

Проверка теории диффузии нейтронов в среде с каналами импульсным методом (одиночный канал в блоке замедлителя)

И. Ф. ЖЕЖЕРУН

Методом импульсного источника нейтронов измеряются (см. работу [1]) три диффузионных параметра замедлителей: сечение Σ_0 или скорость поглощения $\nu\Sigma_0$, коэффициент диффузии D_0 и коэффициент диффузионного охлаждения C_0 . Эти параметры обычно определяются из соотношения

$$\alpha_0 = \nu\Sigma_0 + D_0 B^2 - C_0 B^4, \quad (1)$$

где α_0 — непосредственно измеряемый в эксперименте декремент затухания (константа спада) нейтронов в блоке замедлителя с геометрическим параметром B^2 . Для блока в форме прямоугольного параллелепипеда с экстраполированными размерами по координатным осям x_0, y_0, z_0

$$B^2 = \pi^2 (x_0^{-2} + y_0^{-2} + z_0^{-2}).$$

Если среда анизотропна и состоит из решетки пустых каналов в замедлителе, направленных вдоль оси z , то формула (1) усложняется [2, 3]:

$$\alpha = \nu\Sigma + D_{\perp} B_{\perp}^2 + D_{\parallel} B_{\parallel}^2 - C_{\perp} B_{\perp}^4 - C_{\parallel} B_{\parallel}^4 - C_{\times} B_{\perp}^2 B_{\parallel}^2. \quad (2)$$

Коэффициенты со значками « \parallel » и « \perp » относятся к направлениям вдоль и поперек каналов, а

$$B_{\perp}^2 = \pi^2 (x_0^{-2} + y_0^{-2}), \quad B_{\parallel}^2 = \pi^2 z_0^{-2}.$$

В работе [3] дано

$$C_{\times} = C_{\perp} + C_{\parallel}, \quad (3)$$

а в случае, когда длина переноса λ не зависит от энергии, также

$$\frac{C_{\parallel}}{C_{\perp}} = \frac{D_{\parallel}^2}{D_{\perp}^2}. \quad (4)$$

Н. И. Лалетин показал [4], что в этом случае справедливы и следующие соотношения:

$$\frac{C_{\perp}}{C_0} = \frac{D_{\perp}^2}{D_0^2}; \quad \frac{C_{\parallel}}{C_0} = \frac{D_{\parallel}^2}{D_0^2}; \quad \frac{C_{\times}}{C_0} = 2 \frac{D_{\perp} D_{\parallel}}{D_0^2}. \quad (5)$$

Величина D_{\perp} в выражении (2) зависит от длины канала z . Если взаимным влиянием каналов можно пренебречь, то [5]:

$$\frac{D_{\perp}(z)}{D_0} = 1 + \frac{p}{1+p} \left[1 + \frac{3}{2} Q \frac{R}{\lambda} - \frac{3}{2} Q \frac{R}{\lambda} \frac{\varepsilon R}{2z} \right] =$$

УДК 539.125.5.17.52

$$= \frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0} \left\{ 1 - \frac{R}{1+p} \frac{3}{2} Q \frac{Q}{\lambda} \varepsilon \frac{R}{2z} \right\} = \frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0} \{1 - \Delta(z)\}, \quad (6)$$

где p — отношение объема пустот к объему сплошного вещества в ячейке решетки; R — гидравлический радиус канала; $Q = \frac{\bar{l}^2}{l^2}$ — коэффициент, зависящий от формы канала (отношение квадрата средней хорды \bar{l}^2 канала к среднему квадрату хорды l^2); $\varepsilon = 7,2$; D_{\parallel}^{∞} — коэффициент диффузии для бесконечно длинного канала.

Учет зависимости $D_{\parallel}(z)$ приводит к замене в (2) члена $D_{\parallel}(z) B_{\parallel}^2$ на $D_{\parallel}^{\infty} B_{\parallel}^2 - G B_{\parallel}^3$, где

$$G = 1,725 \frac{p}{1+p} Q \frac{R^2}{\lambda} D_0. \quad (7)$$

Как показано в [6], обработка результатов измерений импульсным методом по формуле (2) с членом $G B_{\parallel}^3$ дает значения D_{\perp} и D_{\parallel}^{∞} , находящиеся в отличном согласии с рассчитанными теоретически, включая и такие сильно анизотропные среды, как решетка каналов диаметром 15 см в графите с шагом 20 см. Таким образом, метод импульсного источника нейтронов в таком же представлении, как и при изучении однородных сред, дает возможность надежно измерять параметры диффузии и для анизотропных сред.

Однако в случае анизотропных сред с полыми каналами увеличивается количество необходимого для измерений материала и заметно возрастают требования к точности измерений константы спада α , поскольку условия (5) не всегда выполняются. Поэтому желательно найти другую постановку импульсного эксперимента (свободную от указанных недостатков) для изучения таких сред.

Настоящая работа является попыткой предложить такой эксперимент. В ней даны результаты изучения анизотропных сред в системе — одиночный полый канал в блоке замедлителя.

Постановка эксперимента и результаты измерений

Блоки замедлителя складывались из пластин бериллия или брикетов окиси бериллия в форме параллелепипеда и размещались на пучке нейтронов линейного ускорителя ИАЭ им. И. В. Курчатова. В части измерений вместо пучка использовался портативный импульсный источник нейтронов с энергией 14 Мэв. Со всех сторон блоки закрывались листовым кадмием толщиной 0,5—1,0 мм и карбидом бора толщиной 5 г/см². Местоположение источника и детектора нейтронов выбиралось из условия максимального подавления высших гармоник. В большинстве измерений использовались четыре BF₃-счетчика (с обогащением по В¹⁰ до 85%) диаметром 2 см, длиной 25 см, соединенных параллельно. Регистрирующая аппаратура состояла из неперезагружающегося усилителя и 20-ти канального временного анализатора. Более подробно она описана в [7—9], где приведены результаты измерений диффузионных параметров использовавшихся бериллия и окиси бериллия. Пустые каналы проходили вертикально по оси блоков и имели квадратное сечение.

Константы спада α для блоков различных размеров определялись из измеряемого в эксперименте спада плотности нейтронов по методу наименьших квадратов [10]. При этом использовался известный прием отбрасывания началь-

ных точек кривой спада для уверенного выделения основной гармоник. Во всех случаях установившийся спад был экспоненциальным независимо от места положения детектора. В контрольных измерениях для некоторых блоков использовались детекторы нейтронов диаметром 2 см и длиной 5, 50 см, расположенные на торцевой поверхности блоков параллельно одной из граней — прямо над каналом и на различных расстояниях от него. Одевающиеся на счетчики кадмиевые экраны пропускали только нейтроны, выходящие из блока непосредственно под счетчиком. Поэтому интегральные показания счетчиков представляли величину, пропорциональную утечке нейтронов из блока в данном месте. На рисунке представлены интегральные показания счетчиков длиной 5 и 50 см на торцевой поверхности блока из окиси бериллия размером 75 × 75 × 70 см с каналом размером 15 × 15 см в различных положениях.

Результаты измерений константы спада α в различных блоках с каналами приведены в таблице. Ошибка измерений везде 0,5—0,7%. Для равновеликих блоков без каналов константа спада α_0 рассчитывалась по формуле (1) при использовании следующих параметров [9]:

для бериллия (плотностью 1,79 г/см³)

$$v\Sigma_0 = 261,3 \pm 6,9 \text{ сек}^{-1};$$

Результаты измерений с одиночным каналом в сравнении с расчетами

Материалы блока	Размеры блока, см			Поперечные размеры канала		p	α , сек ⁻¹	$\alpha - \alpha_0$, сек ⁻¹	$\frac{D_{ }(z)}{D_0}$
	x	y	z	см	$\frac{R}{\lambda}$				
Бериллий (плотность 1,79 г/см ³ , $\lambda = 1,49$ см)	52,4 × 52,4	47,9	47,9	4 × 4	1,34	0,0059	1560,6	24,0 ± 11,0	1,046
	52,4 × 52,4	47,9	47,9	8 × 8	2,68	0,0239	1662,9	126,3 ± 11,6	1,252
	52,4 × 52,4	47,9	47,9	12 × 12	5,33	0,0555	1793,7	257,1 ± 12,5	1,570
Окись бериллия (плотность 2,79 г/см ³ , $\lambda = 1,87$ см)	65,0 × 65,0	60,0	60,0	5 × 5	1,34	0,0060	1238,9	18,4 ± 8,7	1,047
	65,0 × 65,0	70,0	70,0	5 × 5	1,34	0,0060	1137,4	12,7 ± 8,0	1,048
	65,0 × 65,0	80,0	80,0	5 × 5	1,34	0,0060	1069,0	9,8 ± 7,5	1,036
	75,0 × 75,0	70,0	70,0	5 × 5	1,34	0,0045	983,5	14,2 ± 6,8	1,036
	70,0 × 70,0	60,0	60,0	10 × 10	2,68	0,0208	1211,7	76,4 ± 8,4	1,224
	70,0 × 70,0	70,0	70,0	10 × 10	2,68	0,0208	1100,1	61,0 ± 7,7	1,234
	70,0 × 70,0	80,0	80,0	10 × 10	2,68	0,0208	1026,6	51,2 ± 7,2	1,242
	70,0 × 70,0	80,0	80,0	10 × 10	2,68	0,0208	1435,2	214,6 ± 10,0	1,577
	65,0 × 65,0	60,0	60,0	15 × 15	4,02	0,0562	1301,2	176,5 ± 9,1	1,627
	65,0 × 65,0	70,0	70,0	15 × 15	4,02	0,0562	1200,3	140,3 ± 8,4	1,665
	65,0 × 65,0	80,0	80,0	15 × 15	4,02	0,0562	1099,3	130,1 ± 7,7	1,429
	75,0 × 75,0	70	70	15 × 15	4,02	0,0419	1006,0	100,7 ± 7,0	1,460
	75,0 × 75,0	80	80	15 × 15	4,02	0,0419			

$$D_0 = (1,233 \pm 0,007) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{сек};$$

$$C_0 = (3,13 \pm 0,08) \cdot 10^5 \text{ см}^4/\text{сек};$$

для окиси бериллия (плотностью 2,79 г/см³)

$$\alpha_0 = 185 \pm 5,8 \text{ сек}^{-1}; D_0 = (1,548 \pm 0,009) \text{ см}^2/\text{сек};$$

$$C_0 = (4,63 \pm 0,24) \cdot 10^5 \text{ см}^4/\text{сек}.$$

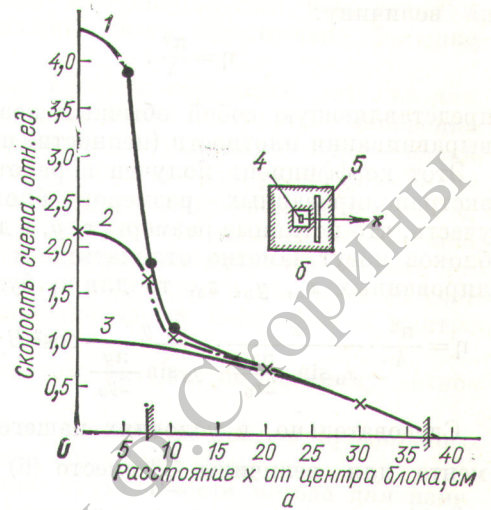
Контрольные измерения константы α_0 , выполненные для нескольких блоков без каналов, дали результаты, совпадающие (в пределах ошибок измерений) с рассчитанными значениями.

Обсуждение результатов измерений

Заметим, что формула (6), полученная для плоского (постоянного) распределения нейтронов в ячейке в направлении, перпендикулярном каналу, должна быть видоизменена применительно к условиям настоящего эксперимента. В блоке без каналов распределение косинусоидальное во всех направлениях. Наличие канала вызывает некоторое отклонение распределений от косинусоидального, особенно в поперечном направлении. Распределение в самом блоке не измерялось, но об этом свидетельствует распределение утечки на поверхности блока (см. рисунок).

Таким образом, в члене утечки $D_{\perp} B_{\perp}^{*2}$ в поперечном направлении параметр B_{\perp}^{*2} строго уже

не будет равен геометрическому параметру B_{\perp}^2 . В работе [4] показано, что $B_{\perp}^{*2} + B_{\perp}^2 \beta$, где $\beta = 1 + 0,5 p$. В этих измерениях $p \leq 0,06$. Поэтому можно считать, что распределение плотности нейтронов близко к косинусу и в поперечном направлении. Тогда член в квадратных скобках формулы (6) должен быть умножен



Интегральные показания счетчиков длиной 5 см (1) и 50 см (2) на поверхности блока. Кривая 3 — распределение нейтронов по косинусу при отсутствии канала (расчет). На схеме б указано расположение счетчиков (4, 5).

Т а б л и ц а

для блока с одним каналом		$\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ для блока с одним каналом				η по формуле (8а)	$\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ для решетки каналов	
эксперимент		расчет по формуле (6а)	эксперимент				расчет по формуле (6)	эксперимент
по формуле (12)	по формуле (9)		по формуле (12)	по формуле (9)	по формуле (16)			
1,052±0,023	1,088±0,023	1,052	1,056±0,023	1,094±0,023	—	2,228	1,024	1,025±0,010
1,270±0,032	1,291±0,032	1,335	1,354±0,034	1,378±0,034	—	2,053	1,163	1,172±0,017
1,555±0,045	1,566±0,045	1,932	1,911±0,055	2,085±0,055	—	1,777	1,525	1,513±0,031
1,048±0,022	1,048±0,022	—	—	—	—	—	—	—
1,047±0,028	1,044±0,028	1,053	1,053±0,015	1,050±0,015	1,062±0,032	2,229	1,025	1,024±0,007
1,038±0,034	1,038±0,034	—	—	—	—	—	—	—
1,049±0,025	1,049±0,025	1,040	1,055±0,025	1,053±0,025	—	2,257	1,018	1,024±0,011
1,208±0,021	1,197±0,021	—	—	—	—	—	—	—
1,222±0,026	1,208±0,026	1,297	1,284±0,015	1,275±0,015	1,246±0,037	2,091	1,142	1,136±0,007
1,243±0,032	1,224±0,032	—	—	—	—	—	—	—
1,572±0,024	1,551±0,024	—	—	—	—	—	—	—
1,638±0,030	1,668±0,030	1,942	1,947±0,017	1,928±0,017	2,008±0,060	1,778	1,530	1,533±0,010
1,665±0,036	1,600±0,036	—	—	—	—	—	—	—
1,472±0,025	1,450±0,025	—	—	—	—	—	—	—
1,477±0,030	1,445±0,030	1,760	1,800±0,020	1,697±0,020	1,634±0,107	1,910	1,398	1,419±0,011

на величину:

$$\eta = \frac{\pi^2}{4}, \quad (8)$$

представляющую собой обычный коэффициент выравнивания плотности (ценности) нейтронов.

Этот коэффициент получен в работе [4] для экстраполированных размеров блока. Если учесть, что истинные размеры x, y, z для малых блоков могут заметно отличаться от экстраполированных x_0, y_0, z_0 , то для η будем иметь

$$\eta = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{x}{x_0 \sin \frac{\pi x}{2x_0}} \cdot \frac{y}{y_0 \sin \frac{\pi y}{2y_0}} \cos^2 B_{\perp} R. \quad (8a)$$

Следовательно, в условиях нашего эксперимента для величины $\frac{D_{\parallel}}{D_0}$ вместо (6) получаем

$$\frac{D_{\parallel}(z)}{D_0} = 1 + \frac{p}{1+p} \left[1 + \frac{3}{2} Q \frac{R}{\lambda} \left(1 - \varepsilon \frac{R}{2z} \right) \right] \times \\ \times \eta = \frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0} \{ 1 - \Delta(z) \eta \}. \quad (6a)$$

Для константы спада плотности нейтронов в блоке с одиночным каналом в [4] дана формула

$$\alpha = v\Sigma + D_0 B_{\perp}^2 \beta + D_0 B_{\parallel}^2 \frac{D_{\parallel}}{D_0} - \\ - G B_{\parallel}^3 \eta - C_0 B_{\perp}^4 \beta^2 - C_0 B_{\parallel}^4 \left(\frac{D_{\parallel}}{D_0} \right)^2 - \\ - 2C_0 B_{\perp}^3 \beta B_{\parallel}^2 \frac{D_{\parallel}}{D_0}. \quad (9)$$

Здесь использовано условие (5), B_{\perp}^{*2} заменено на $B_{\perp}^2 \beta$; а

$$v\Sigma = \frac{1}{1+p} (v\Sigma_0 + p v\Sigma_B \eta), \quad (10)$$

где Σ_0 и Σ_B — макроскопические сечения поглощения материала блока и заполняющего канал воздуха.

Формула (9) представляет уравнение второй степени по отношению к величине $\frac{D_{\parallel}}{D_0}$, связывающей ее с измеряемой в эксперименте константой спада α , геометрическим параметром блока и диффузионными параметрами материала. Решая это уравнение без члена $G B_{\parallel}^3 \eta$ и с ним, получаем экспериментальные значения

$\frac{D_{\parallel}(z)}{D_0}$ и $\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ для блоков конечной и бесконечной длины (см. в таблице колонки 11 и 14).

Экстраполированная добавка при расчете B_{\perp}^2 определялась по длине переноса λ для сплошного вещества.

Условия (5), а также $B_{\perp}^{*2} = B_{\perp}^2 (1 + 0,5p)$ выполняются для бериллия и окиси бериллия только приближенно, поэтому полученные значения

$\frac{D_{\parallel}(z)}{D_0}$ и $\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ содержат некоторую систематическую погрешность. Оценим эту погрешность следующим образом.

Измеренные в эксперименте для равновеликих блоков увеличения декремента затухания $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$, вызванные каналом, представим как равенство (2) и (1)

$$\alpha - \alpha_0 = v\Sigma - v\Sigma_0 + (D_{\perp} B_{\parallel}^{*2} - D_0 B_{\perp}^2) + \\ + [D_{\parallel}(z) - D_0] B_{\parallel}^2 - (C_{\perp} B_{\perp}^{*4} - C_0 B_{\perp}^4) - (C_{\parallel} - \\ - C_0) B_{\parallel}^4 - [(C_{\perp} + C_{\parallel}) B_{\perp}^{*2} - 2C_0 B_{\perp}^2] B_{\parallel}^2. \quad (11)$$

Отсюда

$$\frac{D_{\parallel}(z)}{D_0} = 1 + \frac{\alpha - \alpha_0}{D_0 B_{\parallel}^2} + \delta_1 - \delta_2 + \delta_3, \quad (12)$$

где $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ — величины высшего порядка малости:

$$\delta_1 = \frac{v\Sigma - v\Sigma_0}{D_0 B_{\parallel}^2} = \frac{1}{D_0 B_{\parallel}^2} (\eta v\Sigma_B - v\Sigma_0) \frac{p}{1+p}; \quad (13)$$

$$\delta_2 = \frac{D_{\perp} B_{\perp}^{*2} - D_0 B_{\perp}^2}{D_0 B_{\parallel}^2}; \quad (14)$$

$$\delta_3 = \frac{(C_{\perp} B_{\perp}^{*4} - C_0 B_{\perp}^4) + (C_{\parallel} - C_0) B_{\parallel}^4 + \\ + [(C_{\perp} + C_{\parallel}) B_{\perp}^{*2} - 2C_0 B_{\perp}^2] B_{\parallel}^2}{D_0 B_{\parallel}^2}. \quad (15)$$

Если вычислить теперь $\frac{D_{\parallel}(z)}{D_0}$ и $\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ по (12), полагая $-\delta_2 + \delta_3 = 0$ (см. в таблице колонки 10 и 13), то из эксперимента получим для них значения, несколько большие истинных, поскольку $\delta_2 > \delta_3$.

Из измерений констант спада α в блоках различной длины, но одинаковых поперечных размеров независимо от (12) имеем

$$\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0} = \left[1 - \frac{\Delta(z_i) \eta_i i B_{\parallel}^2 - \Delta(z_k) \eta_k k B_{\parallel}^2}{i B_{\parallel}^2 - k B_{\parallel}^2} \right]^{-1} \times \\ \times \left\{ \frac{\alpha_i - \alpha_k}{D_0 (i B_{\parallel}^2 - k B_{\parallel}^2)} + \delta_4 \right\}, \quad (16)$$

где малая величина δ_4 равна

$$\delta_4 = \frac{C_{\parallel} (i B_{\parallel}^2 + k B_{\parallel}^2) + (C_{\perp} + C_{\parallel}) B_{\perp}^{*2}}{D_0}. \quad (17)$$

Определим теперь, учитывая (6), экспериментальные значения $\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ по (16), считая δ_4 в предположении $C_{\perp} B_{\perp}^{*2} = C_0 B_{\perp}^2$ и $C_{\parallel} = C_0 (1 + p)^3 =$

$= C_{\perp}$ (см. в таблице колонку 15). Так как δ_4 при этом занижается, то эти значения будут несколько меньше истинных.

Сравнивая теперь значения $\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$, полученные по формулам (12), (16) и усредненные по результатам для блоков разной длины (в таблице колонки 13 и 15), видим, что в пределах ошибок они совпадают как друг с другом, так и со значениями колонки 14. Это свидетельствует о том, что поправки δ_2 , δ_3 и δ_4 малы, и систематические погрешности $\frac{D_{\parallel}}{D_0}$ меньше указанных в таблице экспериментальных погрешностей, которые везде включают только неопределенность в измерении константы спада α . Поэтому значение $\frac{D_{\parallel}}{D_0}$ в колонках 10 и 13 таблицы, по-видимому, не менее точны, чем в колонках 11 и 14.

В колонках 17 и 18 приведены расчетные и экспериментальные значения $\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0}$ для соответствующих (квадратных) решеток каналов, с шагом, равным поперечному размеру блока.

Последние получены путем деления $\left(\frac{D_{\parallel}^{\infty}}{D_0} - 1\right)$ и его погрешностей из колонки 13 на величину η из колонки 16.

Из таблицы видно, что экспериментальные и расчетные значения продольных коэффициентов диффузии находятся в хорошем согласии для всех изучавшихся систем с отношением гидравлического радиуса канала к длине переноса $\frac{R}{\lambda}$ от 1,34 до 5,33.

Выводы

Предлагаемый метод использования импульсного источника нейтронов для изучения диффузии нейтронов в гетерогенных системах, представляющих собой блок замедлителя с одиночным каналом, дает возможность надежно измерять продольный коэффициент диффузии D_{\parallel} и его зависимость от длины канала. Измеренный коэффициент диффузии легко пересчитывается для решетки каналов, поскольку такая система может рассматриваться как элементарная ячейка решетки.

Однако в сравнении с обычным импульсным экспериментом по изучению диффузии в решетках каналов метод имеет некоторые преимущества, заключающиеся:

в экономии материалов, так как решетки каналов должны иметь значительно большие размеры;

в экономии времени измерений, так как для одной геометрии блока требуется измерение только декремента затухания α одного блока с каналом, в то время как для решетки каналов требуется измерение двух-трех десятков α ;

в повышенной чувствительности метода, ибо влияние отдельного центрального канала на α увеличивается примерно в два раза за счет максимальной плотности нейтронов в центре блока.

К недостаткам метода, по-видимому, относятся:

возможность измерения только продольного коэффициента диффузии D_{\parallel} ;

ограничение применимости метода для измерения коэффициентов диффузии решеток с достаточно большим шагом (в сравнении с λ).

Последнее ограничение не является принципиальным и относится только к описанному эксперименту с одним центральным каналом в блоке. В самом деле, если в блоке с поперечными размерами, равными нескольким ячейкам (например, 4 или 9), последовательно измерять $\Delta\alpha$, вызванные одним, двумя и т. д. каналами, то можно определить не только D_{\parallel} , но и эффект взаимного влияния каналов. В случае, если D_{\perp} решетки известно, то для определения D_{\parallel} по измеряемому $\Delta\alpha$ [формулы (12—16)] число каналов, т. е. ячеек, в блоке может быть неограниченно (чем больше каналов, тем точнее считаются поправки δ_i).

Поступила в Редакцию 9/XII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. Symp. on Pulsed Neutron Research V. 1. IAEA, Vienna, 1965.
2. V. Deniz, J. Ge Ho, M. Sago. Nucl. Sci. Engng. 32, 201 (1968).
3. А. В. Степанов. Препринт Физ. института АН СССР, М., 1969.
4. Н. И. Лалетин. «Атомная энергия», 32, вып. 4 (1972).
5. Н. И. Лалетин. «Атомная энергия», 7, 18 (1959).
6. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 34, вып. 2, 143 (1972).
7. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 14, вып. 2, 193 (1963).
8. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 16, вып. 3, 224 (1964).
9. I. Zhezhernun. Proc. Symp. on Neutron Thermalization and Reactor Spectra. IAEA, Vienna, 1968, No. 2, p. 449.
10. И. С. Силин. Препринт № 11-3363. Дубна, ОИЯИ, 1967.