фотоядерных реакций согласно уравнению (3) составит $\sim 10^{18}$ 1/см³. При этом создаются каскады, состоящие из $\sim 10^3 \dots 10^5$ смещенных атомов. Если энергия фотона достаточно велика, то фоторасщепления могут быть многократными.

Электрон-позитронные пары

К ядерным взаимодействиям относят и рождение электрон-позитронной пары: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ в электрическом поле ядра атома, которому передается часть импульса фотона. Благодаря своей большой

массе ядро не приобретает заметной энергии, поэтому сумма полных энергий электрона и позитрона почти совпадает с E_γ . Этот процесс представляет интерес, так как является источником вторичных электронов больших энергий и такого же количества позитронов, которые участвуют в создании радиационных нарушений аналогично электронам. Согласно работе [5] при больших энергиях γ -квантов ($E_\gamma > 137m_e c^2 Z^{-1/3}$) полная вероятность образования пар на радиационной единице длины при полном экранировании и малых значениях Z имеет постоянное значение для всех веществ:

$$\mu = \frac{7}{9} - \frac{1}{54 \ln(183Z^{-1/3})}. \quad (4)$$

Для LiF $\mu=0,8 \text{ см}^2/\text{г}$ или $3,5 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$. Образование пар может происходить и в поле атомных электронов. В случае торможения фотона в поле электронов атомные электроны могут получить заметную отдачу. При этом возникает «триплет», образуемый двумя электронами и позитроном. Заметной разницы между этими двумя процессами согласно [7] не наблюдалось, поэтому сечения можно суммировать, распределение компонент пары по энергиям будет одинаковым. Полное количество пар на 0,1 радиационной единицы длины, обладающее энергией от 50 до 200 МэВ, составит $\sim 10^{18} \frac{\text{эл.}+\text{поз.}}{\text{см}^3}$.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ С ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМОЙ

Комптон-эффект

Если энергия фотона значительно больше энергии связи электронов в атоме, тогда электрон ведет себя по существу так же, как, если бы он был свободным. Взаимодействие фотона и электрона в этом случае можно рассматривать как упругое соударение, в котором фотон часть своей энергии передает электрону, и определяется исключительно свойствами фотона и электрона. Комптон-эффект имеет место в широком интервале энергий в материалах, имеющих и малые атомные номера [5].

Согласно [5], если $E_\gamma \gg m_e c^2$, вероятность комптоновского рассеяния равна:

$$\Phi_{\text{компт}}(E_\gamma, E'_\gamma) dE'_\gamma = \frac{C m_e c^2}{E_\gamma} \cdot \frac{dE'_\gamma}{E'_\gamma} \left[1 + \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Проинтегрировав это выражение от $E'_\gamma = \frac{m_e c^2}{2}$

до $E'_\gamma = E_\gamma$, получим полную вероятность для фотона с энергией E_γ испытать комптоновское рассеяние в слое толщиной $dx \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$. Если $E_\gamma \gg m_e c^2$, то

$$\Phi_{\text{компт}} = \frac{C m_e c^2}{E_\gamma} \left[\ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} + \frac{1}{2} \right], \quad (6)$$

где $C = 0,15 \frac{Z}{A} \frac{\text{см}^2}{\text{г}}$.

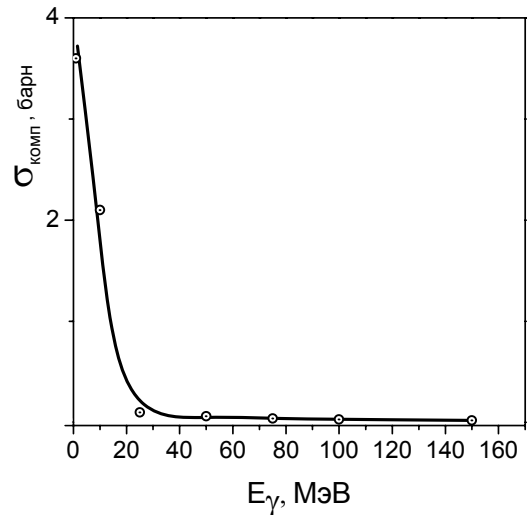


Рис.3. Зависимость сечения комптон-эффекта от энергии фотонов

На рис. 3 приведена зависимость сечения комптон-эффекта от энергии фотонов, из которой следует, что этот эффект наблюдается при сравнительно небольших энергиях. При этих энергиях число γ -квантов согласно рис. 2 составляет на 0,1 радиационной единицы длины — $\sim 4 \cdot 10^{16}$ фот./см³, общее число вторичных электронов $\sim 10^{17}$ эл./см³.

Фотоэффект

Фотоэффект играет важную роль при поглощении рентгеновских лучей и γ -квантов в веществе. При этом вся энергия падающего излучения E_γ передается связанному электрону, который покидает атом с кинетической энергией $T = E_\gamma - J$, где J — энергия ионизации той оболочки, на которой находился электрон. В этом процессе избыток импульса передается ядру, причем энергия отдачи пренебрежимо мала по сравнению с E_γ или с энергией фотоэлектрона. Для данной оболочки атома эффект наиболее вероятен в том случае, когда значение E_γ близко к энергии ионизации оболочки. Ионизационный механизм быстро спадает с увеличением E_γ . При энергиях фотона, меньших энергии связи электрона в атоме, электрон может перейти на более высокий энергетический уровень. Этот процесс — процесс возбуждения — может произойти только в том случае, когда энергия фотона равна разности конечного и начального квантовых состояний электрона. Интервал энергий, в котором наблюдается фотоэффект в LiF, от 1 до 50 кэВ. Для этих энергий, соответствующих нерелятивистской области, сечение фотоэффекта на K -оболочке вычисляется согласно [7] по формуле

$$\sigma_K = \varphi_0 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{137^4} \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2}, \quad (7)$$

где φ_0 — сечение рассеяния γ -кванта с малой энергией свободными покоящимися электронами, равное $6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$.

С ростом энергии фотонов от 10 до 50 кэВ сечение фотоэффекта уменьшается от 30 до 1 барна. При энергии γ -квантов 1 кэВ σ_k возрастает до 10^6 барн. Учет взаимодействия γ -квантов с электронами на L - и M -оболочках несколько увеличивает сечение фотоэффекта, однако для атомов с малыми Z эту поправку можно не учитывать при тех приближенных оценках, которые проводятся в настоящей работе. Чтобы учесть влияние более высоких оболочек, можно воспользоваться экспериментальным результатом, где показано, что около 80 % полного фотоэлектрического поглощения обусловлено K -оболочкой [8].

ВЫВОДЫ

1. При облучении LiF электронами с энергией 250 МэВ радиационные потери составляют 9,75 МэВ/см. При этом на радиационной единице длины образуется $(0,8...1,5) \cdot 10^{17}$ фот./см² с энергиями до 225 МэВ.
2. В результате фотоядерных реакций создаются сложные дефекты, состоящие из $10^3...10^5$ смещенных атомов.
3. Взаимодействие γ -квантов малых энергий с атомными электронами приводит к ионизации и возбуждению электронной подсистемы. Сечение этих процессов при фотоэффекте составляет 10^6 барн.
4. Большая часть вторичных частиц, образующихся в результате воздействия фотонов, обладает небольшой энергией, но достаточной, чтобы вызвать электронно-дырочные возбуждения, распад которых приводит к образованию точечных дефектов [9].
5. Из полученных количественных оценок следует, что при облучении ионных кристаллов высокоэнергетическими частицами необходимо учиты-

вать вклад радиационных потерь в генерацию дефектов. Существенную роль, по-видимому, играют процессы ионизации и возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов* / Под ред. Г.А. Батя. М.: "Энергоиздат", 1982, 510 с.
2. А.А. Урусовская, М. Пержинова. Влияние нейтронного облучения на подвижность дислокаций в кристаллах LiF // *Физика твердого тела*. 1968, т. 10, с. 3146-3148.
3. И.М. Неклюдов, А.К. Малик, В.П. Божко, С.Н. Олейник, А.А. Пархоменко. Микротвердость кристаллов фтористого лития, облученных α -частицами // *ФиХОМ*. 1998, № 4, с. 23-25.
4. И.М. Неклюдов, А.К. Малик, А.А. Пархоменко, А.В. Рудницкий. Ионизационные механизмы генерации радиационных дефектов в кристаллах LiF при облучении высокоэнергетическими электронами // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2009, № 2, с. 52-55.
5. Б. Росси. *Частицы больших энергий*. М.: ГТТЛ, 1955, 638 с.
6. В.Г. Власенко, В.А. Гольдштейн, А.В. Митрофанов и др. Полные адронные сечения поглощения фотонов с энергией 150-500 МэВ атомными ядрами // *Ядерная физика*. 1976, т. 23, в. 3, с. 504-511.
7. Г.А. Бете, Ю. Ашкин. *Прохождение излучения через вещество* // *Экспериментальная ядерная физика*. М.: Изд-во иностр. лит., 1955, с. 143-291.
8. В. Гайтлер. *Квантовая теория излучения*. М.: Изд-во иностр. лит., 1956, 402 с.
9. Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик. *Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах*. М.: «Наука», 1989, 264 с.

Статья поступила в редакцию 21.12.2009 г.

РАДІАЦІЙНІ ЕНЕРГЕТИЧНІ ВТРАТИ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ ТА ЇХ ВКЛАД В ГЕНЕРАЦІЮ ДЕФЕКТІВ ПРИ ОПРОМІНЮВАННІ КРИСТАЛІВ LiF

І.М. Неклюдов, О.К. Малик, О.О. Пархоменко, А.В. Рудницький

Розраховані втрати енергії релятивістських електронів (250 МеВ) на гальмове випромінювання γ -квантів і визначено енергетичний спектр останніх. Розглянуті різні механізми взаємодії фотонів з іонною та електронною підсистемами LiF: фотоядерні реакції, народження електрон-позитронних пар, комптон- і фотоэффекти. Ураховано вклад кожного з них в генерацию радіаційних порушень. Зроблено висновок, що основними процесами, які приводять до утворення дефектів в LiF, являються іонізаційні.

RADIATION ENERGY LOSSES OF RELATIVISTIC ELECTRONS AND CONTRIBUTION IN GENERATION OF DEFECTS DURING LiF IRRADIATION

I.M. Neklyudov, A.K. Malik, A.A. Parkhomenko, A.V. Rudnytskyu

Energy losses on gamma-ray quantum bremsstrahlung of relativistic electrons (250 MeV) are calculated in the article. Gamma-ray quantum bremsstrahlung energy spectrum is detected. Various interaction mechanisms between photons and ion- and electron-subsystems LiF are considered in the article: photonuclear reactions, electron-positron pairs production, Compton- and photoeffects. Contribution each of them to radiation violation is taken into account. Conclusion is main processes of defects production in LiF are ion processes.