

9. Иванова С. Н., Шубин Ю. Н. Спектры испарения в реакциях с каскадным испарением частиц и плотность уровней ядер. — Ядерная физика, 1982, т. 35, вып. 2, с. 318—327.
10. Куприянов В. М., Смиринкин Г. Н., Фурсов Б. И. Систематика нейтронных сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер. — Там же, 1984, т. 39, вып. 2, с. 281.
11. Seger M., Caner M. — Ann. Nucl. Energy, 1978, v. 5, p. 239.
12. Бычков В. М., Пляскин В. И. О применимости статистической теории для описания сечений реакции  $(n, xn)$  и  $(n, xnf)$  на делящихся ядрах. — Ядерная физика, 1981, т. 34, вып. 3(9), с. 684.

Поступила в Редакцию 4.11.87

УДК 539.1.074 + 535.377

## Перспективы создания избирательного термолюминесцентного дозиметра гамма-нейтронного излучения

НЕПОМНЯЩИХ А. И., ЧЕРНОВ В. Г., РОГАЛЕВ Б. И., ЧЕРЕПАНОВ В. Ю.

Метод термолюминесцентной дозиметрии к настоящему времени занял одно из ведущих мест в мировой практике индивидуального дозиметрического контроля. Современный уровень развития термолюминесцентной дозиметрии позволяет в полной мере обеспечить требования индивидуального дозиметрического контроля для  $\gamma$ -рентгеновского излучения [1]. В то же время проблема индивидуального дозиметрического контроля  $\gamma$ -нейтронного излучения широкого энергетического спектра (в первую очередь, быстрых нейтронов) все еще не имеет удовлетворительного решения. Это связано с тем, что детектор должен иметь высокую чувствительность к нейтронам по отношению к  $\gamma$ -излучению, а его энергетическая зависимость чувствительности должна воспроизводить энергетическую зависимость поглощенной или эквивалентной дозы в мягкой биологической ткани. Проблема осложняется тем, что для решения двух основных задач индивидуального дозиметрического контроля необходимо измерять две различные величины — эквивалентную дозу при контроле хронического облучения и поглощенные дозы при остром облучении. Среди предложенных термолюминесцентных методов индивидуального дозиметрического контроля нейтронного облучения практическое применение нашел только альбедный метод. Однако для регистрации нейтронов энергией больше 0,1 МэВ этот метод практически не пригоден [2].

Одной из интересных разработок эквидозиметра быстрых нейтронов и  $\gamma$ -излучения является детектор на основе сочетания термолюминофора, обладающего высокой чувствительностью к тяжелым заряженным частицам, и водородсодержащего внешнего конвертора [3]. Однако из-за ряда существенных недостатков (высокий фединг, светочувствительность) этот детектор так и не нашел практического применения.

Другим перспективным детектором  $\gamma$ -нейтронного излучения является композиционный детектор, который состоит из чувствительных к нейтронам сцинтиллятора и люминофора, имеющего два пика термостимулированной люминесценции, один из которых запасается под действием  $\gamma$ -излучения, а второй — под действием оптического возбуждения [4]. Основным достоинством такого детектора является возможность раздельного измерения доз  $\gamma$ - и нейтронного излучений. Тем не менее, несмотря на очевидную перспективность, практического применения этот метод так и не получил. В литературе отсутствуют также дозиметрические характеристики такого детектора.

Наиболее перспективным направлением в создании дозиметра  $\gamma$ -нейтронного излучения является метод, основанный на использовании термолюминесцентного детектора с двумя пиками термостимулированной люминесценции, имеющими различную зависимость от  $\beta/\alpha$  излучения. Одним из таких термолюминофоров является широко рекламируемый за рубежом  $\text{CaF}_2 : \text{Tm}$  (TLD-300 фирмы «Харшоу») [5]. Он обладает высокой чувствительностью и хорошо разделенными пиками термостимулированной люминесценции, однако невысокие значения нейтрон- $\gamma$ -отношений\* резко ограничивают возможности его применения в реальных  $\gamma$ -нейтронных полях, где вклад  $\gamma$ -компонента в дозу всегда значителен. Перспективы применения  $\text{CaF}_2 : \text{Tm}$  в термолюминесцентной дозиметрии  $\gamma$ -нейтронного излучения связаны с повышением  $\eta$ , что возможно, по-видимому, только на основе излучения процессов, приводящих к

\* Здесь и далее под нейтрон- $\gamma$ -отношением понимается величина  $\eta = (S_n/D_n)/(S_\gamma/D_\gamma)$ , где  $S_n$  и  $S_\gamma$  — светосуммы термостимулированной люминесценции, запасенные под действием поглощенной дозы нейтронов ( $D_n$ ) и  $\gamma$ -излучения ( $D_\gamma$ ).

сверхлинейным эффектам термостимулированной люминесценции этого термолуминофора.

Другим термолуминофором такого типа является  $\text{LiF:Mg, Ti}$  [6], на кривой термовысвечивания которого выделяется основной дозиметрический пик с максимумом в районе  $200^\circ\text{C}$ , используемый для дозиметрии фотонного излучения. При облучении тяжелыми заряженными частицами значительно вырастает пик в районе  $260^\circ\text{C}$  (рис. 1). Это связано с существенно различающимися для этих пиков эффективностями преобразования в термостимулированную люминесценцию энергии ионизирующего излучения с высоким ЛПЭ по отношению к  $\gamma$ -излучению, которые при облучении  $\alpha$ -частицами энергией 5 МэВ изменяются в пределах 0,1—0,3 для пика  $200^\circ\text{C}$  и 3—10 для пика  $260^\circ\text{C}$ . Коэффициент преобразования энергии быстрых нейтронов (0,1—14 МэВ) в энергию вторичных заряженных частиц по отношению к  $\gamma$ -излучению для  $\eta$  составляет 0,1—0,3, поэтому значения  $\eta$  для термолуминофора  $\text{LiF:Mg, Ti}$  составляют 0,01—0,1 и 0,2—1 для пиков термостимулированной люминесценции  $200$  и  $260^\circ\text{C}$ . Такое различие значений  $\eta$  позволяет достичь высокой избирательности при детектировании смешанного  $\gamma$ -нейтронного излучения. Одновременное раздельное измерение доз  $\gamma$ - и нейтронного излучений в смешанном поле дает возможность использовать один детектор как для определения эквивалентной дозы при контроле хронического облучения, так и при определении поглощенных доз при остром облучении.

Для раздельного определения доз  $\gamma$ - и нейтронного излучений детекторами  $\text{LiF:Mg, Ti}$  нужно измерить светосуммы, запасенные в пиках термостимулированной люминесценции  $200$  и  $260^\circ\text{C}$ . При этом необходимо принять во внимание, что чувствительность пика  $260^\circ\text{C}$  к нейтронам значительно ниже чувствительности пика  $200^\circ\text{C}$  к  $\gamma$ -излучению. Это приводит к тому, что в реальных  $\gamma$ -нейтронных полях, где отношение дозы нейтронов к дозе  $\gamma$ -излучения не сильно отличается от единицы, светосумма, запасенная в пике  $200^\circ\text{C}$  значительно больше светосуммы, запасенной в пике  $260^\circ\text{C}$ . Кроме того, эти пики близки по температуре, что затрудняет их раздельное измерение. Следует отметить также, что при измерении малых доз необходимо отделение пика  $260^\circ\text{C}$  от фонового пика «хемилюминесценции», максимум которого лежит в районе  $320^\circ\text{C}$ . Все это приводит к тому, что применение имеющихся промышленных приборов для индивидуального дозиметрического контроля, которые специально разработаны для измерения только одного дозиметрического пика, не позволяет с достаточной точностью осуществить раздельное определение светосумм в пиках  $200$  и  $260^\circ\text{C}$ .

В связи с этим разработан и изготовлен измерительный пульт, работающий в режиме счета фотонов, специально предназначенный для раздель-

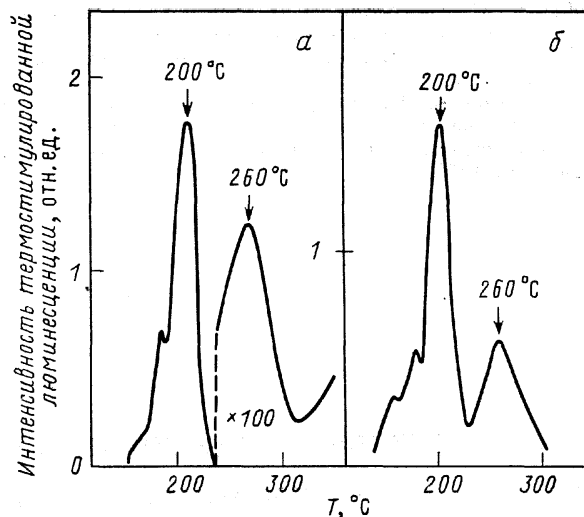


Рис. 1. Кривые термостимулированной люминесценции кристаллов  $\text{LiF:Mg, Ti}$ : а —  $\gamma$ -облучение; б —  $\alpha$ -облучение

ного измерения светосумм, запасенных в двух пиках термостимулированной люминесценции. Раздельное измерение светосумм достигается за счет интегрирования светового потока в двух заданных интервалах температуры и автоматическими остановками линейного нагрева в трех температурных точках. Такой режим работы пульта позволяет уверенно измерять сравнительно слабый пик  $260^\circ\text{C}$  на фоне интенсивного пика  $200^\circ\text{C}$  и пика хемилюминесценции (рис. 2).

Разработанные в Институте геохимии им. А. П. Виноградова СО АН СССР на основе  $\text{LiF:Mg, Ti}$  термолуминесцентные детекторы  $\gamma$ -нейтронного излучения ДТГН-2 представляют собой прозрачные монокристаллические диски диаметром 10 мм и толщиной 3 мм с 99,5 %-ным содержанием изотопа  $^7\text{Li}$ . По содержанию активаторов и технологии получения детекторы ДТГН-2 аналогичны детекторам ДТГ-4 [7]. Полученная на нашем приборе характерная кривая термовысвечивания детектора ДТГН-2, облученного на изотопном  $^{252}\text{Cf}$ -источнике, приведена на рис. 2. Видно, что пик  $260^\circ\text{C}$  хорошо отделяется от пиков  $200^\circ\text{C}$  и хемилюминесценции.

Дозовые зависимости светосумм, запасенных в пиках  $200$  и  $260^\circ\text{C}$  детекторов ДТГН-2 под действием  $\gamma$ -излучения  $^{60}\text{Co}$ , показаны на рис. 3 (кривые 1, 2). Зависимость пика  $200^\circ\text{C}$  линейна в интервале доз  $10^{-5}$ —3 Гр. Для пика  $260^\circ\text{C}$  при дозах больше 0,3 Гр начинается область сверхлинейности. Нижний предел измерения дозы  $\gamma$ -излучения составляет  $10^{-5}$  Гр. Таким образом, по нижнему пределу в диапазоне измеряемых доз фотонного излучения детекторы ДТГН-2 полностью удовлетворяют требованиям индивидуального дозиметрического контроля как при остром, так и при хроническом облучениях.

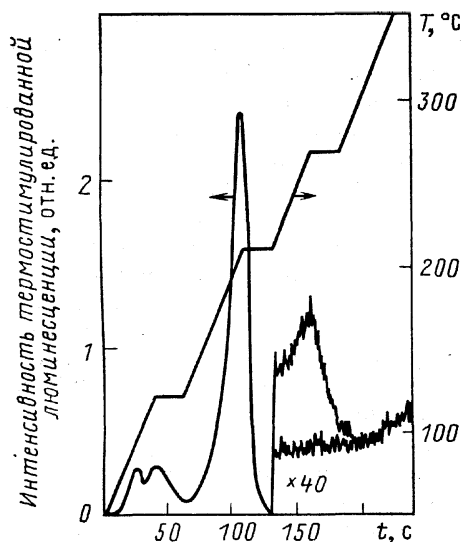


Рис. 2. Кривая термостимулированной люминесценции и режим нагрева детектора ДТГН-2 для  $^{252}\text{Cf}$ :  $D_n = 1$  сГр;  $D_\gamma = 0,4$  сГр

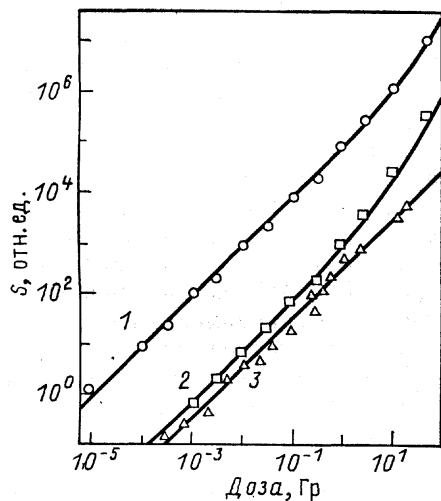


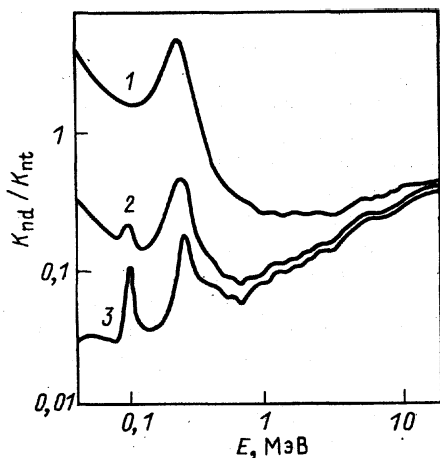
Рис. 3. Дозовые зависимости светосумм  $S$ , запасенных в пиках термостимулированной люминесценции 200 (1) и 260°C (2) под действием  $\gamma$ -излучения и в пике 260°C (3) под действием нейтронов

Облучение детекторов  $\gamma$ -нейтронным излучением проводили на изотопном  $^{252}\text{Cf}$ -источнике в диапазоне поглощенных доз нейтронного излучения  $3,10^{-4}$ —1 Гр и на импульсном реакторе в диапазоне доз 0,2—20 Гр. Вклад нейтронного излучения в светосуммы пиков 200 и 260°C определяли путем вычитания из них значений вклада, обусловленного  $\gamma$ -излучением. Для пика 200°C значения светосумм при  $\gamma$ -нейтронном облучении совпадают со

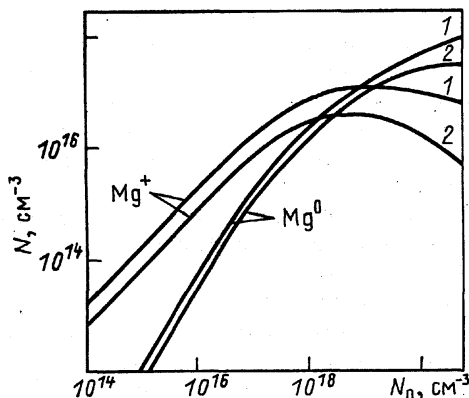
значениями светосумм при облучении только  $\gamma$ -излучением дозой, соответствующей вкладу в дозу  $\gamma$ -компонента в смешанном поле. Это свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе дозы нейтронов в этот пик. Для пика 260°C дозовая зависимость доли светосуммы, запасенной под действием нейтронов, показана на рис. 3 (кривая 3). Из этого рисунка следует, что чувствительность пика 260°C к нейтронам не зависит от дозы во всем исследованном диапазоне доз. Значение  $\eta$  в пике 260°C для нейтронов равно 0,6 при дозе сопутствующего  $\gamma$ -излучения  $< 0,3$  Гр. С увеличением дозы  $\gamma$ -излучения значение  $\eta$  уменьшается и при дозе в 10 Гр становится равным 0,15. Нижний предел измерения дозы нейтронного излучения определяется флюктуациями фонового сигнала в районе 260°C и для детекторов ДТГН-2 составляет  $5,10^{-4}$  Гр.

Энергетическую зависимость чувствительности к нейтронному излучению определяли путем облучения детекторов ДТГН-2 на  $^{252}\text{Cf}$ - и  $\text{Pu} - \text{Be}$ -источниках средней энергией по флюенсу 1,9 и 4,5 МэВ соответственно и на генераторе нейтронов НГ-200 энергией нейтронов 14 МэВ. Было установлено, что если чувствительность к нейтронам  $\text{Pu} - \text{Be}$ -источника принять за единицу, то чувствительность к нейтронам  $^{252}\text{Cf}$  равна 0,76, а к нейтронам энергией 14 МэВ — 1,3. Таким образом, изменение чувствительности детекторов ДТГН-2 при изменении энергии нейтронов от 2 до 14 МэВ не превышает  $\pm 30\%$ . Энергетическая зависимость чувствительности детекторов к нейтронам определяется зависимостью  $K_{nd}/K_{nt}$  от энергии нейтронов, где  $K_{nd}$  и  $K_{nt}$  — керма нейтронов в детекторе и мягкой биологической ткани. Для  $\text{LiF}$  с различным содержанием изотопов лития эти зависимости, характеризующие относительную эффективность преобразования энергии нейтронов в энергию вторичных заряженных частиц в детекторе и биологической ткани, показаны на рис. 4. Рассчитанные с помощью этих зависимостей значения относительной кермы детектора ДТГН-2 для спектров нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ - и  $\text{Pu} - \text{Be}$ -источников и для нейтронов энергией 14 МэВ хорошо согласуются со значениями чувствительности, найденными экспериментально. Это свидетельствует о том, что энергетическая зависимость чувствительности детекторов ДТГН-2 в первую очередь обусловлена изменением кермы материала детектора при изменении энергии нейтронов. Поэтому энергетическая зависимость чувствительности детекторов  $\text{LiF} : \text{Mg}, \text{Ti}$  с различным содержанием изотопов лития к нейтронам может непосредственно определяться по кривым рис. 4. При этом для нахождения чувствительности в реальных полях нейтронов необходимо эти кривые усреднить по спектру нейтронов.

Основная погрешность измерений поглощенных доз  $\gamma$ - и нейтронного излучений в смешанном  $\gamma$ -ней-



Р и с. 4. Энергетические зависимости относительной эффективности передачи энергии нейтронов материалу детектора и биологической ткани: 1 —  ${}^6\text{LiF}$ ; 2 —  ${}^7\text{LiF}$ ; 3 —  ${}^7\text{LiF}$



Р и с. 5. Зависимости концентраций запасенных в треке ионизирующей частицы магневых центров  $N$  от эффективной плотности возбуждения  $N_0$ : 1 —  $N_{\text{Mg}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 2 —  $N_{\text{Mg}} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

тронном поле определяется погрешностью измерения светосумм, запасенных в пиках термостимулированной люминесценции 200 и 260°C, и величиной доз. Для детекторов ДТГН-2 погрешности измерения светосумм при облучении на  ${}^{252}\text{Cf}$ -источнике дозой нейтронов 0,01 Гр и дозой сопутствующего  $\gamma$ -излучения  $4,10^{-3}$  Гр составляют 5 и 9 % соответственно. Так как вклад нейтронов в светосумму пика 200°C пренебрежимо мал, то погрешность измерения дозы  $\gamma$ -излучения совпадает со значением погрешности измерения светосуммы пика 200°C и также составляет 5 %. Погрешность измерения дозы нейтронов составляет 17 %. Это связано с тем, что при определении погрешности измерения дозы нейтронов необходимо учитывать дополнительную погрешность, обусловленную неточностью измерения вклада  $\gamma$ -излучения в пик 260°C.

Приведенные выше дозиметрические характеристики детекторов ДТГН-2 показывают, что эти

детекторы в целом удовлетворяют требованиям индивидуального дозиметрического контроля при остром облучении в смешанных  $\gamma$ -нейтронных полях. Детекторы ДТГН-2 могут использоваться и при индивидуальном дозиметрическом контроле хронического облучения в диапазоне энергии нейтронов 0,4—14 МэВ, так как эквивалентная доза может быть легко найдена путем умножения поглощенной дозы нейтронов на коэффициент качества ( $\sim 10$  для быстрых нейтронов) и сложения с дозой  $\gamma$ -излучения. Достигнутый нами уровень разработки позволяет при малом вкладе сопутствующего  $\gamma$ -излучения обеспечить нижний предел измерения эквивалентной дозы  $5,10^{-3}$  Зв. Для решения задачи индивидуального дозиметрического контроля при контроле хронического облучения в полном объеме необходимо искать пути повышения чувствительности к нейтронам и  $\eta$  в пике термостимулированной люминесценции 260°C. Это возможно только на основе детального изучения процессов запасаения и высвечивания энергии ионизирующего излучения в кристаллах на основе LiF.

В настоящее время надежно установлено, что пики 200 и 260°C в термолуминофоре LiF : Mg, Ti связаны с образующимися в процессе облучения  $\text{Mg}^+$ - и  $\text{Mg}^0$ -центрами соответственно. При этом образование  $\text{Mg}^0$ -центров происходит через стадию образования  $\text{Mg}^+$ -центров по двухступенчатой схеме [8]. Это приводит к тому, что зависимость запасаения  $\text{Mg}^+$ -центров в треке ионизирующей частицы от плотности возбуждения имеет линейно-сублинейный характер, а зависимость запасаения  $\text{Mg}^0$ -центров следует квадратичному закону с выходом на насыщение (рис. 5) [9]. Так как эффективная плотность возбуждения в треке тяжелой заряженной частицы в  $10^2$ — $10^3$  раз больше, чем в треке  $\gamma$ -кванта, то такие зависимости запасаения радиационно-наведенных магневых центров приводят к различной зависимости чувствительности пиков 200 и 260°C от ЛПЭ излучения. Анализ этих зависимостей показывает, что один из путей изменения чувствительности пика 260°C к излучению с высоким ЛПЭ заключается в варьировании концентрации магния в детекторе. Для определения оптимальной концентрации магния, обеспечивающей максимальные значения чувствительности к нейтронам, необходимо привести в соответствие плотностные зависимости запасаения  $\text{Mg}^0$ -центров с распределением эффективной плотности возбуждения в треках вторичных заряженных частиц, образующихся под действием нейтронов. Другим направлением в повышении чувствительности детектора на основе LiF является поиск нового активатора, обеспечивающего более высокую по сравнению с титаном эффективность преобразования запасенной на магневых центрах энергии в термостимулированную люминесценцию.

В заключение следует отметить следующее. Детекторы на основе LiF обладают уникальным на-

бором свойств, необходимых для создания дозиметра  $\gamma$ -нейтронного излучения: тканеквивалентностью к  $\gamma$ -излучению и удовлетворительной энергетической зависимостью чувствительности к быстрым нейтронам; наличием двух пиков термостимулированной люминесценции с различной зависимостью чувствительности от ЛПЭ излучения, обеспечивающей высокую избирательность при раздельном детектировании  $\gamma$ - и нейтронного компонентов в смешанном поле. Достигнутый нами уровень разработки метода регистрации  $\gamma$ -нейтронного излучения с использованием детекторов ДТГН-2 дает возможность создания на их основе термолюминесцентного дозиметрического комплекта, обеспечивающего решение задачи индивидуального дозиметрического контроля в области острого облучения в  $\gamma$ -нейтронных полях, а также контроля хронического облучения фотонным излучением. Намеченные пути улучшения дозиметрических характеристик детекторов позволяют надеяться на создание единого универсального дозиметрического комплекта для решения всех задач индивидуального дозиметрического контроля  $\gamma$ -нейтронного излучения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кеирим-Маркус И. Б. Основные требования к методам индивидуального контроля. — В кн.: Дозиметрический и радиометрический контроль. М.: Энергоиздат, 1981, ч. 2, с. 3.
2. Piesch E., Burghardt B. Albedo neutron dosimetry. — Radiat. Prot. Dosim., 1985, v. 10, N 1-4, p. 175-188.
3. Кузьмин Г. В., Луцкич Ч. В., Савихин Ф. А. и др. Термолюминесцентный дозиметр быстрых нейтронов. — Атомная энергия, 1967, т. 22, вып. 6, с. 482-487.
4. Шавер И. Х., Кронгауз В. Г. Термолюминесцентный метод детектирования нейтронов. — В кн.: Люминесцентные приемники и преобразователи ионизирующего излучения. Новосибирск: Наука, 1985, с. 61.
5. Lucas A., Kapsar B. The thermoluminescence of thulium doped calcium fluoride. — In: Proc. Fifth Intern. Conf. on Luminesc. Dosimetry. Sao Paulo, 1977, p. 131-139.
6. Zimmerman D. Relative thermoluminescence effect of alpha and beta radiation. — Radiat. Effects, 1972, v. 14, p. 81-92.
7. Непомнящих А. И., Мироненко С. Н., Афонин Г. П., Селявко А. И. Монокристаллические детекторы на основе фтористого лития. — Атомная энергия, 1985, т. 58, вып. 4, с. 257-259.
8. Непомнящих А. И., Раджабов Е. А., Егранов А. В. Центры окраски и люминесценция кристаллов LiF. Новосибирск: Наука, 1984. 113 с.
9. Непомнящих А. И., Роголев Б. И., Чернов В. Г. Радиационное накопление центров окраски в LiF:Mg,Ti. — В кн.: Тез. докл. 6 Всес. конф. по радиационной физике и химии ионных кристаллов. Рига, 1986, с. 234-235.

Поступила в Редакцию 26.01.88

## Рефераты публикуемых статей

УДК 519.248.7

Перегада А. И., Петренко А. А. Обеспечение требуемого уровня надежности аварийно-защитных систем АЭС. — Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 371-374.

Рассматривается аварийно-защитная система АЭС, на вход которой поступает простейший поток требований. Эволюция системы описывается неоднородным марковским процессом. Решается задача создания системы, интенсивность потока необслуженных требований которой не превышала бы наперед заданного значения. Исследуется структура аварийно-защитной системы по стоимостному критерию. Табл. 3, список лит. 6 назв.

УДК 621.039.534.4.25:621.039.38

Кобзарь Л. Л., Миронов Ю. В., Фомичева Т. И., Худыкин А. М. Запаривание канала РБМК при прекращении расхода теплоносителя на малой мощности. — Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 375-378.

Приводятся опытные данные о плотности теплоносителя в электрообогреваемой модели канала РБМК, полученные на стенде в режимах с прекращением расхода, и анализ этих данных с помощью программ TRANS-8. Показано существенное влияние на процесс запаривания канала дрейфа пара и стекания жидкости из отводящих пароводяных коммуникаций. Рис. 5, список лит. 4 назв.

УДК 621.039.538

Усынин Г. Б., Аношкин Ю. И., Болдин С. В. Оценка импульса давления при взаимодействии расплавленных материалов активной зоны с теплоносителем в аварийной ТВС. — Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 378-381.

Разработана расчетная модель и программа ALHO, позволяющая оценить импульс давления при паровом взрыве. Проведены эксперименты взаимодействия расплавленного олова с водой.

Получено удовлетворительное совпадение результатов расчета с данными эксперимента для системы олова — вода и данными эксперимента CORBEST II для системы диоксид урана — натрий. Расчеты импульса давления, проведенные для реальной аварийной ТВС быстрого реактора при взаимодействии диоксида урана с натрием, показали, что в случае повторного залива натрия в осушенную ТВС давление в сборке достигнет 3 МПа. Рис. 6, список лит. 4 назв.

УДК 621.039.546

Черников А. С., Ландин Н. А., Лысенко Е. К., Гудович А. П. Сферическое микротопливо для ВТГР. Некоторые структурные особенности. — Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 381-389.

Рассмотрены особенности микроструктурных, геометрических и некоторых других характеристик сферических частиц — топливных ядер из диоксида урана, которые предполагается использо-

вать в шаровых твэлах высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов. Обсуждается различие в поведении микроструктуры ядер, формируемых золь-гель и шликерным методами, на различных стадиях их приготовления и при последующих отжигах при температуре от 1200 до 1800°C. Рис. 13, табл. 2, список лит. 17 назв.

УДК 621.039.553

Ефимов А. А., Москвин Л. Н., Белозерский Г. Н., Казаков М. И., Гусев В. А., Семенова В. Фазовый анализ диспергированных в теплоносителе АЭС продуктов коррозии методом мессбауэровской спектроскопии. — Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 389-392.

С использованием мессбауэровской спектроскопии обнаружено, что независимо от различий в ассортименте применяемых на АЭС с кипящими и водо-водяными реакторами стадий фазовый состав диспергированных в теплоноситель частиц продуктов коррозии определяется тремя соединениями железа: гематитом ( $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), лепидокрокитом ( $\gamma$ -FeOOH) и магнетитом (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>). Количественное соотношение компонентов в продуктах коррозии зависит от вида применяемых на конкретных энергоблоках водо-химических режимов. При восстановительных режимах частицы продуктов коррозии в основном состоят из Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, а при окислительных — из  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Основными процессами, приводящими к формированию реально существующего состава диспергированных в теплоноситель частиц продуктов коррозии, являются процессы гидролиза Fe(II) и Fe(III) и термической дегидратации промежуточных форм продуктов гидролиза железа. Рис. 1, табл. 3, список лит. 10 назв.

УДК 541.15:621.039.534

Гордеев А. В., Ершов В. Г., Кабакчи С. А., Гришкин В. Л., Бугаенко В. Л. Расчет накопления молекулярных продуктов при радиолизе воды в сосудах со свободным объемом. — Атомная энергия, 1989, т. 67, вып. 6, с. 393-396.

Приведены расчеты накопления H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и O<sub>2</sub> при облучении в нейтральной водной двухфазной системе жидкость — газ. В ходе математического эксперимента параметры системы принимали следующие значения: время облучения — от 0 до 10<sup>4</sup> ч, при котором в системе достигается стационарное состояние; начальная концентрация кислорода — O<sub>2</sub> — 2,8 · 10<sup>-4</sup> моль/л и 1,34 · 10<sup>-3</sup> моль/л; соотношение объемов газ — жидкость V<sub>г</sub>/V<sub>ж</sub> = 0; 0,01; 0,1; 1,0; 10,0; мощность излучения — 0,237 Гр · с<sup>-1</sup> и 7,081 Гр · с<sup>-1</sup>. Расчеты проводили в предположении наличия в жидкой фазе режима полного смешения и равновесного распределения газов в любой точке кинетической кривой. Рис. 4, табл. 1, список лит. 7 назв.

Окончание см. на с. 426