

больших значений dI/dN , что соответствует увеличению C без существенного изменения показателя m .

Некоторые облученные и необлученные образцы были испытаны путем статического растяжения при комнатной температуре и скорости перемещения захвата 0,1—0,2 мм/мин. Определяли I_c — энергию, необходимую для роста трещины в момент начала ее роста [5]. В соответствии с методикой Райса [6]

$$I_c = \alpha A/F, \quad (2)$$

где A — энергия, поглощенная системой образец — испытательная машина к моменту начала роста трещины; α — коэффициент; F — нетто-сечение образца. Значение A определяется путем планиметрирования заштрихованной области диаграммы нагрузка — перемещение подвижного захвата, ограниченной по оси абсцисс значением Δ_c , соответствующим началу роста трещины (рис. 3, 4).

Из анализа приведенных данных следует, что как изменение температуры отпуска, так и нейтронное облучение до флюенса $1 \cdot 10^{19}$ нейтр./см² при $(120 \pm 10)^\circ\text{C}$ не изменили I_c стали 15ХЗМФА. В то же время нейтронное облучение до флюенса $1 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² при 200°C привело к заметному снижению I_c стали 12ХНЗМФА.

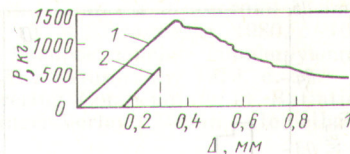
При сравнении данных скорости роста усталостной трещины с результатами испытаний на статическое растяжение установлена связь между характеристиками сопротивления развитию трещины при статическом и циклическом нагружении. Нейтронное облучение стали 12ХНЗМФА вызвавшее снижение I_c в 5,8 раза (см. рис. 4), привело к увеличению скорости роста усталостной трещины (или C) в 2,4 раза (см. рис. 2). Таким образом, можно полагать, что коэффициент C в выражении (1) обратно пропорционален $\sqrt{I_c} = K_c$, где K_c — коэффициент интенсивности напряжения в начале нестабильного распространения трещины, служащий показателем вязкости разрушения материала испытываемой толщины.

Аналогичное соотношение следует из зависимости Формана [7]:

$$dI/dN = C_1 \Delta K^m / [(1 - R) K_c - \Delta K], \quad (3)$$

где R — коэффициент асимметрии цикла.

Рис. 4. Диаграммы нагрузка — перемещение подвижного захвата для образцов стали 12ХНЗМФА при 20°C без облучения (1) и при облучении (2) до флюенса $1 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² ($\sim 200^\circ\text{C}$), P — нагрузка



Таким образом, можно использовать результаты испытаний на статическое растяжение для приближенной оценки влияния нейтронного облучения на скорость роста усталостной трещины в конструкционных сталях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шахиян П. и др. «Американское общество инженеров-механиков, серия D», 1974, т. 96, № 4, с. 1.
2. Винобуров В. Ф., Васильченко А. В. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное металловедение», 1978, вып. 1 (6), с. 36.
3. Вайнер Л. А. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 2, с. 437.
4. Ирвин Дж., Парис П. В кн.: Разрушение. Т. 3. М., «Мир», 1976.
5. Писаренко Г. С., Науменко В. П., Волков Г. С. В кн.: Определение трещиностойкости материалов на основе энергетического контурного интеграла. Киев, «Наукова думка», 1978, с. 6.
6. Rice J. «Trans. ASME, J. Appl. Mech.», 1968, v. 35, p. 379.
7. Forman R., Kearney V., Engle R. «Trans. ASME, ser. D», 1967, v. 89, N 3, p. 339.

Поступило в Редакцию 05.11.79

УДК 539.166.2:519.283

Использование анализа чувствительности для исследования закономерностей распространения излучения по данным расчетов методом Монте-Карло

ЖЕЗЛОВ А. М., ИЛЮШКИН А. И., КЛИМАНОВ В. А., МАНКОВИЧ В. П., РЫБИН Д. Н.

Исследование общих физических закономерностей переноса излучений по данным прямых расчетов методом Монте-Карло связано с рядом трудностей, главная из которых — сложность анализа результатов, получаемых со значительными статистическими погрешностями, особенно большими в неоднородных задачах глубокого проникновения. Эти трудности можно преодолеть, используя метод анализа чувствительности результатов расчетов к входным параметрам задачи [1, 2], основанный на применении зависимостей относительной чувствительности некоторого линейного функционала поля излучения R (например, дозы, тепловыделения и т. п.) к некоторому входному параметру X_i (сечения взаимодействия, функции задания источника и т. п.), которые в общем виде определяются из соотношения [1, 2]

$$p(X_i) = \frac{\delta R/R}{\delta X_i/Y_i}, \quad (4)$$

где δR — вариация результата при вариации δX_i . В случае независимых δX_i отклонение результата R с погрешностью

до величин второго порядка малости имеет вид

$$\delta R = R \sum_{i=1}^n p(X_i) (\delta X_i/X_i). \quad (2)$$

В методе Монте-Карло наибольшее применение для расчета функций $p(X_i)$ получила коррелированная выборка [3], оказывающаяся иногда малоэффективной вследствие значительных затрат времени ЭВМ. Анализ особенностей метода Монте-Карло позволяет предложить общий и довольно простой путь расчета функций $p(X_i)$. Суть его можно пояснить на примере анализа чувствительности к источнику, возмущение которого $\delta S(X_i, \xi)$ задается в кусочно-постоянном виде:

$$\frac{\delta S(X_i, \xi)}{S(X_i, \xi)} = \begin{cases} \Delta(X_i) & \text{при } \xi \in \theta_i; \\ 0 & \text{при } \xi \notin \theta_i, \end{cases}$$

где ξ — точка в исследуемой области фазового пространства (например, энергетическая группа в спектре); $\Delta(X_i)$ — произвольная постоянная, задающая величину возмущения.

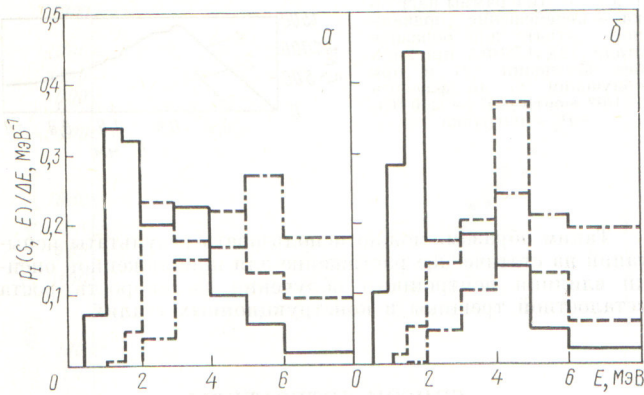


Рис. 1. Энергетические зависимости относительной чувствительности плотности потока энергии рассеянного γ -излучения к заданному точечному изотропному источнику спектра деления в однородной воздушной среде плотностью $1,225 \text{ кг/м}^3$ (а) и вблизи границы раздела воздух — земля для $H_s = 10 \text{ м}$ (б) при расстояниях 0,5 (—); 1,5 (---) и 2,5 км (-·-·-)

На основе общей теории [1, 2, 4] с учетом последнего выражения для функции относительной чувствительности к источнику можно получить

$$p_s(X_i, \theta_i) = \frac{1}{R} \int_{\theta_i} \Phi^*(\xi) S(X_i, \xi) d\xi,$$

где интеграл есть вклад в исследуемый функционал от частиц, испускаемых источником в области θ_i , который учитывается сопряженной функцией $\Phi^*(\xi)$. Этот интеграл можно вычислить путем дифференциации вкладов в соответствующие «карманы» детектора непосредственно в процессе расчета вклада в детектор, например, по начальной энергии части (по координате или углу вылета из источника), что позволяет получить затем энергетическую (пространственную или угловую) зависимость относительной чувствительности к источнику. Из последнего выражения очевидна также возможность оценки функции ценности $\Phi^*(\xi)$ на основе результатов прямых расчетов.

Для иллюстрации возможностей анализа чувствительности и предложенного метода расчета $p(X_i)$ рассмотрим некоторые результаты его реализации в рамках локальной оценки со смещением пробега по улучшенной методике минимизации дисперсии (МДБ-метод [5]) в применении к практически важной задаче переноса γ -излучения от

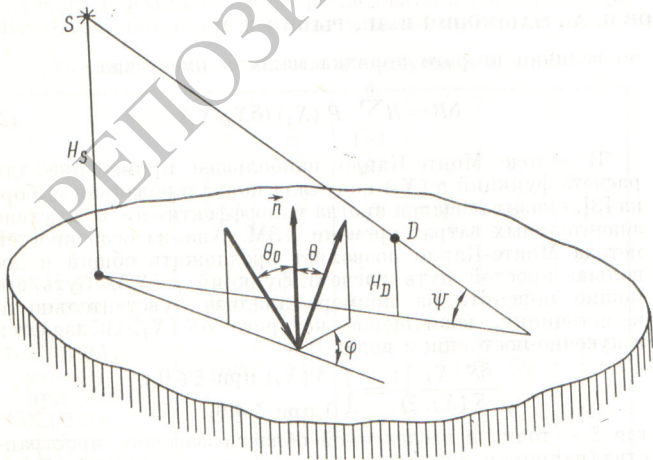


Рис. 2. Геометрия задачи и схема отсчета углов при отражении кванта землей

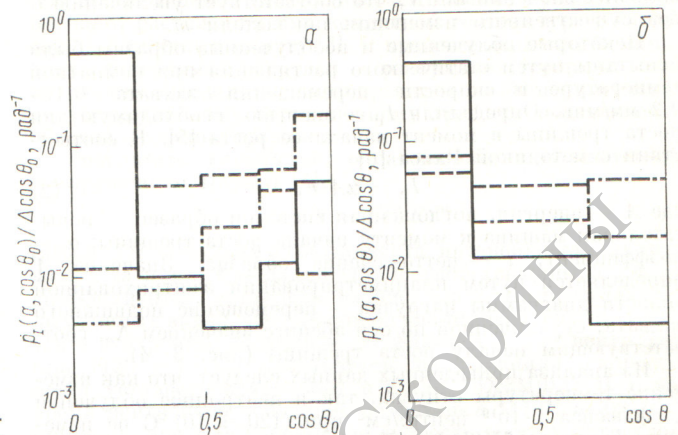


Рис. 3. Зависимость относительной чувствительности плотности потока энергии рассеянного γ -излучения к альбедо земли от угла падения кванта θ_0 на землю (а) и полярного угла θ отражения кванта землей (б) при $\sin \Psi = 0,1$ (—); 0,4 (---) и 1,0 (-·-·-)

точного изотропного источника со спектром деления [6] в однородной воздушной среде и вблизи границы раздела воздух — земля на расстоянии до 3500 кг/м^2 . Анализ различных зависимостей относительной чувствительности позволяет сформулировать закономерности переноса излучения вблизи и на удалении от земли. С увеличением расстояния наблюдается рост энергии квантов, дающих главный вклад в основные функционалы поля рассеянного излучения (рис. 1), что можно использовать для существенной выборки при розыгрыше энергии вылета квантов из источника. Основной вклад в полные функционалы поля от тех квантов, которые взаимодействуют с землей, дают кванты, однократно столкнувшиеся с землей. Их вклад (до 22% в плотность потока энергии) на порядок и более превосходит вклады квантов с большим числом отражений от земли. Для всех рассмотренных значений высоты источника H_s ($0,01 \leq H_s \leq 1 \text{ км}$ при фиксированной высоте детектора $H_D = 1 \text{ м}$) суммарный вклад рассеянного излучения в основном определяется квантами, рассеянными на малые углы относительно направления источник — детектор (рис. 2, 3). При изменении H_s и фиксированном расстоянии источник — детектор кванты, определяющие вклад рассеянного землей излучения, имеют характерный угол падения, примерно равный $\pi/2 - \Psi$ и коррелирующий с полярным θ , азимутальным φ углами отражения. Отражение определяющего вклад кванта при малых углах склонения Ψ (см. рис. 2) происходит в плоскости падения и под углом 90° (см. рис. 3). Для $\sin \Psi \leq 0,1$ чувствительность к угловым параметрам альбедо имеет резко выраженный анизотропный характер, при этом основные функционалы плотности потока рассеянного излучения в 2—3 раза меньше, чем для однородной среды. При эквидистантном подъеме источника эти функционалы быстро растут и при $\sin \Psi > 0,4$ совпадают в пределах погрешностей расчетов с данными для однородной среды, начиная с расстояния $\sim 500 \text{ м}$.

Полученные результаты отличаются наглядностью и позволяют четко выделить существенные параметры при аппроксимации функционалов. Например, интенсивность рассеянного у границы раздела γ -излучения $I_{\text{ГР}}(R, \Psi)$ с погрешностью 15—20% удается связать с интенсивностью в бесконечной воздушной среде $I_\infty(R)$:

$$\frac{I_{\text{ГР}}(R, \Psi)}{I_\infty(R)} = 1 - A(R) \exp(-B \sin \Psi),$$

где коэффициент $B \approx 5$, а коэффициент A слабо меняется в пределах 0,4—0,65 при изменении R от 0,5 до 2,5 км в воздухе плотностью $1,225 \text{ кг/см}^3$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldstein H. In: Pros. Fowrth Intern. Conf. on Reactor Shielding. OECD. Paris, 1973, p. 1332.
2. Ohlow E. General Sensitivity Theory for Ratiation Transport. ORNL-TM-4110, 1973.
3. Steinberg H. Correlated Sampling and its Implementation in the SAMCEP code. ORNL-RSIC-33, 1971, p. 161.

4. Болятко В. В. и др. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 19. М., Атомиздат, 1980, с. 109.
5. Климанов В. А. и др. Распространение ионизирующих излучений в воздухе. М., Атомиздат, 1979, с. 27.
6. Maieschein F. Engineering Compendium of Ratiation Shielding. V. 1. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, N. Y., 1968, p. 76.

Поступило в Редакцию 11.12.79
В окончательной редакции 23.06.80

УДК 539.12...126.5:621.039.52.44

Энергетические спектры нейтронного излучения отработавшего топлива реактора ВВЭР

ШИМАНСКАЯ Н. С.

Проведенная в работе [1] оценка выходов нейтронов спонтанного деления SF и (αn) -нейтронов для отдельных нуклидов, входящих в состав отработавшего топлива ВВЭР, позволяет вычислить энергетические спектры нейтронного излучения этого топлива.

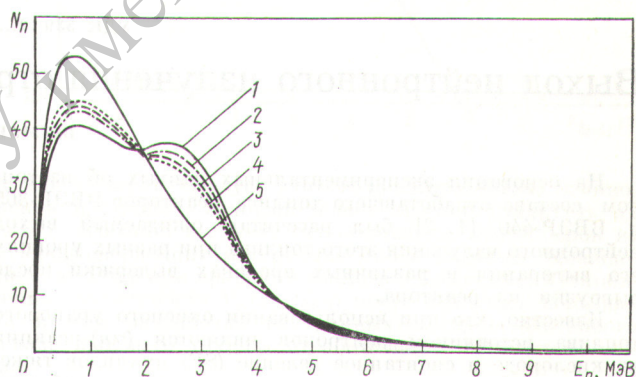
Известно, что спектры нейтронов спонтанного деления и нейтронов (αn) -реакций обычно весьма существенно различаются. Спектры нейтронов деления примерно одинаковы для всех делящихся нуклидов, имеют максимум при 0,8—1 МэВ и простирающийся до 12—15 МэВ «хвост» распределения. Форма спектров (αn) -нейтронов зависит от энергии α -частиц и расположения энергетических уровней компаунд-ядра и ядра-продукта и может меняться в довольно широких пределах.

Спектр нейтронов (αn) -реакции на кислороде относительно мягкий, его максимум лежит в области 2,5—3,0 МэВ, а верхняя граница не превышает 5 МэВ. Средняя энергия этого спектра ($\bar{E}_n = 2,4 \div 2,8$ МэВ в зависимости от α -нуклида) заметно больше, чем для спектра нейтронов деления. Теоретическая форма спектра, рассчитанная в работе [2] с учетом соотношения парциальных сечений реакции $^{18}\text{O}(\alpha n)^{21}\text{Ne}$ с переходом на основной и первые три возбужденных уровня ^{21}Ne и вклада нейтронов реакции $^{17}\text{O}(\alpha n)^{20}\text{Ne}$, согласуется с экспериментально измеренными нейтронными спектрами для окисных соединений α -излучателей.

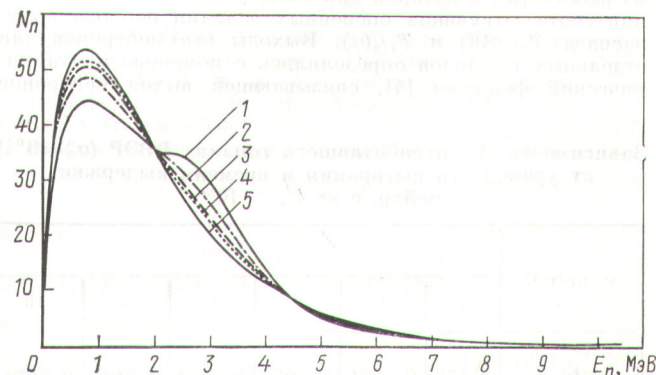
Энергетические спектры нейтронного излучения отработавшего топлива реактора ВВЭР с первоначальным обогащением ^{235}U $\alpha_5^0 = 3\%$ были рассчитаны при разных уровнях его выгорания и различных временах выдержки после выгрузки из реактора. В качестве «опорных» служили спектры нейтронов спонтанного деления ^{240}Pu и ^{244}Cm и спектры нейтронов (αn) -реакций на кислороде при $E_\alpha = 5,49$ МэВ (^{238}Pu), $E_\alpha = 5,80$ МэВ (^{244}Cm) и $E_\alpha = 6,10$ МэВ (^{242}Cm). Расчеты проводили с использованием экспериментальных данных об изотопном составе отработавшего топлива реакторов ВВЭР-365 и ВВЭР-440 [3, 4].

Расчеты показали, что энергетические спектры нейтронов отработавшего UO_2 -топлива заметно меняются по ме-

ре увеличения его выгорания. На рис. 1 приведены нормированные спектры нейтронного излучения топлива с $\alpha_5^0 = 3\%$ и выгоранием $w = 10 \div 35$ кг/т U. Видно, что при увеличении глубины выгорания спектр нейтронов «смягчается» и его форма приближается к форме спектра нейтронов деления. Это связано с ростом относительного



Р и с. 1. Энергетические спектры нейтронного излучения отработавшего топлива ВВЭР ($\alpha_5^0 = 3\%$) при разных уровнях его выгорания w , кг/т U: 1 — 10 ($\bar{E}_n = 2,19$ МэВ); 2 — 20 ($\bar{E}_n = 2,17$ МэВ); 3 — 30 ($\bar{E}_n = 2,14$ МэВ); 4 — 35 ($\bar{E}_n = 2,13$ МэВ); 5 — спектр нейтронов деления ^{244}Cm ($\bar{E}_n = 2,03$ МэВ)



Р и с. 2. Изменение энергетического спектра нейтронного излучения отработавшего топлива ВВЭР ($\alpha_5^0 = 3\%$, $w = 30$ кг/тU) в зависимости от $t_{\text{выд}}$, годы: 1 — 0 ($\bar{E}_n = 2,14$ МэВ); 2 — 1 ($\bar{E}_n = 2,10$ МэВ); 3 — 2 ($\bar{E}_n = 2,07$ МэВ); 4 — 3 ($\bar{E}_n = 2,04$ МэВ); 5 — спектр нейтронов деления ^{244}Cm ($\bar{E}_n = 2,03$ МэВ)

Зависимость $Y_n^{(\text{SF})}$ и $Y_n^{(\alpha n)}$ от времени выдержки отработавшего топлива

$t_{\text{выд}}$, годы	$Y_n^{(\text{SF})}$, %	$Y_n^{(\alpha n)}$, %	$t_{\text{выд}}$, годы	$Y_n^{(\text{SF})}$, %	$Y_n^{(\alpha n)}$, %
0	83,0	17,0	3	96,2	3,8
1	90,3	9,7	5	96,0	4,0
2	94,9	5,1	10	95,6	4,4