

# Термализация нейтронов в $H_2O$ при 318 и 77°К

С. Н. ИШМАЕВ, И. П. САДИКОВ, А. А. ЧЕРНЫШОВ

УДК 539.125.523.5

Исследование временной эволюции спектра нейтронов в замедлителе после импульса источника является одним из наиболее эффективных методов изучения процесса термализации нейтронов. Результаты таких экспериментов дают наглядную информацию о влиянии химической связи и теплового движения атомов на скорость установления равновесия нейтронов со средой и могут служить надежной основой для проверки методов расчета нейтронных спектров и данных о законе рассеяния замедлителя. Кроме того, эти исследования необходимы для создания эффективных импульсных источников тепловых и холодных нейтронов на ускорителях и импульсных реакторах. К настоящему времени выполнены измерения и проведены расчеты нестационарных спектров нейтронов для бериллия [1, 2], графита [1, 3, 4], тяжелой воды [5, 6], гидрида циркония [7, 8] и льда при низкой температуре [8]. По сравнению с другими замедлителями легкая вода является наиболее трудным объектом для экспериментального исследования, поскольку термализация нейтронов происходит быстро, что предъявляет особенно высокие требования к разрешению по времени. Хотя первые измерения нестационарных спектров нейтронов в воде были выполнены авторами [7, 9] с достаточно высоким разрешением (3,5 мксек), результаты их сильно расходились с теоретическими расчетами [10, 11]. Как оказалось, причина этих разногласий объясняется возмущением, которое вносил в результаты эксперимента канал для вывода пучка нейтронов из водяного замедлителя [12].

В данной работе сообщается о результатах последнего эксперимента по изучению термализации нейтронов во времени в воде при 318°К и во льду при 77°К.

**Условия эксперимента.** В качестве импульсного источника быстрых нейтронов с короткой (0,6 мксек) вспышкой использовали линейный электронный ускоритель ИАЭ им. И. В. Курчатова. Вблизи свинцовой мишени ускорителя устанавливали криостат, в который помещали плоский алюминиевый контейнер (размером  $8 \times 25 \times 29$  см) с исследуемым замедлителем — водой или льдом. Лед охлаждали до 77°К жидким азотом. Пучок нейтронов выводили с поверхности замедлителя. В отличие от прежних измерений нестационарных спектров нейтронов с помощью меха-

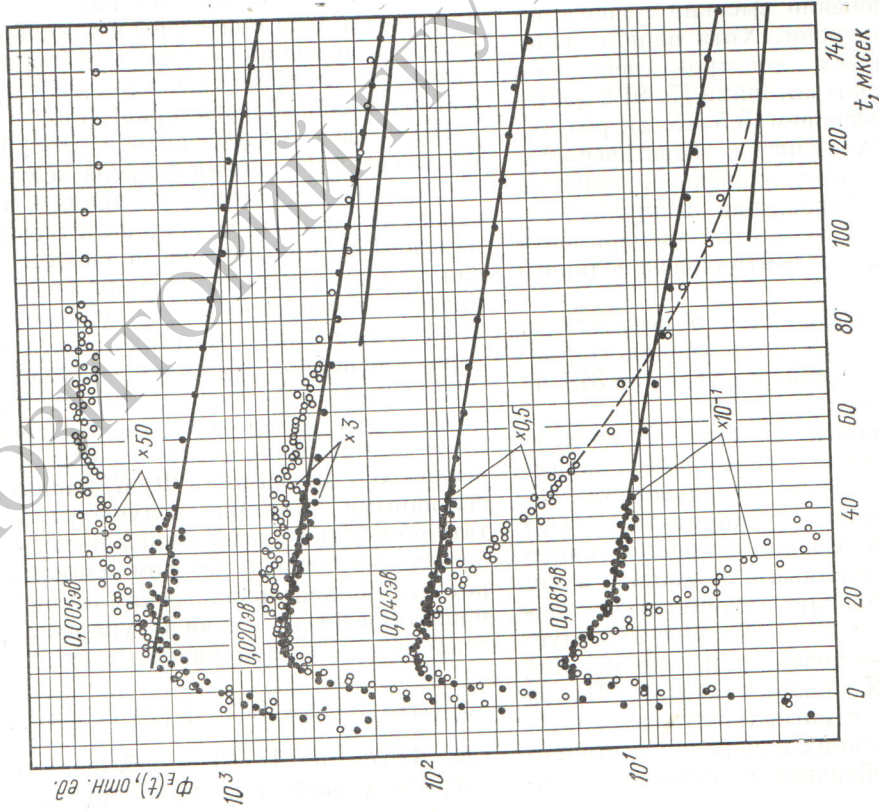
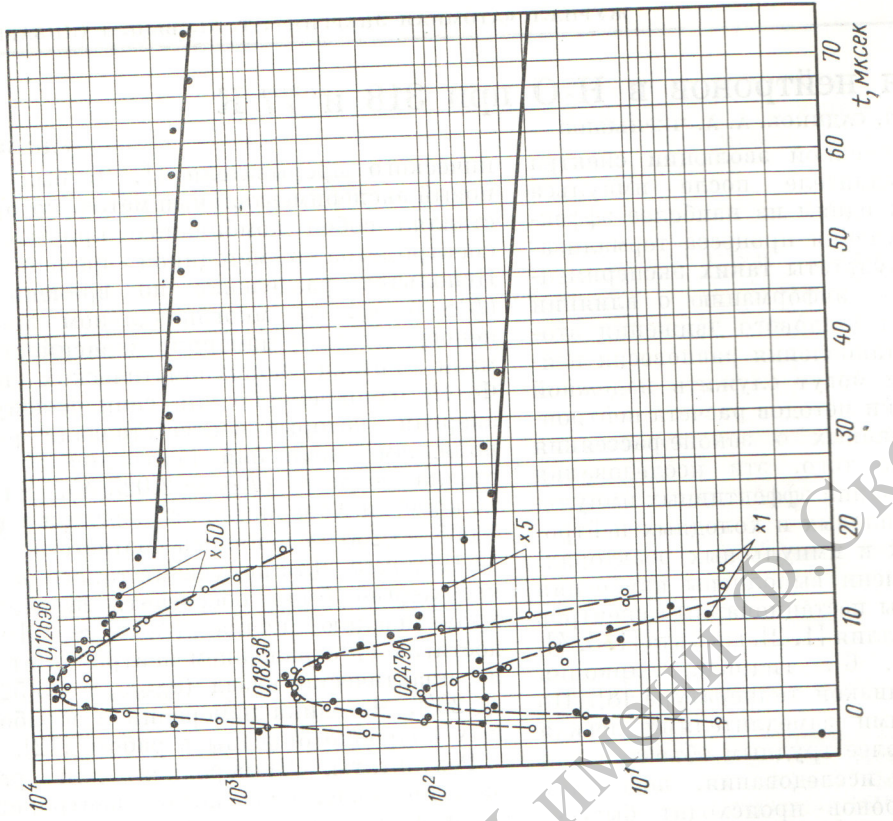
нического прерывателя [1, 9] был применен новый экспериментальный метод, который представлял собой комбинацию кристаллического спектрометра с методикой времени пролета. Используя разделение по времени пролета ( $L \approx 6$  м), на многоканальном анализаторе непосредственно измерили зависимость от времени потока монохроматических нейтронов  $\Phi_E(t)$  одновременно для семи фиксированных энергий, которые соответствовали различным порядкам отражений нейтронов от монокристалла железа ( $d_{110} = 2,023$  Å). Разрешение по времени  $\Delta t$  зависело от энергии и в диапазоне 0,005—0,250 эв менялось соответственно от 6,3 до 1,5 мксек. Для получения такого разрешения необходимо было обеспечить высокую монохроматизацию пучка ( $\Delta E/E \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ), что достигалось отражением нейтронов от кристалла практически назад ( $\theta_{\text{Брегга}} = 83^\circ 52'$ ,  $\Delta\theta \leq 20'$ ). Методика измерений и обработки данных подробно описаны в работе [12].

**Результаты.** Измеренная для различных энергий зависимость потока нейтронов от времени в  $H_2O$  показана на рис. 1. Результаты для воды и льда приведены к одинаковой интенсивности источника быстрых нейтронов, учтены поправки на эффективность детектора и отражающую способность кристалла.

В области малых времен ( $t < 1,0$  мксек), когда средняя энергия спектра нейтронов велика по сравнению с  $kT$ , различие в химической связи, обусловленное жидким и твердым состояниями  $H_2O$ , практически не сказывается на начальной стадии термализации нейтронов. Различие в поведении потока нейтронов в воде и льду при более поздних временах обусловлено в основном эффектом сильного уменьшения температуры среды и соответственно изменением доли нейтронов данной энергии в асимптотическом равновесном спектре. Асимптотический ход зависимости  $\Phi_E(t)$  показан на рис. 1 сплошными линиями, полученными в результате обработки экспериментальных данных при больших временах методом наименьших квадратов. Вблизи равновесия поток нейтронов можно представить в виде суперпозиции только основной и первой энергетических гармоник:

$$\Phi_E(t) = A_0(E) e^{-\alpha_0 t} + A_1(E) e^{-\alpha_1 t} + \dots, \quad (1)$$

где  $A_0(E)$  и  $A_1(E)$  — собственные функции оператора рассеяния в нестационарном кине-



Р и с. 4. Поток нейтронов разных энергий в зависимости от времени в воде (●—318°K) и во льду (○—77°K).

РЕПОЗИТОРИЙ ИМЕНИ Ф.СКОРИНЫ

Время термализации нейтронов для воды и льда

T, °K	Вода, 318° K (геометрический параметр B <sup>2</sup> =0,161 см <sup>-2</sup> )					Лед, 77° K	
	E, эв	0,005	0,020	0,045	0,081	0,126	0,005
A <sub>0</sub> (E), отн. ед.	56,0±5,3	200±8	261±5	166±6	58,5±5,5	194±43	123±39
α <sub>0</sub> , сек <sup>-1</sup>	10 646±671	10 589±275	10 938±227	11 248±390	11 279±991	6 287±1468	6 570±1234
	10 870±119 (10 650±32 [13]) *					6 453±139 (6 219±418 [14]) *	
A <sub>1</sub> (E)/A <sub>0</sub> (E)	-1,30	-1,58	—	+3,99	+5,45	-1,01	+2,30
τ <sub>ср.</sub> , мксек	6,48±2,64	5,99±0,56	—	5,46±0,56	6,11±0,83	53,8±1,6	56,8±1,4
	5,8±0,6					55,5±1,5	

\* Расчет: α<sub>0</sub> = <Σ<sub>α</sub>v><sub>∞</sub> + <Dv><sub>∞</sub> B<sup>2</sup> - C · B<sup>4</sup>.

в кинетическом уравнении Больцмана, описывающем термализацию нейтронов, а α<sub>0</sub> и α<sub>1</sub> — соответствующие им собственные значения. Представление (1) законно в том случае, если α<sub>0</sub> и α<sub>1</sub> лежат в дискретной области спектра собственных значений, а вкладом более высоких энергетических гармоник можно пренебречь. Значения амплитуды A<sub>0</sub>(E) и постоянной спада α<sub>0</sub> основной гармоника приведены в таблице. Видно, что значения α<sub>0</sub>, определенные для разных энергий, в пределах ошибок совпадают. Это означает, что в данной системе устанавливается равновесный спектр нейтронов. Температура среды существенным образом влияет на время установления равновесия и время жизни тепловых нейтронов. Если в воде однократный экспоненциальный спад потока наблюдается примерно через 30 мксек для всех энергий, то во льду при 77° K термализация длится не менее 200 мксек. Время жизни нейтронов в данном блоке льда оказывается в 1,7 раза больше, чем в воде. Найденные средневзвешенные значения α<sub>0</sub> близки к рассчитанным на основе диффузионных параметров воды и льда, измеренных импульсным методом [13, 14].

По измеренным для семи значений энергии зависимостям Φ<sub>E</sub>(t) можно восстановить примерный вид энергетического спектра нейтронов в воде в различные моменты времени. На рис. 2

эти спектры сравниваются с результатами численного решения кинетического уравнения в диффузионном приближении на основе модели Нелкина для воды [11]. Данные неплохо согласуются между собой. Некоторое различие при t = 4 мксек может быть следствием искажения экспериментальной кривой в результате недостаточного разрешения и следствием отличия пространственного распределения источника в расчете и эксперименте.

Результаты эксперимента позволяют проанализировать вопрос о существовании для H<sub>2</sub>O такого параметра, как время термализации. Действительно, используя разложение (1), получим

$$\left| \frac{\Phi_E(t) e^{-\alpha_0 t}}{A_0(E)} - 1 \right| = \left| \frac{A_1(E)}{A_0(E)} \right| e^{-(\alpha_1 - \alpha_0)t}, \quad (2)$$

откуда можно найти время термализации τ<sub>th</sub> = 1/(α<sub>1</sub> - α<sub>0</sub>), которое характеризует скорость приближения нейтронов к тепловому равновесию со средой. На рис. 3 в полулогарифмическом масштабе изображена зависимость (2) для воды и льда. Указанные ошибки связаны только со статистической точностью измерений и не содержат погрешности определения α<sub>0</sub> и A<sub>0</sub>(E), а также не учитывают конечного разрешения по времени. Поскольку собствен-

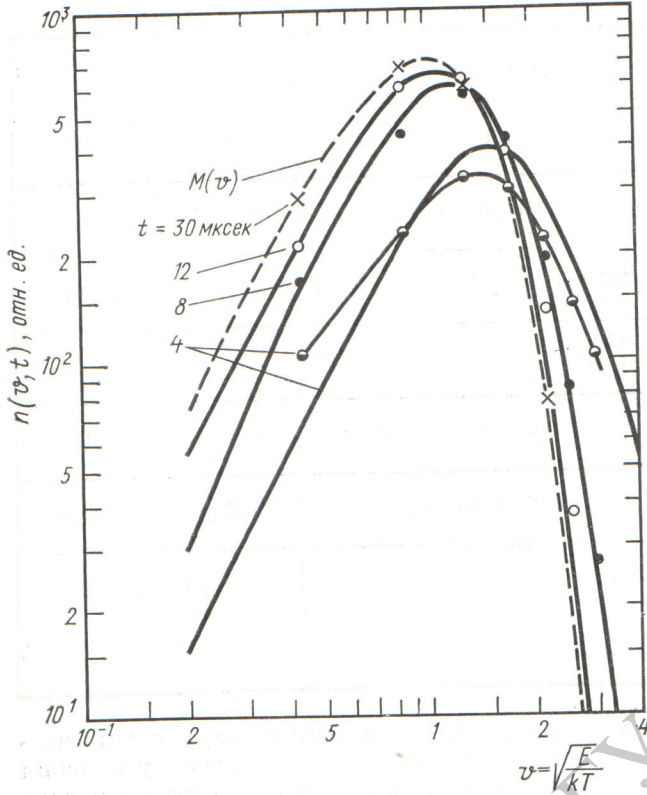


Рис. 2. Нестационарные спектры нейтронов в воде:  
 — расчет по модели Нелкина для бесконечной среды с равномерно распределенными источниками [11]; точки соответствуют сечениям  $t = \text{const}$  экспериментальной зависимости  $\Phi_E(t) e^{\alpha_1 t} / \lambda_{tr}(E)$ ;  $M(v)$  — спектр Максвелла.

ная функция  $A_1(E)$  знакопеременна, собственное значение  $\alpha_1$  можно достоверно определить лишь для тех энергий, где  $A_1(E)$  заметно отлична от нуля.

В воде спустя примерно 10 мксек наблюдается практически одинаковый вид зависимости (2) от времени для всех энергий нейтронов. Результаты обработки этих данных методом наименьших квадратов приведены в таблице. Поскольку значения  $\tau_{th}$ , определенные для разных энергетических групп, в пределах ошибок совпадают, можно заключить, что дискретное собственное значение  $\alpha_1$  для воды существует и параметр  $\tau_{th}$  имеет физический смысл. На основе данных для разных энергий найдено средневзвешенное значение времени термализации, которое приведено в таблице.

Константа термализации определялась также в работе [15], где проанализирована зависимость от времени скорости поглощения нейтронов в большой водяной системе при введении

в нее резонансных поглотителей — кадмия и гадолиния. Здесь получено несколько меньшее значение:  $\tau_{th} = 4,1 \pm 0,4$  мксек. В работе [16] численно решено нестационарное диффузионное уравнение с использованием модели Нелкина для  $H_2O$  и получен спектр собственных значений в зависимости от величины  $B^2$ . Из их результатов следует, что для  $B^2 = 0,161 \text{ см}^{-2}$   $\tau_{th} = 5,53$  мксек, что хорошо согласуется со значением времени термализации, полученным в нашем эксперименте. Величину  $\tau_{th}$  для льда можно определить только по измерениям для двух самых низких энергий. Зависимость (2) обрабатывалась при  $t > 30$  мксек. Как видно из таблицы, значения  $\tau_{th}$ , полученные для этих энергий, близки. Найденное средневзвешенное значение времени термализации нейтронов для льда при  $77^\circ \text{ К}$  заметно меньше результатов, полученных в работе [8] по зависимости средней энергии спектра нейтронов от времени ( $77 \pm 7$  мксек) и по пропусканию нейтронов через индиевый поглотитель ( $67 \pm 10$  мксек). Следует иметь в виду, что результаты этих измерений [8], возможно, не вполне корректны из-за возмущения, которое мог вносить экспериментальный канал для вывода пучка нейтронов.

Скорость установления равновесного спектра нейтронов во льду, охлажденном до  $77^\circ \text{ К}$ , уменьшается по сравнению с водой примерно в 10 раз. Интересно, что в работе [17] для льда при  $268^\circ \text{ К}$  получено значение  $\tau_{th} = 4,8 \pm 0,5$  мксек, которое близко к значению времени термализации в воде. Это указывает на то, что различия в рассеивающих свойствах, обусловленные жидким и твердым состояниями  $H_2O$ , невелики, а основной эффект уменьшения скорости установления равновесного спектра нейтронов связан с сильным понижением температуры среды.

В заключение отметим одно обстоятельство, которое важно для задачи создания эффективного импульсного источника медленных нейтронов. Из рис. 1 видно, что, когда энергия нейтронов  $E \gg kT$ , поток монохроматических нейтронов имеет четко выраженный максимум и длительность его определяется временем замедления до данной энергии. Для нейтронов с  $E \leq kT$  тепловое движение является фактором, препятствующим достижению максимально возможного значения потока, поскольку заметная доля нейтронов рассеивается в более высокую энергетическую область с приобретением энергии. Кроме того, длительность импульса здесь велика и определяется в основ-

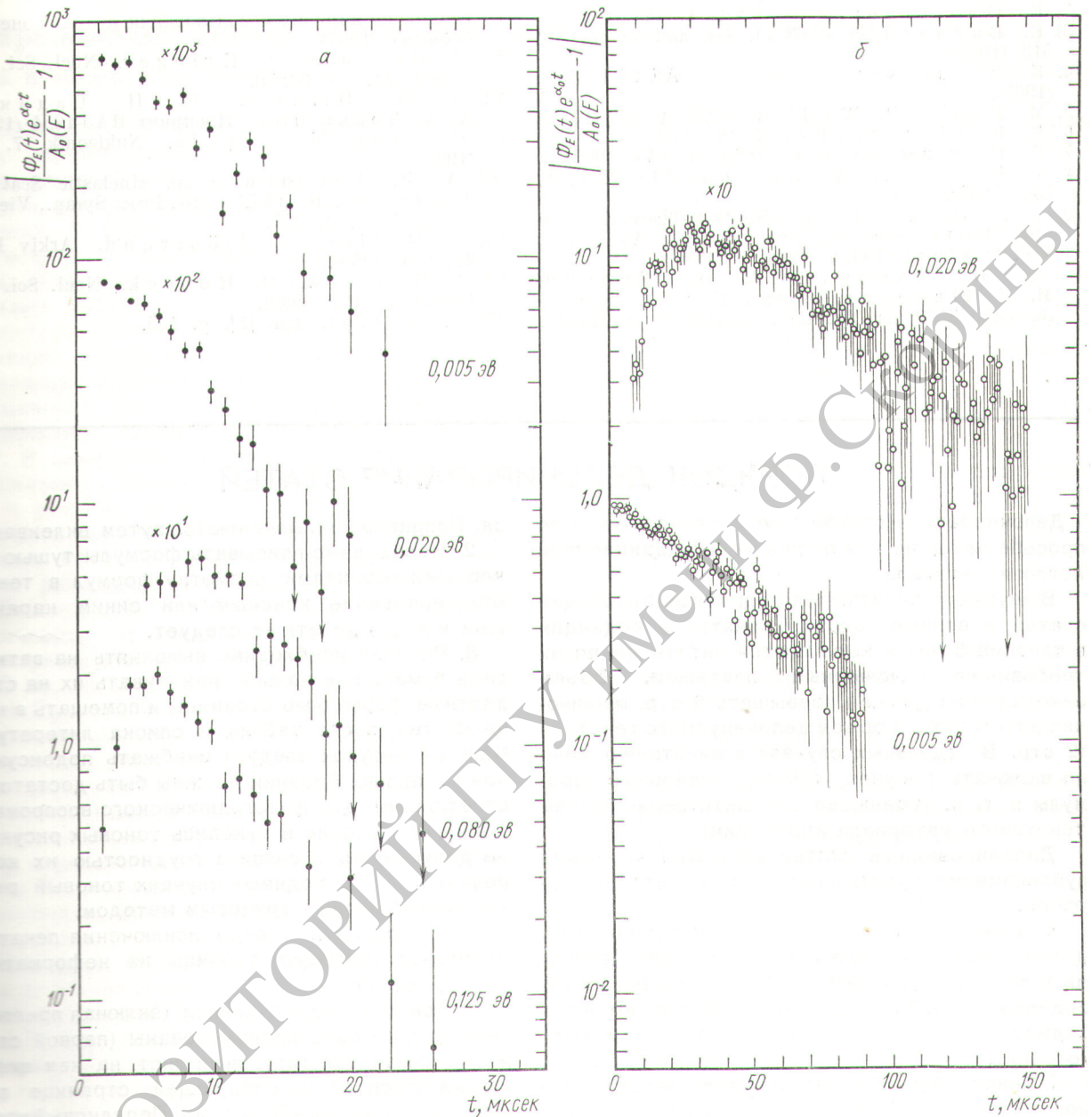


Рис. 3. Спад во времени первой энергетической гармоники для воды и льда:  
 а —  $218^\circ \text{K}$ ; б —  $77^\circ \text{K}$ .

Время жизни нейтронов равновесного спектра. Очевидно, что глубокое охлаждение замедлителя до такой температуры, чтобы выполнялось условие  $kT \ll E$ , позволяет уменьшить вклад диффузионной компоненты и является эффективным способом получения интенсивных потоков медленных нейтронов малой длительности.

Авторы благодарны В. И. Мостовому и Л. В. Майорову за ценные обсуждения методики и результатов измерений.

Поступила в Редакцию 7/XII 1970 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Мостовой и др. «Pulsed Neutron Research». Proc. Symp., Karlsruhe. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1965, p. 623.

2. E. Gaerttner et al. PNR, 1, 483 (1965).
3. E. Barnard et al. Nucl. Sci. and Engng, 17, 513 (1963).
4. K. Nicholson, M. Poole. AERE-R, 4842 (1965).
5. M. Poole, P. Wydler. PNR, 1, 535 (1965).
6. R. Kryter et al. PNR, 1, 465 (1965).
7. С. Н. Ишмаев и др. PNR, 1, 643 (1965).
8. J. Kallfelz, W. Reichardt. PNR, 1, 545 (1965).
9. С. Н. Ишмаев и др. «Neutron Thermalization and Reactor Spectra», Proc. Symp., Ann-Arbor. Vol. 2. Vienna, IAEA, 1968, p. 439.
10. Л. В. Майоров, В. Ф. Турчин, М. С. Юдкевич. Доклад № Р/360, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
11. A. Ghatak, T. Krieger. Nucl. Sci. and Engng, 21, 304 (1965).
12. С. Н. Ишмаев, И. П. Садиков, А. А. Чернышов. Препринт ИАЭ-1954 (1970).
13. E. Arai, M. Kuchle. Nukleonik, 7, 416 (1965).
14. А. В. Антонов и др. «Inelastic Scatt. of Neutron in Solids and Liquids». Proc. Symp., Vienna, IAEA, 1961, p. 377.
15. E. Möller, N. Sjöstrand. Arkiv Fys., 27, 150 (1965).
16. A. Ghatak, H. Honeck. Nucl. Sci. and Engng, 21, 227 (1965).
17. E. Möller. См. [1], p. 155.

## ПОРЯДОК ДЕПОНИРОВАНИЯ СТАТЕЙ

Депонирование статей осуществляется или по просьбе авторов, или по решению редакционной коллегии журнала.

В журнале печатаются подробные аннотации статей, а полные тексты хранятся в редакции в течение 5 лет и высылаются читателям по их требованию наложенным платежом. Объем аннотации не должен превышать 2 стр. машинописного текста, а объем депонируемого текста — 12 стр. В отдельных случаях в аннотацию можно включать рисунок, таблицу, основные формулы и т. п. (уменьшив соответственно объем текстового материала аннотации).

Депонированные статьи являются научными публикациями и учитываются при защите диссертаций.

Статьи, представленные для депонирования, должны быть окончательно отработаны авторами и пригодны для фотографического воспроизведения (первый экземпляр), в связи с чем необходимо соблюдать следующие правила их подготовки.

1. Текст следует печатать на машинке с жирной черной лентой через два интервала на одной стороне белой односортной бумаги форматом 21×30 см с полями сверху, слева и снизу не менее 3 см и справа 1 см. При перепечатке текста на первой странице оригинала необходимо отступать на 10 см сверху (место для клише «Атомная энергия»). Никакие поправки чернилами или карандашом над словами не допускают-

ся. Исправления выполняются путем вклеивания.

2. Необходимо вписывать формулы тушью или черными чернилами; разметку формул в тексте (подчеркивание красным или синим карандашом и т. д.) делать не следует.

3. Рисунки необходимо выполнять на ватманской бумаге или кальке, наклеивать их на стандартные форматные страницы и помещать в конце статьи, после таблиц и списка литературы. Каждый рисунок следует снабжать подрисункочной подписью. Рисунки должны быть достаточно отчетливыми для фотографического воспроизведения. Включение в рукопись тоновых рисунков не допускается в связи с трудностью их копирования. В необходимых случаях тоновый рисунок выполняется штриховым методом.

4. Допускается в виде исключения печатать отдельные (большие) таблицы на неформатных листах (вклейках).

5. Все страницы рукописи (включая приложение) должны быть пронумерованы (первой страницей считается титульный лист, на нем цифра «1» не ставится, на следующей странице представляется цифра «2» и т. д.). Порядковый номер печатается в середине верхнего поля страницы.

6. Первый экземпляр рукописи должен быть подписан автором в конце статьи.

В случае не соблюдения указанных правил оформления статей рукописи возвращаются авторам.