

ТЕОРИЯ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР КИНЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДЕФЕКТОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ «МЕТАЛЛ+НАГРУЗКА+ОБЛУЧЕНИЕ».

ЧАСТЬ 2

*В.А. Тарасов, Т.Л. Бориков, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко,
В.Д. Русов*

Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса, Украина

Развивая подходы, предложенные ранее, где формализованы различия механизмов радиационной ползучести и областей их применимости (в зависимости от внешних параметров) для топливных и конструкционных металлов, проводится разделение кинетических систем для дефектов конструкционных и топливных металлов. При этом делается акцент на автокаталитические особенности кинетической системы для дефектов реакторных топливных металлов, обусловленные экзотермическим автокаталитическим характером реакций ядерных делений, являющихся основным источником точечных дефектов для топливных металлов. Представлены расчетные зависимости плотности объемного теплового источника от температуры для нескольких составов уран-плутониевой делящейся среды, подтверждающих возможность реализации в уран-плутониевой делящейся среде режима с обострением Курдюмова.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] приведена уточненная кинетическая система для дефектов физической нелинейной системы «конструкционный металл + нагрузка + облучение». Развивая подходы, предложенные в [2], где формализованы различия механизмов радиационной ползучести и областей их применимости (в зависимости от внешних параметров) для топливных и конструкционных металлов, проводится разделение кинетических систем для дефектов конструкционных и топливных металлов. При этом делается акцент на автокаталитические особенности кинетической системы для дефектов реакторных топливных металлов, обусловленные экзотермическим автокаталитическим характером реакций ядерных делений, являющихся основным источником точечных дефектов для топливных металлов.

Проведены компьютерные расчеты зависимостей плотности объемного теплового источника от температуры для нескольких составов уран-плутониевой делящейся среды при постоянной плотности потока нейтронов. Полученные зависимости могут быть аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени, превышающим единицу, что подтверждает возможность реализации в уран-плутониевой делящейся среде режима с обострением Курдюмова [3].

2. АВТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ КИНЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЕФЕКТОВ В СИСТЕМЕ «ТОПЛИВНЫЙ МЕТАЛЛ + НАГРУЗКА + ОБЛУЧЕНИЕ»

Отметим, что все изложенное в [1] справедливо и для реакторных топливных делящихся металлов. Однако некоторые особенности рождения дефектов

в ядерных реакциях делений позволяют развить систему кинетических уравнений (21) из [1], причем это добавит аналог автокатализа, связанный с экзотермическим характером реакций ядерных делений, и поэтому получим кинетическую систему, характерную только для топливных делящихся металлов.

Таким образом, кинетическая система для точечных дефектов для делящихся металлов сохраняет вид системы (21) из [1]; развиваются лишь члены q_I^{Irrad} и q_V^{Irrad} с учетом нового механизма генерации точечных дефектов не только каскадными областями, как для конструкционных металлов, но и при реакциях ядерных делений. Поэтому, обозначая через $\tilde{q}_\alpha^{Irrad}(r, \Phi, T, t)$ слагаемое кинетических уравнений, ответственное за генерацию точечных дефектов, где α – индекс типа дефекта, придадим ему такой вид:

$$\tilde{q}_\alpha^{Irrad}(r, \Phi, T, t) = q_\alpha^{Irrad}(r, \Phi, T, t) + q_\alpha^f(r, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t), \quad (1)$$

где $q_\alpha^{Irrad}(r, \Phi, T, t)$ – как и для конструкционных металлов, плотность источника дефектов, порождаемая каскадными областями; $q_\alpha^f(r, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t)$ – плотность источника дефектов, порождаемая ядерными делениями, и которая, как видно, также зависит от концентраций N_i компонент состава делящегося металла, меняющихся во времени. Изменения во времени концентраций N_i определяются следующим рядом процессов: при делениях исчезают делящиеся нуклиды и образуются продукты делений; в результате реакций радиационного захвата нейтронов и последующих

β -реакций нуклидов образуются делящиеся нуклиды; вследствие реакций радиационного захвата нейтронов происходят изменения концентраций и типов нуклидов продуктов делений так называемых шлаков. А также, если из-за выделения энергии делений происходит изменение температуры, то это приводит к изменению расстояний между нуклидами и, следовательно, вызывает температурное изменение концентраций N_i , аналогичное температурному изменению плотностей металлов. Поэтому, как мы уже подчеркивали выше (см. [1]), для корректного задания $q_\alpha^f(r, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t)$ нужно контролировать кинетику реактора (систему уравнений для $\Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i$, т.е. кинетических уравнений реактора, которая приведена, например, в Приложении [1], [3-5]).

Для $q_\alpha^f(r, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t)$ мы можем записать выражение (однотипное приближение), аналогичное (15) или (19) из [1] для плотности теплового источника:

$$q_\alpha^f(r, \vec{E}_n, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t) = \Phi(r, \vec{E}_n, t) \sum_{i=8,9,Pu} C_{\alpha,i}^f \sigma_f^i(E_n, T) N_i(r, t, T), \quad (2)$$

а в случае многогруппового приближения -аналогичное (16) или (20) из [1]:

$$q_\alpha^f(r, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t) = \sum_{j=1}^{N^{gr}} \Phi(r, \vec{E}_n^j, t) \sum_{i=8,9,Pu} C_{\alpha,i}^f \sigma_f^i(E_n^j, T) N_i(r, t, T), \quad (3)$$

где $C_{\alpha,i}^f$ – среднее число дефектов типа α , рождающиеся при одном делении нуклида i ; N^{gr} – число групп нейтронов. Если для нуклидов ввести усредненные по энергетическому спектру нейтронов сечения

$$\bar{\sigma}_f^i(T) = \frac{1}{N^{gr}} \sum_{j=1}^{N^{gr}} \sigma_f^i(E_n^j, T) \quad (4)$$

и полную плотность потока нейтронов

$$\vec{\Phi}(r, t) = \sum_{j=1}^{N^{gr}} \vec{\Phi}(r, E_n^j, t), \quad (5)$$

тогда выражению (3) можно придать следующий вид:

$$q_\alpha^f(r, \vec{\Phi}, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t) = \vec{\Phi}(r, t) \sum_{i=8,9,Pu} C_{\alpha,i}^f \bar{\sigma}_f^i(T) N_i(r, t, T). \quad (6)$$

Если $\sigma_f^i(E_n, T)$ или $\bar{\sigma}_f^i(r, T, t)$ с ростом температуры растет, то из-за экзотермического характера реакций делений ядер и при соответствующей кинетике реактора (система уравнений для

$\Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i$), так как во времени меняются Φ и N_i , получаем рост числа делений, а следовательно, рост концентраций точечных дефектов, аналогичный автокаталитическому процессу для экзотермических химических реакций [6].

Нами была разработана компьютерная программа, позволяющая получить зависимости сечения нуклида, усредненного по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры топлива и границы сшивания спектров Максвелла и Ферми. С помощью этой программы были рассчитаны для нуклидов ${}^{235}_{92}U$, ${}^{235}_{92}U$, ${}^{239}_{94}Pu$ зависимости сечения деления и сечения захвата, усредненного по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры топливной среды и границы сшивания спектров Максвелла и Ферми (для пяти значений граничной энергии: 3, 3,5, 4, 5, 6 кТ). Из-за ограниченности объема статьи мы их здесь не приводим, но их анализ показал следующее.

Для одних нуклидов увеличение температуры топливной среды приводит к увеличению усредненных сечений (для ${}^{239}_{94}Pu$), а для других – к их уменьшению (для ${}^{235}_{92}U$). Объяснить это можно тем, что у ${}^{239}_{94}Pu$ резонансная область начинается со значительно более низких энергий, чем для ${}^{235}_{92}U$, и при увеличении температуры топлива происходит увеличение температуры нейтронного газа, вызывающее смещения максимума максвелловского распределения нейтронов в сторону больших энергий нейтронов, т.е. ужесточение спектра нейтронного газа, при котором количество нейтронов, попадающее в резонансную область для ${}^{239}_{94}Pu$, увеличивается, что и вызывает рост усредненных сечений. А для ${}^{235}_{92}U$ этот процесс не столь существен из-за того, что его резонансная область располагается выше по энергиям, и ужесточение спектра нейтронного газа, связанное с увеличением температуры топлива (в рассмотренном нами интервале температур и в согласии с [7]), не вызывает существенного увеличения количества нейтронов, попадающих в резонансную область. Поэтому для ${}^{235}_{92}U$ в соответствии с зависимостями сечений для областей нейтронов вне резонансных областей, определяемых дисперсионными выражениями, получаем зависимость для усредненных сечений $\sigma_{nb} \sim 1/\sqrt{E_n}$. Полученные данные по усредненным сечениям деления и захвата для ${}^{238}_{92}U$ (усредненное сечение деления для ${}^{238}_{92}U$ из-за высокого порога деления ~ 1 МэВ практически нечувствительно к ужесточению спектра нейтронов, вызванного увеличением температуры топлива) подтверждают зависимость сечения захвата от температуры, так как у него резонансная область расположена так же низко, как

и у ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Косвенным подтверждением существенного влияния температуры топливной среды на сечение захвата нейтронов является отмечаемая в [8] практическая важность для физики реакторов зависимость усредненного сечения радиационного захвата для ${}^{238}_{92}\text{U}$ от температуры. Теперь понятна эта практическая важность для физики реакторов именно этой зависимости, так как в большинстве реакторов в качестве топлива используется ${}^{238}_{92}\text{U}$, обогащенный ${}^{235}_{92}\text{U}$ (или смесь их соединений, что не меняет сути), а усредненные сечения для ${}^{235}_{92}\text{U}$, как описано выше, ведут себя стандартным образом.

Отметим также, что полученные зависимости качественно совпадают с представленными в [9] зависимостями усредненных по максвелловскому нейтронному спектру сечений от температуры для нескольких экзотермических реакций синтеза с легкими нуклидами (дейтерий и тритий).

Теперь, после рассмотрения зависимостей сечений нейтронных ядерных реакций от температуры, вернемся к рассмотрению обоснования возможности осуществления в ядерном топливе процесса типа экзотермического автокатализа. Приведенный анализ усредненных зависимостей нейтронных сечений показывает, что при определенных условиях рост $\bar{\sigma}_f^i(T)$ возможен, а следовательно, возможен автокаталитический процесс. Однако изменение $q_a^f(r, \Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i, t)$ (6) связано, как следует из вышеизложенного, с целым рядом параметров и процессов: состав топлива; температурное поведение сечений делений и радиационного захвата; изменение концентраций нуклидов, связанное с делением ядер, их ядерными превращениями при захвате нейтронов; температурное изменение плотностей, а также зависимость эффекта блокировки ядер от температуры (важен для гетерогенных реакторов). И для корректного обоснования автокаталитического процесса необходимо проанализировать и учесть влияние всех этих процессов. Но для описания всех этих процессов и создается кинетическая система реактора (например, Приложение из [1], [3-5]), и лишь моделирование кинетической системы реактора может выделить области параметров, где существует автокатализ.

Тем не менее, подтверждения возможности реализации автокаталитического режима нам дает физика реакторов.

Действительно, рассматриваемый здесь рост плотности источника точечных дефектов с изменением температуры топлива пропорционален росту скорости плотности ядерных делений. Увеличение скорости ядерных делений приводит к росту эффективного коэффициента размножения нейтронов, который является отношением скорости образования нейтронов к скорости их поглощения или коэффициента реактивности. Поэтому подтверждение автокаталитическому процессу в ядерном топливе мож-

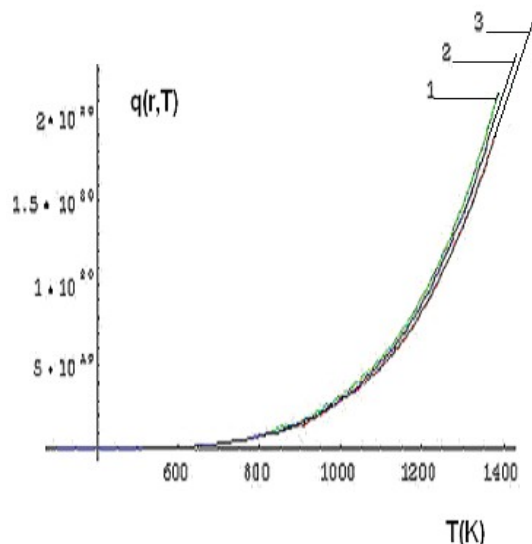
но найти, проанализировав изменение коэффициента размножения нейтронов или коэффициента реактивности в зависимости от температуры. Для учета этой зависимости в физике реакторов вводятся температурные коэффициенты реактивности: суммарный температурный коэффициент реактивности, который складывается из температурного коэффициента по топливу плюс температурный коэффициент реактивности по замедлителю (теплоносителю). Согласно [8] для большинства реакторов температурный коэффициент реактивности отрицательный, однако исключение составляют реакторы на быстрых нейтронах с большим содержанием делящихся нуклидов в топливе. Там же объясняется это тем, что с ростом температуры топлива увеличивается скорость поглощения нейтронов как ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$, так и делящимися ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ (увеличиваются скорости как радиационного захвата, так и деления в резонансной области), и если влияние первого эффекта приводит к уменьшению реактивности, то второго – к увеличению.

Выделенное положение по температурной зависимости реактивности быстрых уран-плутониевых реакторов отмечается и в [10].

Также и согласно [11] реакторы с положительным коэффициентом реактивности называются автокаталитическими.

В отношении автокаталитического поведения с изменением температуры плотности теплового источника $q_T(r, E_n, T, t)$ для топливной среды мы можем повторить все выше приведенные для плотностей источников точечных дефектов рассуждения и аргументы, так как $q_T(r, E_n, T, t)$, так же как и q_a^f , пропорциональна скорости ядерных делений.

Нами были проведены оценочные компьютерные расчеты зависимостей плотности теплового источника $q_T(r, E_n, T, t)$ (аналогично (19) или (6) из [1]) от температуры для нескольких составов уран-плутониевой делящейся среды при постоянной плотности потока нейтронов, результаты которых показаны на рисунке.



Зависимости плотности теплового источника $q_T(r, E_n, T, t)$, эВ от температуры делящейся среды для нескольких составов уран-плутониевой среды (1 - 10% Pu; 2 - 5% Pu; 3 - 1% Pu) при постоянной плотности потока нейтронов $\Phi = 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

При расчетах были использованы полученные и кратко описанные выше расчетные зависимости усредненных по нейтронным спектрам сечений от температуры.

Эти зависимости могут быть достаточно точно аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени равным 4, т.е. получен режим с обострением Курдюмова, удовлетворяющий требованию:

$$q_T(T) = \text{const} \cdot T^{(1+\delta)}, \text{ где } \delta > 1 [2].$$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована кинетическая система точечных дефектов для делящихся металлов под облучением и нагрузкой.

Приведены расчетные зависимости плотности объемного теплового источника от температуры для нескольких составов уран-плутониевой делящейся среды, подтверждающих возможность реализации режима с обострением Курдюмова.

В заключение еще раз отметим, что пренебречь влиянием кинетики системы дефектов реакторного топлива на кинетику реактора как незначительным, по-видимому, не удастся из-за нелинейности кинетических уравнений реактора. Действительно, согласно [12-14], существование в кинетических уравнениях реактора какой-либо обратной связи с шумом может радикальным образом повлиять на кинетику реактора. А шумом реальным, а не абстрактным, как в [12-14], по нашему мнению, и могут быть изменения кинетики реактора, вызванные кинетикой системы дефектов реакторного топлива. Подчеркнем также, что для решения кинетической системы точечных дефектов для делящихся металлов, как и

для конструкционных металлов (21) [1], требуется задание граничных и начальных условий для точечных дефектов. Задание начальных и граничных условий для внешней границы объема металла не вызывает проблем. Определенные спорные вопросы могут возникать, как следует из работ по радиационной ползучести, при задании граничных условий на дефектах, являющихся стоками, т.е. для членов $q_I^S(r, t)$ и $q_V^S(r, t)$. Рассмотрение этих принципиально важных для нашего анализа вопросов дано в следующей Части 3 работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. См. наст. номер, с. 63-71.
2. В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Терещенко. Механизмы радиационной ползучести металлического уранового топлива и ее температурные нелинейности // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* (84). 2003, в. 6, с. 20-23.
3. *Режимы с обострением. Эволюция идеи: законы коэволюции сложных структур*. М.: «Наука», 1998, 255 с.
4. А.И. Ахизер, Д.П. Белозоров, Ф.С. Рофе-Бекетов, Л.Н. Давыдов, З.А. Спольник. К теории распространения цепной ядерной реакции в диффузионном приближении // *Ядерная физика*. 1999, т. 62, №9, с. 1567-1575.
5. В.Я. Гольдин, Д.Ю. Анистратов. Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме // *Математическое моделирование*. 1995, т. 7, №10, с. 12-32.
6. В. Русов, В. Тарасов, С. Косенко, В. Большаков. Урахування запізнілих нейтронів в нестационарних нейтронних мультиплікуючих системах та кінетичні рівняння реактору Л.П.Феокистова // *Вісник Львівського університету. Серія фізична*. 2005, в. 38, ч. 2, с. 235-242.
7. Г. Николис, И. Пригожин. *Познание сложного*. М.: УРСС, 2003, 342 с.
8. Н.Д. Федоров. *Краткий справочник инженера-физика. Ядерная физика и атомная физика*. М.: «Государственное издательство литературы в области атомной науки и техники», 1961, 507 с.
9. Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. *Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов*. М.: «Энергоатомиздат», 1989, 512 с.
10. P.E. Hodgson, E. Gadioli, E. Gadioli Erba. *Introductory nuclear physics*. Oxford: Clarendon Press, 1997, 723 p.
11. А.И. Ахизер, И.Я. Померанчук. *Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов)*. М.: ИздАТ, 2002, 367 с.
12. Б.В. Петунин. *Теплоэнергетика ядерных установок*. М.: «Атомиздат», 1960, 232 с.
13. Н.С. Постников. Области управляемости реактора при ограничении на скорость введения реактивности // *Атомная энергия*. 1988, т. 64, в. 3, с. 170-173.
14. Н.С. Постников. Стохастические автоколебания в реакторе с линейной обратной связью // *Атомная энергия*. 1992, т. 72, в. 3, с. 232-237.
15. Н.С. Постников. Динамический хаос в реакторе с нелинейными обратными связями // *Атомная энергия*. 1993, т. 74, в. 4, с. 328-334.

**ТЕОРІЯ ДИСИПАТИВНИХ СТРУКТУР КІНЕТИЧНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ДЕФЕКТІВ
НЕЛІНІЙНОЇ ФІЗИЧНОЇ СИСТЕМИ «МЕТАЛ+НАВАНТАЖЕННЯ+ОПРОМІНЕННЯ».
ЧАСТИНА 2**

В.О. Тарасов, Т.Л. Боріков, Т.В. Крижанівська, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов

Розвиваючи підходи, раніше запропоновані, де формалізовані відмінності механізмів радіаційної повзучості і областей їх застосування (в залежності від зовнішніх параметрів) для паливних і конструкційних металів, здійснюється розподіл кінетичних систем для дефектів конструкційних і паливних металів. При цьому робиться акцент на автокаталітичні особливості кінетичної системи для дефектів реакторних паливних металів, обумовлені екзотермічним автокаталітичним характером реакцій ядерного поділу, що є основним джерелом точечних дефектів для паливних металів.

**THE THEORY OF DISSIPATIVE STRUCTURES OF THE KINETIC SYSTEM FOR DEFECTS
OF NONLINEAR PHYSICAL SYSTEM "METAL + LOADING + IRRADIATION".
CHAPTER 2**

V.A. Tarasov, T.L. Borikov, T.V. Kryzhanovskaja, S.A. Chernegenko, V.D. Rusov

Developing the approaches having suggested, where the differences between radiation creep mechanisms and the ranges of their application (depending on external parameters) for fuel and constructional metals were formalized, the division of the kinetic systems for the defects of constructional and fuel metals is carrying out. Here autocatalytic singularities of the kinetic system for the defects of reactor fuel metals resulting from the exoenergetic autocatalytic character of nuclear fission reactions being the main defect source for fuel metals are emphasized.