

ИТЭФ 86 – 57



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

Т.С.ЗАРИЦКАЯ, Г.В.КИСЕЛЕВ,
А.П.РУДИК, Э.М.ЦЕНТЕР

УДЕЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ,
ВЫДЕЛЯЕМАЯ
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРАХ
Препринт

Москва – ЦНИИАтоминформ – 1986

УДК 621.039_51

М-16

УДЕЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ, ВЫДЕЛЯЕМАЯ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРАХ:
Препринт ИГЭФ 86-57/

Т.С.Зарицкая, Г.В.Киселев, А.П.Рудик, Э.М.Центер - М.,
ЦНИИАтоминформ, 1986, - 20с.

Рис. - , список лит. - 12 назв.

ВРЕМЕНИ. Для оценки работы тепловых электростанций используется коэффициент, равный отношению количества сожженного топлива к произведенной энергии. Аналогичный коэффициент, называемый коэффициентом "удельного расхода топлива", был введен в^{/1/} для энергетических ядерных реакторов. Только в этом случае под "количеством сожженного топлива" понимается разность между загруженным в реактор и выгруженным из реактора количествами делящихся нуклидов. Специфика такого определения заключается в том, что учитывается и возможное образование делящихся нуклидов в процессе работы реактора.

В свете рекомендаций^{/2/} правильнее пользоваться обратной величиной $\tilde{\epsilon}$ - "удельной энергией".

Чем выше значение удельной энергии, тем лучше реактор. По чем больше удельная энергия, тем меньше сожжено топлива. А количество сожженного топлива полностью определяется режимом эксплуатации реактора - в первую очередь, тем, как компенсируется падение реактивности в процессе работы реактора (это падение реактивности обуславливается выгоранием делящегося нуклида и образованием продуктов деления). В современных энергетических реакторах^{/3/-/4/} запас реактивности создается введением в начале работы реактора (и последующим извлечением в процессе работы) "нейтрального поглотителя" (обычно бора). Для определенности назовем поглотитель нейтральным, если захват нейтронов в нем не приводит к образованию делящихся нуклидов. Очевидно, что более эффективным оказывается использование "полезного поглотителя" (например, ^{238}U или ^{232}Th), захват нейтронов в котором приводит к образованию делящихся нуклидов. Далее, наряду с использованием полезного поглотителя можно (смотри, например^{/5/}) для

поддержания критичности реактора проводить его "подпитку" делящимся нуклидом. И, наконец, возможен "идеальный режим эксплуатации ядерного реактора", в котором в качестве управлений используются все перечисленные выше приемы: и нейтральный поглотитель, и полезный поглотитель, и ядерное горючее. При этом, конечно, надо найти их оптимальное соотношение - и тогда мы придем к "оптимальному режиму эксплуатации ядерного реактора".

Цель данной работы заключается в анализе удельной энергии при различных методах поддержания критичности энергетического реактора и в определении общих характеристик оптимального режима.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. Введем следующие определения:

- X_1 - концентрация делящегося нуклида;
- X_2 - концентрация полезного поглотителя;
- X_3 - концентрация продуктов деления;
- X_4 - концентрация нейтрального поглотителя;
- U_1 - подпитка делящегося нуклида в единицу времени;
- U_2 - подпитка полезного поглотителя в единицу времени;
- U_3 - подпитка продуктов деления в единицу времени;
- U_4 - подпитка нейтрального поглотителя в единицу времени.

(Конечно, подпитка - эквивалент понятия "управления" в смысле математической теории оптимальных процессов^{/6/}). Скорости реакций запишем в двухкомпонентном представлении:

$$\hat{\sigma}\phi = (\sigma + \gamma I)\phi, \quad (I)$$

- где σ - эффективное тепловое сечение;
- I - эффективный резонансный интеграл;
- γ - жесткость спектра нейтронов;

Φ - плотность эффективного потока тепловых нейтронов.

Во избежание недопонимания подчеркнем тривиальное обстоятельство, что выражение (I) является абсолютно строгим - надо только правильно определить значения β и Γ^* .

При написании условия критичности вводится также определение:

ν - число вторичных нейтронов на один акт деления;
 K - коэффициент размножения.

Приведенные обозначения используются в ходе всей работы.

Решение сформулированных во "Введении" задач проводится в следующих предположениях:

- считается, что реактор пространственно однороден, то есть рассматривается точечная модель уравнений кинетики;
- коэффициент размножения считается заданной величиной (не обязательно равной единице);
- мощность реактора, определяемая формулой

$$W = \hat{\sigma}_f \Phi E_f X_i, \quad (2)$$

предполагается постоянной (заметим, что при этом никаких предположений об изменении со временем плотности потока нейтронов Φ не делается). Здесь

E_f - энергия деления;

$\hat{\sigma}_f, \Gamma, \gamma$ считаются постоянными.

При введенных обозначениях исходная система уравнений, описывающая изменение концентраций X_i во времени, имеет вид:

х/ Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б. О выгорании горючего в ядерных реакторах. Атомная энергия, 1956, № 4, с.80.

$$dx_1/dt = \nu_1 - \hat{\sigma}_1 \phi x_1 + \hat{\sigma}_2 \phi x_2, \quad (3)$$

$$dx_2/dt = \nu_2 - \hat{\sigma}_2 \phi x_2, \quad (4)$$

$$dx_3/dt = \nu_3 - \omega \hat{\sigma}_1' \phi x_1 - \hat{\sigma}_3 \phi x_3, \quad (5)$$

$$dx_4/dt = \nu_4 - \hat{\sigma}_4 \phi x_4. \quad (6)$$

Уравнения (3), (4) и (6) стандартны и в специальных обоснованиях не нуждаются. Иначе обстоит дело с уравнением (5).

В процессе работы реактора образуется очень большое количество продуктов деления - свыше семисот. Часть из них возникает непосредственно в процессе деления, но подавляющее большинство - в результате радиоактивных распадов и превращений за счет захвата нейтронов. Физические характеристики этих процессов - выход продукта деления, времена полураспада, сечения, резонансные интегралы - известны с приличной точностью. Это позволяет, в принципе, рассчитать достаточно аккуратно образование продуктов деления. Но здесь имеется некоторая трудность - для расчета необходимо знать и величину плотности потока нейтронов, и жесткость спектра нейтронов, и их изменение в данном реакторе со временем. Поэтому прибегают к табулированию образования продуктов деления при постоянной плотности потока нейтронов и постоянной жесткости спектра нейтронов (такое табулирование, например, проведено примерно для 100 наиболее сильно захватывающих нейтроны продуктов деления /и их предшественников/ в работе^{/7/}). Далее возникает проблема как представить эти данные в наиболее удобном для читателя виде. Очевидно, что необходимо построить достаточно частую сетку по γ и ϕ и дать интерполяционные формулы. Предмет составления подобных наиболее обоснованных фор-

мул — задача чисто математическая. С другой стороны, эта же математическая задача может быть кустарно решена и в некоторых упрощающих предположениях — ищем аналитическое выражение табулированных кривых в приемлемом виде. Так, в работе^{/8/} упоминается об аппроксимации тепловыделения от продуктов деления суммой двадцати экспонент, а в работе^{/7/} аппроксимируется поглощение нейтронов продуктами деления при помощи двух экспонент, показатели которых зависят от β и ϕ , и также зависящей от β и ϕ нормировочной постоянной. Эти примеры указывают на широту возможностей выбора аппроксимационных аналитических выражений для введения продуктов деления в теорию реакторов (конечно, при этом используется исключительно словесное обоснование, не базирующееся на методах теоретической физики). Воспользовавшись такой свободой выбора, мы в управлении (5) остановились на простейшей возможности с введением трех постоянных: β_0 (выход изотопа), β_3 и I_3 , входящих стандартным образом (I) в определение $\hat{\beta}_3$. Такого приближения нам вполне достаточно, ибо основной целью работы является относительное сравнение удельной энергии в различных режимах эксплуатации энергетических реакторов.

Условием критичности реактора в процессе работы является постоянство коэффициента размножения K :

$$K = \frac{\hat{\beta}_1 X_1}{\hat{\beta}_1 X_1 + \hat{\beta}_2 X_2 + \hat{\beta}_3 X_3 + \hat{\beta}_4 X_4} \quad (7)$$

Удобно выражение (7) привести к виду

$$\tilde{\beta}_1 X_1 = \hat{\beta}_2 X_2 + \hat{\beta}_3 X_3 + \hat{\beta}_4 X_4, \quad (8)$$

где введено обозначение

$$\hat{\sigma}_1 \equiv \frac{\nu \hat{\sigma}_1^f}{\kappa} - \hat{\sigma}_1.$$

Кстати, из выражения (8) следует необходимое условие критичности реактора $\hat{\sigma}_1 > 0$.

Уравнения (3)-(6) совместно с условиями критичности (7)-(8) определяют наиболее общий режим эксплуатации ядерного реактора, при котором одновременно можно производить продукцию ядерным горючим (\mathcal{U}_1), извлечение плутония (\mathcal{U}_2), извлечение продуктов деления (\mathcal{U}_3) и нейтрально-го плутония (\mathcal{U}_4). Реально же обычно используется лишь один из возможных способов поддержания реактивности. Поэтому наметим общую схему формализации уравнений (3)-(6) в том случае, когда управлением является лишь одно из \mathcal{U}_i , $i = 1, 2, 3, 4$. Для этого продифференцируем (8) и, воспользовавшись уравнениями (3)-(6), свяжем алгебраическим образом управления с концентрациями

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_1 \mathcal{U}_1 - \hat{\sigma}_2 \mathcal{U}_2 - \hat{\sigma}_3 \mathcal{U}_3 - \hat{\sigma}_4 \mathcal{U}_4 &= \\ &= (\hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_1^f + \omega \hat{\sigma}_3 \hat{\sigma}_1^f) \chi_1 \phi - \\ &- \hat{\sigma}_2 (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) \chi_2 \phi - (\hat{\sigma}_3)^2 \chi_3 \phi - (\hat{\sigma}_4)^2 \chi_4 \phi. \end{aligned} \quad (9)$$

Пусть, далее, управлением является \mathcal{U}_i . Тогда из уравнений (3)-(6) рассматриваются три, в которые не включается уравнение с производной от χ_i , и в которые подставляется χ_i из (8). Эти уравнения решаются относительно χ_k , $k = 1, 2, 3, 4$, $k \neq i$. После этого находится χ_i из (8), а затем из (9) - управление \mathcal{U}_i .

Обратим внимание на следующие три обстоятельства, которые могут быть полезны при конкретном решении задачи о нахо-

денки удельной энергии $\tilde{\epsilon}$. Во-первых, как следует из выражения (9), в конечном счете любое из управлений \mathcal{U} оказывается пропорциональным ϕ . Во-вторых, это обстоятельство позволяет в общих уравнениях (3)-(6) ввести переменную $S = \phi dt$ (что касается случая одного управления, то там подобная замена производится автоматически, ибо в уравнения, определяющие концентрации, вообще управление не входит). Таким образом, все определяется флюенсом нейтронов и не зависит от распределения плотности нейтронного потока во времени. В-третьих, в общем случае уравнений (3)-(6) структура их такова, что решение представляется в виде четырех экспонент с показателями, равными скоростям уничтожения нуклидов. Однако использование условия критичности (8) и сведение за счет этого системы из четырех уравнений к системе из трех уравнений приводит к тому, что, вообще говоря, показатели экспонент не совпадают со скоростями уничтожения нуклидов, а в экзотических случаях могут даже быть комплексными (комплексность показателей экспонент при решении уравнений выгорания нуклидов была, например, обнаружена^{/9/}).

Перейдем теперь к определению выражения для удельной энергии $\tilde{\epsilon}$. Это определение носит общий характер и базируется лишь на уравнении (3). Очевидно, что

$$\tilde{\epsilon} = E / \Delta, \quad (10)$$

где: E - выделявшаяся энергия, определяемая формулой

$$E = E_f \int_0^T \delta_i^f \phi \chi_i(t) dt,$$

Δ - сожженное при этом количество делящегося нуклида (для простоты изложения ограничимся одним сортом делящегося нуклида). Нетрудно проверить, что величина Δ определяется

следующей цепочкой равенств:

$$\begin{aligned} \Delta &= x_1(0) - x_1(T) + \int_0^T v_1(t) dt = \int_0^T \left(-\frac{dx_1}{dt} + v_1 \right) dt = \\ &= \int_0^T (\hat{\sigma}_1 \phi x_1 - \hat{\sigma}_2 \phi x_2) dt = \\ &= \hat{\sigma}_1 E / \hat{\sigma}_1^f E_f - \int_0^T \hat{\sigma}_2 \phi x_2 dt. \end{aligned} \quad (11)$$

Выходящее в выражении (II) время T , в течение которого выделяется энергия E , при постоянной мощности реактора определяется как $T = E / w$.

Последняя строчка в цепи равенства (II) имеет прозрачный смысл: первый член соответствует уничтожению делящегося нуклида при выделении энергии E ; второй - общей наработке делящегося нуклида при выделении энергии E .

Для практических расчетов удобно формулу (10) переписать в виде:

$$\frac{\tilde{\xi}}{E_f} = \frac{\hat{\sigma}_1^f}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\int_0^T \hat{\sigma}_2 \phi(t) x_2(t) dt}{\int_0^T \hat{\sigma}_1 \phi(t) x_1(t) dt}}. \quad (12)$$

Сделаем небольшое замечание относительно удобства использования понятия удельной энергии, определенной формулами (10) и (12). Величина $\Delta > 0$, если сжигается больше делящегося нуклида, чем образуется - и в этом случае $\tilde{\xi} > 0$, что представляется вполне естественным. Но если имеется простое воспроизводство делящегося нуклида, т.е. $\Delta = 0$, то $\tilde{\xi} \rightarrow \infty$, а если имеется расширенное воспроизводство, то $\Delta < 0$ и $\tilde{\xi} < 0$; к этим двум случаям следует прибавить (как впрочем и к случаю введения "удельного расхода топлива"/I/, когда расход топлива становится отрицательным). Структура последнего члена в выра-

лении (II) предопределяет возможность постановки оптимизационной задачи. Действительно, максимум $\tilde{\epsilon}$ соответствует максимуму интеграла в последнем члене (II). Этот интеграл тем больше, чем больше X_2 . Но чем больше X_2 , тем больше X_1 , ибо должно выполняться условие критичности (8). Но чем больше X_1 , тем, в силу соотношения (2), меньше Φ . И поэтому должно существовать какое-то оптимальное X_1 (\pm).

УДЕЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ДЛЯ ВВЭР И РБМК. Интересно оценить величину удельной энергии $\tilde{\epsilon}$ для существующих энергетических реакторов ВВЭР-440 и РБМК. Используя данные работы /11/ для ВВЭР-440 при обогащении 3.6%, получим величины, приведенные в таблице 1, а для РБМК из данных работы /12/ - величины, приведенные в таблице 2. При этом ради удобства выделяющаяся энергия приведена в количестве образовавшихся продуктов деления (в работах /11/-/12/ продукты деления рассчитывались без учета их выгорания, поэтому их концентрация пропорциональна выделившейся энергии).

Таблица 1
Удельная энергия $\tilde{\epsilon}/E_f$ и концентрации ^{235}U ,
 ^{239}Pu , ^{241}Pu для реактора ВВЭР-440

Продукты деления, кг/т	0	5	10	15	20	25	30	35
^{235}U	36,0	30,8	26,2	22,2	18,7	15,5	12,9	10,6
^{239}Pu	0,0	2,3	3,9	5,0	5,6	6,0	6,3	6,4
^{241}Pu	0,00	0,05	0,20	0,44	0,70	0,98	1,20	1,92
$\tilde{\epsilon}/E_f$	1,61	1,65	1,70	1,75	1,80	1,86	1,92	1,98

Удельная энергия \tilde{E}/E_f и концентрация ^{235}U ,
 ^{239}Pu , ^{241}Pu для реактора РБМК-1000

Продукты деления, кг/т	0	5	10	15	20
^{235}U	20,0	15,0	10,8	7,4	4,8
^{239}Pu	0,00	1,59	2,30	2,56	2,58
^{241}Pu	0,00	0,04	0,18	0,36	0,49
\tilde{E}/E_f	1,45	1,46	1,49	1,55	1,65

Из данных таблиц 1 и 2 следует, что с увеличением выгорания увеличивается и величина \tilde{E} - это естественно, ибо большая часть энергии выделяется при делении изотопов плутония. При штатном выгорании в ВВЭР-440 ПД ≈ 30 кг/т, $\tilde{E}/E_f = 1,92$. При штатном выгорании в РБМК ПД ≈ 20 кг/т $\tilde{E}/E_f = 1,65$. Таким образом, при одной и той же выделяемой энергии в РБМК расходуется в $(1,92/1,65) = 1,16$ раза больше делящихся нуклидов, чем на ВВЭР.

Представляет также интерес величина \tilde{E} для энергетических реакторов на естественном уране. Для тяжеловодного реактора с газовым охлаждением по данным, приведенным в [13] (а это также данные, по которым возможно определение \tilde{E} при различных выгораниях топлива), при штатном выгорании, соответствующем ПД ≈ 5 кг/т, $\tilde{E}/E_f = 3$. Таким образом, в этом реакторе \tilde{E} в 1,5 раза больше, чем в реакторе ВВЭР-440. Аналогичные оценки можно провести по данным [1] для ТВР (при ПД ≈ 10 кг/т) и ВВЭР с обо-

гащением 3.29%: опять оказывается, что в ТВР удельная энергия больше, чем в ВВЭР в 1,5 раза.

Приведем оценки для реально существующих в настоящее время энергетических реакторов, зададим себе вопрос: "А существует ли какая-нибудь естественная единица удельной энергии $\tilde{\epsilon}$?" По-видимому, в качестве такой единицы следует рассматривать $\tilde{\epsilon}_0$, определяемую в отсутствие полезного поглотителя:

$$\tilde{\epsilon}_0 = \hat{\sigma}_f / \hat{\sigma}_a. \quad (12)$$

Величина $\tilde{\epsilon}_0$ зависит от спектра нейтронов и для реакторов на тепловых нейтронах и ^{235}U в качестве горючего колеблется в пределах $\tilde{\epsilon}_0 = 0,80 - 0,83$.

ВЫБОР РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ. Прежде, чем переходить к анализу различных конкретных режимов управления реактора, оговорим следующие предположения. Рассматриваются сугубо модельные расчеты с той целью, чтобы получить качественные сравнительные характеристики различных режимов поддержания реактивности. Для определенности предполагается, что реактор загружен ^{233}U и ^{232}Th , а кроме того, содержит конструкционные материалы и, возможно, нейтральный поглотитель. Для упрощения качественной стороны рассматриваемых режимов выжигания ядерного топлива предполагается, что ^{233}Pa распадается в ^{233}U мгновенно.

Физические постоянные для ^{233}U и ^{232}Th брались из [10]. Соотношения между концентрациями ^{233}U , ^{232}Th и конструкционных материалов определялись для двух моделей: "модель ВВЭР" и "модель РБМК". В каждой из этих моделей, соответственно, указанное соотношение берется примерно тем же, что и для существующих энергетических ВВЭР и РБМК.

Перейдем теперь к установленным исходным данным для модель-

ных расчетов. Будем считать, что $K = 1.07$, $\nu = 2,42$ как для ^{235}U , так и для ^{233}U .

Для реакторов ВВЭР и РБМК - по известному отношению $\hat{\sigma}_2 X_2(t) / \hat{\sigma}_1 X_1(t)$ из условия критичности (8) находится $\hat{\sigma}_\nu X_\nu(t) / \hat{\sigma}_1 X_1(t)$. сюда входят конструкционные материалы $\frac{\hat{\sigma}_\nu^{KM} X_\nu^{KM}(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)}$ и нейтральный поглотитель, например ^{10}B . Значение $\frac{\hat{\sigma}_\nu^{KM} X_\nu^{KM}(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)}$ берется из расчетов по TRIFON ячейки этих реакторов. Тогда для нейтрального поглотителя имеем:

$$\frac{\hat{\sigma}_\nu^B X_\nu^B(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)} = \frac{\hat{\sigma}_\nu X_\nu(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)} - \frac{\hat{\sigma}_\nu^{KM} X_\nu^{KM}(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)}$$

Для "модели ВВЭР" и "модели РБМК" реактора на $^{233}\text{U} - ^{232}\text{Th}$

$$\frac{\hat{\sigma}_\nu X_\nu(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)} = \frac{\hat{\sigma}_\nu X_\nu(t)}{\hat{\sigma}_1 X_1(t)} \Bigg|_{\substack{\text{ВВЭР} \\ \text{РБМК}}} \cdot \left\{ \frac{\tilde{\sigma}_1}{\hat{\sigma}_1} \Bigg|_{\substack{\text{ВВЭР} \\ \text{РБМК}}} / \frac{\tilde{\sigma}_1}{\hat{\sigma}_1} \Bigg|_{\text{модель}} \right\}$$

Тогда $\hat{\sigma}_2 X_2(t) / \hat{\sigma}_1 X_1(t)$ определяется из (8) и из него определяется соотношение $X_2(t) / X_1(t)$.

Приведенные выше соотношения определяют связь между произведениями $\hat{\sigma}_i X_i$ для реальных реакторов и модели. На их основе, зная $\hat{\sigma}_i$, легко определить $X_1(t)$ и $X_2(t)$. Однако для определения $X_\nu(t)$ надо знать $\hat{\sigma}_\nu$, т.е. конкретную конструкцию реактора. Но эту трудность легко обойти, используя следующие соображения. Во-первых, если рассматривается режим, в котором управлением является нейтральный поглотитель, то из (8) находится величина $\hat{\sigma}_\nu X_\nu(t)$, а из (9) значение управления $U_\nu(t)$, которое зависит от произведения $\hat{\sigma}_\nu X_\nu(t)$. Поэтому в этом случае знать отдельно $\hat{\sigma}_\nu$ и X_ν нет необходимости - управление определяется с учетом возможного выгорания нейтрального поглотителя. Во-вторых, если нейтральный поглотитель не является управлением, то

он представляет конструкционные материалы, выгорания которых можно не учитывать. Этого можно добиться, полагая $\hat{\beta}_4$ достаточно малым. В следующих ниже расчетах предположено, что $\hat{\beta}_4 = 0,18$. Что и определяет $\chi_4(0)$.

В дальнейших расчетах считается, что $\chi_1(0) = 1$, $\delta = 0,5$ для "модели ВВЭР" и $\chi_1(0) = 1$, $\delta = 0,1$ для "модели РБМК".

Меходные физические постоянные $\lambda_2/\Pi_1/-/\Pi_2/$ для реальных реакторов и мелученные физические постоянные для моделей приведены в таблице 3.

Таблица 3

Физические постоянные для реакторов ВВЭР, РБМК и "модели ВВЭР" и "модели РБМК"

Физическая постоянная	Тип реактора или модели			
	Реактор на ^{235}U		Реактор на ^{233}U	
	ВВЭР	РБМК	"модель ВВЭР"	"модель РБМК"
$\hat{\beta}_1, \delta$	822,5	684,4	1031	689,2
$\hat{\beta}_1^*, \delta$	660,4	567,3	913,1	607,5
$\tilde{\beta}_1, \delta$	673,0	600,2	1037	706,5
$\hat{\beta}_2, \delta$	15,4	6,0	49,9	15,9
$\hat{\beta}_3, \delta$	-	-	140,0	60,0
$\chi_2(0) / \chi_1(0)$	26,82	49,17	15,56	25,15
$\hat{\beta}_2 \chi_2(0) / \tilde{\beta}_1 \chi_1(0)$	0,613	0,489	0,749	0,566
$\hat{\beta}_4 \chi_4(0) / \tilde{\beta}_1 \chi_1(0)$	0,387	0,511	0,251	0,434
$\hat{\beta}_4^{KM} \chi_4^{KM}(0) / \tilde{\beta}_1 \chi_1(0)$	0,086	0,219	0,056	0,186
$\hat{\beta}_4^B \chi_4^B(0) / \tilde{\beta}_1 \chi_1(0)$	0,301	0,292	-	-

Основное, что обращает на себя внимание среди приводимых в таблице 3 данных, это очень большое различие в значениях $\hat{\beta}_2$

для реальных энергетических реакторов, и, соответственно в отношениях $\chi_2(0)/\chi_1(0)$. Это же различие сохраняется и в рассматриваемых моделях. Причина различия в $\hat{\beta}_2$ предельно проста - в реакторах типа ВВЭР существенно больше резонансное поглощение в ^{238}U , чем в реакторе РБМК. Аналогичная ситуация сохраняется и для "моделей" в силу выбранных выше значений жесткости спектра β .

Основной вопрос, исследуемый в данном разделе - это как зависит величина удельной энергии от того запаса реактивности β , который создается в начале кампании нейтральным поглотителем. (Именно поэтому в таблице 3 и не приведены какие-то определенные значения $\hat{\beta}_v^B \chi_v^B(0) / \hat{\beta}_1 \chi_1(0)$). Поэтому будет рассматриваться три значения β : $0,75 \beta_0$, β_0 , $1,25 \beta_0$, где $\beta_0 = \hat{\beta}_v \chi_v(0) = 260,5$ для "модели ВВЭР" и $= 306,7$ для "модели РБМК". С физической точки зрения изменение β_0 обуславливается различной концентрацией полезного поглотителя, т.е. эффективно сводится к изменению обогащения исходного топлива делящимся нуклидом.

Расчеты проводились при $\phi(0) = 2 \cdot 10^{13} \text{ н.см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в интервале времени $0 \leq t \leq 3 \text{ г.}$, при различных начальных запасах реактивности β .

В таблицах 4 и 5 приведены рассчитанные значения концентраций χ_1 , χ_2 , χ_3 , χ_v и управления \mathcal{U}_v для "моделей" ВВЭР и РБМК, соответственно. Из данных этих таблиц следует, что при одной и той же продолжительности кампании значение $\chi_1(t)$ существенно зависит от β , причем чем больше β , тем меньше $\chi_1(t)$, т.е. тем эффективнее выгорает χ_1 . Это, конечно, обусловлено тем, что с ростом β , т.е. с ростом количества

Концентрации $X_1(t)$, $X_2(t)$, $X_3(t)$, $X_V(t)$ и значение $U_V(t)$ Таблица 4
(1/год) ("модель ВВЭР")

F/F_0		Время t , годы						
		0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
0,75	$X_1(t)$	1,00	0,946	0,902	0,866	0,835	0,809	0,786
	$X_2(t)$	16,9	16,6	16,3	16,1	15,8	15,5	15,2
	$X_3(t)$	0,00	0,282	0,550	0,804	1,04	1,27	1,48
	$X_V(t)$	$1,94 \cdot 10^3$	$1,12 \cdot 10^3$	$4,27 \cdot 10^2$	$-1,62 \cdot 10^2$	$-6,65 \cdot 10^2$	$-1,10 \cdot 10^3$	$-1,49 \cdot 10^3$
	$-U_V(t)$	$1,76 \cdot 10^3$	$1,50 \cdot 10^2$	$1,27 \cdot 10^3$	$1,09 \cdot 10^3$	$0,94 \cdot 10^3$	$0,82 \cdot 10^3$	$0,72 \cdot 10^3$
1,00	$X_1(t)$	1,00	0,928	0,870	0,823	0,785	0,754	0,728
	$X_2(t)$	15,60	15,35	15,08	14,80	14,51	14,22	13,92
	$X_3(t)$	0,00	0,282	0,549	0,802	1,039	1,261	1,468
	$X_V(t)$	$2,59 \cdot 10^3$	$1,57 \cdot 10^3$	$7,24 \cdot 10^2$	23,7	$-5,57 \cdot 10^2$	$-1,04 \cdot 10^3$	$-1,45 \cdot 10^3$
	$-U_V(t)$	$2,12 \cdot 10^3$	$17,8 \cdot 10^3$	$1,47 \cdot 10^3$	$1,22 \cdot 10^3$	$1,06 \cdot 10^3$	$0,89 \cdot 10^3$	$0,76 \cdot 10^3$
1,25	$X_1(t)$	1,00	0,909	0,836	0,778	0,733	0,697	0,668
	$X_2(t)$	14,30	14,10	13,81	13,55	13,27	12,98	12,68
	$X_3(t)$	0,00	0,282	0,548	0,799	1,034	1,251	1,451
	$X_V(t)$	$3,23 \cdot 10^3$	$2,01 \cdot 10^3$	$1,01 \cdot 10^3$	$1,88 \cdot 10^2$	$-4,71 \cdot 10^2$	$-1,00 \cdot 10^3$	$-1,43 \cdot 10^3$
	$-U_V(t)$	$2,54 \cdot 10^3$	$2,12 \cdot 10^3$	$1,74 \cdot 10^3$	$1,40 \cdot 10^3$	$1,18 \cdot 10^3$	$9,59 \cdot 10^2$	$7,88 \cdot 10^2$

Таблица 5

Концентрации $X_1(t)$, $X_2(t)$, $X_3(t)$, $X_4(t)$ и значение $U_4(t)$ (1/год)
(модель РЕМК)

$\frac{z}{z_0}$		Время t , ГОДЫ						
		0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
0.75	$X_1(t)$	1,00	0,943	0,895	0,853	0,819	0,790	0,766
	$X_2(t)$	29,97	29,82	29,62	29,48	29,31	29,12	28,94
	$X_3(t)$	0,00	0,190	0,376	0,557	0,734	0,907	1,07
	$X_4(t)$	$2,30 \cdot 10^3$	$1,81 \cdot 10^3$	$1,38 \cdot 10^3$	$1,01 \cdot 10^3$	$6,83 \cdot 10^2$	$4,07 \cdot 10^2$	$1,67 \cdot 10^2$
	$-U_4(t)$	$1,04 \cdot 10^3$	$9,15 \cdot 10^2$	$8,70 \cdot 10^2$	$6,94 \cdot 10^2$	$5,98 \cdot 10^2$	$5,15 \cdot 10^2$	$4,43 \cdot 10^2$
1.00	$X_1(t)$	1,00	0,920	0,851	0,791	0,742	0,701	0,668
	$X_2(t)$	25,15	25,02	24,88	24,73	24,56	24,39	24,21
	$X_3(t)$	0,00	0,190	0,375	0,556	0,732	0,902	1,07
	$X_4(t)$	$3,07 \cdot 10^3$	$2,41 \cdot 10^3$	$1,83 \cdot 10^3$	$1,32 \cdot 10^3$	$8,95 \cdot 10^2$	$5,33 \cdot 10^2$	$2,31 \cdot 10^2$
	$-U_4(t)$	$1,64 \cdot 10^3$	$1,24 \cdot 10^3$	$1,08 \cdot 10^3$	$9,33 \cdot 10^2$	$7,88 \cdot 10^2$	$6,61 \cdot 10^2$	$5,51 \cdot 10^2$
1.25	$X_1(t)$	1,00	0,896	0,804	0,725	0,659	0,605	0,562
	$X_2(t)$	20,33	20,22	20,10	19,97	19,83	19,67	19,50
	$X_3(t)$	0,00	0,190	0,375	0,555	0,729	0,897	1,06
	$X_4(t)$	$3,83 \cdot 10^3$	$3,09 \cdot 10^3$	$2,26 \cdot 10^3$	$1,61 \cdot 10^3$	$1,06 \cdot 10^2$	$6,06 \cdot 10^2$	$2,38 \cdot 10^2$
	$-U_4(t)$	$1,74 \cdot 10^3$	$1,37 \cdot 10^3$	$1,39 \cdot 10^3$	$1,20 \cdot 10^3$	$1,00 \cdot 10^3$	$8,20 \cdot 10^2$	$6,56 \cdot 10^2$

загружаемого нейтрального поглотителя, уменьшается количество загружаемого в начале работы реактора полезного поглотителя $X_2(0)$.

Во избежание недоразумений подчеркнем, что физически осмысленными являются лишь такие продолжительности кампании, при которых все $X_i(\tau) > 0$; это означает, что для "модели ВВЭР" при $\bar{f}/\bar{f}_0 = 0,75$ $1,0 < T < 1,5$, при $\bar{f}/\bar{f}_0 = 1$ $1,5 < T < 2,0$ и при $\bar{f}/\bar{f}_0 = 1,25$ также $1,5 < T < 2,0$. Для "модели РБМК" все рассмотренные в таблице 5 значения времени t обеспечивают положительность всех концентраций.

И, наконец, заметим, что и не следовало ожидать, что $\mathcal{U}_y(0) = 0$: из (9) вытекает, что $\mathcal{U}_i(0)$ пропорциональны производным по времени от концентраций, а эти производные, естественно, не равны нулю в начале облучения.

Таблица 6

Удельная энергия $\tilde{\mathcal{E}}/E_f$ в режимах с нейтральным поглотителем в качестве управления

Модель	$\frac{\bar{f}}{\bar{f}_0}$	Время, t , годы						
		0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
"Модель ВВЭР"	0,75	4,87	5,36	5,88				
	1,00	3,62	4,00	4,41	4,86			
	1,25	2,88	3,17	3,51	3,89			
"Модель РБМК"	0,75	3,15	3,38	3,64	3,92	4,23	4,56	4,91
	1,00	2,26	2,40	2,57	2,75	2,97	3,20	3,46
	1,25	1,76	1,85	1,96	2,09	2,25	2,42	2,63

В таблице 6 приведены значения $\tilde{\mathcal{E}}/E_f$ для рассмотренных режимов. Результаты, приведенные в таблице 6, показывают, что:

- в модельных расчетах $\tilde{\xi}$ значительно выше, чем в существующих энергетических реакторах, что указывает на выгодность режима $^{233}\text{U} - ^{232}\text{Th}$ по сравнению с режимом $^{235}\text{U} - ^{238}\text{U}$;

- в модельных расчетах $\tilde{\xi}$ для "модели ВВЭР" заметно выше, чем $\hat{\xi}$ для "модели РБМК", что указывает на выгодность выжигания ^{233}U в более жестком спектре нейтронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показывают, что:

- удельная энергия $\tilde{\xi}$ меняется с глубиной выгорания;
- для реакторов ВВЭР и РБМК по мере увеличения выгорания увеличивается и $\hat{\xi}$ (таблицы 1 и 2);
- для модельных расчетов цикла $^{233}\text{U} - ^{232}\text{Th}$ при компенсации падения реактивности нейтральным поглотителем $\tilde{\xi}$ также растет с увеличением выгорания (таблица 6).

Кроме того, сформулирована система уравнений, позволяющая определять значение $\hat{\xi}$ при любых режимах поддержания критичности энергетического реактора.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г а л а н и н А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Для студентов ВУЗов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. ЮРАР. Обозначения, единицы измерения и терминология в физике. - Успехи физических наук, 1979, т.129, в.2, с.289-335.
3. С е м е н о в В.В. Основные физико-технические характеристики установок ВВЭР. М., Препринт ИАЭ, 1979, № 3104.
4. Д о л л е ж а л ь Н.А., Е м е л ь я н о в И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. М.: Атомиздат, 1980.
5. Б л и н к и н В.Д., К о н а к о в С.А., Т р о ц е н к о А.Н. Гомогенный жидкосолевой ядерный реактор как источник среднепотенциального тепла для энерготехнологических процессов. Вопросы атомной науки и техники, серия: физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып.6(43), с.3.
6. П о н т р я г и н Л.С. и др. Математическая теория оптимальных процессов. Изд.2-е. М.: Физматгиз, 1965.
7. Г а л а н и н А.Д. Эффективные осколки, аппроксимирующие поглощение нейтронов продуктами деления. М., Препринт ИТЭФ, 1980, № 35. (См. также: Г а л а н и н А.Д. Аппроксимация поглощения нейтронов продуктами деления одним эффективным осколком. - Атомная энергия, 1981, т.50, вып.1, с.3).
8. Н е м я р о в с к и й П.Э., М а н е в и ч Л.Г. О точности расчетов энерговыделения облученного ядерного горючего. М., Препринт ИАЭ, 1980, № 3274/3.
9. М а р и н С.В., Ш а т а л о в Г.Е. Учет распада ^{238}Pu при определении изотопного состава уранового топлива гибридного термоядерного реактора. - Атомная энергия, 1984, т.56, в.5, с.315.
10. Neutron Cross Sections, BNI-325, 3-d Ed, 1973.
11. З а р и ц к а я Т.С., Р у д и к А.П. Расчет выгорания ядерного топлива и образования трансурановых изотопов в ВВЭР-440 (3,6% обогащения). М., Препринт ИТЭФ, 1981, № 101.

12. З а р и ц к а я Т.С., Р у д и к А.Д. Расчет выгорания
ядерного топлива и образования трансураниевых изотопов в
РБМК. М., Препринт ИТЭФ, 1982, № 137.

Т.С.Заричкая и др.

Удельная энергия, выделяемая в энергетических реакторах.

Редактор И.Н.Ломакина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 2.10.85

Подписано к печати 21.04.86

Т11720

Формат 60x90 1/16

Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,25. Уч.-изд.л.0,9. Тираж 150 экз.

Заказ 57

Индекс 3624

Цена 13 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, 117259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

13к о п

ИНДЕКС 3624