

**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМЕНИ Б.И.СТЕПАНОВА
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ**

Бурак А.О., Наполеау П.А.М., Рудак Э.А.

**РАСЧЕТ МАСС И АКТИВНОСТЕЙ НУКЛИДОВ
В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА РБМК:
1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НАРАБОТКИ
МАСС И АКТИВНОСТЕЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ**

Препринт № 728

Минск – 2000

На основании общих физических соображений показано, что в работающем в режиме постоянной мощности реакторе на тепловых нейтронах типа РБМК выгорание ^{235}U во всей активной зоне происходит по экспоненциальному закону. В предположении, что основной вклад в энерговыработку реактора дают нуклиды ^{235}U и ^{239}Pu , скорость делений ^{235}U и ^{239}Pu можно представить в виде $P_0 \exp(-at)$ и $P_0 [1 - \exp(-at)]$ соответственно. Получены аналитические выражения зависимостей масс и активностей наработанных осколков деления от времени экспозиции топлива в нейтронном потоке. Проводится сравнение с результатами расчетов радионуклидного состава активной зоны аварийного реактора РБМК ЧАЭС по программе VID [1]. Результаты расчетов по предложенной модели и по программе VID [1] практически совпадают.

Литература – 21

Издается по решению РИСО Института физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси.

С – Институт физики им. Б.И.Степанова
НАН Б, 2000 г.

Радионуклидный состав активной зоны аварийного реактора РБМК ЧАЭС к моменту сброса мощности рассчитывался численными методами во многих работах (см., например [1-11]). Схема расчетов во всех работах примерно одинакова, состоит из двух этапов и подробно описана в [5,9].

На первом этапе моделируется процесс выгорания топлива в реакторе типа РБМК в течение всей кампании реактора (временной интервал $t = 0 - 3$ года, соответствующий интервал глубины выгорания $W = 0 - 18.2 \text{ МВт} \times \text{сут}/\text{кг}$) и с помощью программ типа WIMS-4D рассчитываются зависимости удельных масс нуклидов $m_{уд}$ от глубины выгорания. Процесс выгорания топлива моделируется пересчетом спектра нейтронов. Для реактора типа РБМК пересчет спектра нейтронов производится порядка 10 раз за кампанию реактора.

На втором этапе, на основании данных о глубине выгорания топлива в каждой из 1659-ти тепловыделяющих сборок (ТВС), были рассчитаны количества наработанных нуклидов в каждой ТВС. Массы этих нуклидов затем были покассетно просуммированы, и таким образом получены данные по массам и активностям нуклидов для всей активной зоны.

В общем, расчеты подобного рода и сложны, и громоздки. Это связано с тем, что вначале необходимо определить нейтронно-физические характеристики активной зоны в течение всей кампании реактора (в частности, концентрации наиболее важных изотопов урана, нептуния и плутония). Затем полученные данные используются для решения систем дифференциальных уравнений, описывающих превращение ядер в изобарных цепочках с учетом нейтронного потока. Подробно схема расчетов обсуждается в [1,10,12].

Между тем большинство потребителей информации о радионуклидном составе активной зоны аварийного реактора РБМК ЧАЭС связаны с экологией, биологией и медициной. Тонкости физики реакторов на тепловых нейтронах, компьютерных реакторных программ и т.д. их не интересуют. Поэтому представляет интерес разработать простую феноменологическую модель наработки нуклидов в активной зоне реактора на тепловых нейтронах, которая по строгости физического обоснования и по точности расчетов не уступала бы комплексам сложных ядерно-физических программ, используемых в работах типа [1-12].

В настоящей работе такая модель предлагается для расчета радионуклидного состава накопленных осколков деления в активной зоне реактора типа РБМК. В дальнейшем данная модель будет использована для решения конкретных радиоэкологических проблем, связанных с выпадением осколков деления, и модифицирована для учета накопления продуктов активации ядер топлива.

Особенностью реактора РБМК является непрерывная перегрузка топлива. При этом мощность остается постоянной, а свежие ТВС и находившиеся в работе ТВС komponуются таким образом, чтобы средняя

глубина выгорания топлива по нескольким соседним ТВС была близка к средней глубине выгорания топлива по всей активной зоне реактора. На языке эргодической теории (см., например, [13]) это своего рода операция перемешивания.

В принципе в режиме постоянной мощности с определенной средней глубиной выгорания топлива по активной зоне реактор РБМК может функционировать как угодно долго. При этом величина средней глубины выгорания топлива по активной зоне реактора может регулироваться частотой введения в активную зону свежих ТВС.

Применим эргодическую гипотезу для каждого из состояний реактора с определенной средней глубиной выгорания топлива по активной зоне. Это позволит нам получить активную зону с той же средней глубиной выгорания по активной зоне реактора, но состоящую из ТВС с унифицированными характеристиками: концентрациями осколков деления и продуктов активации ядер топлива, концентрациями ядер-поглотителей нейтронов в компенсаторах реактивности, выгорающих поглотителях, автоматических регуляторах и т.д.

Поскольку активная зона реактора РБМК теперь состоит из большого числа одинаковых элементарных ячеек, мы вправе заменить ее на эквивалентную ей гомогенную активную зону со всеми вытекающими из этого облегчениями в расчетах [14].

Независимо от величины средней глубины выгорания топлива по активной зоне, в работающем на номинальной мощности реакторе РБМК-1000 каждую секунду появляется и исчезает $\nu \sim 2.5 \times 10^{20}$ нейтронов. Следовательно, плотность нейтронов n в нашей гомогенной активной зоне должна быть постоянной.

Время жизни нейтрона в гомогенной активной зоне реактора на тепловых нейтронах практически равно времени жизни теплового нейтрона $T_0 = l_a / \nu$, где l_a – длина пробега поглощения и ν – скорость нейтрона, т.е. вероятность поглощения нейтрона в единицу времени

$$l / T_0 = \sum_i \int \rho(\nu) \nu \sigma_{ai}(\nu) N_i d\nu, \quad \int \rho(\nu) d\nu = 1, \quad (1)$$

σ_{ai} и N_i – сечение поглощения тепловых нейтронов и количество ядер-поглотителей типа i в единице объема соответственно.

Тогда величина

$$n / T_0 = n \sum_i \int \rho(\nu) \nu \sigma_{ai}(\nu) N_i d\nu, \quad (2)$$

будет определять вероятность всех процессов поглощения нейтронов в единицу времени в единице объема гомогенного вещества активной зоны. Выделим в (2) как отдельный поглотитель ^{235}U и учтем, что для ^{235}U

$v\sigma_a(^{235}\text{U}) = v_0\sigma_{a0}(^{235}\text{U})g$, где $v_0 = 2200$ м/с и $\sigma_{a0}(^{235}\text{U})$ – соответствующее данной скорости сечение поглощения нейтронов, $g \cong 0.94$ [15]:

$$n / T_0 = n v_0 \sigma_{a0}(^{235}\text{U}) g N(^{235}\text{U}, t) + n \sum_i \int \rho(v) v \sigma_{ai} N_i dv, \quad (3)$$

где индекс «/» при знаке суммы обозначает отсутствие ядер-поглотителей ^{235}U .

Поскольку ^{235}U в реакторе не нарабатывается, а только выгорает, то первый член в (3) есть не что иное, как скорость выгорания ядер ^{235}U в единице объема гомогенной среды

$$P_{\text{выг}}(^{235}\text{U}, t) = N'(^{235}\text{U}, t) = \lambda_{\text{выг}}(^{235}\text{U}) N(^{235}\text{U}, t) \quad (4)$$

$$\lambda_{\text{выг}}(^{235}\text{U}) = n v_0 \sigma_{a0}(^{235}\text{U})$$

Изменение скорости выгорания ^{235}U со временем отрицательно

$$P'_{\text{выг}}(^{235}\text{U}, t) = -\lambda_{\text{выг}}(^{235}\text{U}) P_{\text{выг}}(^{235}\text{U}, t) \quad (5)$$

и должно компенсироваться увеличением скорости делений ^{239}Pu и ^{241}Pu . При работе реактора РБМК-1000 на номинальной мощности 3200 МВт в активной зоне происходит 10^{20} делений ядер топлива в секунду. В начальный момент работы реактора делится только ^{235}U . Учитывая, что для указанного типа реактора $N_0(^{235}\text{U}) \cong 9.7524(+27)$, легко определить константу деления $\lambda(^{235}\text{U}) \cong 8.86(-4) \text{ сут}^{-1}$ и соответственно константу выгорания $\lambda_{\text{выг}}(^{235}\text{U}) \cong 1.03(-3) \text{ сут}^{-1}$.

Исходя из (5), окончательно для скорости делений ядер ^{235}U в активной зоне реактора получаем

$$P(^{235}\text{U}, t) = P_0 \exp(-0.00103t), \quad (6)$$

где $P_0 = 10^{20}$ дел/с = 8.64(+24) дел/сут.

Выражение (6) для скорости деления ядер ^{235}U и является решением проблемы расчета концентрации осколков деления ядер топлива. На долю остальных дающих заметный вклад в энерговыработку нуклидов ^{239}Pu и ^{241}Pu приходится оставшаяся часть скорости делений

$$P(^{239, 241}\text{Pu}, t) = P_0(1 - \exp(-0.00103t)), \quad (7)$$

При этом, заметный вклад в энерговыработку ^{241}Pu дает лишь в конце кампании реактора. Кумулятивные выходы осколков деления ядер ^{239}Pu и ^{241}Pu , как правило, отличаются незначительно. Поэтому без особой погрешности можно положить в (7) $P(^{239, 241}\text{Pu}, t) = P(^{239}\text{Pu}, t)$, что сильно

упрощает расчеты. Однако при необходимости можно легко учесть в явном виде и вклад ^{241}Pu в наработку осколков деления.

Выражения для скорости делений ядер топлива типа (6), (7) допускают решение проблемы наработки осколков деления в активной зоне реактора на тепловых нейтронах в аналитическом виде (см., например, [16-18]). Далее будем следовать обозначениям [18]. Пусть $p(t)$ – количество актов деления в единицу времени ядер топлива определенного вида (^{235}U , ^{239}Pu и т.д.). Тогда кинетика изменения во времени удельной активности всех членов линейной изобарной цепочки $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow \dots \rightarrow A_i \rightarrow \dots \rightarrow A_n$ длиной n элементов описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} A_1'(t) &= \lambda_1 y_1^n p(t) - \lambda_1 A_1(t); \\ A_2'(t) &= \lambda_2 y_2^n p(t) - \lambda_2 A_2(t) + \lambda_2 A_1(t); \\ &\dots\dots\dots \\ A_i'(t) &= \lambda_i y_i^n p(t) - \lambda_i A_i(t) + \lambda_i A_{i-1}(t), \end{aligned} \quad (8)$$

где i – текущий номер члена линейной цепочки, λ_i и $A_i(t)$ – константы распада и активность i -го члена изобарной цепочки, y_i^n – абсолютный независимый выход i -го члена изобарной цепочки.

Система дифференциальных уравнений (8) решается в аналитическом виде в двух случаях: $p(t) = \text{const}$ и $p(t) = p_0 \exp(-at)$. В предлагаемой модели это обозначает, что искомое решение для активности i -го члена изобарной цепочки $A_i(t)$ будет являться суперпозицией решений трех задач:

$$A_i(t) = \overline{A_i(^{239}\text{Pu}, t)} + \overline{A_i(^{235}\text{U}, t)} - \overline{A_i(^{239}\text{Pu}, t)}, \quad (9)$$

где

$\overline{A_i(^{239}\text{Pu}, t)}$ является решением задачи с делением с постоянной скоростью ^{239}Pu , $\overline{A_i(^{235}\text{U}, t)}$ – решением задачи с делением с экспоненциально убывающей скоростью ^{235}U ,

$\overline{A_i(^{239}\text{Pu}, t)}$ – решением задачи с делением с экспоненциально убывающей скоростью ^{239}Pu .

Решение $\overline{A_i(^{239}\text{Pu}, t)}$ можно представить в виде [18]

$$\overline{A_i(^{239}\text{Pu}, t)} = \overline{b_i(^{239}\text{Pu})} + \sum_{j=1}^i \overline{C_{ij}(^{239}\text{Pu})} \exp(-\lambda_j t), \quad (10)$$

где

$$\overline{b_i(^{239}\text{Pu})} = P_0 \sum_{j=1}^i y_j^n (^{239}\text{Pu}), \quad j \leq i \quad (11)$$

$$\overline{C_{ij}^{(239Pu)}} = \overline{C_{i-1j}^{(239Pu)}} \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda_j}, \quad j \neq i \quad (12)$$

$$\overline{C_{11}^{(239Pu)}} = -\overline{b_1^{(239Pu)}}, \quad (13)$$

$$\overline{C_{22}^{(239Pu)}} = -\overline{b_2^{(239Pu)}} - \overline{C_{21}^{(239Pu)}} \text{ и т. д.}, \quad (14)$$

y_i^n (^{239}Pu) – абсолютный независимый выход i -го члена изобарной цепочки при делении ^{239}Pu . Следует отметить, что для реактора типа РБМК начальные условия $A_i(0) = 0$.

Решение $\overline{A_i^{(235U, t)}}$ (аналогично и решение $\overline{A_i^{(239Pu, t)}}$) можно представить в виде

$$\overline{A_i^{(235U, t)}} = \overline{b_i^{(235U)}} \exp(-\alpha t) + \sum_{j=1}^i \overline{C_{ij}^{(235U)}} \exp(-\lambda_j t), \quad (15)$$

$$\overline{b_i^{(235U)}} = P_0 \sum_{k=1}^i y_k^n \overline{^{(235U)}} \prod_{j=k}^i \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \alpha}, \quad (16)$$

$$\overline{C_{ij}^{(235U)}} = \overline{C_{i-1j}^{(235U)}} \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda_j}, \quad j \neq i \quad (17)$$

$$\overline{C_{11}^{(235U)}} = -\overline{b_1^{(235U)}}, \quad (18)$$

$$\overline{C_{22}^{(235U)}} = -\overline{b_2^{(235U)}} - \overline{C_{21}^{(235U)}} \text{ и т. д.}, \quad (19)$$

С учетом этих соотношений общее решение $A_i(t)$ (9) можно представить в виде

$$\begin{aligned} A_i(t) = & \overline{b_i^{(239Pu)}} + \left[\overline{b_i^{(235U)}} - \overline{b_i^{(239Pu)}} \right] \exp(-\alpha t) - \left[\overline{b_i^{(239Pu)}} + \overline{b_i^{(235U)}} - \overline{b_i^{(239Pu)}} \right] \times \\ & \times \exp(-\lambda_i t) + \sum_{j=1}^{i-1} \left[\overline{C_{ij}^{(239Pu)}} + \overline{C_{ij}^{(235U)}} - \overline{C_{ij}^{(239Pu)}} \right] \times \left[\exp(-\lambda_j t) - \exp(-\lambda_i t) \right] \end{aligned} \quad (20)$$

Соответственно количество наработанных ядер может быть определено по формуле

$$\begin{aligned} N_i(t) = & \overline{b_i^{(239Pu)}} \frac{1 - \exp(-\lambda_i t)}{\lambda_i} + \left[\frac{\overline{b_i^{(235U)}} - \overline{b_i^{(239Pu)}}}{\lambda_i} \right] \times (\exp(-\alpha t) - \exp(-\lambda_i t)) + \\ & + \sum_{j=1}^{i-1} \left[\frac{\overline{C_{ij}^{(239Pu)}} + \overline{C_{ij}^{(235U)}} - \overline{C_{ij}^{(239Pu)}}}{\lambda_i} \right] \times (\exp(-\lambda_j t) - \exp(-\lambda_i t)) \end{aligned} \quad (21)$$

В важном частном случае для стабильных нуклидов

$$N_i(t) = \overline{b_i(^{239}\text{Pu})} \{ t + \left[\overline{b_{i-1}(^{235}\text{U})} - \overline{b_{i-1}(^{239}\text{Pu})} + P_0 y_i^n(^{235}\text{U}) - P_0 y_i^n(^{239}\text{Pu}) \right] \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha \overline{b_i(^{239}\text{Pu})}} + \sum_{j=L}^{i-1} \left[\overline{C_{i-1j}(^{239}\text{Pu})} + \overline{C_{i-1j}(^{235}\text{U})} - \overline{C_{i-1j}(^{239}\text{Pu})} \right] \times \frac{1 - \exp(-\lambda_j t)}{\lambda_j \overline{b_i(^{239}\text{Pu})}} \} \quad (22)$$

Формулы (20), (21), (22) являются основными и описывают процесс накопления радиоактивных и стабильных осколков деления в реакторе на тепловых нейтронах типа РБМК. Указанные формулы можно существенно упростить, если нас интересуют осколки деления с периодами полураспада порядка суток и более. В радиоэкологии такие нуклиды и представляют практический интерес.

Отметим, что в формуле (11) $\overline{b_i(^{239}\text{Pu})} = P_0 y_i^k(^{239}\text{Pu})$, где $y_i^k(^{239}\text{Pu})$ – кумулятивный выход i -го члена изобарной цепочки при делении ^{239}Pu . При этом имеет место рекуррентное соотношение

$$\overline{b_i(^{239}\text{Pu})} = \overline{b_{i-1}(^{239}\text{Pu})} + P_0 y_i^n(^{239}\text{Pu}). \quad (23)$$

Для $\overline{b_i(^{235}\text{U})}$ (аналогично и для $\overline{b_i(^{239}\text{Pu})}$) рекуррентное соотношение имеет вид

$$\overline{b_i(^{235}\text{U})} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \alpha} \left(\overline{b_{i-1}(^{235}\text{U})} + P_0 y_i^n(^{235}\text{U}) \right) \quad (24)$$

Допустим, что мы рассматриваем i -ый член изобарной цепочки с $\lambda_i \ll \lambda_j$, $j < i$. При этом, если $\lambda_j \gg \alpha$ (это условие, как правило, выполняется) выражение для $\overline{b_i(^{235}\text{U})}$ сильно упрощается:

$$\overline{b_i(^{235}\text{U})} = \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \alpha} P_0 y_i^k(^{235}\text{U}). \quad (25)$$

В рассматриваемом случае $\lambda_i/(\lambda_i - \lambda_j) \ll 1$. Поэтому членами, содержащими C_{ij} , в формулах (20), (21) и (22) в первом приближении можно пренебречь. Окончательно для $A_i(t)$ (20) и $N_i(t)$ (22) имеем:

$$A_i(t) = P_0 y_i^k(^{239}\text{Pu}) \left\{ 1 + \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \alpha} \frac{y_i^k(^{235}\text{U}) - y_i^k(^{239}\text{Pu})}{y_i^k(^{239}\text{Pu})} \exp(-\alpha t) - \left[1 + \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \alpha} \frac{y_i^k(^{235}\text{U}) - y_i^k(^{239}\text{Pu})}{y_i^k(^{239}\text{Pu})} \right] \times \exp(-\lambda_i t) \right\} \quad (26)$$

$$N_i(t) = P_0 y_i^k(^{239}Pu) \left\{ t + \frac{y_i^k(^{235}U) - y_i^k(^{239}Pu)}{y_i^k(^{239}Pu)} \times \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha} \right\}. \quad (27)$$

Положим $P_0 = 8.64(+24)$ сут⁻¹. Согласно (6) $\alpha = 0.00103$ сут⁻¹. Кроме того, для удобства в формуле (27) перейдем к массам. Тогда в первом приближении окончательно получаем

$$A_i(t) = 8.64(+24) y_i^k(^{239}Pu) \text{сут}^{-1} \left\{ 1 + \frac{\lambda_i}{\lambda_i - 1.03(-3)} \frac{y_i^k(^{235}U) - y_i^k(^{239}Pu)}{y_i^k(^{239}Pu)} \times \right. \\ \left. \times \exp(-1.03(-3)t) - \left[1 + \frac{\lambda_i}{\lambda_i - 1.03(-3)} \frac{y_i^k(^{235}U) - y_i^k(^{239}Pu)}{y_i^k(^{239}Pu)} \right] \times \exp(-\lambda_i t) \right\} \quad (28)$$

$$m(t) = 1.435(-3) A_i y_i^k(^{239}Pu) \times \\ \times \left\{ t + 970.874 \frac{y_i^k(^{235}U) - y_i^k(^{239}Pu)}{y_i^k(^{239}Pu)} (1 - \exp(-1.03(-3)t)) \right\}, \text{ кг} \quad (29)$$

Если результаты, полученные по формулам (28), (29) кажутся недостаточно надежными, то необходимо учесть наиболее значимые члены в суммах с C_{ij} в формулах (20), (21) и (22).

Проведем теперь сравнение результатов оценок масс и активностей осколков деления в активной зоне аварийного реактора РБМК ЧАЭС, полученные численными методами в [1,10], с результатами настоящих аналитических оценок. Следует отметить, что в настоящей работе значения независимых и кумулятивных выходов осколков деления брались, как и в [1,10] из [19]. Данные по константам распада радиоактивных ядер, сечениям деления и активации, резонансным интегралам брались также, как и в [1,10], из [20].

Средняя температура активной зоны полагалась 850 К. Среднее сечение деления ядер ²³⁵U бралось из [21] – 280 б. Для конкретного аварийного реактора РБМК ЧАЭС константа деления ядер ²³⁵U $\lambda_f \cong P_0/N_0(^{235}U) = 8.859(-4)$ сут⁻¹, что соответствует среднему потоку нейтронов $\langle nv \rangle = 3.16(+18)$ н/см²сут = 3.66(+13) н/см²с. Имея данные по среднему потоку нейтронов, можно оценить и вклад реакции (n, γ) в скорость того или иного процесса.

В настоящей работе, в основном по формулам (28), (29), рассчитывались зависимости удельных выходов осколков деления от времени, или глубины выгорания топлива для ^{80, 82}Se, ⁸¹Br, ⁸³⁻⁸⁶Kr, ⁸⁷Rb, ⁸⁸⁻⁹⁰Sr, ⁸⁹Y, ⁹¹⁻⁹⁷Zr, ⁹⁵Nb, ⁹⁷⁻¹⁰⁰Mo, ⁹⁹Tc, ^{101-103, 106}Ru, ^{105, 107}Pd, ^{113, 114}Cd, ^{121, 123}Sb, ¹³⁰Te, ^{127, 129, 131, 133}I, ^{131-134, 136}Xe, ^{133, 135, 137}Cs, ^{138, 140}Ba, ¹⁴⁰⁻¹⁴⁴Ce, ^{141, 143}Pr, ^{145-148, 150}Nd. Как и в [1,10] расчеты проводились для 10⁷ точек: 2 МВтхсут/кг (118.9 сут), 4 (237.7), 6 (356.6), 8 (475.5), 10 (594.4), 12 (713.2), 14 (832.1), 16 (951.0), 18 (1069.8).

Выбор исследованных ядер в значительной степени произволен. Но в данной работе авторы и не ставили перед собой задачу детального

исследования всех имеющих какое либо практическое значение осколков деления. На примере отдельных нуклидов важно было показать, что предлагаемая в настоящей работе феноменологическая модель дает практически те же результаты, что и строгие численные расчеты. При этом, однако, расчеты в рамках предлагаемой феноменологической модели очень просты и прозрачны в физическом отношении. В частности, в дальнейшем будет исследовано влияние на выходы осколков деления ошибок в константах распада членов изобарных цепочек, сечениях и резонансных интегралах ядерных реакций и т.д.

Ниже в качестве иллюстрации даются примеры сравнения результатов расчетов выходов осколков деления в [1] и в настоящей работе [н.р.].

ρ – отношение результатов [н.р.] и [1].

^{140}Ce (без поправки на ^{140}La), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	14.9	29.7	44.3	58.7	73.0	87.2	101.2	115.2	129.1
[1]	12.1	26.4	40.5	54.6	68.5	82.3	96.1	109.8	123.5
ρ	1.23	1.13	1.09	1.08	1.07	1.06	1.05	1.05	1.04

^{140}Ce (с поправкой на ^{140}La), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	12.6	27.1	41.6	56.1	70.4	84.5	98.6	112.6	126.5
[1]	12.1	26.4	40.5	54.6	68.5	82.3	96.1	109.8	123.5
ρ	1.04	1.03	1.03	1.03	1.03	1.03	1.03	1.03	1.02

^{141}Pr (без поправки на ^{141}Ce), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	13.9	27.6	41.2	54.7	68.1	81.4	94.6	107.8	120.9
[1]	8.92	22.3	35.8	49.2	62.3	75.3	88.1	100.7	113.1
ρ	1.56	1.24	1.15	1.11	1.09	1.08	1.07	1.07	1.07

^{141}Pr (с поправкой на ^{141}Ce), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	8.79	22.1	35.7	49.2	62.6	75.9	89.1	102.3	115.4
[1]	8.92	22.3	35.8	49.2	62.3	75.3	88.1	100.7	113.1
ρ	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.01	1.01	1.02	1.02

^{138}Ba , кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	15.7	31.2	46.6	61.8	76.9	91.9	106.8	121.6	136.3
[1]	15.8	31.3	46.4	61.3	76.2	91.0	105.6	120.2	134.7
ρ	0.99	1.00	1.00	1.01	1.01	1.01	1.01	1.01	1.01

^{83}Kr (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	7.42(-1)	1.45	2.12	2.76	3.37	3.97	4.54	5.10	5.63
[1]	7.22(-1)	1.37	1.97	2.50	3.00	3.45	3.84	4.20	4.50
ρ	1.03	1.06	1.08	1.10	1.12	1.15	1.18	1.21	1.25

^{83}Kr ($\sigma(n,\gamma)=130$), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	7.24(-1)	1.38	1.97	2.50	2.98	3.42	3.81	4.17	4.50
[1]	7.22(-1)	1.37	1.97	2.50	3.00	3.45	3.84	4.20	4.50
ρ	1.00	1.01	1.00	1.00	0.99	0.99	0.99	0.99	1.00

^{84}Kr (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	1.44	2.79	4.06	5.27	6.42	7.51	8.56	9.56	10.5
[1]	1.49	2.92	4.30	5.65	6.99	8.30	9.61	10.9	12.2
ρ	0.97	0.96	0.94	0.93	0.92	0.90	0.89	0.88	0.86

$^{83}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$ (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	2.18	4.24	6.18	8.03	9.79	11.5	13.1	14.7	16.1
[1]	2.21	4.29	6.27	8.15	9.99	11.8	13.5	15.1	16.7
ρ	0.99	0.99	0.99	0.99	0.98	0.98	0.97	0.97	0.96

^{113}Cd (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	3.64(-2)	8.29(-2)	1.38(-1)	2.01(-1)	2.72(-1)	3.48(-1)	4.30(-1)	5.16(-1)	6.07(-1)
[1]	8.19(-3)	1.06(-2)	1.23(-2)	1.35(-2)	1.44(-2)	1.50(-2)	1.55(-2)	1.58(-2)	1.59(-2)
ρ	4.44	7.82	11.2	14.9	18.9	23.2	27.7	32.7	38.2

^{113}Cd (σ (n,γ) = 14000 б), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	7.51(-3)	9.37(-3)	1.10(-2)	1.24(-2)	1.37(-2)	1.48(-2)	1.58(-2)	1.67(-2)	1.75(-2)
[1]	8.19(-3)	1.06(-2)	1.23(-2)	1.35(-2)	1.44(-2)	1.50(-2)	1.55(-2)	1.58(-2)	1.59(-2)
ρ	0.92	0.88	0.89	0.92	0.95	0.99	1.02	1.06	1.10

^{114}Cd (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	3.26(-2)	7.50(-2)	1.26(-1)	1.85(-1)	2.51(-1)	3.22(-1)	3.99(-1)	4.81(-1)	5.67(-1)
/1/	6.18(-2)	1.49(-1)	2.54(-1)	3.72(-1)	5.03(-1)	6.46(-1)	8.01(-1)	9.67(-1)	1.14
ρ	0.53	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50	0.50

$^{113}\text{Cd} + ^{114}\text{Cd}$ (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	6.90(-2)	1.58(-1)	2.64(-1)	3.86(-1)	5.23(-1)	6.70(-1)	8.29(-1)	9.97(-1)	1.17
[1]	7.00(-2)	1.60(-1)	2.66(-1)	3.86(-1)	5.17(-1)	6.61(-1)	8.17(-1)	9.83(-1)	1.16
ρ	0.99	0.99	0.99	1.00	1.01	1.01	1.02	1.01	1.01

^{133}Cs (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	15.2	30.5	45.9	61.3	76.8	92.3	107.8	123.4	139.0
[1]	14.5	29.8	44.7	59.4	73.8	87.9	101.7	115.2	128.3
ρ	1.05	1.02	1.03	1.03	1.04	1.05	1.06	1.07	1.08

^{133}Cs (σ (n,γ) = 45 б), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	15.1	30.0	44.8	59.3	73.6	87.8	101.8	115.5	129.0
[1]	14.5	29.8	44.7	59.4	73.8	87.9	101.7	115.2	128.3
ρ	1.04	1.01	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.01

^{135}Cs (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н.р.	15.2	30.6	46.3	62.3	78.4	94.6	111.0	127.6	144.2
/1/	4.45	8.93	13.3	17.7	21.8	25.9	29.8	33.6	37.2
ρ	3.42	3.43	3.48	3.52	3.60	3.65	3.72	3.80	3.88

^{136}Xe (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. р.	14.7	29.4	44.2	59.1	74.1	89.1	104.1	119.2	134.3
[1]	27.6	55.1	82.7	110.4	138.3	166.4	194.7	223.2	251.9
ρ	0.53	0.53	0.53	0.54	0.54	0.54	0.53	0.53	0.53

 $^{135}\text{Cs} + ^{136}\text{Xe}$ (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. р.	29.9	60.0	90.5	121.4	152.5	183.7	215.1	246.8	278.5
[1]	32.0	64.0	96.0	128.1	160.1	192.3	224.5	256.8	289.1
ρ	0.93	0.94	0.94	0.95	0.95	0.96	0.96	0.96	0.96

 ^{135}Cs (с учетом реакции (n,γ) на ^{135}Xe , $\lambda_\gamma/\lambda_t = 0.71$), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. р.	4.41	8.39	13.4	18.1	22.7	27.4	32.2	37.0	41.8
[1]	4.45	8.93	13.3	17.7	21.8	25.9	29.8	33.6	37.2
ρ	0.99	0.94	1.01	1.02	1.04	1.06	1.08	1.10	1.12

 ^{136}Xe (с учетом реакции (n,γ) на ^{135}Xe , $\lambda_\gamma/\lambda_t = 0.71$), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. р.	25.5	51.2	77.1	103.3	129.7	156.2	182.9	209.7	236.7
[1]	27.6	55.1	82.7	110.4	138.3	166.4	194.7	223.2	251.9
ρ	0.92	0.93	0.93	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94

 ^{131}Xe (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. р.	6.57	13.4	20.4	27.6	34.9	42.4	50.1	57.8	65.6
[1]	5.99	12.5	18.7	24.6	30.2	35.5	40.4	45.0	49.3
ρ	1.10	1.07	1.09	1.12	1.16	1.19	1.24	1.28	1.33

 ^{132}Xe (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. р.	9.83	19.9	30.2	40.8	51.5	62.4	73.4	84.6	95.8
[1]	9.59	20.0	30.9	42.2	54.0	66.1	78.6	91.6	104.9
ρ	1.03	1.00	0.98	0.97	0.95	0.94	0.93	0.92	0.91

$^{131}\text{Xe} + ^{132}\text{Xe}$ (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. п.	16.4	33.3	50.6	68.4	86.4	104.8	123.5	142.4	161.4
[1]	15.6	32.5	49.6	66.8	84.2	101.6	119.0	136.6	154.2
ρ	1.05	1.02	1.02	1.02	1.03	1.03	1.04	1.04	1.05

 ^{145}Nd (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. п.	9.56	18.9	27.9	36.8	45.6	54.1	62.6	70.9	79.1
[1]	9.23	18.0	26.5	34.7	42.6	50.3	57.7	64.9	71.8
ρ	1.04	1.05	1.05	1.06	1.07	1.08	1.08	1.09	1.10

 ^{145}Nd ($\sigma(n,\gamma) = 56 \sigma$), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. п.	9.46	18.5	27.1	35.3	43.2	50.8	58.1	65.1	71.8
[1]	9.23	18.0	26.5	34.7	42.6	50.3	57.7	64.9	71.8
ρ	1.02	1.03	1.02	1.02	1.01	1.01	1.01	1.00	1.00

 ^{146}Nd (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. п.	7.34	14.5	21.6	28.6	35.4	42.2	48.9	55.6	62.1
[1]	7.61	15.1	22.6	30.2	37.8	45.5	53.3	61.2	69.2
ρ	0.96	0.96	0.96	0.95	0.94	0.93	0.92	0.91	0.90

 $^{145}\text{Nd} + ^{146}\text{Nd}$ (без учета реакции (n,γ)), кг

W	2	4	6	8	10	12	14	16	18
н. п.	16.9	33.4	49.5	65.4	81.0	96.3	111.5	126.5	141.2
[1]	16.8	33.1	49.1	64.9	80.4	95.8	111.0	126.1	141.0
ρ	1.00	1.01	1.01	1.01	1.01	1.01	1.00	1.00	1.00

Заключение

В рассматриваемой нами работе [1,10] и других аналогичных работах с точки зрения статистической физики объектом исследования является система, близкая по своим свойствам к большому каноническому ансамблю Гиббса. Условия эргодичности здесь заведомо не выполняются, вследствие чего задачу приходится решать «в лоб» со всеми вытекающими осложнениями.

Однако если задача формулируется таким образом, что нам необходимо знать наработку осколков деления во всей активной зоне, то в режиме работы реактора на постоянной мощности мы имеем систему, близкую по своим свойствам к микроканоническому ансамблю Гиббса. В этом случае условия эргодичности могут выполняться, возможно существенное упрощение задачи, вплоть до получения ее решения в аналитическом виде. Это по сути дела и есть основная идея настоящей работы.

Оба подхода, т.е. развиваемый в работах типа [1, 10] и предложенный в настоящей работе, не противоречат, а дополняют друг друга. Если рассматриваемая задача может быть сведена к микроканоническому ансамблю Гиббса, то рациональней использовать развиваемый в настоящей работе подход. В противном случае необходимо проводить расчеты по моделям типа точечных.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований РФ.

Авторы выражают глубокую признательность В.П. Слизову и его сотрудникам за предоставленные результаты их численных расчетов.

Литература

1. Слизов В.П., Брилева В.А., Груша Н.М., Воробьева Л.Б., Чистякова Т.Д. Расчетно-экспериментальный метод определения радионуклидного состава радиоактивных выпадений в результате аварии на ЧАЭС // Известия НАНБ, серия физ.-технических наук, №2, 1998, с.125-130.
2. Информация об аварии на чернобыльской АЭС и ее последствиях, подготовленная для МАГАТЭ. //Атомная энергия, 1986, т.61, вып.5, с.301-320.
3. Чернобыль: радиоактивное загрязнение природных сред. Под редакцией Ю.А.Израэля. –Л.: Гидрометеиздат, 1990. -296 с.
4. Горбачева Н.В., Молодых В.Г., Панитков Ю.С. Оценка состава и величины выброса радионуклидов во время аварии на ЧАЭС. –Минск, 1994. (Препринт ИРЭП АНБ, №7, 31 с.)
5. Разработка методов и программ обеспечения решения задач радиационно-физического и противорадиационно-защитного сопровождения строительно-восстановительных работ при ликвидации последствий аварии на АЭС: Отчет МИФИ. Рук. А.А. Боровой. Инв.№11.07/108. –М.: 1990
6. Gudiksen P.H., Harvey T.F., Lange R. Chernobyl source term, atmospheric dispersion, and dose estimation.// Health Physics, 1989, Vol. 57, № 5. P.697-706.
7. Kirchner G., Noack C. Core history and nuclide inventory of the Chernobyl core at the time of accident.// Nuclear Safety, 1988. Vol. 29, № 1. P.1-5.
8. Devil L., Guntay S., Powers D. The Chernobyl reactor accident source term. Development of a Consensus View. Int. Conf. one Dekade after Chernobyl, 8-12 April 1996, IAEA-CN-63/155
9. Бегичев С.Н., Боровой А.А., Бурлаков Е.В. Топливо реактора 4-го блока ЧАЭС (краткий справочник). –Минск, 1990 (Препринт ИАЭ – 5268/3.)
10. Практическая реализация математического аппарата расчета радионуклидного состава «горячих» частиц: Отчет о НИР/ ИПЭ АНБ; Инв. №132. –Минск.-1994.-142 с.-Исп. В.П. Слизов, В.А. Брилева, Т.Д. Чистякова, Л.Б. Воробьева.
11. Sich A.R., Borovoi A.A., Rasmussen N.S. The Chernobyl accident revisited: source term analysis and reconstruction of events during the active phase. –Massachusetts Institute of Technology, USA, 1994
12. Накопление радионуклидов в реакторе 4-го блока АЭС (Энергетика 54): Отчет о НИР/ИПЭ НАН Б; Инв. №412. –Минск.-2000.-28 с. - Исп. В.П. Слизов, В.А. Брилева, Л.Б. Рымарчик И.А.
13. Корнфелд И.П., Синай Я.Г., Фомин С.В. Эргодическая теория, –М.: «Наука», 1980. – 384 с.
14. Григорьев И.С., Новиков В.М. Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. –М.: Атомиздат, 1966. 176 с.
15. E.M.Grintakis, I.J.Kim. Absortion, Activation and Fission $g(T_n)$ -Functions vor Non $1/v$ -Nuclides, Radiochimics Acta, 22, 1975, p.128-147.

16. Коваленко В.В., Рубцов П.М., Колобашкин В.М. Способ расчета удельных активностей продуктов деления. «Известия высших учебных заведений. Физика», 1972, №9, с.32-34.
17. Коваленко В.В., Рубцов П.М., Колобашкин В.М. Накопление продуктов деления с учетом их выхода в теплоноситель и фильтрации.- «Вопросы дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений», Под ред. Л.Р. Киммеля. -М.: Атомиздат, 1973, вып.13, с.97-101.
18. Гусев Н.Г., Рубцов П.М., Коваленко В.В., Колобашкин В.М. Радиационные характеристики продуктов деления. Справочник. -М.: Атомиздат, 1974, 224 с.
19. INDC Nuclear Data Library of Fission Products/ Second Version, JAERI: report № 1320, Tokyo, 1990.
20. Handbook of Nuclear Activation Data. Technical Reports series №273. IAEA, Vienna, 1987.
21. Duderstadt J.J., Hamilton L.I. Nuclear reactor analysis. Department of nuclear engineering of the University of Michigan, 1976. - 650 p.

Поступил в РИСО ИФ НАНБ

Бурак Андрей Олегович
Наполеау Пашкуал Антониу Муссуку
Рудак Эдуард Аркадьевич

**РАСЧЕТ МАСС И АКТИВНОСТЕЙ НУКЛИДОВ
В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА РБМК:
1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НАРАБОТКИ
МАСС И АКТИВНОСТЕЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ**

Подписано к печати ...13.11.2000..... Формат ...50x30/16

Тип бумаги-типографская. Печать офсетная. Объем 1.22 п.л.

09.уч.-изд.л. Тираж 70 экз. Заказ 54. Бесплатно.

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси.

220012, Минск, ГСП, проспект Ф.Скорины, 70.

Отпечатано на ротапринте Института физики НАН Б.

Лицензия ЛП № 20 20.08.97 г.
