

Известно, что низко- и среднеактивные отходы суммарной радиоактивностью менее 10^{-5} Ки/л и 10^{-1} Ки/л соответственно, определяемой стронцием и цезием, через 1000 лет снизят активность до норм содержания в питьевой воде (10^{-10} Ки/л) (спад активности цезия и стронция за 990 лет в $1,6 \cdot 10^{10}$ раз). Поэтому если будет выбран подземный пласт-коллектор, стабильный в течение 1000 лет, то риска захоронения в нем таких отходов не будет.

Уместно добавить, что создаваемые при подземном захоронении в недрах искусственные залежи жидких отходов гидродинамически подобны природным залежам жидких и газообразных углеводородов, сохраняющихся в условиях естественного залегания миллионы лет. Кроме того, есть прямой природный аналог жидких отходов — обогащенные радием до 10^{-8} г/л (Ки/л) подземные рассолы, широко распространенные в глубоких горизонтах платформенных артезианских бассейнов особенно часто вблизи нефтяных месторождений. Естественный выход таких вод на поверхность чрезвычайно редок, условия, к которым этот выход приурочен, легко могут быть установлены геологическими методами, для того чтобы не допускать размещения отходов в таких аномальных точках.

При выборе предполагаемого участка захоронения отходов в жидком или твердом виде необходимо учитывать абсолютный возраст пород или подземных вод участка, т.е. при выборе мест для захоронения отходов и определении условий такого захоронения нужно, чтобы характеристики материалов, мест и условий захоронения (временных, химических, геохимических и геологических) были аналогичны тем, которые имеют месторождения потенциально опасных материалов, в том числе урана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The Use of Scientific and Technical Results from Underground Research Laboratory Investigations for Geological Disposal of Radioactive Waste. IAEA-TECDOC-1243, Vienna, 2001. 65 p.
2. Полужтков П.П., Царенко А.Ф. Международный симпозиум по оценке безопасности захоронения радиоактивных отходов. — Атомная энергия, 1989, т. 68, вып. 3, с. 221—224.
3. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99). СП 2.6.1.758-99. Минздрав России. М., 1999. 116 с.
4. Адамов Е.О. Обращение с ВАО при развитии, работе и выводе из действия крупномасштабной ЯЭ России. Доклад на 41-й Генеральной конференции МАГАТЭ, 1997.
5. Стратегия развития атомной энергетики России в первой половине 21 века. М., ЦНИИАтоминформ, 2001. 64 с.
6. Белая книга ядерной энергетики. 1-е изд. Под общей ред. Е.О. Адамова. М., НИКИЭТ, 1998.
7. Трансурановые элементы в окружающей среде. Под ред. У. Хэнсона. М.: Энергоатомиздат, 1985. 344 с.
8. Хэни В. Стратегия утилизации отработавшего ядерного топлива. СПб: Наука, 1996.
9. Retrievability of High Level Waste and Spent Nuclear Fuel. IAEA-TECDOC-1187, Vienna, 2000. 294 p.

Поступила в Редакцию 25.04.01

УДК 621.039.548

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОДОМ РТОП РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ И НАКОПЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ В ОКСИДНОМ ТОПЛИВЕ ВЫСОКОГО ВЫГОРАНИЯ

*Курчатов С.Ю., Лиханский В.В., Сорокин А.А., Хоружий О.В.
(ГНЦ РФ — ТРИНИТИ)*

Описание динамики и радиального распределения выгорания по сердечнику твэла в рамках интегрального кода возможно лишь в упрощенной постановке. Поэтому оно не может основываться только на какой-либо теоретической модели, а носит полуэмпирический характер.

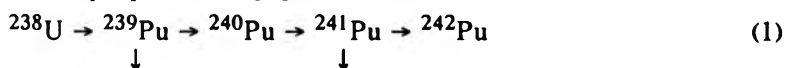
Как показывает опыт развития кодов ENIGMA и TRANSURANUS, хорошие результаты дает схема с расщепленным описанием динамики среднего накопления плутония и его радиального распределения. Для первого используются эффективные средние сечения и резонансные интегралы с учетом блокировки, заимствованные из эксперимента или детальных нейтронно-физических расчетов. Распределение же изотопов плутония по радиусу топливного сердечника описывается исходя из нормированного производства ^{239}Pu , следующего из той или иной модели блокировки резонансного поглощения в ^{238}U . Как известно, неравномерное выгорание связано с радиальной неоднородностью наработки плутония, которая, в свою очередь, вызвана эффектом блокировки резонансного захвата нейтронов ^{238}U . Соответственно различия отдельных моделей сводятся к различиям используемых сечений, функции распределения и цепочки превращения нуклидов. Исторически одним из первых модулей, моделирующих этот процесс, был RADAR [1]. В нем не учитывался изотопный состав плутония, а совокупность нарабатываемых изотопов характеризовалась одним эффективным сечением. Подобный подход приводит к систематическим ошибкам при уровне среднего выгорания выше 30 МВт·сут/кг U, когда концентрация основного делящегося изотопа плутония ^{239}Pu достигает стационарного значения вследствие его деления и превращения в более тяжелые изотопы. Для преодоления этой трудности требуется полный учет всех изотопов плутония (^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu).

Наиболее широко используемым в настоящее время модулем, решающим эту задачу, является TUBRNP [2]. Он внедрен в большое число кодов, например, FRAPCON-3 [3], TRANSURANUS [2], LWRFTMP [4]. Фактически он является чисто эмпирической многопараметрической моделью, в которой сечения, определяющие среднюю наработку изотопов плутония, выбираются на основе результатов кодов ORIGEN и KORIGEN, а распределение наработки ^{239}Pu по радиусу описывается подгоночной функцией с тремя параметрами.

Основным недостатком модуля TUBRNP является пренебрежение характеристиками нейтронного спектра. В результате возникает заметная систематическая ошибка при вариациях жесткости спектра нейтронного потока, попадающего на топливный сердечник. Различие в характеристиках нейтронного спектра может быть следствием разного положения твэлов в зоне реактора и/или постадийного их облучения в реакторах различных типов. Этот недостаток отчетливо проявился при независимом тестировании модуля TUBRNP в рамках кода FRAPCON-3 [3]. Оказалось, что точность предсказания распределения выгорания в периферийной области хуже 50%. Одним из следствий этого недостатка является некорректность использования модуля TUBRNP для описания распределения выгорания в твэлах российских реакторов, имеющих отличную от западных легководных реакторов жесткость нейтронного спектра.

В ГНЦ РФ — ТРИНИТИ разработан модуль, основанный на упрощенном аналитическом описании характеристик нейтронного спектра [5]. Он использует приближение параметра жесткости спектра γ и, как будет показано в настоящей работе, позволяет заметно улучшить предсказание основных характеристик выгорающего топлива по сравнению с модулем TUBRNP. Вопросы, связанные с расчетом распределения выгорания и накопления плутония в рамках нейтронно-физических кодов, здесь не рассматриваются. Пример такого расчета приведен в работе [6].

Модель. Плутоний накапливается, главным образом, в ходе номинальной квазистационарной работы реактора. Поэтому для описания этого процесса в первом приближении можно пренебречь короткоживущими изотопами и ограничиться рассмотрением следующей цепочки превращений [5]:



и для ^{235}U



Здесь горизонтальные стрелки означают реакции с захватом нейтрона (с), вертикальные — реакции деления (f). Последние изотопы в каждой из этих цепочек не играют существенной роли с точки зрения описания распределения выгорания, но поскольку их концентрация, как правило, измеряется при анализе изотопного состава топлива, они могут быть интересны для проверки модели и сравнения ее предсказаний с данными измерений.

Сечения всех процессов включают две составляющие: сечение в области тепловых нейтронов и резонансное сечение, связанное с процессами в области надтепловой энергии: $\sigma_i = \sigma_i^T + \sigma_i^R$. Поэтому для описания системы (1), (2) требуется некоторая модель нейтронного спектра. В настоящей работе использована модель спектра, состоящая из максвелловского спектра с некоторой эффективной температурой T_n в тепловой области энергии и спектра

$$\Phi_3 = \frac{\gamma}{E} \Phi_T$$

в области надтепловой энергии. Здесь Φ_3 — плотность потока надтепловых нейтронов; Φ_T — интегральный поток тепловых нейтронов; $\gamma = \Sigma_a^{\text{эф}} / (\xi \Sigma_s^{\text{эф}})$ — жесткость спектра, выражающаяся через отношение эффективных макроскопических сечений поглощения и рассеяния нейтронов; ξ — средняя относительная потеря энергии нейтроном при одном столкновении [5].

Интегральный вклад в сечения тепловых нейтронов можно оценить, считая зависимость сечений от энергии $\propto 1/\sqrt{E}$. Это приводит к соотношению [5]

$$\sigma_i^T(T_n) = \left(\frac{293\pi}{4T_n} \right)^{1/2} g(T_n) \sigma_i^T(293),$$

где $\sigma_i^T(293)$ — соответствующее табличное сечение при скорости нейтронов 2200 м/с; g — фактор Весткотта, учитывающий отклонения истинной формы энергетической зависимости сечения в тепловой области от $\propto 1/\sqrt{E}$. Эффективная температура тепловых нейтронов отличается от температуры теплоносителя. Поскольку в топливном сердечнике происходит поглощение в первую очередь низкоэнергетических нейтронов, температура нейтронов в области сердечника выше их температуры в теплоносителе. В рассматриваемой модели используется эффективная температура нейтронов $T_n = 700$ К, полученная для ВВЭР на основе детальных нейтронно-физических расчетов [5].

Важным аспектом при вычислении резонансной составляющей сечения процессов является учет эффекта блокировки. В целом резонансная составляющая сечений может быть оценена как

$$\sigma_i^R = \gamma I_i \beta_i,$$

где I_i — резонансный интеграл; β_i — фактор блокировки.

Согласно оценкам [5] блокировка резонансных интегралов может быть существенна в первую очередь для ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{240}\text{Pu}$, причем для последнего в случае высокого выгорания топлива при наработке на уровне 0,1 кг/т. Поэтому в модели все резонансные интегралы, кроме упомянутых, считаются неблокированными.

В случае ${}^{238}\text{U}$ используются эмпирические данные для эффективного блокированного интеграла. Согласно [5]

$$I_8^{\text{эф}} = I_8 \beta_8 = 5,55 + 26[0,845 + 0,155(T_f/293)^{1/2}] \sqrt{S/M}.$$

Здесь первый член представляет собой неблокированную, второй — блокированную часть резонансного интеграла; S , M — площадь внешней поверхности сердечника в см^2 и масса UO_2 в г на единицу длины твэла; множитель в квадратных скобках отражает влияние средней температуры топлива T_f на фактор блокировки. Здесь и ниже в индексах используется сокращенная система обозначений только последней цифрой номера изотопа.

Для ^{240}Pu можно использовать приближение блокировки, основанное на рассмотрении единичного уровня [5]. Такое приближение должно хорошо выполняться, поскольку 95% резонансного поглощения вызвано первым резонансным уровнем. В данном приближении коэффициент блокировки (отношение блокированного и неблокированного резонансного интегралов) есть [5]

$$\beta_i = 1,097 \frac{1}{\sqrt{2R\Sigma_{ri}}}, \quad (3)$$

где R — радиус сердечника; $\Sigma_{ri} = n_i \sigma_{ri}$ — максимальное макроскопическое сечение захвата.

Необходимо отметить, что имеются факторы, затрудняющие использование соотношения (3) и понижающие его точность. Во-первых, при значениях $2R\Sigma_{ri}$, не сильно превышающих единицу, на эффект блокировки будут влиять понижение максимального сечения за счет доплеровского уширения резонанса и замедление нейтронов на кислороде в диоксиде урана. Ни тот ни другой эффект в уравнении (3) не учитывается. Во-вторых, это соотношение получено для однородного распределения резонансно поглощающего изотопа по сечению, в то время как ^{240}Pu будет накапливаться неоднородно с выраженным максимумом на краю таблетки.

В-третьих, имеются причины, по которым особенности его накопления мало влияют на выгорание топлива. ^{240}Pu — изотоп, который не делится, а служит лишь передаточным звеном при наработке ^{241}Pu . Если сечение захвата нейтронов ^{240}Pu достаточно высоко, устанавливается его квазиравновесная концентрация, когда его наработка за счет захвата нейтронов ^{239}Pu в точности компенсируется расходом на производство ^{241}Pu . В этих условиях концентрация ^{240}Pu не существенна для правильного вычисления концентрации делящегося ^{241}Pu . Поскольку даже максимально блокированное сечение захвата нейтронов ^{240}Pu высоко, можно использовать приближенное описание динамики накопления этого изотопа, когда сечение захвата им нейтронов полагается постоянным и соответствующим блокированному сечению при стационарной концентрации (~ 2 кг/т U). В силу указанных причин точность такого подхода та же, что и при учете изменения коэффициента блокировки на основе каких-либо упрощенных соотношений.

При заданных средних сечениях отдельных процессов накопление средней по сечению концентрации изотопов урана и плутония в соответствии с цепочками (1), (2) описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений, которые решаются численными методами.

Для расчета локального накопления изотопов плутония и распределения выгорания могут быть использованы аналогичные соотношения, но с заменой средних сечений их локальными значениями.

Потенциально имеются два фактора, приводящие к неоднородности выгорания. Первый фактор — изменение по радиусу сечения захвата нейтронов ^{238}U (σ_{a8}). В рамках данной модели используется факторизованное описание сечения $\sigma_{a8}(r) =$

$= \sigma_{a8}\varphi(r)$, где $\varphi(r)$ — нормированный профиль резонансного сечения захвата. Последний может быть выражен через соотношение заблокированного и неблокированного сечений захвата и нормированное распределение фактора блокировки. Выражение для распределения фактора блокировки может быть получено аналитически всюду, за исключением узкой приграничной области топливного сердечника ~ 10 мкм. Современные данные о локальном выгорании топлива не имеют такого разрешения. Помимо этого такие масштабы сравнимы с длиной трека и длиной радиационной диффузии за время облучения. Поэтому для описания фактора блокировки можно пренебречь деталями распределения в самой приграничной области и использовать его аналитическую форму с константой, измененной в третьем знаке, так чтобы этот редуцированный фактор был нормирован на единицу:

$$\varphi(r) = p + (1 - p)F(r),$$

где p — отношение неблокированного сечения поглощения к полному; $F(r)$ — распределение фактора блокировки [5].

Вторым фактором является ослабление потока тепловых нейтронов к центру таблетки, вызванное их поглощением во внешних слоях. В большинстве кодов для учета данного эффекта решается задача переноса тепловых нейтронов по таблетке в диффузионном приближении и при однородном распределении поглощающих атомов. Однако для топливных таблеток твэлов ВВЭР данное приближение является некорректным, поскольку характерная длина рассеяния тепловых нейтронов в диоксиде урана существенно больше диаметра топливной таблетки (при $T_n = 700$ К $\bar{l}_s = (n\bar{\sigma}_s)^{-1} \simeq 4,4$ см $> d_T \simeq 0,75$ см). В результате диффузионное приближение дает завышенную оценку влияния поглощения тепловых нейтронов в ^{235}U на распределение тепловыделения. К тому же в данном приближении невозможно учесть реальную неравномерность поглощающих атомов по сечению. Использование более высоких приближений не даст заметного улучшения в качестве оценки [5]. Детальное же описание эволюции потока нейтронов по радиусу таблетки с учетом зависимости сечений от энергии и связанного с этим изменения спектра слишком сложно, чтобы использовать его в рамках кода.

Кроме того, именно процессы поглощения и рассеяния нейтронов низкой энергии являются основной причиной, по которой эффективная температура тепловых нейтронов в таблетке выше таковой в теплоносителе. Поэтому в первом приближении учет эффекта блокировки тепловых нейтронов сводится к учету изменения их эффективной температуры. Именно такой подход и использован в модели, описываемой в статье. Необходимость дальнейшего уточнения может быть выявлена на основе сравнения предсказываемого моделью распределения выгорания с результатами измерений. Как будет показано, модель хорошо согласуется с экспериментом в широком диапазоне выгорания, что указывает на достаточную степень точности принятого подхода.

При определении распределения тепловыделения рассчитывается коэффициент пропорциональности между скоростью тепловыделения и нейтронным потоком, после чего он нормируется так, чтобы при интегрировании по всей таблетке получалась единица. Локальная скорость тепловыделения определяется через этот нормированный фактор и среднюю по таблетке мощность тепловыделения, являющуюся входным параметром кода (см. таблицу).

Единственным свободным параметром описанной модели является параметр жесткости γ . Поскольку сечение захвата тепловых нейтронов ^{238}U относительно мало, общая наработка изотопов плутония приблизительно пропорциональна γ . Соответственно сравнение измеренной средней по сечению таблетки концентрации плутония с предсказываемой моделью является наиболее удобным способом подтверждения правильности выбора этого параметра.

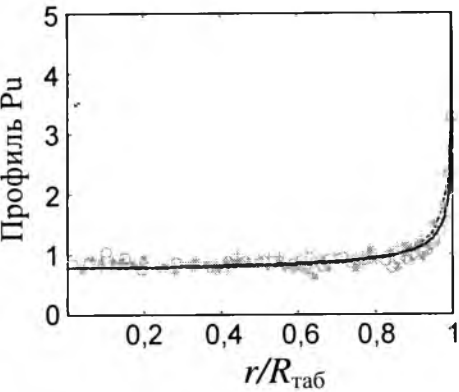
Используемые значения параметров модели [5, 6]

Нуклид	σ_a , б	σ_f , б	g_a	g_f	I_a , б	I_f , б
^{235}U	680,9	582,6	0,925	0,918	419	275
^{236}U	5,11		1		360	
^{238}U	2,68		1,009		278	
^{239}Pu	1017,4	748,1	2,010	1,777	521	301
^{240}Pu	289,5		1,18		3500	
^{241}Pu	1369,3	1011,1	1,406	1,439	732	570
^{242}Pu	18,5		1		1280	

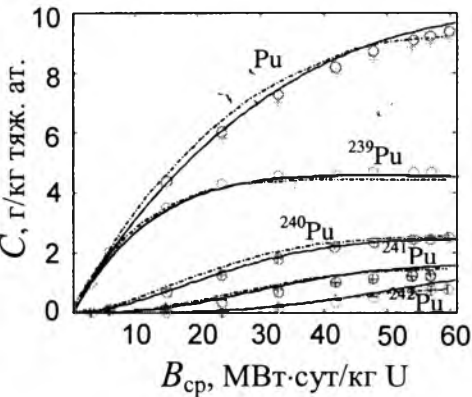
Результаты расчета. Среднее накопление плутония и его радиальное распределение в твэлах PWR и BWR, рассчитанные с помощью данного подхода, показаны на рис. 1, 2. Согласно данным [2] для этого случая $\gamma = 0,18$. Можно ожидать, что это

значение соответствует некоторой усредненной для таких реакторов жесткости спектра, характерной для положения в центре зоны.

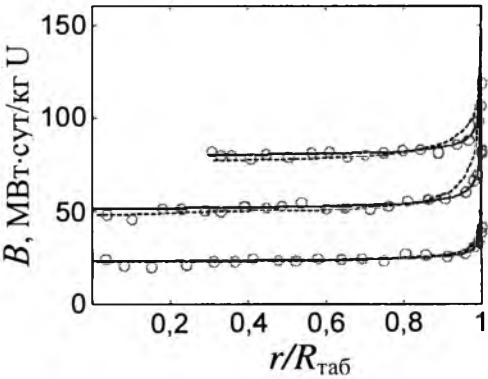
Вследствие неоднородности профиля нейтронного поля и спектра нейтронов в пределах активной зоны можно ожидать заметного разброса радиального распределения выгорания, например, для твэлов на периферии и в центре зоны. Именно это может объяснить неудовлетворительную предсказательность модуля TUBRNP при его тестировании в рамках кода FRAPCON-3 [3]. Возможность учета в нашей модели параметра жесткости спектра позволяет описать эти различия. На рис. 3 показано измеренное распределение выгорания, использовавшееся при верификации модели кода FRAPCON-3, и результаты расчетов с измененной жесткостью спектра. Видно, что учет различий в жесткости спектра позволяет



Р и с. 1. Зависимость нарабатываемого плутония (сумма всех изотопов) от относительного радиуса для топлива исходным обогащением 2,9% и выгоранием ~ 30 МВт·сут/кг U: ○ — данные из [2]; — — —, — — — — расчет с помощью модуля TUBRNP [2] и кода РТОП соответственно



Р и с. 2. Зависимость средней наработки изотопов плутония от выгорания: ○, + — расчет с помощью кода KORIGEN для PWR и BWR соответственно [2]; — — —, — — — — расчет с помощью модуля TUBRNP [2] и кода РТОП соответственно



Р и с. 3. Зависимость выгорания от относительного радиуса для топлива со средним выгоранием 25, 55 и 83 МВт·сут/кг U: ○ — данные из [3]; — — —, — — — — расчет с помощью модуля TUBRNP [3] и кода РТОП соответственно ($\gamma_{25} = 0,18$, $\gamma_{55,83} = 0,05$)

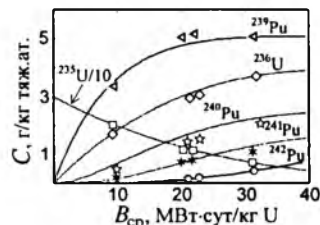
существенно улучшить соответствие предсказаний модели и данных измерений по сравнению с модулем TUBRNP.

На рис. 4 сравниваются данные о наработке изотопов плутония в ВВЭР [5] с результатами расчета при $\gamma \approx 0,2$, что немного больше, чем в PWR и BWR. Видно хорошее согласие измерений с предсказаниями численной модели. Единственным изотопом, по которому имеется заметное отличие на ранней стадии облучения, является ^{240}Pu . Это напрямую связано с принятым упрощением при описании эффекта его блокировки. При низкой концентрации выбранный коэффициент блокировки оказывается заниженным, соответственно рассчитываемая при этом концентрация ^{240}Pu — завышенной. Однако это не приводит к ошибкам при оценке концентрации делящегося изотопа ^{241}Pu , а с ним и распределения энерговыделения.

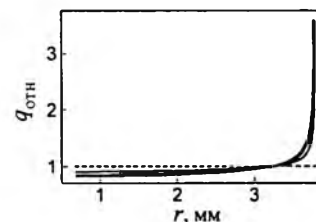
Изменение распределения тепловыделения по мере увеличения выгорания показано на рис. 5.

Как известно, повышенный уровень выгорания на периферии таблетки приводит к реструктуризации топлива в этой области с образованием зоны мелкозеренной структуры, содержащей крупные газовые поры [7]. Физической модели механизма формирования этой структуры до сих пор нет. В частности, до конца не ясно, определяется ли этот процесс исключительно повышенным выгоранием либо важно влияние и других параметров: скорости деления, температуры, размера зерна и др. Наиболее широко в настоящее время используется модель, основанная на концепции критического выгорания, т.е. предполагается, что формирование мелкозеренной структуры происходит при достижении некоторого критического уровня локального выгорания. На рис. 6 предсказания такой модели сравниваются с экспериментальными данными работы [8]. Как видно, при небольшой толщине реструктурированной области (< 300 мкм) данные хорошо описываются этой моделью. Разброс данных может быть связан с вариацией жесткости нейтронного спектра для отдельных стержней и по высоте каждого из них. При большой толщине наблюдается систематическое завышение предсказываемой толщины по сравнению с наблюдаемой. Резкое увеличение предсказываемой ширины при приближении среднего выгорания по таблетке к критическому значению, используемому в модели, напрямую связано с почти плоским распределением выгорания в центральной части таблетки. Это означает, что согласия с данными нельзя достичь простым изменением критического выгорания, требуется качественный пересмотр положений модели. Наиболее естественно объяснить наблюдаемую тенденцию влиянием термически активированных процессов, вызывающих отжиг дефектов и частичный выход газообразных продуктов деления из зерна, что должно приводить к повышению требуемого для начала рекристаллизации уровня выгорания.

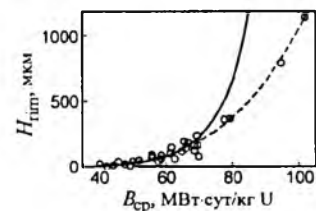
Выводы. Описанная в настоящей работе упрощенная модель расчета радиального распределения наработки изотопов плутония и выгорания дает удовлетворительную точность описания явления. Вместе с тем она достаточно проста для использования в



Р и с. 4. Зависимость средней наработки изотопов плутония от среднего по сечению выгорания для топлива ВВЭР: символы — данные из [5]; — — — расчет с помощью кода РТОПИ при 0,2



Р и с. 5. Нормированное радиальное распределение тепловыделения сердечника ВВЭР-440 при выгорании 20, 40 и 60 МВт·сут/кг U (сверху вниз) в центральной части таблетки исходным обогащением 3,6%



Р и с. 6. Зависимость ширины реструктурированной зоны на периферии таблетки от среднего по сечению выгорания: $\bigcirc$ — данные [7]; — — — корреляция данных по методу наименьших квадратов; — — — предсказания модели, основанной на концепции критического выгорания

рамках интегрального кода. Несмотря на отсутствие подгоночных параметров (при данном среднем выгорании параметр жесткости напрямую связан с интегральным количеством нарабатываемого плутония), модель обладает заметно лучшей предсказательностью по сравнению с наиболее широко используемым в настоящее время модулем TUBRNP. Для объяснения экспериментально наблюдаемой зависимости толщины реструктурированной области на периферии таблетки от среднего по сечению выгорания требуется учет влияния температуры на критический уровень выгорания, при котором начинается образование мелкозеренной структуры.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 99-02-17678.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Palmer I., Hesketh K., Jackson P. A model for predicting the radial power profile in a fuel pin. — In: Fuel Element Performance Computer Modelling, Rep. IWGFPT03, Vienna: IAEA, 1982, Applied Science, 1983, p. 321—328.
2. Lassmann K., O'Carroll C., van de Laar J., Walker C. The radial distribution of plutonium in high burnup UO_2 fuels. — J. Nucl. Mater., 1994, v. 208, p. 223—231.
3. Lanning D., Beyer C., Painter C. FRAPCON-3: Modifications to Fuel Rod Material Properties and Performance Models for High-Burnup Application. NUREG/CR-6534, PNNL-11513, v. 1, October, 1997.
4. Wiesenack W., Tverberg T. Thermal performance of high burnup fuel — in-pile temperature data and analysis. — In: Proc. of the ANS Meeting Light Water Reactor Fuel Performance. Park City, Utah, 2000, p. 626—631.
5. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Изд. 2-е. М.: Энергоатомиздат, 1989.
6. Щеглов А.С., Силоренко В.Д., Проселков В.Н. и др. Образование и развитие поверхностного слоя в топливном сердечнике ВВЭР-440. — Атомная энергия, 1996, т. 80, вып. 3, с. 221—223.
7. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мельхова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
8. Kinoshita M., Sonoda T., Kitajima S. et al. High burnup RIM project (II). Irradiation and examination to investigate RIM-structured fuel. — In: Proc. of the ANS Meeting Light Water Reactor Fuel Performance. Park City, Utah, 2000, p. 590—603.
9. Manzel R., Walker C. High burnup fuel microstructure and its effect on fuel rod performance. — Ibid., p. 604—614.

Поступила в Редакцию 19.10.01

УДК 621.039.555 + 535.23.08

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДОЗЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ГАММА-ЛОКАТОРА

Потапов В.Н., Чесноков А.В., Щербак С.Б. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Применение систем автоматизированного дистанционного измерения радиоактивного загрязнения — гамма-локаторов [1—4] в помещениях, загрязненных в результате радиационных аварий [5—8], позволяет получить данные о распределении плотности активности по всем поверхностям. Для расчета мощности эквивалентной дозы всего объема помещения на основе измеренных значений часто требуются дополнительные сведения о спектральном, угловом и пространственном (по глубине) распределениях источников фотонного ионизирующего излучения. Трудности при расчете возникают и в случае существенно неоднородного распределения плотности активности [9]. Способу и результатам расчета мощности эквивалентной дозы на примере измерений с помощью гамма-локатора в реакторном зале 4-го блока Чернобыльской АЭС [10, 11] осенью 1996 г. посвящена настоящая работа.

Метод расчета мощности эквивалентной дозы. Принцип действия гамма-локатора основан на регистрации потока фотонов в узком телесном угле спектрометричес-