

Распространение нейтронов промежуточных энергий в защитных средах

В. В. БОЛЯТКО, А. Д. ЛИПУНОВ, В. П. МАШКОВИЧ,
Б. И. СИНИЦЫН, А. П. СУВОРОВ, С. Г. ЦЫПИН

В работе исследовалось прохождение нейтронов промежуточных энергий через среды: воду, карбид бора, железо, окиси-закись железа и гетерогенную железо-углеродистую сборку (железа 70 вес.%).

Источником нейтронов служил конвертор промежуточных нейтронов (КПН) из железа на установке Б-2 реактора БР-5. Схема конвертора приведена в работе [1].

На выходе КПН формируется равномерный дисковый источник промежуточных нейтронов. На один нейtron с $E > 1,4 \text{ MeV}$ приходится $\sim 10^5$ нейтронов с энергией $E < 1,4 \text{ MeV}$ (средняя энергия спектра $\sim 80 \text{ keV}$), 55% нейтронов сосредоточено в энергетическом интервале $21,5 - 46,5 \text{ keV}$. Угловое распределение потока рассеянного излучения имеет вид

$$f(\theta) = \frac{0,5 + \cos \theta}{2\pi},$$

где θ — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности источника.

Измерения вдоль оси источника в различных средах проводились резонансными индикаторами по реакциям $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$, $\text{In}^{115}(n, \gamma)\text{In}^{116}$, $\text{W}^{186}(n, \gamma)\text{W}^{187}$, $\text{Cl}^{37}(n, \gamma)\text{Cl}^{38}$, $\text{Na}^{23}(n, \gamma)\text{Na}^{24}$, борным счетчиком, камерой деления с Pu^{239} , слоями U^{235} , совмещенными со стеклами. Измерения проводились детекторами без фильтров и с фильтрами из кадмия или карбида бора.

Модификация метода резонансных индикаторов с использованием фильтров из того же материала [2, 3]

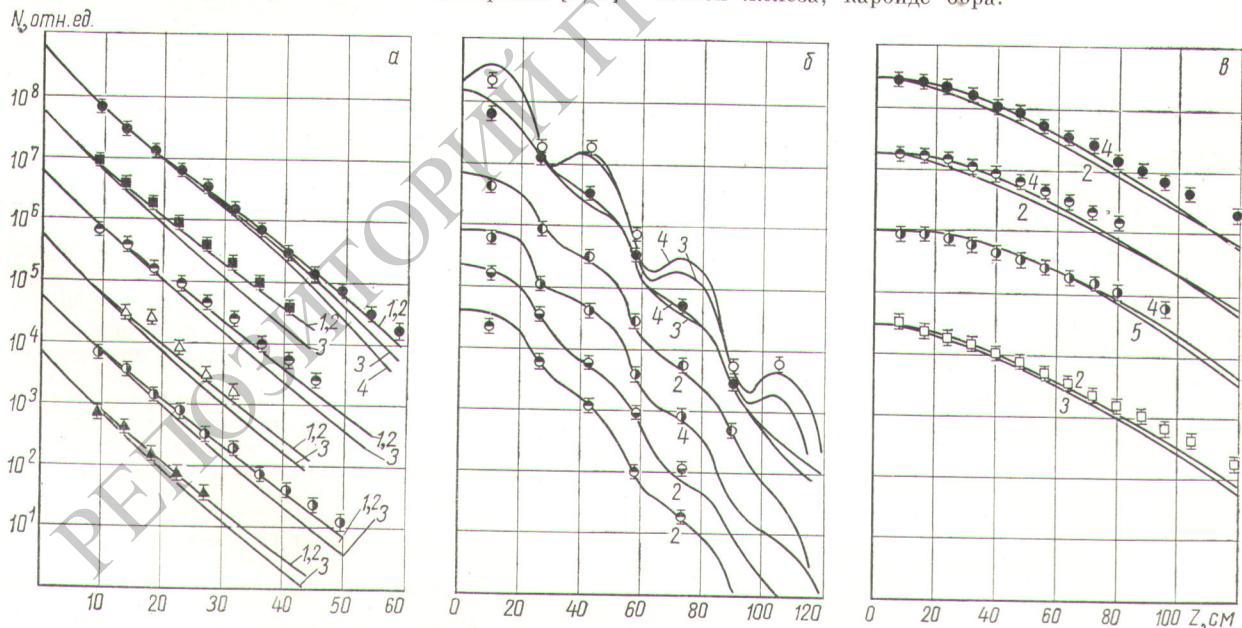
УДК 621.039.553.5

позволила получить пространственные распределения нейтронов узких энергетических групп с энергией 1,46 eV (In^{115}); 18,8 eV (W^{186}); 580 eV (Cu^{63}); 2900 eV (Na^{23}); 8700 eV (Cl^{37}).

Пространственно-энергетические и угловые распределения нейтронов рассчитаны по программе РОЗ [4] для углерода, карбида бора и железа. Кроме того, пространственно-энергетические распределения рассчитывались в P_1 - и P_2 -транспортном приближении при использовании 21 и 26 групповых систем констант [5, 6] для всех исследуемых сред. Расчеты проводились для источника бесконечного радиуса. Экспериментальные результаты приведены в соответствие с расчетными путем введения поправок на ограниченность среды, для определения которых было использовано решение уравнения переноса, выполненное Л. П. Бассом, Т. А. Гермогеновой и А. П. Суворовым методом характеристик в S_{10} -приближении (односкоростная модель). Поправки были рассчитаны с использованием источников конечного и бесконечного радиусов при различных соотношениях $\Sigma_{\text{тр}} - \Sigma_{\text{ув}}$

$\Sigma_{\text{тр}}$ — исследуемых сред ($\Sigma_{\text{тр}}$ — полное транспортное макроскопическое сечение; $\Sigma_{\text{ув}}$ — макроскопическое сечение увода для нейтронов промежуточных энергий).

На рисунке представлены экспериментальные и расчетные данные о пространственном распределении нейтронов КПН в железо-графитовой сборке, окиси-закиси железа, карбиде бора.



Активности фольг, наведенные нейтронами конвертора в карбиде бора (a), железо-углеродной смеси (b), окиси-закиси $\text{In}^{115}(n, \gamma)\text{In}^{116}$ (□), $\text{Cl}^{37}(n, \gamma)\text{Cl}^{38}$ (○), $\text{W}^{187}(n, \gamma)\text{W}^{187}$ (■), $\text{Na}^{23}(n, \gamma)\text{Na}^{24}$ (△) в кадмии, урановыми слоями (□), выделенные линии $E=580 \text{ eV}$ (■), 2,9 keV (△), 8,7 keV (▲) и рассчитанные по программе РОЗ (кривая 1), в P_2 - и P_1 -приближениях при использовании 21-групповой системы констант (кривые 2 и 3), а также в P_2 - и P_1 -приближениях при использовании 26-групповой системы констант (кривые 4 и 5).

Анализ экспериментальных данных показывает, что, за исключением начальных участков, кривые ослабления нейтронов конвертора, измеренные индикаторами в кадмии в исследованном интервале изменения z в различных средах (в воде до 30 см, карбиде бора до 60 см, железе до 120 см и углероде до 90 см), можно с достаточной точностью представить экспоненциальными зависимостями с длиной релаксации в показателе экспоненты, равной для воды 2,4 см, карбида бора 6,0 см, железа 28 см и углерода 8,6 см.

Расчеты по программе РОЗ с погрешностью до 15% согласуются с экспериментальными данными.

Результаты, полученные в P_1 - и P_2 -приближениях, различаются не более чем на 15% (при кратности ослабления до 10^3) для тех сред, где $\Sigma_{\text{УВ}}$ — мало и слабо выраженная анизотропия рассеяния нейтронов в среде. Для других случаев результаты в P_1 -приближении дают значительное занижение по сравнению с результатами в P_2 -приближении. Расчеты с использованием 26-групповой системы констант для всех исследуемых сред дают заниженные характеристики по сравнению с экспериментальными результатами (для воды результаты расходятся в десять раз, для карбида бора в четыре раза, для углерода в десять раз при кратности ослабления нейтронов $\sim 10^4$).

Применение модифицированной 21-групповой системы констант в P_2 -приближении дает удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных для карбида бора, воды, железо-углеродной сборки, расхождение в два раза при кратности ослабления $\sim 10^4$ для углерода, расхождение в 2,5 раза при кратности ослабления $\sim 10^3$ для окиси-закиси железа и значительное расхождение с данными в случае железа (расчетные и измеренные длины релаксаций промежуточных нейтронов для железа отличаются почти в два

раза). Расхождение для железа, по-видимому, объясняется недостаточно корректным учетом в этой системе констант «антирезонанса» в сечении железа в области энергий вблизи 25 кэВ.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными подтверждает возможность использования для расчета нейтронных полей в средах от источников промежуточных нейтронов программы РОЗ и P_2 -приближения (при применении 21-групповой системы констант для воды, карбида бора, железо-графитовой смеси). Использование P_2 -приближения для других сред требует введения соответствующих поправок.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Д. В. Панкратову и М. Я. Кулаковскому за полезное обсуждение результатов работы.

Поступило в Редакцию 23/IV 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Липунов и др. «Атомная энергия», 23, 549 (1967).
2. В. И. Голубев и др. «Атомная энергия», 11, 522 (1961).
3. А. В. Звонарев и др. «Атомная энергия», 20, 518 (1966).
4. Т. А. Гермогенова и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1966, стр. 22.
5. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
6. С. М. Захарова и др. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 3 (приложение 1). М., Атомиздат, 1967.

Свойства функции Грина уравнения переноса нейтронов в бесконечной движущейся среде

Е. А. ГАРУСОВ, Ю. В. ПЕТРОВ

Рассмотрим задачу о распространении нейтронов от монохроматического, мононаправленного точечного импульсного источника в бесконечной поглощающей и рассеивающей однородной среде, суммарный импульс ядер единицы объема которой отличен от нуля. Функция Грина этой задачи $\Gamma_L\{\mathbf{r}, \mathbf{w}, t; \mathbf{r}_0, \mathbf{w}_0, t_0; f(\mathbf{w}_R - \mathbf{u})\}$ зависит как от свойств самой среды [например, в газовой модели — от распределения ядер по скоростям в системе покоя центра масс ядер — $f(\mathbf{v}_R)$, Σ и т. д.], так и от скорости движения среды \mathbf{u} и удовлетворяет уравнению [1, 2]

$$\hat{T}_L \Gamma_L \equiv \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{w} \nabla + \right.$$

$$+ n_R \int \sigma(|\mathbf{w} - \mathbf{w}'_R|) |\mathbf{w} - \mathbf{w}'_R| f(\mathbf{w}'_R - \mathbf{u}) d\mathbf{w}'_R \times$$

$$\times \Gamma_L\{\mathbf{r}, \mathbf{w}, t; \mathbf{r}_0, \mathbf{w}_0, t_0; f(\mathbf{w}_R - \mathbf{u})\} -$$

$$- n_R \int \Gamma_L\{\mathbf{r}, \mathbf{w}', t; \mathbf{r}_0, \mathbf{w}_0, t_0; f(\mathbf{w}_R - \mathbf{u})\} \times$$

$$\times d\mathbf{w}' \int \sigma_s(|\mathbf{w}' - \mathbf{w}'_R|) |\mathbf{w}' - \mathbf{w}'_R| g(\mathbf{w}' \rightarrow \mathbf{w}; \mathbf{w}'_R) \times \\ \times f(\mathbf{w}'_R - \mathbf{u}) d\mathbf{w}'_R = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(\mathbf{w} - \mathbf{w}_0) \delta(t - t_0) \quad (1)$$

с начальным условием $\Gamma_L = 0$ при $t < t_0$ во всем фазовом пространстве.

Среди функций Грина Γ_L выделим функцию $\Gamma_K\{\mathbf{r}', \mathbf{v}, t; \mathbf{r}'_0, \mathbf{v}_0, t_0; f(\mathbf{v}_R)\}$, соответствующую решению уравнения переноса в системе координат K , где суммарный импульс ядер единицы объема среды равен нулю.

Пусть решение уравнения

$$\hat{T}_K \Gamma_K = S_K = \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_0) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) \delta(t - t_0) \quad (2)$$

известно. Переидем с помощью преобразования Галилея

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{u}(t - t_0); \quad \mathbf{v} = \mathbf{w} - \mathbf{u}; \quad \mathbf{v}_R = \mathbf{w}_R - \mathbf{u} \quad (3)$$

из системы координат K в систему L , движущуюся с нерелятивистской скоростью $(-\mathbf{u})$ относительно системы K . [Преобразование координат (3) может еще содержать вектор постоянного сдвига начала коор-