

ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ. ЦЕПНАЯ ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ

М.В.Казарновский

Государственный научный центр РФ «Институт ядерных исследований РАН», Москва

Дан краткий обзор исследований переноса нейтронов в различных средах и системах, выполненных Ф.Л.Шапиро с сотрудниками, и указаны некоторые направления их последующего развития, важные как в научном плане, так и для решения различных прикладных задач. Основными объектами этих исследований были мультиплицирующие уран-графитовые системы, замедление и диффузия нейтронов от импульсного источника в чистых замедлителях.

We give a brief overview of the investigations into neutron transport inside of different media and systems that have been performed by F.L.Shapiro with collaborators and outline some areas of their fundamental and applied explorations in succeeding years. The prime objectives of these investigations were multiplying uranium-graphite systems, slowing-down and diffusion of neutrons from pulsed sources inside of pure moderators.

*Светлой памяти Федора Львовича Шапиро
от благодарного ученика*

ВВЕДЕНИЕ

Исследования переноса нейтронов в веществе (замедления, диффузии, цепной реакции в мультиплицирующих системах) составляют значительную долю научного наследия Федора Львовича Шапиро. Такие исследования широко развернулись в 40-х годах в СССР в связи с нуждами зарождающихся в то время физики и техники ядерных реакторов. В частности, уран-графитовые мультиплицирующие системы изучались в лаборатории ФИАНа И.М.Франком, куда в 1945 г. пришел в качестве аспиранта Федор Львович. Исследованиям в этой области был посвящен первый большой цикл его работ; в дальнейшем часть из них составила основу его кандидатской диссертации*. В 50-х годах, когда благодаря развитию импульсной техники

*Результаты этих исследований, в том числе диссертация Ф.Л.Шапиро, в соответствии с требованиями того времени были засекречены и впервые опубликованы в 1955 г. на сессии АН СССР [1—3]; см. также [4].

открылась возможность изучения нестационарного переноса нейтронов, Ф.Л.Шапиро в основном сосредоточился на исследованиях этого процесса и его различных приложениях*. Здесь работа велась в двух направлениях: 1) изучение упругого замедления нейтронов от импульсного источника в тяжелой (среднее массовое число ядер $A \gg 1$) среде и 2) изучение термализации и диффузии тепловых нейтронов в различных средах и системах. Первое позволило разработать и реализовать оригинальный метод спектрометрии реакций, вызываемых нейтронами, — спектрометрии по времени замедления нейтронов в свинце (см. также статью Ю.П.Попова в данном выпуске). Второе позволило вскрыть ряд важных закономерностей взаимодействия медленных нейтронов с веществом и открыло широкие возможности создания новых методов измерения нейтронно-физических параметров веществ, неразрушающего элементного анализа образцов и сред (в частности, в ядерной геофизике для каротажа скважин).

Изложению указанных работ Ф.Л.Шапиро, их дальнейшего развития и современного состояния этих направлений нейтронной физики посвящена настоящая статья. Она состоит из четырех разделов. Раздел 1 носит вводный характер. В нем сформулированы исходные понятия, даны определения основных величин, характеризующих перенос нейтронов в веществе, и обсуждены закономерности этого процесса и его основные этапы; приведено кинетическое уравнение теории переноса нейтронов и наиболее важные методы его приближенного решения. В разделе 2 излагаются работы Ф.Л.Шапиро по изучению параметров цепной ядерной реакции в мультиплицирующих уран-графитовых системах. Разделы 3 и 4 посвящены исследованиям нестационарного замедления и диффузии нейтронов соответственно.

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

1. Функции распределения нейтронов. Нейтроны, образующиеся в результате каких-либо ядерных реакций, обычно имеют энергию от десятков кэВ и выше. Сталкиваясь с атомными ядрами вещества, такие нейтроны постепенно теряют свою энергию (замедляются) и перемещаются в пространстве (диффундируют). Для описания поля нейтронов в процессе их замедления и диффузии, а также эффектов, обусловленных их взаимодействием с веществом, удобно ввести понятие функции распределения нейтро-

*Работы этого цикла (с указанием ссылок на оригинальные публикации) также приведены в [4, часть 1].

нов $f(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)$ в момент времени t в «фазовом пространстве», характеризуемом пространственными координатами \mathbf{r} , энергией E и единичным вектором в направлении движения нейтрона $\boldsymbol{\Omega}$, имеющей следующий физический смысл. Величина $f dE d\boldsymbol{\Omega}$ есть число нейтронов, летящих в интервале энергий $(E, E + dE)$ в элементе телесного угла $d\boldsymbol{\Omega}$ и пересекающих за единичный интервал времени в момент t в точке \mathbf{r} единичную площадку, нормальную к вектору $\boldsymbol{\Omega}$. Отсюда следует, что функция $n = f/v$ ($v = \sqrt{2E/m_n}$ — скорость нейтрона) представляет собой фазовую плотность нейтронов, т.е. $n(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) d\mathbf{r} dE d\boldsymbol{\Omega}$ есть число нейтронов в момент t в элементе «фазового пространства» $d\mathbf{r} dE d\boldsymbol{\Omega}$. Любая физическая величина, пропорциональная интенсивности поля нейтронов, может быть представлена в виде линейного функционала от f . Более того, как правило, эти функционалы сводятся к функционалам от более «простых» функций*:

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\boldsymbol{\Omega} f(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \quad \text{и} \quad \Phi_1(\mathbf{r}, E, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\boldsymbol{\Omega} f(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) \boldsymbol{\Omega}; \quad (1)$$

скаляр Φ_0 имеет смысл пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов (в дальнейшем для краткости: плотность потока нейтронов), а вектор Φ_1 — пространственно-энергетического распределения плотности тока нейтронов. Например, число нейтронов с энергией в интервале $(E, E + dE)$, пересекающих за единицу времени в точке \mathbf{r} единичную площадку, нормальную к единичному вектору \mathbf{v} , в положительном направлении этого вектора, равно

$$dN_{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, E, t) = dE \left[\frac{1}{4} \Phi_0(\mathbf{r}, E, t) + \frac{1}{2} \mathbf{v} \Phi_1(\mathbf{r}, E, t) \right]; \quad (2)$$

средний путь, проходимый нейтронами за единицу времени внутри некоторого объема V :

$$L_V = \int_V d\mathbf{r} \int dE \Phi_0(\mathbf{r}, E); \quad (3)$$

число актов какой-либо реакции, вызываемых за единицу времени нейтронами на ядрах некоторого изотопа X :

$$N_{\mathbf{r},X} = \int_V d\mathbf{r} n_X(\mathbf{r}) \int dE \Phi_0(\mathbf{r}, E) \sigma_X(E) \equiv \int_V d\mathbf{r} dE \Phi_0(\mathbf{r}, E) \Sigma_X(\mathbf{r}, E), \quad (4)$$

*Здесь и всюду в дальнейшем не указываются пределы интегрирования у знака интеграла, если оно распространено на всю область измерения переменной интегрирования.

где $n_X(\mathbf{r})$ — плотность ядер изотопа X в точке \mathbf{r} , а $\sigma_X(E)$ — сечение данной реакции; интеграл по $d\mathbf{r}$ берется по всему объему V , занимаемому образцом, содержащим изотоп X ; величина

$$\Sigma_X(\mathbf{r}, E) \equiv n_X(\mathbf{r}) \sigma_X(E) \quad (5)$$

называется макроскопическим сечением этой реакции, а обратная ей величина $l_X(\mathbf{r}, E) = 1/\Sigma_X(\mathbf{r}, E)$ — соответствующим средним пробегом нейтрона с энергией E .

2. Кинетическое уравнение. Интеграл столкновений. Функция распределения f удовлетворяет линейному кинетическому уравнению Больцмана (см., например, [5]):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial t} = -\Omega \nabla f + \hat{I}[f] + Q. \quad (6)$$

Здесь $\hat{I}[f]$ — так называемый интеграл столкновений, определяющий изменение функции f (точнее, f/v) в результате столкновений с атомами среды, а Q — плотность источников нейтронов (т.е. $Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) d\mathbf{r}dEd\Omega$ — число нейтронов, образующихся за единицу времени в момент t в элементе фазового объема $d\mathbf{r}dEd\Omega$). Уравнение (6) означает, что изменение во времени фазовой плотности нейтронов в любой точке \mathbf{r} в момент t (левая часть уравнения) равно ее изменению за счет перемещения нейтронов в пространстве (величина $-\mathbf{v}\nabla(f/v)$), их столкновений (интеграл столкновений) и поступления нейтронов от источника.

Интеграл столкновений можно представить в форме

$$\hat{I}[f] = \int dE' d\Omega' f(\mathbf{r}, E', \Omega', t) \Sigma_{\text{incl}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) - f(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \Sigma_t(\mathbf{r}, E). \quad (7)$$

Здесь $\Sigma_{\text{incl}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ — макроскопическое (т.е., аналогично (5), умноженное на плотность ядер среды $n(\mathbf{r})$) инклюзивное сечение в лаб. системе вылета в единичный интервал энергий вблизи E и единичный телесный угол вблизи Ω нейтрона, имеющего до взаимодействия (в точке \mathbf{r}) энергию E' и направление движения Ω' , а $\Sigma_t(\mathbf{r}, E)$ — полное макроскопическое сечение взаимодействия в точке \mathbf{r} нейтрона с энергией E . В интересующей нас области энергий нейтронов (≤ 10 МэВ) сечение $\Sigma_{\text{incl}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ в общем случае есть сумма макроскопических сечений упругого — $\Sigma_{\text{el}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ и неупругого $\Sigma_{\text{in}}(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$ рассеяний и деления $\Sigma_f(\mathbf{r}; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega)$; если среда содержит дейтерий или бериллий, то при энергии $E \geq 2$ МэВ небольшой вклад в Σ_{incl} могут давать также реакция типа $(n, 2n)$ (размножение на быстрых нейтронах). Полное

сечение $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ помимо полных (проинтегрированных по конечным состояниям) сечений перечисленных процессов включает в себя макроскопическое сечение поглощения нейтронов $\Sigma_c(\mathbf{r}, E)$, причем под поглощением подразумевается как радиационный захват, так и другие реакции, в которых не образуются нейтроны.

Величины, обратные макроскопическим сечениям, представляют собой средние пробеги нейтронов до соответствующего взаимодействия. Например, $l_c(\mathbf{r}, E) \equiv 1/\Sigma_c(\mathbf{r}, E)$ — пробег нейтрона до поглощения, $l_f(\mathbf{r}, E) \equiv 1/\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ — полный пробег нейтрона с энергией E вблизи точки r .

3. Этапы «жизни среднего нейтрона в среде». Рассмотрим качественную «историю жизни среднего нейтрона в среде», т.е. эволюцию во времени решения уравнения (6) в случае импульсного источника быстрых нейтронов. При этом для простоты сначала будем считать, что среда немультимплицирующая (не содержит делящихся изотопов).

При больших энергиях (точнее, при $E > E_{th}$ — порога неупругого рассеяния нейтронов на ядрах среды) основной вклад в интеграл столкновений вносят упругое и неупругое рассеяния; поглощение играет малую роль. Это область неупругого замедления нейтронов. После нескольких столкновений нейтроны ее «проскакивают», как правило, не сильно удаляясь от места своего рождения. Поэтому в этой области энергий f заметно отлична от нуля лишь на расстояниях от источника порядка l_f . От Ω f слабо зависит уже после первого столкновения (кроме случая рассеяния нейтрона на протоне). А энергетический спектр нейтронов быстро смягчается со временем t , прошедшим с момента нейтронного импульса.

При $E < E_{th}$ замедление происходит только за счет упругого взаимодействия нейтронов с ядрами среды: упругого рассеяния на свободных неподвижных ядрах в области энергий, больших по сравнению с энергией химической связи и теплового движения атомов ($E \gtrsim 0,1-1,0$ эВ), и термализации (приближения к тепловому равновесию со средой) при меньших энергиях. В этой области средняя потеря энергии при одном столкновении существенно уменьшается, особенно в случае тяжелой среды. Нейтрон может долго блуждать в среде, прежде чем станет тепловым. За это время, несмотря на относительно малое сечение радиационного захвата, заметная доля нейтронов может поглотиться. Эту область энергий часто называют областью радиационного захвата нейтронов. Здесь энергетический спектр нейтронов как функция t представляет собой колоколообразную кривую (в случае тяжелой среды — с относительно небольшой шириной; см. разд. 3), максимум которой смещается в область малых энергий $\sim t^{-2}$. По мере уменьшения энергии расширяется пространственная область, в которой f

заметно отлична от нуля, а зависимость f от Ω еще в большей степени ослабевает.

После завершения стадии замедления (в конце термализации) наступает процесс диффузии тепловых нейтронов в среде. Спектр нейтронов становится близким к максвелловскому с температурой, равной температуре среды, а уравнение (6) принимает вид, аналогичный уравнению пространственной диффузии (см. п. 6), с источниками в форме распределения замедлившихся нейтронов. Тепловые нейтроны диффундируют в среде, пока не поглотятся или не вылетят наружу.

В случае мультиплицирующей среды изложенный сценарий дополняется непрерывной подпиткой источников быстрыми нейтронами деления. Вблизи расположения делящихся изотопов даже в случае импульсного источника будут одновременно находиться нейтроны всех энергий от тепловой до делительной, и нейтронный спектр даже в случае импульсного источника может слабо зависеть от времени.

4. Начальное и граничные условия. Существование и единственность решения кинетического уравнения. Уравнение (6) всегда имеет одно и только одно решение при $t > t_0$, если корректно сформулированы граничные и начальное условия. Если среда безгранична, то корректным граничным условием является, например, требование ограниченности величины $r^2 f$ при $r \rightarrow \infty$. А в случае ограниченной невогнутой среды — задание на ее поверхности f при $\Omega \mathbf{v} \leq 0$, где \mathbf{v} — внешняя нормаль к поверхности. Задание начального условия означает задание f в момент t_0 всюду внутри среды.

Пусть источники нейтронов, а следовательно и f , не зависят от времени, и среда — немultiплицирующая. Тогда решение уравнения (6) существует и оно единственно, если корректно заданы граничные условия. Существование и единственность решения (6) в случае стационарного источника в мультиплицирующей среде зависят от значения эффективного коэффициента размножения нейтронов k_{eff} (см. разд. 2). Если $k_{\text{eff}} > 1$, то в результате действия источника при $t \rightarrow -\infty$ в среде образуется бесконечно много нейтронов, и уравнение (6) теряет смысл.

5. Диффузионное приближение. Универсальный метод расчета функции f — метод Монте-Карло. Однако в ряде практически важных случаев его применение даже при использовании современных быстрых ЭВМ требует крайне больших затрат машинного времени. Поэтому важную роль (особенно для выяснения различных закономерностей физики переноса нейтронов) играют приближенные методы решения уравнения (6). Так, весьма широко используется диффузионное приближение. Оно основано на том факте, что во многих случаях функция f слабо зависит от Ω , и ее приближенно можно представить в виде

$$f(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{1}{4\pi} \left[\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) + 3\boldsymbol{\Omega}\Phi_1(\mathbf{r}, E, t) \right] \quad (8)$$

(см. формулы (1)), причем $\Phi_0 \gg |\Phi_1|$. При подстановке этого выражения в (6) пренебрегают (или учитывают лишь приближенно) величинами порядка $|\Phi_1|$ по сравнению с Φ_0 , в частности, членом $\partial\Phi_1/\partial t$. В результате в случае изотропного источника (Q не зависит от $\boldsymbol{\Omega}$) удастся получить следующую систему уравнений, совместно с (8) определяющую функцию f :

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{l_{tr}}{3} \Delta + \Sigma_t \right) \Phi_0 = \int dE' \Phi_0(\mathbf{r}, E', t) \Sigma_{incl}(E' \rightarrow E) + 4\pi Q, \quad (9)$$

$$\Phi_1 = -\frac{1}{3} l_{tr} \nabla \Phi_0 \quad (10)$$

(замегаим, что (10) есть закон Фика). Здесь l_{tr} — транспортный пробег нейтронов:

$$l_{tr} = \frac{1}{\Sigma_t - (\Sigma_{cl} + \Sigma_{in}) \overline{\cos \theta}}, \quad (11)$$

$\overline{\cos \theta}$ — средний косинус угла рассеяния (суммы упругого и неупругого),

$$\Sigma_{incl}(E' \rightarrow E) = \int d\boldsymbol{\Omega} \Sigma_{incl}(E', \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}). \quad (12)$$

Уравнение (9) справедливо только в случае гомогенной среды. В случае набора областей, заполненных гомогенной средой, на поверхности их раздела должны быть непрерывны Φ_0 и $\Phi_1 \mathbf{v}$, где \mathbf{v} — нормаль к этой поверхности. На невогнутой границе с вакуумом, в предположении, что все источники расположены внутри среды, необходимо потребовать обращения в нуль числа нейтронов, падающих извне на эту границу, т.е. согласно (2) положить

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E) - \frac{2}{3} l_{tr}(E) \mathbf{v} \nabla \Phi_0(\mathbf{r}, E) \Big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_s} = 0 \quad (13)$$

(\mathbf{r}_s — любая точка на границе среды). Или, считая, что вблизи границы Φ_0 линейно убывает вдоль нормали к ней, заменить это условие на приближенное: $\Phi_0(\mathbf{r}_{extr}, E) = 0$, где \mathbf{r}_{extr} — любая точка на экстраполированной границе — поверхности, удаленной от границы среды наружу на длину экстраполяции $z_{extr} = \frac{2}{3} l_{tr}$ (точнее, $z_{extr} = 0,71 l_{tr}$). Это существенно облегчает решение уравнения (9). Например, в случае гомогенной среды, заполняющей ограниченный объем, это позволяет искать Φ_0 в виде разло-

жения по полной ортонормированной системе собственных функций оператора Лапласа (гармоник) $R_n(\mathbf{r})$, обращающихся в нуль на экстраполированной границе ($R_n(\mathbf{r}_{\text{extr}}) \equiv 0$):

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n(E, t) R_n(\mathbf{r}), \quad (14)$$

$$\Delta R_n(\mathbf{r}) + B_n^2 R_n(\mathbf{r}) = 0, \quad \int d\mathbf{r} R_n(\mathbf{r}) R_m(\mathbf{r}) = \delta_{nm}. \quad (15)$$

Наинизшее собственное значение B_0^2 , отвечающее основной гармонике $R_0(\mathbf{r})$, называется геометрическим параметром. Подставляя (14) в (9), получаем уравнения для φ_n :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{l_{tr}}{3} B_n^2 + \Sigma_t \right) \varphi_n = \\ & = \int dE' \varphi_n(E', t) \Sigma_{\text{incl}}(E' \rightarrow E) + 4\pi \int d\mathbf{r} R_n(\mathbf{r}) Q(\mathbf{r}, E, t). \end{aligned} \quad (16)$$

6. «Односкоростное» приближение. Кардинальное упрощение описания диффузии тепловых нейтронов позволяет получить предположение, что эти нейтроны находятся в полном тепловом равновесии со средой, т.е.

$$\Phi_0(\mathbf{r}, E, t) = n(\mathbf{r}, t) v M_T(E), \quad (17)$$

$$M_T(E) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{T^{3/2}} \sqrt{E} e^{-E/T}, \quad (18)$$

где $n(\mathbf{r}, t)$ — плотность нейтронов в точке \mathbf{r} в момент t , а T — температура среды. Если при этом среда немультимплицирующая (т.е. $\Sigma_{\text{incl}} \equiv \Sigma_s$ — сечению рассеяния), то, благодаря принципу детального равновесия

$$v M_T(E) \Sigma_s(E \rightarrow E') = v' M_T(E') \Sigma_s(E' \rightarrow E), \quad (19)$$

уравнение (9) легко приводится к виду*

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n}{\partial t} - D \Delta n + \frac{1}{T_0} n = 4\pi \langle Q \rangle_T, \\ & D = \frac{1}{3} \langle v l_{tr} \rangle_T, \quad \frac{1}{T_0} = \langle v l_c \rangle_T, \end{aligned} \quad (20)$$

*Поскольку это уравнение совпадает по форме с уравнением, описывающим диффузию частиц с постоянной скоростью, оно называется «односкоростным» приближением.

где символ $\langle \dots \rangle_T$ означает усреднение по $M_T(E)$. Величины D и T_0 называются коэффициентом диффузии и временем жизни, а $L = \sqrt{DT_0}$ — длиной диффузии тепловых нейтронов.

Пусть среда безгранична, точечный «единичный» источник расположен в начале координат. Тогда, если источник стационарный: $4\pi \langle Q \rangle_T = \delta(\mathbf{r})$, решение уравнения (19) имеет вид

$$n = \frac{1}{4\pi D r} e^{-r/L}. \tag{21}$$

Отсюда для среднего квадрата смещения нейтрона до поглощения имеем

$$\overline{r^2} \equiv \int d\mathbf{r} r^2 n(\mathbf{r}) / \int d\mathbf{r} n(\mathbf{r}) = \int_0^\infty dr r^3 e^{-r/L} / \int_0^\infty dr r e^{-r/L} = 6L^2, \tag{22}$$

т.е. L^2 имеет смысл $1/6 \overline{r^2}$. В случае импульсного источника $4\pi \langle Q \rangle_T = \delta(t)\delta(\mathbf{r})$ и отсутствия поглощения ($l_c = \infty$) имеем

$$n = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right), \tag{23}$$

$$\overline{r^2(t)} \equiv \int d\mathbf{r} r^2 n(\mathbf{r}, t) / \int d\mathbf{r} n(\mathbf{r}, t) = 6Dt. \tag{24}$$

Коэффициенты ϕ_n разложения по функциям R_n плотности потока нейтронов в ограниченной гомогенной среде, т.е. решения уравнений (19), также легко находятся и в стационарном, и в импульсном случаях.

7. Возрастное приближение. Другим случаем частого использования диффузионного приближения является описание переноса нейтронов в тяжелой немультплицирующей среде в процессе упругого замедления в предположении, что ядра свободны и неподвижны, т.е. $\Sigma_{\text{incl}} = \Sigma_{\text{cl}}$. При этом макроскопическое сечение рассеяния нейтрона на ядрах с массовым числом $A \gg 1$ отлично от нуля лишь в узкой области конечных энергий: $\alpha^2 E' < E < E'$, $\alpha = (A - 1)/(A + 1)$, и в этой области

$$\Sigma_{\text{cl}}(E' \rightarrow E) = (A + 1)^2 \Sigma_{\text{cl}}(E') / 4AE'. \tag{25}$$

Поэтому интеграл в правой части (9) можно приближенно вычислить. Для этого перейдем от энергии к новой переменной — «возрасту» нейтронов τ , и от функции Φ_0 — к плотности замедления $q(\mathbf{r}, \tau, t)$ (т.е. числу нейтронов в единичном объеме вблизи \mathbf{r} , переходящих в момент t за единицу времени из области возрастов меньше τ в область возрастов больше τ) по формулам

$$\tau = \frac{1}{3\zeta} \int_0^u du' l_s(u') l_{tr}(u'), \quad q = \frac{1}{\zeta l_s(u')} \Phi_0, \quad (26)$$

где $u \equiv \ln(E_m/E)$ — так называемая летаргия (E_m — максимальная энергия нейтронов от источника), а

$$\zeta = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1} \quad (27)$$

— средняя логарифмическая потеря энергии при столкновении. Тогда, разлагая в подынтегральном выражении $q(u')$ в ряд по степеням $u' - u$ и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, легко получить уравнение

$$\frac{3}{v l_{tr}} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial \tau} - \Delta q + \frac{3}{l_{tr} l_c} q = \frac{3\zeta}{l_{tr} l_s} Q. \quad (28)$$

В случае стационарного источника ($\partial q / \partial t = 0$) уравнение (28) по форме аналогично (19), причем роль времени (с точностью до постоянного множителя D^{-1}) играет величина τ . Поэтому она и получила название «возраст нейтронов». Благодаря этой аналогии для его решения применимы те же методы, что и для решения уравнения (19). Решение уравнения (28) с нестационарным источником рассмотрим в разд. 3.

2. ИЗУЧЕНИЕ МУЛЬТИПЛИЦИРУЮЩИХ СРЕД

1. Цепная ядерная реакция деления. Коэффициент размножения нейтронов. Напомним основные свойства мультиплицирующей среды, т.е. среды, содержащей делящиеся изотопы, так что в ней возможна цепная ядерная реакция деления (ЦЯРД) (подробнее см., например, [5]). Ограничимся случаем, когда делится уран (естественный: ^{235}U —0,72% + ^{238}U); этот случай исследовал Ф.Л.Шапиро. В уране деление почти полностью происходит в результате захвата теплового нейтрона ядром ^{235}U , причем среднее число образующихся нейтронов (быстрых, с энергией ≥ 1 МэВ) на один захваченный в уране тепловой нейтрон:

$$\eta = p\nu \approx 1,33, \quad (29)$$

где $p \approx 0,545$ — вероятность деления при таком захвате, а $\nu = 2,44$ — среднее число нейтронов деления ядра ^{235}U тепловым нейтроном. Коэффициент размножения нейтронов в безграничной гомогенной среде (число тепловых нейтронов $(n+1)$ -го поколения на один тепловой нейтрон n -го поколения) определяется «формулой четырех множителей»:

$$k = \eta \epsilon \phi \theta \quad (30)$$

(в работах Ф.Л.Шапино, как тогда было принято, произведение $\eta \epsilon$ обозначалось символом ν). Здесь ϵ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах ($\epsilon - 1 \sim 10^{-2}$), ϕ — вероятность избежать радиационного захвата в процессе замедления нейтрона до тепловой энергии, θ — вероятность захвата теплового нейтрона ураном. В случае ограниченной среды (системы) эффективный коэффициент размножения $k_{\text{eff}} = k(1 - P)$, где P — вероятность утечки нейтронов наружу. Системы с $k_{\text{eff}} > 1$, $k_{\text{eff}} = 1$ и $k_{\text{eff}} < 1$ называются надкритическими, критическими и подкритическими соответственно. Чистый уран — подкритическая система из-за малого значения ϕ . Для скорейшего прохождения «опасной» стадии упругого замедления в систему добавляют замедлитель (например, воду или графит). В дальнейшем, для конкретности, будем рассматривать уран-графитовые системы (УГС), исследованные в работах Ф.Л.Шапино. У любой однородной УГС также $k < 1$. Для его повышения (за счет увеличения ϕ) используют гетерогенные системы. Поскольку и в этом случае $k - 1$ невелико ($< 0,1$), важной проблемой (до сих пор!) является надежное определение сомножителей в формуле (30) и изучение их зависимости от параметров системы. Один из наиболее эффективных путей решения этой проблемы — изучение поля нейтронов в подкритических системах с локальным стационарным источником.

2. Подкритические системы. Метод призмы. К 1947 г. (началу работ Ф.Л.Шапино) уже было известно (см., например, [6]), что в системах типа УГС перенос тепловых нейтронов можно описывать в односкоростном приближении (см. (20)) в пренебрежении изменением n за время замедления:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D\Delta n + \frac{1}{T_0} n = Q_0(\mathbf{r}, t) + \frac{k}{T_0} \int d\mathbf{r}' n(\mathbf{r}') w(\mathbf{r}' - \mathbf{r}), \quad (31)$$

где $Q_0(\mathbf{r}, t)$ — внешний источник, а $w(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$ — нормированное на единицу распределение по \mathbf{r} замедлившегося до тепловой энергии нейтрона деления, рожденного в точке \mathbf{r}' . В возрастном приближении (уравнение (28))

$$w(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = (4\pi\tau_T)^{-3/2} \exp[-(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 / 3\tau_T], \quad (32)$$

τ_T — возраст тепловых нейтронов (для графита с $\rho = 1,65$ г/см³, $\tau_T = 350$ см²). Эти формулы применимы и для однородной системы, и для системы в виде регулярной решетки, если плотности в соседних ячейках близки друг к другу. Для УГС это условие практически всегда выполняется, если размеры урановых блоков много меньше шага решетки.

В случае импульсного источника в подкритической системе коэффициенты разложения по собственным функциям лапласиана типа (14) экспо-

нentially затухают со временем, причем наиболее медленно затухает основная гармоника. Ее декремент затухания

$$\lambda_0 = \frac{1 - k_{\text{eff}}}{T_0} = \frac{1}{T_0} [1 - k + \kappa^2(L_M^2\delta + k\tau_T)], \quad (33)$$

где κ^2 — геометрический параметр (собственное значение основной гармоника), L_M — длина диффузии тепловых нейтронов в чистом замедлителе, а $\delta \equiv 1 - \theta$ — доля нейтронов, захваченных в замедлителе. Измеряя λ_0 при различных значениях κ^2 , можно определить k и условия критичности системы ($\lambda_0 = 0$):

$$\kappa^2 = \kappa_{\text{cr}}^2 \equiv (k - 1)/A, \quad A = L_M^2\delta + k\tau_T, \quad (34)$$

а отсюда размеры критической системы (величину κ_{cr}^2 называют материальным параметром, а A — площадью миграции нейтронов). Например, для сферической гомогенной системы радиуса R без отражателя $\kappa = \pi/R$, т.е. критический радиус $R_{\text{cr}} = \pi/\kappa_{\text{cr}}$.

В случае стационарного источника практический интерес представляет система в виде прямоугольной призмы, один из размеров которой — вдоль оси z — много больше двух других. Пусть ее размеры по осям x и y одинаковы и равны $2a$, источник нейтронов точечный и расположен на оси z в точке $z = 0$. Тогда решение уравнения (31), обращающееся в нуль на боковой экстраполированной границе призмы, т.е. при $x = \pm a_1$, $y = \pm a_1$, $a_1 = a + z_{\text{extr}}$, можно представить в виде

$$n = \sum_{l,m=0}^{\infty} C_{l,m}(z) \cos \frac{(2l+1)\pi x}{2a_1} \cos \frac{(2m+1)\pi y}{2a_1}. \quad (35)$$

При этом вдали от источника (точнее, при $|z| \gg \sqrt{2\tau_T}$) величины $C_{l,m}(z)$ убывают с $|z|$ пропорционально $\exp(-\alpha_{l,m}|z|)$, где

$$\begin{aligned} \alpha_{l,m}^2 &= \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a_1^2} \pi^2 - \frac{k-1}{L_M^2\delta + k\tau_T} = \\ &= \frac{(2l+1)^2 + (2m+1)^2}{4a_1^2} \pi^2 - \kappa_{\text{cr}}^2. \end{aligned} \quad (36)$$

В частности, при $|z| \gg a_1/2$ плотность тепловых нейтронов $n \sim e^{-\alpha_{00}|z|}$, и, измеряя отношение плотностей при двух разных z , можно определить α_{00} , а следовательно, и параметр κ_{cr}^2 . Такой метод исследования мульти-

плицирующих систем получил название экспоненциального метода или метода призмы.

В 40-е годы удобных импульсных нейтронных источников еще не было, и метод призмы был одним из двух наиболее эффективных подходов к изучению мультиплицирующих систем (см., например, [8, гл.13]). Альтернативным ему был метод приближения к критическому состоянию путем наращивания объема мультиплицирующей среды с одновременным измерением коэффициента размножения нейтронов от внешнего источника. Такой подход в некоторых случаях позволял получить более точные результаты, но требовал значительно большего количества мультиплицирующей среды, что в то время было весьма серьезной проблемой.

3. Работы Ф.Л.Шапиро по изучению мультиплицирующих систем. До появления работ Ф.Л.Шапиро советские физики* уже предложили подход к расчету коэффициента размножения нейтронов и провели предварительный анализ (в основном, теоретические оценки) сомножителей формулы (30), обосновали преимущества гетерогенной системы как системы с существенно большим значением ϕ , рассмотрели эффекты, могущие влиять на коэффициент θ , разработали общую теорию гетерогенного реактора и методов измерения нейтронно-физических параметров, в частности, метод призмы. В то же время, из-за отсутствия надежных экспериментальных данных о нейтронных сечениях, в частности, о радиационном захвате в уране, и грубости методов расчета теоретические оценки параметров мультиплицирующих систем были довольно неопределенны, а экспериментальные данные носили отрывочный характер (например, были надежно определены диффузионная длина для чистого графита L_C и $k_{ст}^2$ для некоторых систем).

Работы Ф.Л.Шапиро (см. примеч. на с.1476 наст. выпуска) были посвящены определению k и входящих в него сомножителей, а также площади миграции A для УГС с различной концентрацией урана, и влияния свойств распределения нейтронов (в частности, степени их приближения к тепловому равновесию со средой) на эти величины.

Основной экспериментальной установкой была большая призма (180×180×420 см) из графитовых кирпичей размерами 20×20×60 см с круглыми каналами ($\varnothing = 4,4$ см), собранная со смещением, чтобы были дополнительные квадратные каналы (6,67×6,67 см). В каналы закладывались блочки урана ($\varnothing = 3,5$ см) с разной концентрацией (один из вариантов размещения урана приведен на рис.1). Пустые каналы закрывались графито-

*Здесь мы не будем касаться вопросов приоритета, поскольку в условиях существовавшей в то время секретности наиболее важные исследования в нашей стране зачастую проводились независимыми коллективами, и их авторы могли быть не информированы о существовании параллельных работ, не говоря уж о работах, выполненных за рубежом.

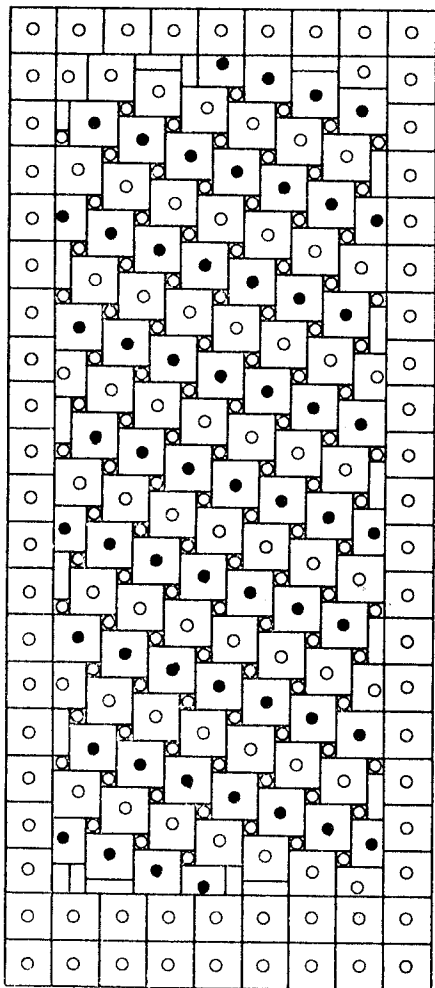


Рис.1. Схема установки (призмы), на которой были исследованы параметры УГС; приведен один из вариантов закладки урановых блоков (черные кружки)

выми пробками. Измерялась плотность нейтронов (борной камерой) на вертикальной оси призмы на разных расстояниях от Ra + Be-источника. Для максимально точного определения значения $\kappa_{\text{ст}}^2$ Ф.Л.Шапиро существенно уточнил теорию метода призмы. Разработал метод аккуратного расчета поправок, учитывающих разные длины экстраполяции для быстрых и тепловых нейтронов, наличие на торцах и в боковых слоях призмы материала, отличного от материала ее основной части. В результате им была достигнута точность измерения $\kappa_{\text{ст}}^2$, равная $\pm 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$.

Он предложил и реализовал метод измерения доли нейтронов δ , поглощаемых графитом, путем сравнения плотностей тепловых и надтепловых («надкадмиевых») нейтронов в ячейке, в дальнейшем получивший название метода «кадмиевого отношения». Им также был разработан независимый метод измерения δ путем «отравления» призмы небольшой добавкой Cd. Все это позволило с хорошей точностью ($\sim 0,5\%$) измерить абсолютное значение коэффициента θ и (причем значительно точнее) влияние на него различных факторов*. Особо следует отметить изучение температурной зависимости параметров УГС. Для этого была создана специальная эксперимен-

*В частности, были исследованы два предсказанных И.М.Франком с сотрудниками «геометрических» эффекта, заметно влияющих на коэффициент размножения нейтронов: эффект зазора между блоками урана и графита ($\Delta k \sim +1\%$) и эффект отражения нейтронов от воды, охлаждающей наружную поверхность блоков ($\Delta k \sim -1\%$).

тальная установка — призма в термостате, в которой графит нагревался электрическим током как однородно по ячейке, так и путем нагрева отдельных частей кирпичей. Помимо решения чисто технических проблем, это потребовало уточнения теории (в частности, учета «перетекания» нейтронов по щелям, образованным при изоляции кирпичей). В этих экспериментах были также измерены средние скорости тепловых нейтронов в чистом графите и в УГС. Было обнаружено, что в графите нейтроны приходят в полное тепловое равновесие со средой, а в УГС (при «нормальной» концентрации) их температура на ~30% выше температуры среды. Используя данные о δ и L_C , Шапиро определил площадь миграции A , а отсюда по формуле (34) и k . Эти измерения проводились с двумя концентрациями урановых блочков: нормальной и в два раза меньшей, у которых, соответственно, величина $1 - \phi$ (вероятность резонансного захвата в уране) также отличается в два раза. Это позволило определить по отдельности множители $\eta\epsilon$ и ϕ в формуле (30) (см. также примеч. на с.1488 наст. выпуска). Полученные результаты показали, что принятые в то время теоретические оценки ϕ требуют существенной корректировки. В этой связи Шапиро развил теорию резонансного захвата нейтронов в толстых (эффективные размеры которых много больше среднего пробега нейтрона при резонансной энергии) блоках урана, учитывающую доплеровское уширение резонансной линии и перерассеяние нейтронов внутри блока. Ранее выполненные расчеты, не учитывавшие эти эффекты, давали для вероятности радиационного захвата нейтронов в цилиндрических блоках урана величину на ~40% меньше экспериментальной! Их учет позволил Шапиро согласовать теорию с экспериментальными данными.

Таким образом, в данном цикле работ были разработаны методы определения с высокой точностью и надежностью основных параметров мультиплицирующих систем и с их помощью изучены крайне важные в то время уран-графитовые гетерогенные сборки. Подчеркнем, что и в настоящее время макроскопические эксперименты типа экспериментов с призмой позволяют получать надежные результаты и тестировать микроскопические расчеты. Развитые Шапиро подходы используются до сих пор, а полученные им экспериментальные данные (например, относительно L_C^2 и τ_T) почти не отличаются от ныне рекомендуемых.

3. НЕСТАЦИОНАРНОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

1. Немного истории. В 1944 г. на семинаре И.В.Курчатова Е.Л.Фейнберг показал в возрастном приближении, что нейтроны от импульсного источника в тяжелой среде в процессе упругого замедления группируются

по скорости вблизи некоторой средней, своей для каждого момента времени после нейтронного импульса. Этот факт, как отметили Е.Фейнберг и Л.Лазарева (частное сообщение, 1950 г.), можно использовать для спектрометрии нейтронов. Шапиро детально рассмотрел этот вопрос в докладе на семинаре в ФИАНе в 1950 г. Он показал, что разработанные к тому времени импульсные источники нейтронов на основе реакций $D + D$ и $D + T$ позволяют реализовать такой метод нейтронной спектрометрии.

Поскольку, как уже говорилось, спектрометрии нейтронов по времени их замедления — одному из важнейших направлений научной деятельности Ф.Шапиро — в этом сборнике посвящена отдельная статья Ю.П.Попова, здесь мы ограничимся исследованиями физики процесса замедления нейтронов от импульсного источника в тяжелой среде. Теорию этого процесса, по предложению Шапиро, разрабатывал автор этой статьи. Эксперименты выполнялись под его руководством в основном А.Исаковым. Впервые результаты этих исследований были рассекречены и опубликованы в 1955 г. [9—11]. Независимо работы на эту тему были выполнены в Швеции [12]. В дальнейшем они продолжались как в ФИАНе [13—16], так и за рубежом. Наиболее полно различные аспекты этих исследований изложены в монографии [17] и работах [14—16], где приведена и подробная библиография (см. также [4], с.313, 397).

2. Теория замедления нейтронов от импульсного источника в тяжелых средах. Как уже говорилось, нейтроны от импульсного источника, замедляясь в тяжелой среде, группируются вблизи некоторой средней скорости $\bar{v}(t)$, убывающей с ростом времени замедления t . Такую своеобразную «фокусировку» нейтронов по скоростям можно объяснить, исходя из следующего. Вероятность рассеяния нейтрона за 1 с равна v/l_s , т.е. при постоянном пробеге до рассеяния $\Delta v/\bar{v}$ (средняя относительная потеря скорости за 1 с) пропорциональна скорости. Поэтому нейтрон со скоростью $v < \bar{v}$ теряет скорость медленнее, а нейтрон с $v > \bar{v}$ — быстрее, чем нейтрон со средней скоростью. И в результате они попадут в область средних скоростей. Обратный процесс обусловлен разбросом скоростей нейтронов при рассеянии. А поскольку этот разброс убывает с ростом A , эффект фокусировки тем сильнее, чем тяжелее ядра среды.

Рассмотрим этот вопрос количественно сначала в возрастном приближении, ограничиваясь для простоты случаем безграничной однородной среды и однородно распределенного источника нейтронов с плотностью Q_0 , испустившего в момент $t = 0$ нейтроны со скоростью v_0 . Тогда, учитывая (26), решение уравнения (28) легко получить в форме

$$\Phi(v, t) = \frac{Q_0 A l_s}{v} \exp \left[-A \int_v^{v_0} dv' \frac{l_s}{v' l_c(v')} \right] \delta \left(t - A \int_v^{v_0} dv' \frac{l_s}{v'^2} \right) \quad (37)$$

(здесь учтено, что при $A \gg 1$ средняя логарифмическая потеря энергии $\zeta \cong 2/A$), т.е. все нейтроны в каждый момент t имеют одну и ту же скорость $\bar{v}(t)$, которая в случае постоянного пробега l_s равна

$$\bar{v}(t) = \frac{Al_s}{t + l_s A/v_0}. \quad (38)$$

Если нейтроны от источника имели разные скорости v_{01} и v_{02} , то в момент t относительная разность между их скоростями будет равна

$$\frac{\bar{v}_2(t) - \bar{v}_1(t)}{\bar{v}_2(t) + \bar{v}_1(t)} = \frac{l_s A(1/v_{01} - 1/v_{02})}{2t + l_s A(1/v_{01} + 1/v_{02})} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0. \quad (39)$$

Таким образом, в рамках возрастного приближения нейтроны в процессе упругого замедления «забывают» свое начальное распределение по скоростям, и их спектр при $t \rightarrow \infty$ стремится к бесконечно узкой линии. И для корректного расчета зависимости нейтронного спектра от t (т.е. теоретической разрешающей способности спектрометра по времени замедления) необходимо более строгое рассмотрение.

К началу работ в ФИАНе было известно (см. обзор [18] и работу [19]), что в непоглощающей среде с $l_s = \text{const}$, состоящей из ядер одного сорта, при $t \rightarrow \infty$ Φ стремится к функции только одной переменной $x = vt/l_s$; были найдены моменты этой функции и «сконструировано» выражение, моменты которого не сильно отличались от точных. Однако степень погрешности этого выражения осталась неопределенной. Пространственная зависимость Φ не рассматривалась.

Развитая в работах [11, 13] теория показала, что в указанном выше случае Φ можно представить в виде разложения

$$\Phi = \text{const} \cdot \exp \left\{ \frac{A+1}{2} f_{-1} \left[\frac{\bar{v}(t)}{t} \right] + f_0 \left[\frac{\bar{v}(t)}{v} \right] + \frac{2}{A+1} f_1 \left[\frac{\bar{v}(t)}{v} \right] + \dots \right\}, \quad (40)$$

$$\bar{v}(t) = \frac{A+1}{t} l_s,$$

где функции f_i явно не зависят от A . Для f_{-1} , f_0 и f_1 найдены аналитические выражения (что достаточно для расчета Φ с хорошей точностью даже при $A = 2$); ввиду громоздкости мы их не приводим. Для достаточно тяжелого замедлителя ($A \gg 1$) хорошим приближением является выражение

$$\Phi = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{3A}{4} \left(\frac{\bar{v}}{v} - 1 \right)^2 \right], \quad (41)$$

которое получается, если пренебречь членами, пропорциональными f_0, f_1 и т.д., заменить f_{-1} первым членом ее разложения по степеням $\bar{v}/v - 1$. Это означает, что распределение нейтронов по скоростям в каждый момент близко к гауссову относительно $\bar{v}/v - 1$ и дисперсии $\Delta = 2/3A$. Если замедлитель состоит из смеси тяжелых ядер разной массы, то близость нейтронного распределения к гауссову сохраняется, причем средняя скорость определяется формулой (40) с заменой A на $\bar{A} = 1/\sum_{\alpha} \delta_{\alpha}/A_{\alpha}$, где

$\delta_{\alpha} = l_s/l_{s\alpha}$ — отношение полного пробега нейтрона к пробегу до рассеяния на ядре сорта α . При этом из-за дополнительного разброса скоростей в каждом акте рассеяния дисперсия увеличивается («фокусировка» ослабевает): $\Delta = \frac{2}{3} \sum_{\alpha} \delta_{\alpha} \bar{A}/A_{\alpha}^2$.

Примесь водорода заметно меняет характер нейтронного спектра, поскольку при столкновении с протоном нейтрон с равной вероятностью может получить меньшую энергию и выйти из области средних скоростей далеко в область малых скоростей. В результате создается «хвост» медленных нейтронов, слабо спадающий с уменьшением скорости. Если начальный спектр нейтронов широк (как это обычно имеет место после завершения стадии неупругого замедления), то его сужение будет происходить в соответствии с формулами (38), (39) до тех пор, пока не установится распределение типа (41). Учет поглощения и зависимости l_s от v показал, что в практически интересных случаях эти эффекты не оказывают заметного влияния на ширину нейтронного спектра. При малых энергиях на спектре нейтронов начинают сказываться тепловое движение и химическая связь атомов среды. При $E \gg K_T$ — средней кинетической энергии теплового движения атомов — дисперсия равна

$$\Delta = \frac{2}{3A} + \frac{K_T}{6E}. \quad (42)$$

Относительная величина влияния теплового движения и химической связи на Δ , таким образом, имеет порядок $A K_T/E$; влияние на среднюю скорость существенно меньше — порядка K_T/E .

Благодаря близости нейтронного спектра к гауссову, его расчет можно проводить, вычисляя первые два обратных момента распределения нейтронов по скоростям непосредственно из уравнения типа (16) и отсюда определяя параметры распределения. Расчеты, выполненные независимо этим методом Ф.Л.Шапиро, практически совпали с результатами более строгой теории.

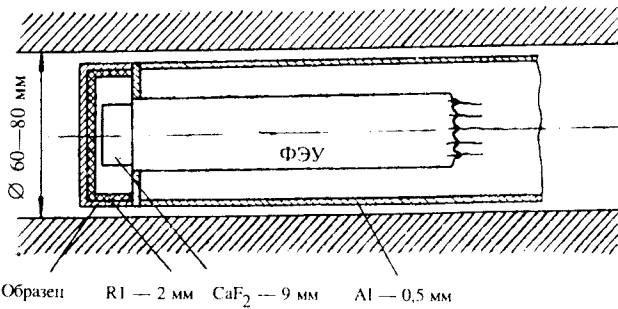
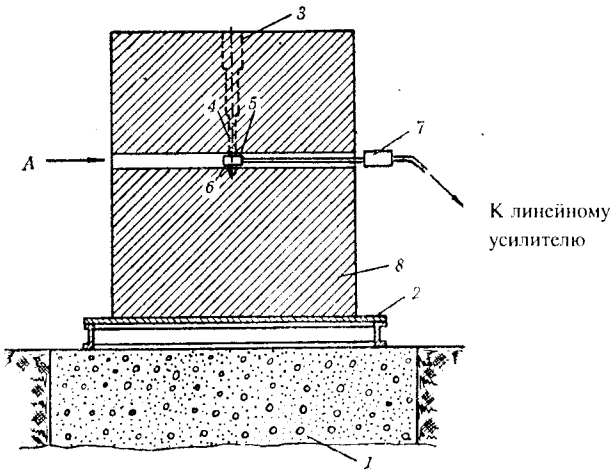


Рис.2. Схема свинцовой призмы для изучения нестационарного замедления нейтронов: 1 — бетонный фундамент; 2 — стальная рама; 3 — канал для мишениной трубы; 4 — мишень; 5 — счетчик; 6 — образец; 7 — предварительный усилитель; 8 — свинцовая призма; внизу в увеличенном масштабе показано расположение сцинтилляционного детектора и образца в канале свинцовой призмы

Если источник локальный, то распределение нейтронов в пространстве, по скорости и во времени $\Phi_0(\mathbf{r}, \nu, t)$ при $A \gg 1$ на не слишком больших расстояниях от источника (там, где «работает» возрастное приближение) приближенно можно представить в виде

$$\Phi_0(\mathbf{r}, \nu, t) = \Phi(\nu, t)R[\mathbf{r}, \tau(\bar{\nu})], \quad (43)$$

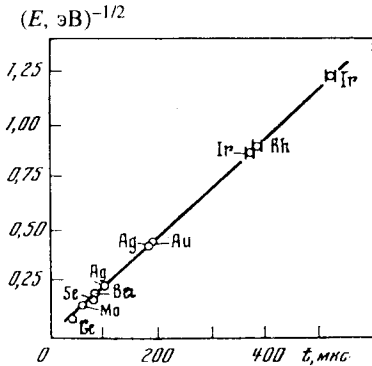


Рис.3. Связь между энергией нейтрона E и средним временем замедления до этой энергии t ; указаны использованные при измерениях изотопы [14]

где $\Phi(v, t)$ — рассмотренное выше распределение нейтронов по v и t , а $R[r, \tau(\bar{v})]$ — решение возрастного уравнения (28) со стационарным источником, в котором τ необходимо взять соответствующим скорости, равной $\bar{v}(t)$. На больших расстояниях от источника

спектр нейтронов при всех t оказывается более жестким и имеет заметно меньшую дисперсию. Это связано с тем, что на большие расстояния могут прийти только те нейтроны, которые двигались по траектории, близкой к прямой, рассеивались в основном на небольшие углы и, соответственно, при столкновениях теряли меньшую энергию [17,20].

3. Экспериментальные исследования спектров нейтронов от импульсного источника в тяжелых средах. Измерения проводились с помощью резонансных детекторов. В призму из исследуемого замедлителя (типа изображенной на рис.2) вводились вещества, обладающие изолированными резонансами шириной Γ , малой по сравнению с шириной мгновенного спектра нейтронов, и регистрировалась зависимость от времени интенсивности $I_\gamma(t)$ захватных γ -лучей. В первом приближении (уточнение тривиально) $I_\gamma(t) \sim \Phi(v_0, t)$, где v_0 — скорость, соответствующая резонансу. Такие эксперименты были выполнены для свинца (наиболее подробно), графита и железа. Они показали: теория правильно предсказывает среднее время замедления до данной скорости (рис.3), а в графите и железе также и форму линии нейтронного спектра (рис. 4,а,б). В свинце (рис. 4,в) экспериментальная ширина линии на половине высоты $(\overline{\delta v}/\bar{v})_{\text{exp}} = 0,17$, в то время как для чистого свинца $(\overline{\delta v}/\bar{v})_{\text{theor}} = 0,135$. Кроме того, экспериментальное распределение нейтронов имеет небольшой «хвост» в малоэнергетической области. Этот результат удастся объяснить в разумном предположении, что в свинце присутствуют небольшие примеси водорода ($3,5 \cdot 10^{-4}$ атомов H на один атом Pb) и кислорода ($6 \cdot 10^{-3}$ атомов O на один Pb). Измерение убывания во времени плотности интегрального потока нейтронов в свинцовой призме показали, что теория удовлетворительно описывает также и пространственные эффекты (точнее, скорость утечки нейтронов из замедлителя).

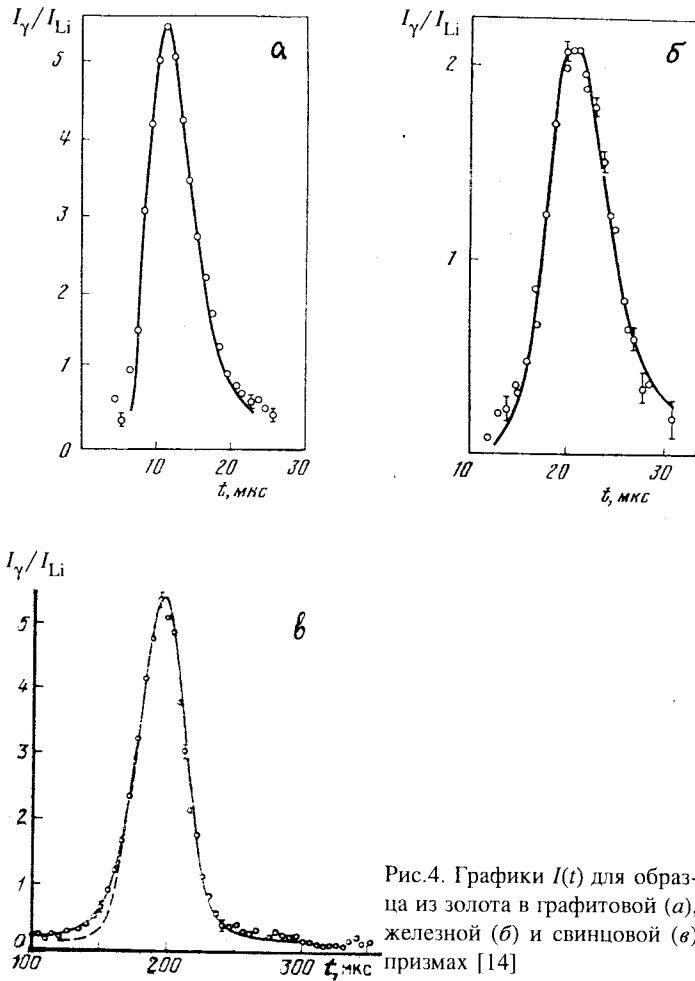


Рис.4. Графики $I(t)$ для образца из золота в графитовой (*а*), железной (*б*) и свинцовой (*в*) призмах [14]

Дальнейшее развитие эти исследования получили в связи с задачами совершенствования спектрометра по времени замедления (см. обзор Ю.П.Попова в наст.вып.).

4. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТЕРМАЛИЗАЦИЯ И ДИФФУЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

1. Еще одна историческая справка. Одновременно с исследованиями нестационарного замедления нейтронов И.М.Франк и Ф.Л.Шапиро развернули в ФИАНе работы по изучению переноса нейтронов от импульсного

источника в других системах: небольших уран-графитовых сборках (методом, изложенным в разд.2) [21] и чистых замедлителях [22]. Последние оказались особенно информативными. Они позволили выявить весьма тонкие детали «жизни» нейтронов в среде. В первых же экспериментах с блоками из чистого замедлителя ограниченного объема, выполненных в ФИАНе и независимо шведской группой [12], обнаружилось расхождение с теорией, основанной на предположении, что нейтроны, пришедшие в тепловое равновесие со средой, имеют максвелловский спектр с температурой, равной температуре среды (см. п.2). Эти эксперименты удалось качественно объяснить независимо Франку [22, 23] и Дарделу [12], а затем в рамках последовательной феноменологической теории, развитой Ф.Л.Шапиро, А.Степановым и автором [24, 25] (п.3). Так был открыт и объяснен эффект «диффузионного охлаждения» нейтронов — изменение равновесного спектра нейтронов за счет утечки из блоков вещества ограниченного объема. В результате этих исследований и ряда работ зарубежных авторов* импульсный метод получил серьезную теоретическую основу и стал самым простым, дешевым и точным методом измерения макроскопических параметров взаимодействия тепловых нейтронов с веществом, широко используемым во многих лабораториях мира.

Однако на этом история «приключений» исследований поведения тепловых нейтронов от импульсного источника в ограниченных блоках замедлителя не закончилась. Оказалось, что в достаточно малых блоках нейтроны вообще не приходят в равновесие со средой (п.4). Но и эту проблему впоследствии удалось решить. При этом выяснились новые своеобразные особенности эволюции нейтронного спектра в среде. А метод изучения вещества с помощью импульсного источника нейтронов с годами находит все больше приложений (п.5).

2. Открытие эффекта диффузионного охлаждения спектра тепловых нейтронов. Рассмотрим, как должна вести себя со временем полная плотность нейтронов от импульсного источника в ограниченном блоке чистого замедлителя, если их спектр — максвелловский (18) с температурой, равной температуре среды, т.е. решение уравнения (20) с $\langle Q \rangle_T \sim \delta(t)$. Очевидно, разложение этого решения по собственным функциям лапласиана (15), обращаясь в нуль на экстраполированной границе, будет иметь вид

$$n = \sum_{n=0}^{\infty} C_n R_n(\mathbf{r}) e^{-\lambda_n t}, \quad \lambda_n = \frac{1}{T_0} + DB_n^2, \quad (44)$$

где C_n — константы, определяемые из начального распределения нейтронов. Соответственно, при больших t n должна убывать с t экспоненци-

*Подробную библиографию см., например, в монографии [26].

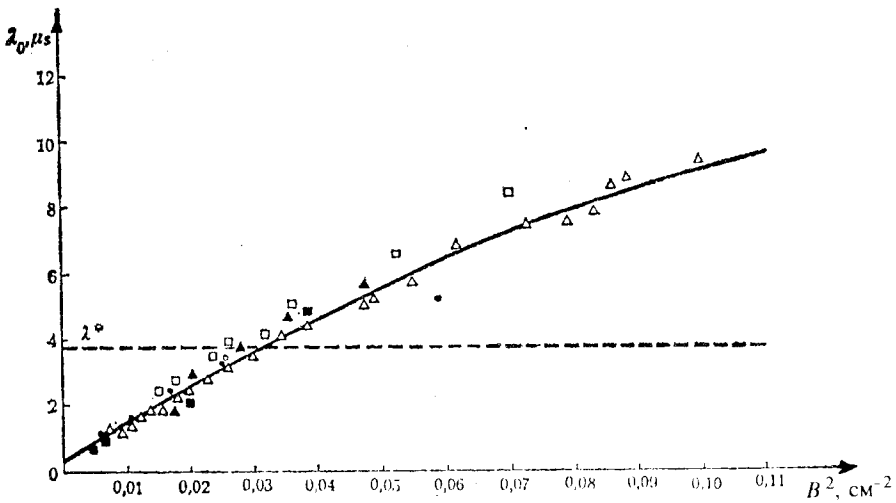


Рис.5. Зависимости λ_0 от B_0^2 согласно измерениям различных авторов; сплошная линия — аппроксимация формулой (45), [26]

ально с декрементом затухания λ_0 . Поэтому, измеряя декремент затухания n при $t \rightarrow \infty$ при различных геометрических параметрах B_0^2 (которые в случае таких простых форм замедлителя, как шар, цилиндр и прямоугольный параллелепипед, легко и точно рассчитываются) и строя график зависимости λ_0 от B_0^2 , мы должны получить прямую линию, пересечение которой с осью абсцисс определяет время жизни нейтронов в среде T_0 , а наклон — коэффициент диффузии максвелловских нейтронов D (в случае стационарного источника можно измерить только их произведение $DT_0 = L^2$). Однако, как видно из типичного графика такого сорта для Ве на рис.5, зависимость λ_0 от B_0^2 явно отклоняется от прямой. Аналогичные результаты были получены шведской группой, независимо проводившей такие же эксперименты [12]. Для объяснения этого эффекта И.М.Франк [22,23] рассмотрел простую модель*, согласно которой в среде имеются две группы нейтронов с разными коэффициентами диффузии D_1 и D_2 (и

*Пожоую модель использовал Дардел [12], получивший аналогичные результаты.

следовательно, по-разному вытекающие из среды ограниченного объема), а восстановление максвелловского спектра в соответствии с принципом детального баланса происходит за конечное время (в результате столкновений). Он нашел, что при этом спектры нейтронов в блоках с разными B_0^2 будут разными, т.е. утечка нейтронов возмущает их равновесный спектр. Зависимость λ_0 от B_0^2 при не очень больших B_0^2 можно представить в виде

$$\lambda_0 = \frac{1}{T_0} + D_0 B_0^2 - C B_0^4 + \dots, \quad (45)$$

где D_0 — коэффициент диффузии нейтронов, пришедших в полное тепловое равновесие в безграничной среде (т.е. максвелловских), а коэффициент C характеризует отклонение спектра от максвелловского. Он тем больше, чем больше величина $|D_1 - D_2|$ и время восстановления максвелловского спектра. Таким образом, отклонение зависимости $\lambda_0(B_0^2)$ от линейной есть результат обеднения спектра нейтронами с большими значениями коэффициента диффузии — эффективного «охлаждения» спектра за счет утечки быстрых нейтронов. Поэтому он получил название «эффекта диффузионного охлаждения», а коэффициент C — «коэффициента диффузионного охлаждения». Эти результаты показали, что измерение зависимости λ_0 от B_0^2 является эффективным методом определения макроскопических параметров взаимодействия тепловых нейтронов с веществом: измеряются три наглядно интерпретируемых физических параметра. Все это привлекло к этому методу большой интерес научной общественности и стимулировало его широкое распространение.

3. Феноменологическая теория термализации и диффузии тепловых нейтронов с учетом распределения скоростей. Для корректного анализа быстро накапливающейся экспериментальной информации относительно эффекта диффузионного охлаждения и других явлений, связанных с отклонением спектра нейтронов в среде от максвелловского, потребовалось создание последовательной адекватной теории. Такая теория была развита в работах [24,25]. Ее основная идея заключалась в том, что отклонение нейтронного спектра от максвелловского распределения M_T представлялось в виде разложения по полной ортонормированной с весом M_T системе полиномов от скорости [24] (v -представление) или энергии [25] (E -представление). Например, в v -представлении плотность нейтронного потока имеет вид

$$\Phi_0(\mathbf{r}, \nu, t) = \nu M_T(\nu) \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(\mathbf{r}, t) P_n(\nu), \quad (46)$$

где $P_0 = 1$, $P_1 = \nu - \langle \nu \rangle_T$ и т.д. Ограничиваясь первыми m членами этого разложения (m -групповое приближение) и подставляя их в (9), легко получить систему уравнений для функций $\psi_n(\mathbf{r}, t)$, коэффициентами в которой являются матричные элементы переходов между группами от величин $\nu l_{\text{tr}}(\nu)$ и $\nu' \Sigma_s(\nu' \rightarrow \nu)$: $D_{nn'} \equiv \langle n | \frac{1}{3} \nu l_{\text{tr}}(\nu) | n' \rangle$ и $\gamma_{nn'} = \langle n | \nu' \Sigma_s(\nu' \rightarrow \nu) | n' \rangle$. Последние, в свою очередь, можно рассчитать в рамках различных моделей вещества. Разложение по группам в большинстве практически важных случаев быстро сходится. Уже двухгрупповое приближение позволяет рассчитать коэффициент C с точностью в пределах 3%. Эта теория в рамках диффузионного приближения с единых позиций описывает конечную стадию замедления — термализацию нейтронов и поведение термализованных нейтронов как в безграничной, так и в ограниченной среде, т.е. «перебрасывает мост» между возрастной и диффузионной теориями. С ее помощью был объяснен и предсказан ряд важных закономерностей взаимодействия тепловых нейтронов с веществом. Так, например, из нее следует, что спектр нейтронов от импульсного источника в однородной безграничной среде приближается к равновесному по экспоненциальному закону

$$\Phi_0(\mathbf{r}, \nu, t) = \nu M_T(\nu) e^{-t/\tau_{\text{th}}} \left[\psi_0(\mathbf{r}) + \psi_1(\mathbf{r}) (\nu - \langle \nu \rangle_T) e^{-t/\tau_{\text{th}}} \right]; \quad (47)$$

величина τ_{th} называется временем термализации нейтронов в веществе. В двухгрупповом приближении она равна $1/\gamma_{00}$, что хорошо согласуется с экспериментом.

4. Дальнейшее развитие исследований. Возможность с помощью развитой теории количественно рассчитать параметры взаимодействия тепловых нейтронов с веществом способствовала появлению большого числа новых экспериментальных и теоретических работ в этой области. Фактически возникло новое большое направление в нейтронной физике. На эту тему стали проводиться международные конференции и симпозиумы. Были открыты новые интересные эффекты. Так, с помощью строгой теории переноса было показано, что величина λ_0 не может превосходить минимальное значение произведения $\lambda^* \equiv \nu \Sigma_{\text{tot}}(\nu)$, которое для кристаллических замедлителей оказывается довольно малым (для Ве на рис.5 оно изображено пунктиром). И более тщательные эксперименты подтвердили, что в тех случаях, когда B_0^2 соответствует $\lambda_0 > \lambda^*$, затухание нейтронного потока в среде

ограниченного объема происходит неэкспоненциально. Однако это обстоятельство не мешает определению нейтронно-диффузионных параметров из данных с блоками среды большего размера.

5. Некоторые приложения. Выявление закономерностей взаимодействия нейтронов с веществом стимулировало широкое применение импульсного нейтронного метода для решения различных прикладных задач, в особенности для элементного и структурного неразрушающего анализа образцов и геологических скважин.

Нейтронные методы исследования сред и образцов основаны на регистрации потоков нейтронов, испытавших взаимодействия в веществе, или γ -квантов, образующихся в результате этих взаимодействий. Сравнение полученных при этом результатов с расчетными или эталонными данными позволяет определять различные нейтронно-физические параметры (например, длину диффузии в случае стационарных источников, коэффициент диффузии и время жизни нейтронов в случае импульсных источников). Регистрация γ -квантов позволяет также производить элементный анализ вещества. Существенное преимущество нейтронных методов состоит в том, что, благодаря проникновению нейтронов в глубь исследуемых систем (образцов), они позволяют определять характеристики вещества без разрушения этих систем.

Особенно информативными являются методы с использованием импульсного источника нейтронов, поскольку они позволяют регистрировать потоки нейтронов или γ -квантов в зависимости от дополнительной переменной — времени с момента нейтронного импульса. В частности, можно выбрать оптимальный интервал времени, в течение которого исследуемые свойства вещества проявляются наиболее ярко. Кроме того, использование импульсного источника позволяет устранить фон от быстрых нейтронов (путем включения детектора только в промежутках между импульсами) или, наоборот, выделить эффект быстрых нейтронов.

Импульсные нейтронные методы применяются как для анализа отдельных образцов, так и для глубинных исследований больших объемов вещества. При анализе отдельных образцов измеряют постоянную затухания в них потока нейтронов. Варьируя при этом геометрию образца, определяют его нейтронно-физические параметры. Простейшим экспериментом такого рода являются измерения, описанные в п.2. Широкие возможности открывает изучение двухзонных систем, в которых одна из зон является исследуемым образцом, а вторая выбирается из условий оптимизации эксперимента. Например, если необходимо измерить поглощение нейтронов в небольшом объеме вещества, образец целесообразно поместить в центр существенно большего объема слабопоглощающего вещества. Тогда постоянная затухания будет сильно зависеть от поглощения нейтронов в образце и слабо — от коэффициента диффузии. Если нужно определить коэффициент диффу-

зии, то исследуемый образец следует расположить там, где градиент плотности нейтронов максимален (например, у границы среды с вакуумом).

Исследования вещества в глубине большого объема основаны на том факте, что зависимость нейтронного потока от времени с момента нейтронного импульса связана с глубиной их проникновения в вещество: чем дальше нейтроны диффундируют, тем более глубокие слои вещества влияют на потоки нейтронов (или γ -квантов от их захвата). Максимальное число нейтронов, несущих информацию об объекте, расположенном на некотором расстоянии от источника, получается при времени задержки, близком к среднему времени, за которое нейтрон доходит до объекта, а затем до детектора. Таким образом, воздействие объекта на поток нейтронов напоминает радиолокацию или акустическое эхо и, соответственно, его можно назвать «нейтронным эхом» («нейтронно-гамма-эхо»). Поэтому, измеряя временную зависимость нейтронного потока при одном и том же положении источника и детектора, можно судить о глубинном распределении свойств среды. Такой метод нашел наиболее широкое применение в геофизике, в частности, при нейтронном каротаже скважин. Например, с помощью импульсного нейтронного каротажа, как правило, удается определить, пересекает ли скважина нефтеносный или водоносный слои, поскольку в отличие от нефтеносного слоя водоносный обычно сильно поглощает нейтроны из-за большой минерализации воды.

Подробнее о различных приложениях импульсного нейтронного метода см., например, в монографиях [26,27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы попытались дать краткий обзор работ Ф.Л.Шапира в области физики переноса нейтронов в различных средах и системах. Надеемся, что, несмотря на краткость обзора, нам удалось показать, сколь важными были эти исследования в свое время и сколь плодотворными они оказались для будущего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Грошев Л.В., Козинец О.И., Лазарева Л.Е. и др.** — Изучение параметров уран-графитовых гетерогенных систем методом призмы. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1–5 июля 1955 г. Заседания ОФМН. Изд. АН СССР, 1955, с.21.
2. **Толстов К.Д., Шапиро Ф.Л., Штраух И.В.** — Средние скорости нейтронов в различных средах. Там же, с.108.
3. **Адьяевич Б.П., Козинец О.И., Толстов К.Д. и др.** — Измерение температурных эффектов в уран-графитовых подкритических системах. Там же, с.132.
4. **Шапиро Ф.Л.** — Собрание трудов. Физика нейтронов. М.: Наука, 1976.

5. Галанин А.Д. — Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1959.
6. Ахизер А.И., Померанчук И.Я. — Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (рукопись). М., 1947.
7. Галанин А.Д. — Теория гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1971.
8. Вейнберг А., Вигнер Е. — Физическая теория ядерных реакторов. М.: ИИЛ, 1961.
9. Лазарева Л.Е., Фейнберг Е.Л., Шапиро Ф.Л. — ЖЭТФ, 1955, т.29, с.381.
10. Бергман А.А., Исаков А.И., Мурин И.Д. и др. — В сб.: Труды Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Академиздат, 1987, т.4, с.166.
11. Казарновский М.В. — Кандидатская диссертация. ФИАН, 1955.
12. Von Dardel G.F. — Trans. Roy. Ins. Techn., 1954, vol.75, p.1; Phys. Rev., 1954, vol.94, p.1972.
13. Казарновский М.В. — Атомная энергия, 1958, т.4, с.539; Труды ФИАН, 1959, т.11, с.176.
14. Шапиро Ф.Л. — Докторская диссертация, ФИАН, 1962; Труды ФИАН, 1964, т.24, с.3.
15. Исаков А.И. — Кандидатская диссертация, ФИАН, 1962; Труды ФИАН, 1964, т.24, с.68.
16. Бергман А.А., Исаков А.И., Казарновский М.В. и др. — Замедление нейтронов, испускаемых импульсным источником, и спектрометрия нейтронов по времени замедления. Pulsed Neutron Research Symposium, Karlsruhe, vol. 1, p.671. I.A.E.A., Vienna, 1965.
17. Исаков А.И., Казарновский М.В., Медведев Ю.А. и др. — Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения. М.: Наука, 1984.
18. Marshak R. — Rev. Mod. Phys., 1947, vol.19, p.185.
19. Walen R. — Rec. Trav. Inst. Rech. Struct. Matiere. Belgrad, 1952.
20. Джилкибаев Ж.М., Казарновский М.В. — Кр. сообщ. по физике. ФИАН, 1981, №4, с.15.
21. Антонов А.В., Бергман А.А., Исаков А.И. и др. — В сб.: Труды Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Академиздат, 1987, т.5, с.104.
22. Антонов А.В., Исаков А.И., Мурин И.Д. и др. — В сб.: Труды Первой Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Академиздат, 1987, т.5, с.3.
23. Франк И.М. — Труды ФИАН, 1962, т.14, с.117.
24. Казарновский М.В., Шапиро Ф.Л. — В сб.: Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1961, с.169.
25. Казарновский М.В., Шапиро Ф.Л., Степанов А.В. — Вторая Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958. Доклады советских ученых. М.: Атомиздат, 1959, т.1, с.469.
26. Илиева К.Д., Казарновский М.В. — Нестационарный перенос нейтронов. Теория и приложения. София: Изд. БАН, 1984.
27. Шимилевич Ю.С. и др. — Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин. М.: Недра, 1976.