

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P11-85-554

А.Д.Рогов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ХОЛОДНЫХ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ НЕЙТРОНОВ  
С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

1985

## ВВЕДЕНИЕ

Содержание холодных нейтронов с энергией меньше чем 0,005 эВ, которые широко применяются для изучения структуры и динамики конденсированного вещества, в обычных водяных замедлителях очень мало. Для повышения их интенсивности следует использовать другие водородсодержащие вещества, охлажденные до низких температур. Наибольшее распространение получили жидководородные и жидкодейтериевые замедлители<sup>/1-5/</sup>. Первый источник холодных нейтронов /ИХН/ в ядерном реакторе заработал в 1956 г. в Харуэлле. После этого их было создано более двух десятков. В последнее время спроектированы более эффективные источники холодных нейтронов на твердом метане<sup>/6/</sup>. Но пока их распространение ограничивается источниками нейтронов низкой интенсивности из-за плохой радиационной стойкости метана.

Эффективность ИХН в значительной степени зависит от размеров, формы, а также от его окружения.

В работе приведены результаты нейтронно-физической оптимизации ИХН. Кратко описана программа для расчета ИХН. Дан расчет тепловыделения в воде и в жидком водороде.

Основу программы расчета замедлителей составляют модули пакета MSU, который разработан в ИАЭ им.И.В.Курчатова для расчета реакторов по методу Монте-Карло<sup>/7/</sup>. В программу введен дополнительный геометрический модуль<sup>/8/</sup>, расширяющий возможность пакета MSU. Заново написан модуль регистрации, куда включен расчет тепловыделения в замедлителе за счет упругого рассеяния нейтронов, расчет векторных потоков и токов утечки с поверхности замедлителя, время жизни нейтронов в замедлителе и температура нейтронного газа.

В программе учитывается реальный ход сечений в области полностью разрешенных резонансов и термализации нейтронов. В эпитепловой области используется библиотека БНАБ-78 /для описания гладких сечений и сечений неразрешенных резонансов в подгрупповом приближении/.

Сечения рассеяния в тепловой области для замедлителей /вода/ в программе вычисляются в некогерентном гауссовском приближении по программе ТЕРМАК<sup>/9/</sup>. Сечения для жидкого водорода вычислялись отдельно по аналитическим формулам Коппеля-Янга.

В численных расчетах переноса нейтронов в тепловой области сечения взаимодействия должны быть представлены в удобном для вычислений виде. В наших расчетах тепловая область ограничена сверху энергией  $E_{гр} = 0,215$  эВ, и эта область разделена на 40

групп с равномерным разбиением по скоростям. Таким образом, "холодные" нейтроны представлены 7 группами  $E_{хол} = 0,066$  эВ/.

Полные сечения и сечения рассеяния вычисляются с помощью комплекса программ ТЕРМАК<sup>/9/</sup>. Расчет проводится методом прямого моделирования с непрерывным изменением энергии нейтрона при рассеянии. Все полные сечения задаются таблицами, которые используются для интерполяции в процессе счета. Моделирование рассеяния проводится с помощью метода равновероятных таблиц /подробное описание алгоритмов, используемых в программе, см. в работе<sup>/10/</sup>, с. 38, 46/.

### СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ НА ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

В предлагаемой работе для определения дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов на жидком водороде использовалась модель Коппеля и Янга<sup>/11,12/</sup>. Расчет сечений рассеяния нейтронов молекулой  $H_2$  выполнен практически точно. Упрощения заключались в предположении гармонического характера сил связи Н-Н и независимости вращений и колебаний. Для жидкого водорода предполагалось также, что молекула является полностью свободной, и межмолекулярные силы не принимаются во внимание. Попытка учесть межмолекулярные силы рассматривалась в более поздней работе Утсура<sup>/13/</sup>.

Общее выражение в работе<sup>/11/</sup> для дважды дифференциального сечения рассеяния для пара- и ортоводорода в случае низких температур /20 К/ имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 \sigma_{пара}}{d\Omega dE} = \sqrt{\frac{E}{E_0}} \left( \frac{M}{\pi \kappa^2 T} \right)^{1/2} \sum_n \frac{1}{n!} \left( \frac{\kappa^2}{4M \cdot \omega} \right)^n \times$$

$$\times [ a_c^2 \sum_{J'=0,2,4...} + a_i^2 \sum_{J'=1,3,5...} ] (2J'+1) \times$$

$$\times \exp \left\{ -(\epsilon + E_{J'} + n \cdot \omega + \frac{\kappa^2}{4M})^2 / \left( \frac{\kappa^2 \cdot T}{M} \right) \right\} |A_{n,J'}|^2;$$

$$\frac{d^2 \sigma_{орто}}{d\Omega dE} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{E}{E_0}} \left( \frac{M}{\pi \cdot \kappa^2 \cdot T} \right)^{1/2} \sum_n \frac{1}{n!} \left( \frac{\kappa^2}{4M\omega} \right)^n \times$$

$$\times [ a_i^2 \sum_{J'=0,2,4...} + (3a_c^2 + 2a_i^2) \sum_{J'=1,3,5...} ] \times$$

$$\times \exp \left\{ -(\epsilon - E_{J'} - E_{-1} + n \cdot \omega + \frac{\kappa^2}{4M})^2 / \left( \frac{\kappa^2 \cdot T}{M} \right) \right\} [ (J'+1) \cdot |A_{n,J'+1}|^2 + J' \cdot |A_{n,J'-1}|^2 ]$$

где  $\frac{d^2 \sigma_{пара}}{d\Omega \cdot dE}$  и  $\frac{d^2 \sigma_{орто}}{d\Omega \cdot dE}$  - микроскопические дифференциальные

сечения рассеяния для молекулы пара- и ортоводорода,  $E_0$  - начальная энергия нейтрона,  $E$  - конечная энергия нейтрона,  $\epsilon = E - E_0$  - передача энергии,  $M$  - масса протона,  $a_0 = 0,75 \cdot 10^{-8}$  см - равновесное расстояние между протонами в молекуле.  $k_0$  и  $k$  - начальное и конечное значения импульса нейтронов,  $\kappa^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E_0 + E - 2\mu_0 \sqrt{E_0 E})$  - переданный импульс,  $m$  - масса нейтрона,  $\mu_0$  - косинус угла рассеяния,  $a_c$ ,  $a_i$  - длины когерентного и некогерентного рассеяния на протоне /в наших расчетах  $a_c^2 = 0,16 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>,  $a_i^2 = 6,24 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>/,  $kT$  - температура нейтронов в электрон-вольтах,  $\omega$  - расстояние между уровнями колебания /0,54 эВ/.

$$A_{n,J'} = \int_{-1}^1 d\mu \cdot \mu^n \cdot P_J(\mu) \cdot \exp \left\{ -\left[ \frac{\kappa^2 \cdot \mu^2}{8M\omega} + i \frac{\kappa \cdot a_0 \cdot \mu}{2} \right] \right\}.$$

### ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В ЗАМЕДЛИТЕЛЕ

Тепловыделение в замедлителе за счет упругого рассеяния нейтронов на водороде определялось из выражения

$$Q = C_0 C_1 \sum_{j=1}^{26} \Delta E_j \cdot \sum_{e \in j} \Phi_j \cdot \bar{\Phi}_j \text{ (Дж/см}^3\text{)}$$

где  $C_0 = 1,6 \cdot 10^{-13}$  Дж/МэВ,  $\Delta E_j = \frac{E_j - E_{j+1}}{2} / \ln \left( \frac{E_j}{E_{j+1}} \right)$  - средняя

потеря энергии нейтрона за одно упругое столкновение с ядром водорода,  $E_j$  - границы энергетических групп,  $\sum_{e \in j}$  - макроскопическое сечение упругого рассеяния на водороде,  $\Phi_j$  - поток нейтронов в замедлителе на один нейтрон источника /в программе использована оценка потока нейтронов по пробегу/,  $C_1 = 10^{17}$  н/с·МВт - интенсивность генерации нейтронов, соответствующая мощности 1МВт.

Распределение тепловыделения по толщине в воде и в жидком водороде за счет упругого замедления показано на рис.1. Среднее тепловыделение в жидком водороде равно 0,010 Вт/см<sup>3</sup> МВт.

### УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗАМЕДЛИТЕЛЯ

Стационарный векторный поток на поверхности замедлителя в обычном многогрупповом приближении можно записать:  $\Phi(a, j, \mu)$ , где  $a$  - толщина замедлителя,  $j$  - номер энергетической группы,  $\mu$  - косинус угла между нормалью к поверхности и направлением



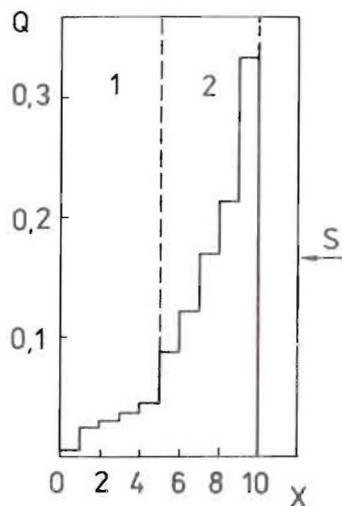


Рис.1. Распределение тепловыделения в воде /2/ и жидком водороде /1/, X - толщина замедлителя в см, S - источник нейтронов, Q - тепловыделение (Вт/см<sup>3</sup>МВт)

полета нейтрона. Предполагается, что нейтроны, вылетающие с поверхности, имеют осевую симметрию относительно нормали к поверхности, что справедливо только для плоских замедлителей. При таком предположении стационарный векторный поток можно разложить в ряд по полиномам Лежандра<sup>14/</sup>:

$$\Phi(a, i, \mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^L (2\ell+1) \cdot \phi_{\ell}(a, i) \cdot P_{\ell}(\mu).$$

Первые три полинома имеют вид:  $P_0 = 1$ ,  $P_1 = \mu$ ,  $P_2 = (3\mu^2 - 1)/2$ .

Из уравнения

$$\phi_1 = 2\pi \int_0^1 d\mu \cdot \phi(a, i, \mu) \cdot P_{\ell}(\mu).$$

мы определим  $\phi_0, \phi_1, \phi_2$ .

$$\phi_0(a, i) = 2\pi \int_0^1 d\mu \cdot \phi(a, i, \mu) = \phi(a, i).$$

Таким образом, первый член разложения есть скалярный поток нейтронов, утекающих с поверхности замедлителя "а". Для оценки скалярного потока на поверхности по методу Монте-Карло мы используем общепринятый метод<sup>17/</sup>/с.69/:

$$\Phi(a, i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N W_n(a, i) / \mu_n.$$

где N - полное число историй, n - индекс истории,  $W_n$  - вес нейтрона, который пересекает поверхность "а",  $\mu_n$  - косинус угла между нормалью к поверхности и направлением полета нейтрона.

$$\phi_1(a, i) = 2\pi \int_0^1 \mu \cdot d\mu \cdot \phi(a, i, \mu).$$

Второй член разложения - это среднее число нейтронов, вылетающих с поверхности замедлителя, или ток нейтронов. Для оценки тока нейтронов по методу Монте-Карло используем выражение:

$$\phi_1(a, i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N W_n(a, i).$$

И, наконец, третий член разложения имеет вид

$$\phi_2(a, i) = 2\pi \int_0^1 \left( \frac{3\mu^2 - 1}{2} \right) d\mu \cdot \phi(a, i, \mu).$$

Для оценки по методу Монте-Карло применимо соотношение

$$\phi_2(a, i) = \frac{1}{2N} \left[ 3 \sum_{n=1}^N W_n(a, i) \cdot \mu_n - \sum_{n=1}^N W_n(a, i) / \mu_n \right].$$

Тогда угловая зависимость стационарного потока в  $P_2$ -приближении будет такой:

$$\Phi(a, i, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left[ \phi_0(a, i) + 3\phi_1(a, i) + \frac{5}{2} \phi_2(a, i) (3\mu^2 - 1) \right].$$

Это означает, что векторный поток может быть выражен аналитически через три первых угловых момента.

Использование высших моментов, в принципе, должно улучшить результаты приближения, однако, как показано в<sup>11/</sup>, сильно возрастают статистические ошибки.

В таблице приведены результаты оптимизации толщины параводорода в источнике холодных нейтронов.

Таблица

Влияние толщины замедлителя на поток и ток холодных нейтронов

Толщина замедлителя/см/	Ток нейтронов	Векторный поток ( $\mu = 1$ )	Скалярный поток	Эффективная температура нейтронов, К	
1	2	0,018	0,76	1,00	92
2	4	0,021	0,97	0,93	75
3	5	0,020	1,00	0,82	70
4	6	0,018	0,92	0,75	68
5	8	0,016	0,86	0,61	61

Примечание: предварительный замедлитель - вода, 300 К, толщина 5 см; замедлитель - жидкий параводород, 20 К; поток и ток представляют собой интеграл по 7 группам. Область интегрирования от  $E_{хол} = 0,0066$  эВ до нуля.

Под температурой нейтронного газа<sup>11/</sup> понимают:  $T_H = \frac{\pi}{8k} \bar{v}^2$ ,

где  $\bar{v} = \int_0^{\infty} \Phi(v) dv / \int_0^{\infty} (1/v) \Phi(v) dv$ .

$\bar{v}$  - средняя скорость нейтронов, k - постоянная Больцмана.

Из таблицы видно, что оптимальная толщина по выходу холодных нейтронов составляет 4-5 см. Увеличение толщины предзамедлителя до 7 см снижает тепловыделение в жидком водороде, но уменьшает выход холодных нейтронов из замедлителя на 30%. На рис.2 показаны спектры утечки нейтронов из воды /2/ и жидкого параводорода /1/.

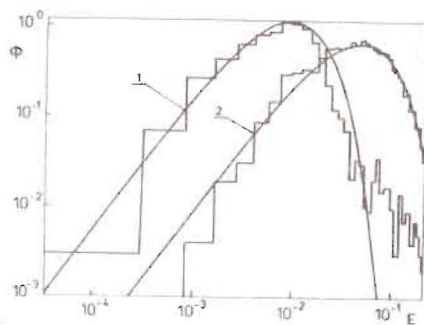


Рис.2. Спектры утечки нейтронов из жидкого параводорода /1/ и воды /2/. Сплошная кривая - спектр Максвелла с эффективной температурой нейтронов,  $E$  - энергия /эВ/,  $\Phi$  - поток нейтронов /произвольные единицы/.

### ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЙТРОНОВ В ЗАМЕДЛИТЕЛЕ

Важнейшей характеристикой импульсного источника нейтронов является его "качество", которое определяется как величина  $Q/\tau^2$ , где  $Q$  - интенсивность источника нейтронов,  $\tau$  - длительность импульса нейтронов.

Для тепловых и холодных нейтронов импульсного реактора длительность импульса определяется длительностью импульса реактора по быстрым нейтронам и временем жизни нейтронов в замедлителе относительно утечки.

В программу введена оценка среднего времени жизни нейтронов в замедлителе для всего теплового спектра и отдельно для холодных нейтронов. Время жизни холодных нейтронов в параводороде - 90 мкс, в ортоводороде - 140 мкс, в нормальной смеси орто- и параводорода - 200 мкс.

Автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность Л.В.Майорову, Г.Ф.Лиману, Е.П.Шабалину за постоянный интерес к данной работе.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Windzor C.G. Pulsed Neutron Scattering. Taylor and Francis LTD, London, 1981.
2. Carpenter J.M., et al. Nucl. Instr. and Meth., 1981, vol.189, p.485.
3. Picton D.J. et al. Applied Physics, 1982, vol.15, p.2369.
4. Mildner D.F.R., Sinclair R.N. Annals of Nuclear Energy, 1979, vol.6, p.225.
5. Carter P., Jones D.M. J. of Nuclear Energy, 1972, vol.26, p.237.
6. Inoue K. Nucl. Instr. and Meth., 1983, vol.216, p.537.
7. Золотухин В.Г., Майоров Л.В. Оценка параметров критичности реакторов методом Монте-Карло. Энергоатомиздат, М., 1984, с.105.

6

8. Рогов А.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер.:Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып.8 /37/, с.39.
9. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Вopr. атомной науки и техники, сер.: Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып.5 /27/, с.70.
10. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. М., Атомиздат, 1978.
11. Young J.A., Koppel J.U. Phys. Rev., 1966, vol.135, N 3A, p.A603.
12. Koppel J.U., Young J.A. Slow Neutron Spectra in Molecular Hydrogen at Low Temperatures. Nukleonik, 1966, Band8, Heft 1, p.40.
13. Utsuro M. Zeitschrift für Physik, 1977, B27, p.111.
14. Rief H., Hartman J. Annals of Nuclear Energy, 1975, vol.2, p.521.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июля 1985 года



Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Рогов А.Д.

P11-85-554

Исследование параметров холодных замедлителей нейтронов с помощью метода Монте-Карло

Рассматривается возможность исследования параметров холодных замедлителей нейтронов с помощью метода Монте-Карло. Основу программы расчета замедлителей составляют модули MCU. В программе вычисляются: тепловыделение в замедлителе за счет упругого рассеяния нейтронов, векторные потоки и точки утечки с поверхности замедлителя, время жизни нейтронов в замедлителе, эффективная температура нейтронного газа. Приводятся результаты нейтронно-физической оптимизации источника холодных нейтронов /ИХН/. Кратко описана программа для расчета ИХН. Дан расчет тепловыделения в воде и в жидком водороде.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Rogov A.D.

P11-85-554

Monte-Carlo Studies of the Parameters of Cold Neutron Moderators

The results of Monte-Carlo analysis of neutron cold moderators are discussed. Modules MCU is base of program for calculating the moderators. The program calculation include: the heat generation in a moderator due to neutron elastic scattering, vector neutron fluxes and neutron current from the moderator surface neutron, lifetime in moderator, effective temperature of neutron gas. The results of neutron-physical optimization of the cold neutron source (CNS) are given. The program for calculation of CNS is described. The calculation have been performed for heat generation in water and in liquid hydrogen.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985