

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абибуллаев Н.А., Салихбаев У.С. Методика восстановления спектров тормозного излучения электронов с использованием пороговых детекторов. — Известия РАН, 2000, т. 64, № 1, с. 152—160.
2. Абибуллаев Н.А., Салихбаев У.С. Энергетические спектры и угловые распределения тормозного излучения, испускаемого 13 МэВ-электронами в толстой вольфрамовой мишени. — Там же, 1997, т. 61, № 11, с. 2258—2260.
3. Абибуллаев Н.А., Салихбаев У.С. Энергетические спектры и угловые распределения тормозного излучения, испускаемого электронами с энергией 20 МэВ в толстой вольфрамовой мишени. — Там же, 1998, т. 62, № 1, с. 132—135.

Поступило в Редакцию 17.10.01

УДК 553.523:535.343

ВЛИЯНИЕ РЕАКТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОРУНДА

Абдукадырова И.Х. (ИЯФ АН РУз)

Учитывая значительный интерес к оксидным материалам, которые находят все более широкое применение в атомной, оптической, лазерной и дозиметрической технике [1—5], предпринято изучение особенностей радиационно-стимулированных процессов повреждения облученных кристаллов корунда при варьировании некоторых внешних факторов. Исследованы образование, накопление и разрушение некоторых центров окраски — 205, 257, 358 нм, фото- и у-люминесценции — 330, 390, 420, 510, 500 нм, а также влияние радиации на структуру и основные характеристики кристаллов корунда, выращенных методом Вернейля. На основе изучения кинетики оптического обесцвечивания радиационно-наведенных полос фотолюминесценции в зависимости от флюенса нейтронов, температуры обработки и длительности УФ-освещения построена кинетическая кривая фотообесцвечивания при 510 нм (табл. 1). При этом скорость изменения интенсивности свечения кристаллов I , облученных в каналах реактора ВВР-СМ, не является линейной функцией t . По мере роста флюенса нейтронов скорость деградации фотолюминесценции возрастала до некоторого предельного значения, затем снижалась. Подобная закономерность характерна для относительной интенсивности полосы 510 нм при варьировании температуры отжига образцов (табл. 2). Поведение полосы 390 нм при таком подсвечивании кристаллов оказалось противоположным описанному. Изменение степени фотообесцвечивания полосы 510 нм в функции температуры отжига или флюенса нейтронов носит сложный характер, кривые имеют экстремум. Кинетические кривые для полосы 390 нм в целом являются зеркальным отражением полученных для полосы 510 нм, что указывает на вероятность оптической перекрестки заряда от одного центра фотолюминесценции к другому.

Можно предположить, что наличие максимума кинетических кривых связано с отсутствием предполагаемого ранее метастабильного состояния или радиационно-термическим подавлением свечения, наличием различных типов ловушек. Все это указывает на сложность механизма отжига центров свечения 510 и 390 нм. С учетом сведений [4] о неэлементарности спектра возбуждения первой полосы можно заключить, что дефект, ответственный за возникновение полосы 510 нм, представляет собой комплекс типа Al_2^{3+} , который образован из межузельного иона алюминия и одного регулярного иона, стабилизированного анионной вакансией с захватом двух электронов. Такая модель центров свечения 510 нм может объяснить предположение о перекачке свечения к центру 390 нм — F_2^{2+} .

Т а б л и ц а 1. Дозовая кинетика фотообесцвечивания интенсивности полосы 510 нм I/I_0 , отн. ед.

t, c	F, cm^{-2}							
	10^{16}	$5 \cdot 10^{16}$	10^{17}	$5 \cdot 10^{17}$	10^{18}	$5 \cdot 10^{18}$	10^{19}	$2 \cdot 10^{19}$
0	1	1,001	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
120	1	0,98	0,97	0,9	0,78	0,62	0,72	0,75
240	1	0,98	0,95	0,85	0,7	0,4	0,59	0,46
360	1	0,96	0,93	0,82	0,69	0,3	0,56	0,65
480	1	0,95	0,9	0,8	0,68	0,22	0,55	0,64
600	1	0,94	0,88	0,78	0,67	0,18	0,54	0,62

Т а б л и ц а 2. Температурная кинетика фотообесцвечивания интенсивности полосы 510 нм
 I/I_0 , отн. ед.

t, c	T при $F = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}, ^\circ\text{C}$							
	150	300	400	500	600	700	800	900
0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
120	0,98	0,97	0,84	0,7	0,65	0,96	0,98	0,99
240	0,97	0,94	0,75	0,52	0,55	0,93	0,97	0,98
360	0,95	0,91	0,7	0,4	0,42	0,91	0,96	0,94
480	0,94	0,84	0,68	0,37	0,28	0,89	0,95	0,93
600	0,93	0,82	0,6	0,35	0,15	0,85	0,95	0,94

Если сопоставить кривую $I(F, T)$ для полосы свечения 390 нм ($\lambda_{\text{возб}} = 358 \text{ нм}$) и кривую $D(F)$ — дозовую зависимость оптической плотности D для центра окраски 358 нм от флюенса нейтронов, то оказывается, что на кривой роста числа центров окраски имеются две точки излома при флюенсе $\sim 5 \cdot 10^{17}$ и 10^{19} см^{-2} . Эти точки соответствуют смещению максимума кривой $I(F)$ полосы 390 нм от флюенса нейтронов $5 \cdot 10^{17}$ до 10^{19} см^{-2} при росте температуры изохронного отжига образцов. Обработка графиков $I_{390}(T)$ и $D_{358}(T)$ показала, что кинетика разрушения наведенных центров в первом приближении может быть описана следующей функцией:

$$I = I_1^0 / [1 + C_1 \exp(-E_1/kT)] + I_2^0 / [1 + C_2 \exp(-E_2/kT)], \quad (1)$$

где T_1, T_2 — температура первой и второй (до 600 °C и более 600 °C соответственно) стадии отжига; E_1, E_2 и C_1, C_2 — соответствующие энергия активации и эмпирические постоянные.

На основании полученных спектров с учетом возможной реабсорбции излучения были вычислены энергия активации E_a , уточнявшаяся методом наименьших квадратов. Так, при $F = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, $T_1 < 600 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_2 > 600 \text{ }^\circ\text{C}$ для центра окраски 358 нм получены $E_1 = 0,13 \text{ эВ}$, $E_2 = 0,61 \text{ эВ}$, для центра свечения 390 нм — $E_1 = 0,1 \text{ эВ}$, $E_2 = 0,66 \text{ эВ}$ (погрешность $\sim 0,01$ — $0,02 \text{ эВ}$). Близость наиболее вероятных значений E_a указывает на реальность отнесения обеих полос к одному центру окраски при 358 нм и присутствия в облученном кристалле глубоких и мелких ловушек.

Процесс отжига полосы свечения 330 нм, интенсивность которой увеличивается в интервале флюенса нейтронов $5 \cdot 10^{15}$ — $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, подчиняется уравнению (1), но основная энергия активации центра существенно выше ($\sim 1,37 \text{ эВ}$). Это с учетом экстремального хода зависимостей $I(F)$ и $I(T)$, их сдвига при варьировании флюенса и температуры, наличия возбуждения свечения при 257 и 305 нм позволяет заключить, что данный центр связан не с точечным дефектом [4], а с более сложным, включающим либо анионную вакансию и межузельный катион, либо анионно-катионную вакансию (возможно наличие нескольких типов ловушек). Выявленная двухстадийная кинетика накопления центров окраски при 257 нм в пределах 10^{15} — 10^{19} см^{-2} и устойчивость этих центров до 300 °C представляют интерес в дозиметрическом аспекте, ибо становится возможной оценка флюенса нейтронов по спектрам поглощения.

В спектре γ -люминесценции облученных кристаллов наблюдаются три полосы 330, 420, 500—510 нм, интенсивность которых увеличивается с ростом флюенса от $5 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и проходит через максимум при $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Оказалось, что дозовые зависимости для полос 330 и 510 нм в спектрах фото- и γ -люминесценции одинаковы. Так, кинетика разгорания УФ-свечения в этих случаях описывается степенным законом с показателем 0,33 и 0,32 соответственно. Следовательно, за возникновение УФ-свечения ответственны электронные переходы в одинаковых системах матрицы кристалла. Заметим, что полоса 420 нм отсутствует в спектре фотолюминесценции. По-видимому, при рекомбинационном процессе УФ-свечение возбуждается эффективнее, чем при поглощении энергии в центрах. В отсутствие единого мнения о природе полосы 420 нм в спектре γ -люминесценции корунда предполагают, что эта полоса может быть связана либо с F -центром, либо с Al_1^+ [5]. Обнаруженный общий закон генерации данного центра свечения и центра окраски при 205 нм может свидетельствовать в пользу модели в виде анионной вакансии.

Ввиду простой закономерности генерации полосы 330 нм в спектрах фото- и γ -люминесценции с учетом наибольшей устойчивости при нагреве образца, по-видимому, целесообразно ее использовать для определения флюенса нейтронов в интервале $5 \cdot 10^{15}$ — $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. В целях увеличения световых выходов необходима предварительная термообработка облученного в реакторе корунда при 400—700 °C. Что касается γ -дозиметрии, то ранее предлагалось применить для этой цели кристалл $Al_2O_3:Ti$ — полоса фотолюминесценции 410 нм, центр окраски 405 нм. Результаты изучения влияния различных внешних факторов на интенсивность обеих полос приведены в табл. 3. Варьирование мощности дозы A_1 источника ^{60}Co , температуры A_2 и

времени выдержки A_3 облученных образцов не привело к существенному изменению интенсивности свечения. Неоднократные испытания по схеме облучение—отжиг и повторные измерения показали, что погрешность при доверительной вероятности 0,95 не превышает 6%, в связи с чем возможно многократное использование одной и той же пластинки размером $10 \times 5 \times 2$ мм для набора очередной информации после кратковременной обработки при 500°C .

Т а б л и ц а 3. Влияние внешних факторов на интенсивность полосы свечения 410 нм, отн. ед.

A_1 , Гр/с	I_1	A_2 , $^\circ\text{C}$	I_2	A_3 , ч	I_3
0,8	70	70	70	0,2	69
0,2	73	90	72	0,6	71
6,5	69	120	72	1,2	72
16,5	69	150	70	1,5	71
27,5	72	180	68	2,8	70

На основании проведенной оценки возможного вклада реабсорбции излучения в материале детектора приходим к выводу, что снижение интенсивности полосы 410 нм в процессе действия γ -излучения вызвано по меньшей мере двумя причинами: разрушением центров свечения и реабсорбцией излучения в результате образования дополнительных центров окраски. Что касается центра окраски 405 нм, то согласно многократным определениям температурной зависимости интенсивности полосы наведенные центры окраски менее устойчивы и в основном исчезают при $150\text{--}200^\circ\text{C}$. Это означает целесообразность выбора в качестве основного параметра детектора более чувствительного люминесцентного. Можно рекомендовать разработку микродозиметра γ -излучения в пределах $10\text{--}2000$ Гр на основе данного кристалла с использованием эффекта спада люминесценции.

Интересные изменения спектра поглощения обнаружены после облучения корунда большим флюенсом нейтронов. При флюенсе нейтронов более 10^{19} см^{-2} возникает ступенчатое изменение числа центров окраски при 257 нм, при $(6\text{--}8) \cdot 10^{19}$ см^{-2} начинается стадия интенсивного увеличения числа центров окраски 358 нм и других наведенных длинноволновых полос. Вероятно, эти полосы связаны с образованием F - и F -агрегатных центров, приводящих при большом флюенсе к появлению кластеров дефектов и локальных напряжений, затем разупорядоченных областей и деформации кристаллической решетки корунда.

Полученные рентгенограммы облученных образцов [6] позволили проследить за изменениями формы и положения рефлексов с $hkl = 0,14, 110, 116, \overline{146}, 220, 223, 02.10, 03.12$, снятых методом точечного сканирования с шагом $\Delta(2\theta) = 0,01\text{--}0,02^\circ$. При этом обнаружено значительное изменение интенсивности и положения рефлексов в зависимости от флюенса нейтронов.

Для всех рефлексов наблюдается единая закономерность радиационного сдвига пика в сторону меньших углов отражения 2θ . Этот сдвиг для одних рефлексов — $220, \overline{223}$ составляет $\Delta(2\theta) = 0,28\text{--}0,31^\circ$, для других — $226, \overline{146}$ в $1,5\text{--}2$ раза больше, при этом на кривых 2θ (F) зависимости угла отражения от флюенса около $8 \cdot 10^{19}$ см^{-2} появляется излом. Это означает, что облучение до высокого флюенса оказывает значительное воздействие на упорядоченность исходной структуры кристалла и параметры кристаллической решетки. Согласно вычисленным параметрам элементарной ячейки корунда ($a, c, d/n$) при разном флюенсе нейтронов облучение до 10^{21} см^{-2} привело к изменению d/n от 0,1188 до 0,1192 нм, a — от 0,4756 до 0,4768, c — от 1,2982 до 1,3014 нм. Следовательно, решетка корунда при большом флюенсе нейтронов претерпевает анизотропное расширение (ошибка не превышает 0,05%), которое вызвано частичным повреждением структуры кристалла в процессе образования радиационных дефектов, наблюдаемых также оптическими методами. Кроме того, при флюенсе нейтронов 10^{21} см^{-2} ухудшается совершенство структуры корунда: рефлексы с $2\theta > 70^\circ$ размыты и ослаблены, дублиеты $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ не разделяются.

На спектрограммах корунда, облученного в реакторе, впервые обнаружено появление нескольких слабых рефлексов, главные из которых находятся при $2\theta = 38,5$ и $44,7^\circ$ и принадлежат включениям алюминия. Данный результат может свидетельствовать в пользу предполагаемой модели центра свечения 510 нм и подкрепляет выводы [7] об образовании в корунде дефектов типа междузельного алюминия. Наличие гало при $2\theta = 12,5^\circ$ на рентгенограммах корунда, облученного флюенсом 10^{20} см^{-2} , позволяет заключить, что радиационное повреждение связано с образованием небольших зон разупорядочения в форме дефектных кластеров и внедрением небольших включений металлического алюминия в октаэдрические пустоты, причем основную роль играет механическое смещение атомов из узлов кристаллической решетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михнов С.А., Гринкевич В.Э. Широкополосное поглощение в облученном нейтронами лейкосапфире. — Журн. прикл. спектроскопии, 1992, т. 56, № 1, с. 101—106.

2. Стельмах Н.С., Пиров Г.И., Рябов А.И. и др. Влияние температуры на радиационно-оптические свойства синтетического рубина. — Неорган. материалы, 1990, т. 26, № 9, с. 1885—1888.
3. Spurny F., Votockom J., Gelev M. Fast neutron detection using thermoluminescent phosphors. — Radiat. Prot. Dosim., 1986, v. 16, № 3, p. 219—223.
4. Evans B., Stapelbrock M. Optical vibronic absorption spectra in 14 MeV neutron damaged sapphire. — Sol. St. Com., 1980, v. 33, № 7, p. 765—770.
5. Кулис П.А., Спрингис М.У., Валбис Я.А. Рекомбинационная люминесценция кристаллов α - Al_2O_3 с точечными дефектами решетки. — Тезисы докл. 4-го Всес. совещ. по радиационной физике и химии ионных кристаллов. Рига, 3—5 октября 1978, с. 127—128.
6. Abdukadyrova I.Kh., Mukhtarova N.N. X-ray diffractometer study of structure parameters of reactor — irradiated corundum. — In: Abstract the Third Intern. Conf. «Modern problems of nuclear physics». Bukhara, 23—27 August 1999, p. 320—321.
7. Гаврилов В.В. Короткоживущие катионные дефекты в α - Al_2O_3 . — Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук, 1990, № 5, с. 82—91.

Поступило 6.05.2000

В окончательной редакции 29.01.02

Рефераты статей

Продолжение. Начало см. на с. 240

УДК 621.039.58.68

Кабакчи С.А., Ковалевич О.М., Шарфутдинов Р.Б., Косарева И.М., Савушкина М.К., Ахундов В.Д., Кудрявцев Е.Г., Лебедев В.А. Подход к оценке безопасности способов обращения с жидкими радиоактивными отходами предприятий ядерного топливного цикла. — Атомная энергия, 2002, т. 92, вып. 3, с. 204—212.

В статье рассмотрено применение концепции глубокоозелонированной защиты, разработанной для АЭС, к современным способам обращения с жидкими радиоактивными отходами. Показано, что эта концепция может с успехом применяться при оценке состояния безопасности хранилищ различного типа. Сделан вывод о целесообразности разработки для отечественных объектов ядерного топливного цикла многоуровневой концепции безопасности, основанной на принципе глубокоозелонированной защиты, а также подготовки впоследствии на этой базе нормативной документации. Табл. 2, список лит. 4 назв.

УДК 621.039.11

Александров О.Е. Разделительная способность газовой центрифуги и некоторые ошибки ее оптимизации. — Атомная энергия, 2002, т. 92, вып. 3, с. 212—221.

Работа развивает теорию разделения в газовой центрифуге Циппе. Рассмотрен физический смысл понятия «разделительная способность» применительно к газовой центрифуге. Проанализированы представления о разделительной способности в некоторых публикациях и связанные с ними неверные суждения об оптимизации газовой центрифуги. Разъяснены ошибки, показан правильный путь оптимизации с точки зрения разделительной способности. Список лит. 10 назв.

УДК 621.039.573

Горин Н.В., Кандиев Я.З., Шербина А.Н., Жотабаев Ж.Р., Казьмин Ю.М., Пахниц В.А., Васильев А.П., Малинкин В.М., Павшук В.А., Никипорев Ю.Г. Контроль положения расплава делящегося материала в экспериментальном канале ИГР с помощью малогабаритных детекторов нейтронов. — Атомная энергия, 2002, т. 92, вып. 3, с. 221—226.

Показано, что твэлы из делящегося материала можно макетировать с точки зрения влияния на характеристики нейтронного поля в экспериментальном канале ИГР макетными, изготовленными из парафина в смеси с борной кислотой. Предложено отработать методику контроля процесса перемещения расплава в экспериментальном канале ИГР по сигналам малогабаритных детекторов нейтронов. Плавление макетных элементов предложено проводить в ИГР за счет радиационного разогрева нейтронами. В дальнейшей методике следует уточнить в экспериментах с реальными сборками. Рис. 8, список лит. 12 назв.

УДК 621.039.55; 539.107.5

Зуев Ю.Н., Кулинич Ю.А., Ларцев В.Д., Стрельцов С.И., Чернухин Ю.И., Менькин Л.И., Полосухин Б.Г., Токарев В.И., Митрофанов С.Ю. Измерение эффективности ${}^6\text{LiD}$ -конвертера тепловых нейтронов в нейтроны энергией 14 МэВ в экспериментальном канале реактора ИВВ-2М. — Атомная энергия, 2002, т. 92, вып. 3, с. 226—233.

Представлены результаты измерения эффективности ${}^6\text{LiD}$ -конвертера тепловых нейтронов в быстрые нейтроны реакций (DT)-, (${}^6\text{LiT}$)-синтеза энергией 14 МэВ в экспериментальном канале реактора ИВВ-2М. Впервые получена раздельная экспериментальная оценка коэффициентов конверсии