

В. А. Тарасов, С. А. Чернеженко, А. А. Какаев, А. Д. Березовский, В. В. Войтенко

Одесский национальный политехнический университет, Одесса

О СПЕКТРЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ НЕЙТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ИЗОТРОПНЫМ ИСТОЧНИКОМ В ГАЗООБРАЗНОМ ТОПЛИВЕ

В рамках газовой модели впервые получено аналитическое выражение для уравнения рассеяния нейтронов для изотропного источника нейтронов, включающее температуру замедляющей среды как параметр. Полученное уравнение рассеяния основывается на решении кинематической задачи об упругом рассеянии нейтрона на ядре в общем случае, когда до рассеяния не только нейтрон, но и ядро обладает произвольно заданным вектором скорости в лабораторной системе координат «Л». Для нового уравнения рассеяния найдены плотности потока и спектры замедления нейтронов для реакторной делящейся среды, также зависящие от температуры среды. Полученные выражения для спектров замедляющихся нейтронов позволяют по-новому интерпретировать физическую природу процессов, определяющих вид спектра нейтронов в тепловой области нейтронов.

Ключевые слова: теория замедления, нейтроны, ядерные реакторы, температура среды.

1. Введение

Важным звеном в физике ядерных реакторов является теория замедления нейтронов [1 - 6]. Традиционная для сегодняшней физики ядерных реакторов теория замедления нейтронов разработана в рамках газовой модели. В рамках этой модели пренебрегают взаимодействием между нейтронами и между ядрами замедляющей среды, хотя предпринимались отдельные незавершенные попытки учесть взаимодействие между ядрами замедляющей среды, например в [2, 3]. Традиционная теория замедления нейтронов основывается на законе рассеяния нейтронов, которым задаются вероятности распределения по энергиям упруго рассеянных нейтронов в лабораторной системе координат («Л»-система) (закон рассеяния нейтронов, например в [4 - 6]). Закон рассеяния нейтронов в свою очередь основывается на решении кинематической задачи об упругом рассеянии нейтронов на ядрах замедляющей среды [1 - 6]. Следует сразу же заметить, что хотя закон рассеяния основывается на решении кинематической задачи об упругом рассеянии нейтронов на ядрах замедляющей среды, в теории замедления нейтронов это решение на этапе формулирования уравнения баланса для замедляющихся нейтронов обобщается на все реакции рассеяния (упругое и неупругое) и поэтому называется законом рассеяния, а не законом упругого рассеяния [1 - 6]. Например, как хорошо известно из теории замедления нейтронов, плотность потока замедляющихся нейтронов, которая находится как решение балансового уравнения для замедляющихся нейтронов, для замедляющих сред, непоглощающих нейтроны, зависит от макросечения рассеяния Σ_s замедляющей среды, а для замедляющих сред, поглощающих нейтроны, зависит от полного макросечения Σ_t замедляющей среды [1 - 6]

(см. также ниже раздел 4). Напомним, что $\Sigma_s = \Sigma_{el} + \Sigma_{in}$, где $\Sigma_{el} = \Sigma_p + \Sigma_{rs}$ – макросечение упругого рассеяния, Σ_p – макросечение потенциального рассеяния, Σ_{rs} – макросечение резонансного рассеяния, Σ_{in} – макросечение неупругого рассеяния, а $\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a$, где Σ_a – макросечение поглощения нейтронов для замедляющей среды, например [6].

Кинематическая задача об упругом рассеянии нейтрона на ядре в «Л»-системе относится к двухчастичной кинематической задаче и решается точно. Однако красивое и компактное аналитическое решение этой задачи может быть получено лишь в том случае, когда ядро до рассеяния покоится в «Л»-системе. В общем случае, когда до рассеяния не только нейтрон, но и ядро обладает произвольно заданным вектором скорости в «Л»-системе, решение этой задачи представляет собой набор громоздких выражений. Это обусловлено тем, что промежуточное решение задачи, включающее в себя косинусы углов между векторами скоростей нейтрона и ядра, находится в системе центра инерции («Ц»-система) и уже является очень громоздким, а окончательное решение задачи в «Л»-системе требует преобразований этих косинусов углов от «Ц»-системы к «Л»-системе. При этом требуется еще несколько соотношений, преобразующих от «Ц»-системы к «Л»-системе единичные векторы, задающие направление векторов скоростей нейтрона и ядра после рассеяния. Поэтому сведение решения задачи к одному аналитическому выражению в этом случае теряет всякий смысл. Однако решение задачи в этом случае хорошо алгоритмизируется в виде последовательности вычислительных операций и может быть получено посредством компьютерного расчета. На этом подходе основываются расчеты спектров замедляющихся

© В. А. Тарасов, С. А. Чернеженко, А. А. Какаев,
А. Д. Березовский, В. В. Войтенко, 2016

нейтронов, которые сегодня реализуется в реакторных компьютерных кодах. Например, программные среды с соответствующими интерфейсами, предназначенные для моделирования процесса переноса нейтронов, фотонов и других частиц в различных средах, такие как MCNP4 [7], GEANT4 [8] и др., позволяют получить спектр замедляющихся нейтронов методом Монте-Карло. При этом производятся компьютерные расчеты кинематической задачи о рассеянии нейтрона на ядре (с учетом возможного поглощения нейтронов для замедляющих сред, поглощающих нейтроны) огромное количество раз и для каждого расчета задаются начальные скорости нейтрона и ядра с помощью случайных счетчиков, а результирующий спектр замедляющихся нейтронов получается посредством усреднения накопленных результатов расчетов по всем реализациям. Отметим, что на сегодняшний день при практических расчетах, требующих спектров нейтронов, используются главным образом реакторные компьютерные коды.

Однако традиционная теория замедления нейтронов современной физики ядерных реакторов из-за отсутствия другой альтернативы, кроме компьютерного моделирования, основывается на вышеупомянутом аналитическом решении кинематической задачи об упругом рассеянии нейтрона на ядре, которое получено для случая, когда ядро до рассеяния покоится в «Л»-системе. Поэтому традиционная теория замедления нейтронов пренебрегает тепловым движением ядер замедляющей среды, что физически допустимо, если предполагать, что возможные энергии замедляющихся нейтронов значительно превышают энергию теплового движения ядер. Как следствие этого закон рассеяния нейтронов и следующие из него аналитические выражения для спектров замедления нейтронов Ферми для различных замедляющих сред не содержат температуры делящейся среды.

Для того чтобы хоть как-то закрыть этот существенный недостаток теории замедления нейтронов, до сегодняшнего дня не было предложено ничего другого, как искусственным образом (в том смысле, что это не получено строгим образом из закона рассеяния) дополнять спектр замедления нейтронов Ферми в области тепловых энергий нейтронов спектром нейтронов типа Максвелла. Причем для задания максвелловской части нейтронного спектра предварительно необходимо пересчитать температуру замедляющей среды T в температуру нейтронного газа T_n по формуле

$$T_n = T \left[1 + 1,8 \frac{\Sigma_a(kT)}{\xi \Sigma_s} \right] \quad (\text{где } \Sigma_a(kT) - \text{макросе-}$$

чение поглощения нейтронов для замедляющей среды, взятое при энергии нейтронов kT , $\xi \Sigma_s$ - замедляющая способность замедляющей среды для нейтронов с энергией 1 эВ). Эта формула, согласно [1], получена путем численной аппроксимации экспериментальных спектров нескольких ядерных реакторов на тепловых нейтронах различного типа, имеющихся на тот момент, и до сих пор широко используется в физике ядерных реакторов, например в [5 - 10]. Отметим также, что множитель перед вторым слагаемым в скобках формулы пересчета температуры среды в температуру нейтронного газа часто подбирается разработчиками в зависимости от типа реактора, например [5].

Реакторная делящаяся (топливная) среда при работе реактора (а в общем случае любая делящаяся среда, в которой тем или иным способом запущен процесс цепных делений) находится в термодинамическом неравновесном состоянии, так как в ней происходят процессы делений, сопровождающиеся выделением большого количества энергии, испусканием нейтронов и других частиц, изменением нуклидного состава, теплопереноса, динамики радиационных дефектов, приводящих к изменению геометрических параметров среды и даже к ее разрушению, и др. Следовательно, реакторная делящаяся среда, в которой идут процессы делений, это открытая физическая система, находящаяся в термодинамическом неравновесном состоянии. Такая система описывается в рамках нелинейной, неравновесной термодинамики открытых физических систем. В таких системах могут существовать неравновесные стационарные состояния, которые удовлетворяют пригожинскому критерию: минимуму производства энтропии, например [11 - 13]. Как известно из нелинейной неравновесной термодинамики, реализация и вид такого стационарного режима зависит не только от внутренних параметров системы (внутренняя энтропия), но и от граничных условий (потоки энтропии на границе), например для реализации стационарного состояния в неравновесной системе (так называемого неравновесно-стационарного состояния) необходимо постоянство граничных условий, например [12].

В нашей работе при построении модели процесса замедления нейтронов в делящейся среде приняты следующие упрощения. В делящейся среде выделяются две термодинамические подсистемы: подсистема замедляющихся нейтронов и подсистема ядер замедляющей среды. Каждая из них это открытая физическая система, причем они взаимодействуют между собой. В соответствии с вышеизложенным в действительности

обе эти системы находятся в неравновесном состоянии. Однако в нашей модели мы принимаем еще одно упрощение. Так как подсистема ядер замедляющей среды находится в состоянии, близком к своему равновесному из-за своей инерционности по отношению к возмущениям, то, пренебрегая воздействием на нее подсистемы нейтронов, полагаем, что подсистема ядер замедляющей среды находится в термодинамическом равновесии. Это позволяет нам ввести для нее температуру замедляющей среды. Подсистеме же замедляющихся нейтронов мы рассматриваем как неравновесную и в нашей модели температуру для нее не вводим.

Отметим, что в традиционном подходе для построения спектра замедления нейтронов вводится температура системы нейтронного газа, что свидетельствует о существовании в ней еще одного упрощения, от которого мы отказались. Причем, как указано выше, формула температуры нейтронного газа связывается с температурой замедляющей среды с помощью эмпирически подгоняемого к эксперименту соотношения, что и не устраивает авторов статьи и позволяет делать вывод об отсутствии теории замедления и необходимости ее создания.

Отсутствие теории замедления нейтронов, прежде всего, создает проблемы при исследовании аварийных режимов на ядерных реакторах и при разработке физики реакторов нового поколения, например ядерных реакторов на бегущей волне делений [14, 15], импульсных реакторов, реакторов размножителей нейтронов (бустеры), подкритических сборок [16 - 18], а также природных ядерных реакторов, например геореактора [19].

Отметим также, что полученные в статье выражения для плотности потока замедляющихся нейтронов есть решение уравнения, описывающего процесс замедления в условиях стационарности процесса. Это решение описывает стационарное состояние, которое может реализовываться в неравновесной подсистеме нейтронов при определенных условиях. В эту статью мы не включили нестационарное уравнение для замедляющихся нейтронов, так как оно не имеет аналитического решения и его решения можно находить только численным образом. Это уравнение и исследования его решений планируется к публикации в следующих наших работах.

2. Кинематика упругого рассеяния нейтрона на ядре замедляющей среды

Рассматривается упругое рассеяние нейтрона на ядре замедляющей среды. Замедляющая нейтроны среда описывается в рамках газовой

модели: предполагается, что ядра среды не взаимодействуют между собой, но обладают кинетической энергией, обусловленной их тепловым движением.

Важным для достижения цели (построения теории замедления нейтронов, учитывающую тепловое движение ядер замедляющей среды в аналитическом виде) было следующее. Исходно авторами было принято положение о том, что вид искомого решения кинематической задачи об упругом рассеянии нейтрона на ядре должен быть таким, чтобы он был сходным с видом решения этой задачи, уже используемого традиционной теорией замедления нейтронов. Поэтому для того чтобы решение задачи включало в себя как частный случай решение, на котором основывается традиционная теория замедления нейтронов, поиск решения рассматриваемой задачи удобно проводить, введя две лабораторные системы:

покоящуюся лабораторную систему координат, которую будем называть «Л»-система;

движущуюся относительно «Л»-системы с постоянной скоростью, равной скорости теплового движения ядра замедляющей среды, на котором происходит рассеяние нейтрона, лабораторную систему координат, которую будем называть «Л'»-система.

Подчеркнем, что ядро замедляющей среды, на котором происходит рассеяние нейтрона, в «Л'»-системе покоится.

Введем следующие обозначения: массовое число для нейтрона и ядра $A_n = 1$ и $A_y = A$ соответственно, причем полагаем, что $m_n \approx A_n = 1$ и $m_y \approx A_y = A$; $\vec{V}_{10}^{(J)}$ - скорость нейтрона в «Л»-системе до столкновения с ядром; $\vec{V}_1^{(J)}$ - скорость нейтрона в «Л»-системе после столкновения с ядром; $\vec{V}_{20}^{(J)}$ - скорость ядра в «Л»-системе до столкновения с нейтроном; $\vec{V}_2^{(J)}$ - скорость ядра в «Л»-системе после столкновения с нейтроном; $\vec{V}_{10}^{(J')}$ - скорость нейтрона в «Л'»-системе до столкновения с ядром; $\vec{V}_1^{(J')}$ - скорость нейтрона в «Л'»-системе после столкновения с ядром; $\vec{V}_{20}^{(J')}$ - скорость ядра в «Л'»-системе до столкновения с нейтроном; $\vec{V}_2^{(J')}$ - скорость ядра в «Л'»-системе после столкновения с нейтроном.

Пропустим общеизвестные промежуточные кинематические выкладки и сразу перейдем к известному отношению квадратов скоростей нейтрона после и до взаимодействия с ядром (это отношение также равно отношению между кинетической энергией нейтрона после рассеяния и до рассеяния на ядре), которое дает стандартная

теория замедления (например [5, 6]) и которое справедливо для рассеяния нейтрона на покоящемся ядре, что отвечает рассмотрению нашего процесса рассеяния в «Л»-системе:

$$\frac{(V_1^{(J)})^2}{(V_{10}^{(J)})^2} = \frac{E_2^{(J)}}{E_1^{(J)}} = \frac{A^2 + 2A\cos\theta + 1}{(A+1)^2}, \quad (1)$$

где E_1 и E_2 – кинетическая энергия нейтрона соответственно до и после столкновения в «Л»-системе; θ – угол вылета нейтрона в «Ц»-системе, введенной для рассмотрения рассеяния в «Л»-системе.

Введем параметр $\alpha = (A-1/A+1)^2$ и тогда выражению (1) можно придать следующий хорошо известный вид [5, 6]:

$$\frac{E_2^{(J)}}{E_1^{(J)}} = \frac{1}{2}[(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta]. \quad (2)$$

Теперь, используя формулы, связывающие скорости нейтрона в «Л»-системе и «Ц»-системе, а также выражение (1), выражению (2) можно придать следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{(\vec{V}_1^{(J)} - \vec{V}_{20}^{(J)})^2}{(\vec{V}_{10}^{(J)} - \vec{V}_{20}^{(J)})^2} &= \frac{A^2 + 2A\cos\theta + 1}{(A+1)^2} = \\ &= \frac{1}{2}[(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta]. \end{aligned} \quad (3)$$

Из выражения (3) после несложных алгебраических преобразований, которые мы здесь не рассматриваем, можно найти отношение квадратов скоростей нейтрона после и до взаимодействия с ядром в «Л»-системе, которое также равно отношению кинетических энергий нейтрона после и до взаимодействия:

$$\begin{aligned} \frac{(\vec{V}_1^{(J)})^2}{(\vec{V}_{10}^{(J)})^2} &= \frac{E_1^{(J)}}{E_{10}^{(J)}} = \frac{1}{2}[(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] - \\ &- [(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] \frac{V_{10}^{(J)}V_{20}^{(J)}\cos\beta}{(V_{10}^{(J)})^2} + \\ &+ 2 \frac{V_1^{(J)}\vec{V}_{20}^{(J)}\cos\gamma}{(V_{10}^{(J)})^2} - \\ &- \left\{ 1 - \frac{1}{2}[(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] \right\} \frac{1 \cdot E_{20}^{(J)}}{A \cdot E_{10}^{(J)}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\cos\beta$ – косинус угла между векторами $\vec{V}_{10}^{(J)}$ и $\vec{V}_{20}^{(J)}$, который может быть найден из скалярного произведения этих векторов; $\cos\gamma$ – косинус угла

между векторами $\vec{V}_1^{(J)}$ и $\vec{V}_{20}^{(J)}$, который также может быть найден из скалярного произведения этих векторов.

Отметим, что как видно из полученного выражения (4), поскольку $\cos\beta$ и $\cos\gamma$ могут принимать не только положительные, но и отрицательные значения, то энергия нейтрона, рассеянного на ядре, может быть не только меньше его начальной энергии, как в стандартной теории замедления, но и может быть больше его начальной энергии. Следовательно, часть кинетической энергии ядра при рассеянии может передаваться нейтрону.

Для наших целей, как мы увидим ниже, можно ограничиться выражением (4) и не приводить в статье дальнейших преобразований выражения (4) и связанных с ним выражений для косинусов $\cos\beta$ и $\cos\gamma$, ведущих к окончательному набору выражений, дающих точное решение рассматриваемой нами кинематической задачи об упругом рассеянии нейтрона на ядре, учитывающее тепловое движение ядра.

3. Уравнение рассеяния нейтронов для изотропного источника нейтронов, учитывающее тепловые движения ядер, замедляющей среды

Согласно результатам по кинематике рассеяния нейтрона на ядре замедляющей среды, представленным в разделе 2 выражением (4), вероятность того, что нейтрон, имеющий кинетическую энергию $E_{10}^{(J)}$ до рассеяния на ядре в «Л»-системе, после рассеяния будет иметь кинетическую энергию в интервале от $E_1^{(J)}$ до $E_1^{(J)} + dE_1^{(J)}$ может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} P(E_1^{(J)})dE_1^{(J)} &= P(\theta, \beta, \gamma, E_J^{(J)})d\theta d\beta d\gamma dE_J^{(J)} = \\ &= P(\theta)d\theta \cdot P(\beta)d\beta \cdot P(\gamma)d\gamma \cdot P(E_J^{(J)})dE_J^{(J)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Так как имеются оценки, которые подтверждаются и экспериментальными данными (например, согласно [5]) и из которых следует, что до энергий нейтронов $\sim 10^5$ эВ рассеяние нейтронов в системе координат центра инерции сферически симметрично (изотропно), то для $P(\theta)d\theta$ получим:

$$\begin{aligned} P(\theta)d\theta &= \int_0^{2\pi} [P(\theta, \varphi)d\theta]d\varphi = \\ &= \int_0^{2\pi} \frac{r \sin\theta d\varphi \cdot r d\theta}{4\pi r^2} = \frac{\sin\theta d\theta}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{1}{2} \sin\theta d\theta, \end{aligned} \quad (6)$$

где через φ обозначен азимутальный угол обычных сферических координат r, θ, φ , введенных в «Ц»-системе.

Так как тепловое движение ядер замедляющей среды хаотично и источник нейтронов изотропный (источник нейтронов испускает группу нейтронов с заданной энергией с изотропным пространственным распределением направлений векторов их скоростей), то распределение направлений векторов скоростей в пространстве для нейтронов после рассеяния задается равновероятностным законом распределения по углам β и γ , входящим в выражение (4). И, следовательно, так как распределение по углам β и γ также сферически симметрично (изотропно), то аналогично предыдущему получим

$$P(\beta)d\beta = \frac{1}{2} \sin\beta d\beta, \quad (7)$$

$$P(\gamma)d\gamma = \frac{1}{2} \sin\gamma d\gamma. \quad (8)$$

Проведем усреднение кинетической энергии нейтрона после рассеяния на ядре, задаваемое выражением (4) по сферически симметричному распределению направлений скоростей теплового движения ядер замедляющей среды и по изотропному источнику нейтронов (по изотропному пространственному распределению векторов скоростей нейтронов с заданной энергией, испускаемых источником нейтронов), и получим выражение

$$\begin{aligned} \bar{E}_1^{(J)} &= \int_0^\pi \int_0^\pi E_1^{(J)} P(\varphi) d\varphi P(\beta) d\beta P(\gamma) d\gamma = \\ &= \bar{E}_{10}^{(J)} \left\{ \frac{1}{2} [(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] - \left[1 - \frac{1}{2} [(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] \frac{E_Y^{(J)}}{A \cdot \bar{E}_{10}^{(J)}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

В этом выражении $\bar{E}_{10}^{(J)}$ - усредненная по направлениям импульса нейтронов энергия нейтронов для изотропного источника нейтронов, которая совпадает с энергией нейтронов $E_{10}^{(J)}$, испускаемых источником, а $E_Y^{(J)}$ задается распределением Максвелла для ядер замедляющей среды [20], зависящим от температуры замедляющей среды, как от параметра, и имеющим вид

$$P_M(E_Y^{(J)}) dE_Y^{(J)} = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}} e^{-\frac{E_Y^{(J)}}{kT}} \sqrt{E_Y^{(J)}} dE_Y^{(J)}. \quad (10)$$

Проведем усреднение выражение (9) по максвелловскому распределению теплового движения ядер замедляющей среды (10), учитывая, что $\bar{E}_{10}^{(J)} = E_{10}^{(J)}$, и если воспользуемся известным результатом $\bar{E}_Y^{(J)} = \int_0^\infty E_Y^{(J)} P_M(E_Y^{(J)}) dE_Y^{(J)} = \frac{3}{2} kT$ [20], то получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \bar{\bar{E}}_1^{(J)} &= \int_0^\infty \bar{E}_1^{(J)} P_M(E_Y^{(J)}) dE_Y^{(J)} = \\ &= E_{10}^{(J)} \left\{ \frac{1}{2} [(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] - \left[1 - \frac{1}{2} [(1+\alpha) + (1-\alpha)\cos\theta] \frac{\frac{3}{2} kT}{A \cdot E_{10}^{(J)}} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, так как функциональная связь между $\bar{\bar{E}}_1^{(J)}$ и θ однозначна, как это следует из соотношения (11), то вероятность того, что нейтроны, испускаемые изотропным источником нейтронов и имеющие кинетическую энергию $E_{10}^{(J)}$ до рассеяния в «Л»-системе, после рассеяния на хаотически движущихся ядрах замедляющей среды будут иметь кинетическую энергию, усредненную по тепловому движению ядер, $\bar{\bar{E}}_1^{(J)}$ в интервале от $\bar{E}_1^{(J)}$ до $\bar{E}_1^{(J)} + dE_1^{(J)}$ $P(\bar{\bar{E}}_1^{(J)}) dE_1^{(J)}$ задается распределением

$P(\theta)d\theta$ (6). Поэтому получим следующее соотношение (здесь для упрощения записи мы опускаем знаки усреднения и «Л»-системы: $P(\bar{\bar{E}}_1^{(J)}) dE_1^{(J)} = P(E_1) dE_1$):

$$\begin{aligned} P(E_1) dE_1 &= P(\theta) d\theta = \\ &= P(\theta) \left| \frac{d\theta}{dE_1} \right| dE_1 = \frac{dE_1}{\left[E_{10}^{(J)} + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right] (1-\alpha)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, получен закон рассеяния нейтронов для изотропного источника нейтро-

нов, учитывающий тепловое движение ядер замедляющей среды:

$$\left\{ \begin{array}{l} P(E_1)dE_1 = \frac{dE_1}{\left[E_{10}^{(T)} + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right] (1-\alpha)} \quad \text{при} \quad \alpha \left(E_{10}^{(T)} + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right) \leq E_1 \leq \left(E_{10}^{(T)} + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right) \\ \text{и} \\ P(E_1) = 0 \quad \text{при} \quad E_1 < \alpha \left(E_{10}^{(T)} + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right) \quad \text{и} \quad E_1 > \left(E_{10}^{(T)} + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right). \end{array} \right. \quad (13)$$

В заключение раздела подчеркнем, что новый закон рассеяния (13) записан для усредненной по тепловому (хаотическому) движению ядер замедляющей среды и изотропии источника нейтронов энергии нейтронов после рассеяния E_1 . И как следует из закона рассеяния (13), все нейтроны, испускаемые изотропным источником нейтронов и имеющие до рассеяния на ядрах замедляющей среды энергию $E_{10}^{(T)}$, с вероятностью, задаваемой выражением (13), после рассеяния на ядрах замедляющей среды будут иметь усредненную по тепловому (хаотическому) движению ядер замедляющей среды и изотропии источника нейтронов энергию E_1 . Отметим также, что хотя отдельные нейтроны при рассеянии на ядрах термализованной среды могут как терять, так и получать энергию, но как следует из полученного закона рассеяния для изотропного источника нейтронов (13), усредненная по тепловому хаосу ядер замедляющей среды и изотропии источника энергия группы нейтронов после рассеяния практически всегда меньше усредненной по пространственной изотропии источника энергии группы нейтронов до рассеяния (за исключением нейтронов, обладающих энергией сравнимой с $\frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT$). Следовательно, выражение (13) это закон замедления нейтронов, но уже учитывающий тепловое движение ядер замедляющей среды и изотропию источника нейтронов.

4. Замедление нейтронов, рождаемых изотропным источником нейтронов в реакторной делящейся среде

Рассмотрим замедление нейтронов, рождаемых изотропным источником нейтронов в замедляющих средах, содержащих ядра нескольких сортов при поглощении нейтронов. В этом случае закон рассеяние нейтронов задается выражением (13). Проводя выкладки, аналогичные представленным в [4 - 6] для традиционного закона рассеяния, т. е., написав уравнение баланса

нейтронов для интервала энергии dE в предположении стационарности процесса и найдя его решение, получим выражение для плотности потока замедляющихся нейтронов (здесь для упрощения записи приняты новые обозначения $E = E_{10}^{(T)}$ и $dE = dE_1$):

$$\Phi(E) = \left\{ \frac{\int_E^\infty Q(E)dE}{\left[E + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right] \Sigma_t(E) \bar{\xi}} + \frac{Q(E)}{\Sigma_t(E)} \right\} \times \exp \left[- \int_E^\infty \frac{\Sigma_a(E')dE'}{\bar{\xi} \Sigma_t(E') \left[E' + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right]} \right], \quad (14)$$

где $Q(E)$ - число генерируемых нейтронов с энергией E в единицу объема в единицу времени; Σ_s^i - макросечение рассеяния для i -го нуклида; $\Sigma_t = \sum_i \Sigma_s^i + \Sigma_a$ - полное макросечение делящегося вещества; $\Sigma_s = \sum_i \Sigma_s^i$ - полное макросечение рассеяния делящейся среды; Σ_a - макросечение поглощения; $\bar{\xi}$ - усредненный по всем типам ядер замедляющей среды среднелогарифмический декремент энергии.

Отметим, что в выражение (14) входит выражение для функции вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона [4 - 6, 21], которая теперь также содержит температуру замедляющей делящейся среды

$$\phi(E') = \exp \left[- \int_E^\infty \frac{\Sigma_a(E')dE'}{\bar{\xi} \Sigma_t(E') \left[E' + \frac{1}{A} \cdot \frac{3}{2} kT \right]} \right]. \quad (15)$$

Очевидно, что при $E \gg \frac{3}{2} kT$ из выражения (14) следует известный спектр Ферми, получае-

мый в рамках стандартной теории замедления нейтронов, не учитывающей тепловое движение ядер замедляющей среды.

Зная выражение для плотности потока замедляющихся нейтронов (14), для функции плотности вероятности распределения замедляющихся нейтронов по их энергиям получим выражение

$$\rho(E) = \frac{n(E)}{\int_0^{\infty} n(E) dE} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2E/m_n}} \Phi(E)}{\int_0^{\infty} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2E/m_n}} \Phi(E) \right\} dE}, \quad (16)$$

где $n(E)$ - плотность нейтронов.

Для реакторных делящихся сред $Q(E)$ задается спектром деления делящегося нуклида $\tilde{Q}(E)$, умноженной на скорость генерации нейтронов (или их комбинацией по всем делящимся нуклидам). Спектры деления основных делящихся реакторных нуклидов согласно [1, 22] могут задаваться выражением

$$\tilde{Q}(E) = c \exp(-aE) sh \sqrt{bE}, \quad (17)$$

где c , a и b – постоянные, значения которых для делящихся реакторных нуклидов приведены в [22].

Анализ энергетического спектра, представленного выражением (16), а также сравнение его с редко встречаемой в литературе схемой полного энергетического спектра замедляющихся нейтронов, представленной в [23], показывает, что единым выражением, полным образом и физически правильно описывается энергетический спектр замедляющихся нейтронов, причем уже с учетом температуры замедляющей среды.

Действительно, при больших энергиях нейтронов ($E_n \geq 100$ кэВ) второе слагаемое в фигурных скобках для плотности потока нейтронов (14), входящего в выражение (16), будет значительно больше первого и поэтому энергетический спектр замедляющихся нейтронов $\rho(E)$ в этой части энергий будет совпадать со спектром деления нейтронов (максимум в высокоэнергетической части спектра).

При дальнейшем уменьшении энергии нейтронов ($10 \text{ эВ} \leq E_n \leq 100 \text{ кэВ}$) оба слагаемых в фигурных скобках выражения (14) будут примерно одинаковыми и поэтому эту часть энергетического спектра замедляющихся нейтронов можно назвать «переходной областью», так как она формируется вкладами обоих слагаемых в фигурных скобках выражения (14) и представляет собой сумму спектра деления и спектра Ферми ($\sim 1/E_n$).

При дальнейшем уменьшении энергии нейтронов ($E_n \leq 10 \text{ эВ}$) первое слагаемое в фигурных скобках выражения (14) будет значительно больше второго и поэтому энергетический спектр замедляющихся нейтронов будет в этой области энергий определяться этим слагаемым. Однако из-за того, что в знаменателе первого слагаемого в фигурных скобках выражения (14) имеется слагаемое $\frac{3}{2}kT$, то можно выделить следующие области энергий нейтронов: область энергий $\frac{3}{2}kT \ll E_n \leq 10 \text{ эВ}$, для которых спектр замедляющихся нейтронов будет совпадать со спектром Ферми ($\sim 1/E_n$); область энергий нейтронов вблизи энергий $\sim \frac{3}{2}kT$, как некоторую «переходную» от спектра Ферми к низкоэнергетическому спектру; и область низких энергий нейтронов $E_n \ll \frac{3}{2}kT$, как низкоэнергетическую часть спектра замедления нейтронов.

Согласно выражению (14), низкоэнергетическая часть спектра нейтронов в предположении, что $\bar{\xi}$ и $\Sigma_t = \sum_i \Sigma_s^i + \Sigma_a^i$ – постоянные, должна быть константой, так как интеграл в числителе первого слагаемого в фигурных скобках выражения (14) с уменьшением энергии в этой области практически не меняется. Однако оказывается, что в этой области энергий микросечение упругого рассеяния нейтронов на ядрах замедляющей среды резко растет с уменьшением энергии нейтронов (например, согласно базе данных ENDF/B-VII.0 [24] микросечение упругого рассеяния для водорода возрастает в 1000 раз, а для урана в 100 раз). Такое поведение сечений упругого рассеяния приводит к тому, что согласно выражению (14) спектр нейтронов будет иметь второй максимум, но уже в низкоэнергетической части спектра. Согласно вышеизложенному ясно, что природа этого максимума связана с процессом замедления неравновесной системы нейтронов, рождаемых изотропным источником нейтронов на термализованной системе ядер замедляющей среды, и не может быть объяснена только термализованной частью системы нейтронов (термически равновесной частью системы нейтронов) и описана максвелловским распределением.

Отметим, что в отличие от вышеизложенного согласно решению для плотности потока замедляющихся нейтронов, полученному для традиционного закона рассеяния [4 - 6], в низкоэнергетической части спектр имеет вид спектра Ферми

($\sim 1/E_n$). И, следовательно, при энергиях нейтронов, стремящихся к нулю, стремится к бесконечности и не имеет низкоэнергетического максимума. Поэтому, чтобы как-то соответствовать экспериментальным данным, например [1, 3], в рамках традиционной теории замедления нейтронов в низкоэнергетической части спектра нейтронов спектр Ферми ($\sim 1/E_n$) задается до некоторой граничной энергии E_{cp} , ниже которой спектр замедляющихся нейтронов задается спектром Максвелла. Причем вид спектра Максвелла задается температурой нейтронного газа, которая рассчитывается по эмпирической формуле, связывающей ее с температурой делящейся среды.

При нашем анализе полученных выражений для плотности потока и спектра замедляющихся нейтронов мы оставили за рамками рассмотрения влияние функции вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона (15). Эта функция будет влиять на соотношение амплитуд двух максимумов плотности потока и спектра замедления нейтронов, а также проявит тонкую резонансную структуру спектра в области резонансных энергий замедляющихся нейтронов (аналогично тому, как это изображено на схеме полного энергетического спектра замедляющихся нейтронов, представленной в [23]).

5. Выводы

Впервые получено аналитическое выражение для закона рассеяния нейтронов для изотропного источника нейтронов, включающее температуру замедляющей среды как параметр.

Получены выражения для плотности потока нейтронов и для спектра замедления нейтронов для изотропного источника нейтронов в реакторной делящейся среде, также зависящие от температуры среды. Полученные выражения для спектров замедляющихся нейтронов позволяют по-новому интерпретировать физическую природу процессов, определяющих вид спектра нейтронов в низкоэнергетической области нейтронов.

Обнаружено влияние поведения сечений упругого рассеяния нейтронов на ядрах замедляющей среды на формирование максимума спектра замедления нейтронов в низкоэнергетической части спектра. Природа этого максимума связана с процессом замедления неравновесной системы нейтронов, рождаемых изотропным источником нейтронов, на термализованной системе ядер замедляющей среды и не может быть объяснена только термически равновесной частью системы нейтронов и описана максвелловским распределением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вейнберг А., Вигнер Е.* Физическая теория ядерных реакторов. - М.: Изд-во иностр. лит., 1961. - 732 с.
2. *Ахизер А.И., Померанчук И.Я.* Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). - М.: ИздАТ, 2002. - 367 с.
3. *Галанин А.Д.* Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. - М.: Атомиздат, 1971. - 529 с.
4. *Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б.* Теория ядерных реакторов. Т. 1. - М.: Атомиздат, 1978. - 400 с.
5. *Бартоломей Г.Г., Бать Г.А., Байбаков В.Д., Алхуттов М.С.* Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. - М.: Энергоатомиздат, 1989. - 512 с.
6. *Широков С.В.* Физика ядерных реакторов. - К.: Наук. думка, 1998. - 288 с.
7. *MCNP - A General Monte Carlo N-particle Transport Code. Version 4C / Ed. J. F. Briesmeister.* - Los Alamos National Laboratory, NM (USA). Report No. LA-13709-M. March 2000. - 788 p.
8. *Agostinelli S., Allison J., Amak K. et al.* Geant4 - a simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2003. - Vol. 506, Iss. 3. - P. 250 - 303.
9. *Rusov V.D., Linnik E.P., Tarasov V.A. et al.* Traveling Wave Reactor and Condition of Existence of Nuclear Burning Soliton-like Wave in Neutron-Multiplicating Media // Energies (Special Issue "Advances in Nuclear Energy"). - 2011. - No. - P. 1337 - 1361.
10. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Чернеженко С.А.* Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде технических ядерных реакторов и геореактора // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение». - 2011. - Вып. 2(97). - С. 123 - 131.
11. *Пригожин И.* Введение в термодинамику необратимых процессов. - Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. - 160 с.
12. *Бахарева И.Ф.* Нелинейная неравновесная термодинамика. - Изд-во Саратовского ун-та, 1976. - 140 с.
13. *Квасников И.А.* Термодинамика и статистическая физика. Т. 3: Теория неравновесных систем. - М: Едиториал УРСС, 2003. - 448 с.
14. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Sharf I.V. et al.* On some fundamental peculiarities of the traveling wave reactor operation // Science and Technology of Nuclear Installations. - 2015. - Vol. 2015. - P. 1 - 23.
15. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Eingorn M.V. et al.* Ultraslow wave nuclear burning of uranium-plutonium fissile medium on epithermal neutrons // Progress in Nuclear Energy. - 2015. - Vol. 83. - P. 105 - 122.

16. Колесов В.Ф. Аперриодические импульсные реакторы. Т. 1. - Саров: Изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007. - 553 с.
17. Лукин А.В. Физика импульсных ядерных реакторов. - Снежинск: Изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 2006. - 528 с.
18. Арапов А.В., Девяткин А.А., Дроздов И.Ю., Мочкаев М.В. Результаты физического пуска реактора БР-1М // Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады. - Саров: Изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010. - С. 22 - 27.
19. Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N. et al. Geantineutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core // Journal of Geophysical Research. - 2007. - Vol. 112, B09203. - P. 1 - 16.
20. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. - М.: Наука, 1969. - 910 с.
21. Русов В.Д., Тарасов В.А., Косенко С.И., Чернеженко С.А. Функция вероятности резонансного поглощения для нейтрона и мультипликативный интеграл // Вопросы атомной науки техники. Серия «Физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение». - 2012. - Вып. 2(78). - С. 68 - 72.
22. Краткий справочник инженера-физика. - М.: Гос. изд-во лит-ры в области атомной науки и техники, 1961. - 507 с.
23. Владимиров В.И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов. - М.: ЭнергATOMиздат, 1986. - 304 с.
24. Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P. et al. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // Nuclear Data Sheets. - 2011. - Vol. 112, Iss. 12. - P. 2887 - 2996.

В. О. Тарасов, С. А. Чернеженко, А. О. Какаев, О. Д. Березовский, В. В. Войтенко

Одеський національний політехнічний університет, Одеса

ПРО СПЕКТР НЕЙТРОНІВ, ЩО УПОВІЛЬНЮЮТЬСЯ, ВИПРОМІНЕНИХ ІЗОТРОПНИМ ДЖЕРЕЛОМ У ГАЗОПОДІБНОМУ ПАЛИВІ

У рамках газової моделі вперше отримано аналітичний вираз для рівняння розсіювання нейтронів для ізотропного джерела нейтронів, який містить – як параметр – температуру середовища, що уповільнює нейтрони. Отримане рівняння розсіювання ґрунтується на розв'язку кінематичної задачі про пружне розсіювання нейтрона на ядрі в загальному випадку, коли до розсіювання не тільки нейтрон, але і ядро має довільно заданий вектор швидкості в лабораторній системі координат «Л». Для нового рівняння розсіювання знайдено щільності потоку і спектри уповільнення нейтронів для реакторного середовища, що ділиться, що також залежать від температури середовища. Отримані вирази для спектрів нейтронів, що уповільнюються, дають змогу по-новому інтерпретувати фізичну природу процесів, що визначають вид спектра нейтронів у тепловій області нейтронів.

Ключові слова: теорія уповільнення, нейтрони, ядерні реактори, температура середовища.

V. O. Tarasov, S. A. Chernezhenko, A. O. Kakaev, O. D. Berezovskiy, V. V. Voytenko

Odesa National Polytechnic University, Odesa

ON THE SPECTRUM OF MODERATED NEUTRONS EMITTED BY THE ISOTROPIC SOURCE IN THE GAS FUEL

Analytical formula for the equation of the neutron scattering for isotropic neutron source, which includes the temperature of the moderating medium as the parameter, was first obtained in the given work in the framework of gas model of the medium. The obtained equation of the scattering is based on the solution of the kinematic problem of elastic scattering of neutron at the nucleus in "L"-system in general case, when before the scattering not only neutron but the nucleus also have the arbitrary velocity vector in "L"-system of coordinates. The neutron flux and moderating spectra depending on the media temperature were found for this new equation of the scattering. Obtained expression for the moderating neutron spectra allows the new interpretation of the processes, which determine neutron spectra in the thermal area.

Keywords: slowing down theory, neutrons, nuclear reactors, medium temperature.

REFERENCES

1. Weinberg A., Wigner E. Physical theory of nuclear reactors. - Moskva: Izdatelstvo inostrannoj literatury, 1961. - 732 p. (Rus).
2. Akhiezer A.I., Pomeranchuk I.Ya. Introduction to the theory of neutron multiplying systems (reactors). - Moskva: IzdatAT, 2002. - 367 p. (Rus)
3. Galanin A.D. The theory of nuclear thermal reactors. - M: Atomizdat, 1971. - 529 p. (Rus)
4. Feinberg S.M., Shikhov S.B., Troyanskij V.B. The theory of nuclear reactors. Vol. 1. - Moskva: Atomizdat, 1978. - 400 p. (Rus)
5. Bartolomej G.G., Bat' G.A., Bajbakov V.D., Alkhotov M.S. Fundamentals of the theory and methods of nuclear power reactors calculation. - Moskva: Energoatomizdat, 1989. - 512 p. (Rus)
6. Shirokov S.V. Physics of nuclear reactors. - Kyiv: Naukova dumka, 1998. - 288 p. (Rus)
7. MCNP - A General Monte Carlo N-particle Transport

- Code. Version 4C / Ed. J. F. Briesmeister. - Los Alamos National Laboratory, NM (USA). Report No. LA-13709-M. March 2000. - 788 p.
8. *Agostinelli S., Allison J., Amak K. et al.* Geant4 - a simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2003. - Vol. 506, Iss. 3. - P. 250 - 303.
 9. *Rusov V.D., Linnik E.P., Tarasov V.A. et al.* Traveling Wave Reactor and Condition of Existence of Nuclear Burning Soliton-like Wave in Neutron-Multiplicating Media // Energies (Special Issue "Advances in Nuclear Energy"). - 2011. - No. - P. 1337 - 1361.
 10. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Chernezhenko S.A.* // Voprosy atomnoj nauki i tekhniki. Seriya "Fizika radiatsionnykh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie". - 2011. - Iss. 2(97). - P. 123 - 131. (Rus)
 11. *Prigozhin I.* Introduction into thermodynamics of irreversible processes. - Izhevsk: SRC "Regulyarnaya i khaoticheskaya dinamika", 2001. - 160 p. (Rus)
 12. *Bakhareva I.F.* Nonlinear nonequilibrium thermodynamics. - Izdatel'stvo Saratovskogo unyversyteta, 1976. - 140 p. (Rus)
 13. *Kvasnikov I.A.* Thermodynamics and statistical physics. Vol. 3: Theory of nonequilibrium systems. - Moskva: Editorial URSS, 2003. - 448 p. (Rus)
 14. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Sharf I.V. et al.* On some fundamental peculiarities of the traveling wave reactor operation // Science and Technology of Nuclear Installations. - 2015. - Vol. 2015. - P. 1 - 23.
 15. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Eingorn M.V. et al.* Ultraslow wave nuclear burning of uranium-plutonium fissile medium on epithermal neutrons // Progress in Nuclear Energy. - 2015. - Vol. 83. - P. 105 - 122.
 16. *Kolesov V.F.* Aperiodic pulsed reactors. Vol. 1. - Sarov: Izdatel'stvo "VNIIEF", 2007. - 553 p. (Rus)
 17. *Lukin A.V.* Physics pulsed nuclear reactors. - Snezhinsk: Izdatel'stvo "VNIIEF", 2006. - 528 p. (Rus)
 18. *Arapov A.V., Devyatkin A.A., Drozdov Y.Yu., Mochkaev M.V.* // Problemy fiziki vysokikh plotnostej energii. XII Kharitonovskie tematicheskie nauchnye chteniya. Doklady. - Sarov: Izdatel'stvo "VNIIEF", 2010. - P. 22 - 27 p. (Rus)
 19. *Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N. et al.* Geoantineutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core // Journal of Geophysical Research. - 2007. - Vol. 112, B09203. - P. 1 - 16.
 20. *Levich V.G.* The course of theoretical physics. Vol. 1. - Moskva: Nauka, 1969. - 910 p. (Rus)
 21. *Rusov V.D., Tarasov V.A., Kosenko S.Y., Chernezhenko S.A.* // Voprosy atomnoj nauki i tekhniki. Seriya "Fizika radiatsionnykh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie". - 2012. - Iss. 2(78). - P. 68 - 72. (Rus)
 22. *Short guide of engineer-physicist.* - Moskva: Gosudarstvennoe izdatel'stvo literatury v oblasti atomnoj nauki i tekhniki, 1961. - 507 p. (Rus)
 23. *Vladimirov V.I.* Practical tasks in the operation of nuclear reactors. - Moskva: Energomizdat, 1986. - 304 p. (Rus)
 24. *Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P. et al.* ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // Nuclear Data Sheets. - 2011. - Vol. 112, Iss. 12. - P. 2887 - 2996.

Надійшла 10.05.2016

Received 10.05.2016