

Во Тхи Ле Тху, Кузнецов А.С., Кузьмин А.В.

Томский политехнический университет, г.Томск

Научный руководитель: Кузьмин Ариан Валерьевич, к.т.н., доцент

ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ В ТЕЧЕНИИ ПЕРВОЙ ТОПЛИВНОЙ КАМПАНИИ ВВЭР

В кинетике ядерных реакторов эффективная доля запаздывающих нейтронов (ЗН) $\beta_{эф}$ является одним из основных параметров, которая определяется эффективностью органов регулирования мощности. Эффективную долю ЗН можно представить в виде двух сомножителей [1, с.326]:

$$\beta_{эф} = \gamma \cdot \bar{\beta},$$

γ – ценность нейтронов, множитель, учитывающий разницу в средней энергии мгновенных и запаздывающих нейтронов; $\bar{\beta}$ – доля ЗН, усредненная по всем делящимся нуклидам.

Средняя энергия ЗН ($\sim 0,5$ МэВ) меньше средней энергии мгновенных нейтронов (2 МэВ) примерно в 4 раза, т.е. при замедлении до тепловой энергии вероятность избежать утечки у ЗН выше. Строго говоря, средняя энергия ЗН зависит от типа делящегося нуклида, однако для интересующих нас нуклидов отличие не изменяется в течение кампании. Следовательно, с учетом принятого допущения, ценность ЗН в течение кампании не изменяется.

При работе реактора исходное топливо выгорает, а вторичное нарабатывается. Исходным топливом для реакторов типа ВВЭР служит уран, обогащенный по изотопу U^{235} , вторичным – плутоний, который содержит два делящихся изотопа Pu^{239} и Pu^{241} . Плутониевые делящиеся изотопы имеют меньшую долю ЗН, таким образом, эффективная доля ЗН в течение кампании уменьшается. Этот факт приводит к тому, что при перемещении стержня, имеющего одинаковый физический вес в начале кампании и в любой произвольный момент, даст различный отклик АЗ на перемещение. При управлении мощностью реактора этот необходимо учитывать.

Доля запаздывающих нейтронов определяется, как отношение интегральной по объему реактора скорости генерации предшественников запаздывающих нейтронов деления к интегральной скорости генерации нейтронов деления в реакторе [3, с.34]:

$$\bar{\beta} = \frac{\int dE \cdot dr \cdot v_d \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(E, r, t)}{\int dE \cdot dr \cdot v_t \cdot \Sigma_f \cdot \Phi(E, r, t)}, \quad (1)$$

где v_d – выход ЗН на один акт деления; Σ_f – макроскопическое сечение деления; Φ – плотность потока нейтронов; $v_t = v_p + v_d$ – полный выход нейтронов на акт деления; v_p – выход мгновенный нейтронов на акт деления.

Следует заметить, что в формуле (1), в случае многокомпонентного топлива, каким и является топливо в произвольный момент кампании, под произведением $v_d \Sigma_f \Phi(E, r, t)$ следует понимать сумму произведений для каждого делящегося нуклида. Выходы запаздывающих и мгновенных нейтронов являются табличными значениями, и зависят от типа делящегося нуклида. Плотность потока нейтронов получают в результате нейтронно-физического расчета. Макроскопическое сечение деления зависит от концентрации нуклидов. Отсюда следует, что для расчета изменения доли ЗН, в первую очередь необходимо рассчитать изменение изотопного состава топлива.

Наиболее полная информация по расчету изменения нуклидного состава приведена в работах [4, 5]. В соответствии с данными работами весь энергетический спектр нейтронов разбивается на область тепловых и быстрых нейтронов.

Блокировка резонансных интегралов необходимо учитывалась для нуклида U^{238} из-за его высокой концентрации в блоке и для Pu^{240} , т.к. он имеет сильный низколежащий резонанс и блокирует уже при малых концентрациях [6]. Для остальных нуклидов возможно использование истинных резонансных интегралов. Истинные резонансные интегралы, взяты из базы данных оцененных сечений РОСФОНД 2010.

Эффективный резонансных интеграл поглощения для U^{238} с учетом эффекта Доплера определялся по методике, описанной в [3]. Эффективный интеграл для Pu^{240} более чем на 90% определяется первым резонансным уровнем при энергии 1,056 эВ [7], более того, так как уровень широкий и низколежащий, то Доплеровское уширение в нем несущественно и им можно пренебречь [8].

Для каждого нуклида составляется балансовое уравнение вида:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_m A_i^m N_m - A_i N_i, \quad (2)$$

где N_i – ядерная концентрация i -го нуклида; A_i^m – скорость преобразования нуклида типа m в нуклид типа i ; A_i – полная скорость уничтожения нуклида типа i ; N_m – ядерная концентрация m -го нуклида.

Считаем, что i -й нуклида образуется только из $(i-1)$ -го, поэтому можно написать уравнение выгорания для i -ого нуклида в виде:

$$\frac{dN_i}{dt} = (\sigma_a^{i-1} + \mu \cdot v_{эф} \cdot \Phi_8 \cdot \Psi_{i-1}) \cdot N_{i-1} \cdot \Phi_T - (\sigma_a^i + \mu \cdot v_{эф} \cdot \Phi_8 \cdot \Psi_i) \cdot N_i \cdot \Phi_T, \quad (3)$$

где $v_{эф}$ – эффективное число вторичных нейтронов деления; Φ_8 – вероятность избежать резонансного захвата U^8 ; Ψ_i – вероятность избежать резонансного захвата i -м нуклидом; Φ_T – плотность потока тепловых нейтронов.

Можно перейти от системы дифференциальных уравнений (3), зависящей от времени, к переменной от степени выгорания $z = \sigma_a^5 \Phi_T t$:

$$\frac{dN_i}{dz} = \frac{1}{\sigma_a^5} \left[(\sigma_a^{i-1} + \mu \cdot v_{эф} \cdot \Phi_8 \cdot \Psi_{i-1}) \cdot N_{i-1} - (\sigma_a^i + \mu \cdot v_{эф} \cdot \Phi_8 \cdot \Psi_i) \cdot N_i \right], \quad (4)$$

где в системе из семи дифференциальных уравнений выгорания топлива при известных начальных концентрациях изотопов U^{235} , U^{238} и нулевых значений концентраций U^{236} , Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , Pu^{241} получают законы изменения нуклидного состава указанных изотопов в процессе выгорания.

В нашем случае все сечения и потоки интегральные по объему реактора, а интеграл по энергии разбивается на два интеграла: интеграл по области тепловых энергий и по быстрой области, деления на промежуточных энергиях не учитываем. Проинтегрировав в этих двух областях уравнение (1), получим:

$$\bar{\beta} = \frac{v_{d5} \cdot \sum_{f5} \cdot \Phi_T + v_{d9} \cdot \sum_{f9} \cdot \Phi_T + v_{d1} \cdot \sum_{f1} \cdot \Phi_T + v_{d8} \cdot \sum_{f8} \cdot \Phi_{\sigma}}{v_{t5} \cdot \sum_{f5} \cdot \Phi_T + v_{t9} \cdot \sum_{f9} \cdot \Phi_T + v_{t1} \cdot \sum_{f1} \cdot \Phi_T + v_{t8} \cdot \sum_{f8} \cdot \Phi_{\sigma}}, \quad (5)$$

где Φ_T и Φ_{σ} – интегральная плотность потока тепловых нейтронов и быстрых нейтронов.

После нескольких преобразований получим расчетную формулу для доли ЗН, усредненной по всем делящимся нуклидам:

$$\bar{\beta} = \frac{v_{d5} \cdot \sum_{f5} \cdot \Phi_T + v_{d9} \cdot \sum_{f9} \cdot \Phi_T + v_{d1} \cdot \sum_{f1} \cdot \Phi_T}{\mu \cdot (v_{t5} \cdot \sum_{f5} \cdot \Phi_T + v_{t9} \cdot \sum_{f9} \cdot \Phi_T + v_{t1} \cdot \sum_{f1} \cdot \Phi_T)} + \frac{\mu - 1}{\mu} \beta_8. \quad (6)$$

Для определения ценности запаздывающих нейтронов воспользуемся приближенной эмпирической формулой для реакторов типа ВВЭР [2, с207]:

$$\gamma = 1 + 20B_0^2 \quad (7)$$

Таким образом, эффективную долю запаздывающих нейтронов, усреднённую по всем делящимся нуклидам топлива, можно определить по форме:

$$\beta_{эфф} = \gamma \cdot \left[\frac{\nu_{d5} \cdot \sum_{f5} \cdot \Phi_T + \nu_{d9} \cdot \sum_{f9} \cdot \Phi_T + \nu_{d1} \cdot \sum_{f1} \cdot \Phi_T}{\mu \cdot (\nu_{t5} \cdot \sum_{f5} \cdot \Phi_T + \nu_{t9} \cdot \sum_{f9} \cdot \Phi_T + \nu_{t1} \cdot \sum_{f1} \cdot \Phi_T)} + \frac{\mu - 1}{\mu} \beta_8 \right], \quad (8)$$

где $\beta_8 = 0,0155$ – доля запаздывающих нейтронов при делении U^8 быстрым нейтронами [10].

Решение системы дифференциальных уравнений производилось в программной среде MathCad 14, в которой функция Bulstoer позволяет решать дифференциальные уравнения первого порядка методом Рунге-Кутты четвертого порядка с заданным шагом [9].

Сравнение результатов расчета эффективной доли ЗН в течении первой кампании реактора ВВЭР-1200 по предлагаемой методике с проектным расчетом представлены на рисунке 1.

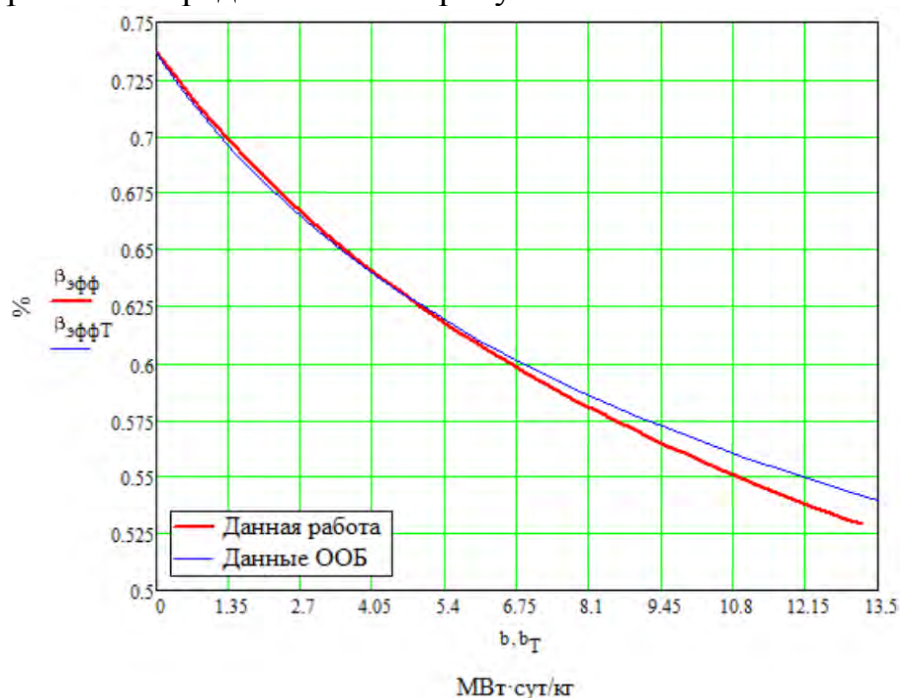


Рис.1. Изменение эффективной доли ЗН в первой топливной кампании

При работе реактора исходное топливо (U^{235}) выгорает, а вторичное (Pu^{239} и Pu^{241}) нарабатывается. Плутониевые делящиеся изотопы имеют меньшую долю ЗН, поэтому эффективная доля ЗН в течение кампании уменьшается. Наибольшие изменения величины эффективной доли ЗН объяснимо наблюдаются в первой топливной кампании, так как исходная топливная загрузка содержит только делящийся изотоп, в то время как во всех остальных топливных загрузках на начало кампании уже присутствуют тепловыделяющие сборки некоторое время проработавшие в активной зоне и, следовательно, содержание изотопы плутония. Вычисление зависимости эффективной доли ЗН от глубины выгорания сводится к усреднению микроскопических сечений взаимодействия и расчету изменения нуклидного состава в течение кампании. Установление квазистационарной топливной загрузки активной зоны для современных ВВЭР и, следовательно, установившаяся динамика изменения эффективной доли запаздывающих нейтронов происходит на 4-5 кампанию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: Учеб. Пособие для вузов/ Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алтухов. – 3-е изд., перераб. и доп. – Екб: Издательство ЮЛАНД, 2016 год. – 512 с., ил.
2. Ядерный реактор как источник ядерных превращений [Электронный ресурс]
3. https://ozlib.com/880593/tehnika/yadernyy_reaktor_istochnik_yadernyh_prevrascheniy Дата обращения: 19.12.2019 г.
4. Кинетика реакторов на быстрых нейтронах / Е.Ф. Селезнев; под ред. акад. РАН А.А. Саркисова; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики РАН. – М.: Наука, 2013. – 239 с.
5. Круглов А.К., Рудик А.П. Искусственные изотопы и методика расчета из образования в ядерных реакторах. М., Атомиздат, 1977, 168 с.
6. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 256.
7. Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б. О выгорании горючего в ядерных реакторах. – «Атомная энергия», 1956, т. 1, вып. 4, с. 80.
8. Плутоний [Электронный ресурс] <https://www.ippe.ru/libr/pdf/94pu.pdf> Дата обращения: 24.12.2019 г.
9. Марчук Г.И. Теория и методы расчета ядерных реакторов / С.Б. Шихов, Л.П. Абагян. Метод составления многогрупповых констант

в резонансной области с учетом гетерогенных эффектов. М., Госатомиздат, 1962. с. 200-222.

10. Кирьянов Д.В. Mathcad 15/Mathcad Prime 1.0. – СПб.: БХВ Петербург, 2012. 432 с.: ил.

Да Роза Киеслиш Лукас (Бразилия)

Томский политехнический университет, г. Томск

Научные руководители: Никоненко Елена Леонидовна, к.ф-м.н., доцент,
Володина Дарья Николаевна, к.филол.н., доцент

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ФОТОВОЛЬТИЧЕСКИХ СИСТЕМ В БРАЗИЛИИ

В настоящее время фотоэлектрическая энергия становится не только возможной, но и реальной потребностью в мире, учитывая не только экологическую проблему, но и растущий спрос населения.

Этот вопрос актуален для потребителей, ведь после установки фотоэлектрических панелей, по бразильским законам, плата за электроэнергию снижается.

Однако в настоящее время в Бразилии используется лишь часть потенциала фотоэлектрической энергии. Поэтому для иностранных инвесторов этот сектор является перспективным и выгодным.

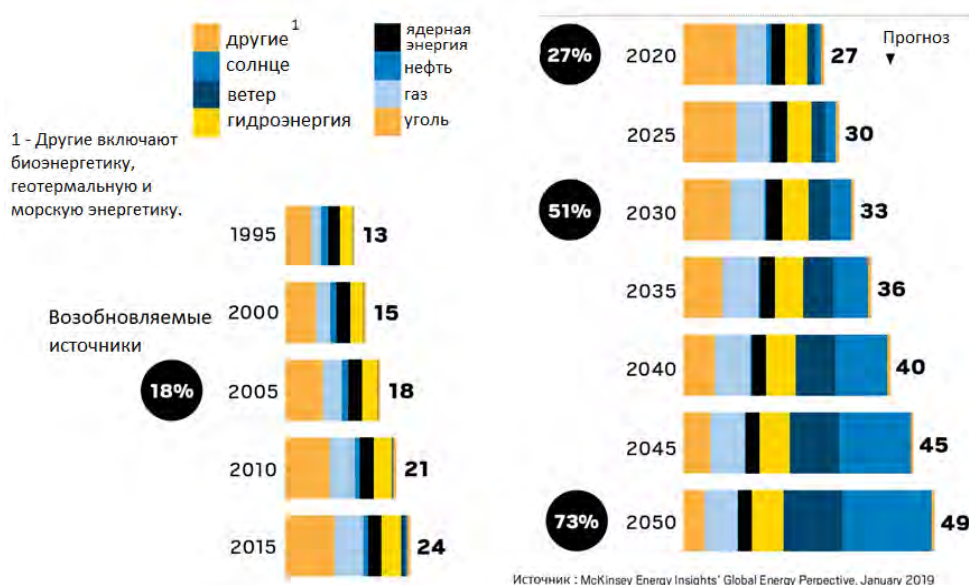


График 1. Перспективы развития сектора солнечной генерации