

НАДБАРЬЕРНЫЕ НЕЙТРОНЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО НАКОПЛЕНИЮ УХН

А. В. Антонов, Б. И. Горячев, А. И. Исаков, Н. В. Дунькова

УДК 539.125.5

Проведены расчеты величины вклада нейтронов с энергией $E > E_{гр}$ (надбарьерных нейтронов) и связанных с этим возможных погрешностей в определении времени жизни ультрахолодных нейтронов (УХН).

Как известно, условию хранения в сосуде удовлетворяют нейтроны, энергия E которых меньше граничной энергии $E_{гр}$ вещества стенки ловушки. Однако нейтроны с энергией, несколько превышающей $E_{гр}$ (называемые в работе надбарьерными), могут храниться в ловушке, пока их энергия E_H , соответствующая компоненте скорости, нормальной к стенке ловушки, остается меньше $E_{гр}$. Это может оказаться существенным в тех экспериментах, когда с помощью фильтров выделяются УХН в узких энергетических интервалах вблизи $E_{гр}$ /1/.

В настоящей работе проводятся расчеты величины вклада надбарьерных нейтронов и связанные с этим возможные погрешности в определении времени жизни УХН. Рассмотрены два типа экспериментов: эксперименты на импульсном реакторе /2/ без использования нейтронвода и эксперименты, в которых применяется длинный нейтронвод /1/. В расчетах, кроме упругого рассеяния нейтронов, учитывается их поглощение и влияние гравитации на движение нейтронов.

Полное число нейтронов в ловушке к моменту времени t есть

$$N = \int \phi(\alpha, 0) R^{v\sqrt{\alpha}}(\alpha) d\alpha. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = E/E_{гр}$; $\phi(\alpha, 0)$ - спектр нейтронов, соответствующий началу отсчета времени хранения t и определяемый условиями

впуска в ловушку; $\tau = t/t_0$, где t_0 - среднее время между соударениями нейтрона со стенками ловушки при $\alpha = 1$; $R(\alpha)$ - коэффициент отражения нейтронов от стенки. Согласно /3/, в расчетах использовано выражение $R(\alpha)$ с учетом "поглощения" нейтронов в стенках ловушки, которое складывается из радиационного захвата и неупругого рассеяния. Вид функции $\Phi(\alpha, 0)$ будет рассмотрен для двух типов экспериментов.

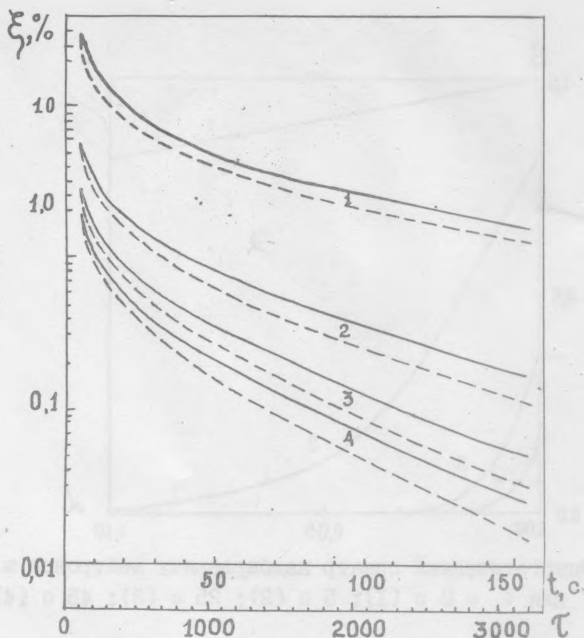
В экспериментах на импульсном реакторе без использования нейтронновода /2/ осуществляется мгновенный напуск нейтронов в ловушку. Это соответствует максвелловскому энергетическому распределению нейтронов в ловушке. Нормируя спектр на его значение при $E = E_{ГР}$, можно записать функцию $\Phi(\alpha, 0)$ в виде

$$\Phi(\alpha, 0) = \sqrt{\alpha} \cdot \exp[(1 - \alpha)/\alpha_k] \varepsilon(\alpha). \quad (2)$$

Здесь $\alpha_k = E_k/E_{ГР}$, E_k - температура конвертора в энергетических единицах. Для медной ловушки и конвертора, находящегося при азотной температуре, $\alpha_k = 3,7 \cdot 10^3$ и экспоненциальный множитель практически равен единице при всех рассматриваемых α . Функция $\varepsilon(\alpha)$ определяет долю нейтронов, испытывающих зеркальное отражение от стенок ловушки в момент впуска. При $\alpha \leq 1$ функция $\varepsilon(\alpha) = 1$. При $\alpha > 1$ $\varepsilon(\alpha)$ отвечает эффекту коллимации, который возникает из-за наличия входных щелей в затворе ловушки /3/. Аппроксимируя реальную щель затвора ловушки круглой щелью с эффективным углом коллимации θ_k , можно представить $\varepsilon(\alpha)$ в виде

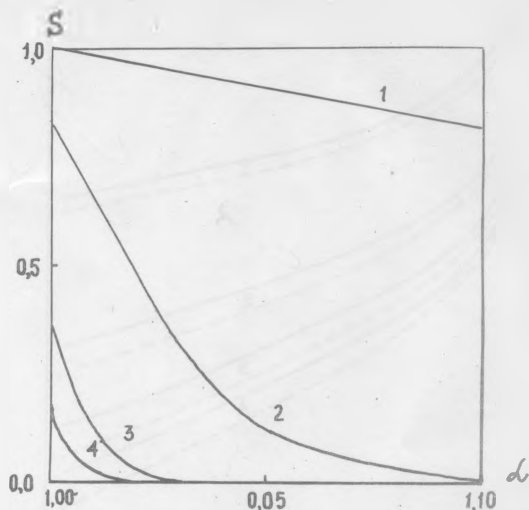
$$\varepsilon(\alpha) = 1 - \frac{1 - 1/\alpha}{1 - \cos^2 \theta_k}. \quad (3)$$

Эксперименту /2/ соответствует $\theta_k \approx 40^\circ$. На рис. I приведено расчетное отношение $\xi = N_>/N_<$ в зависимости от времени хранения t , $N_>$ - число надбарьерных нейтронов ($\alpha > 1$), $N_<$ - число УХН ($\alpha > 1$) для ряда энергетических интервалов с нижней границей α_{\min} . Проведенная оценка ξ является оценкой снизу /3/. Построение функции $\Phi(\alpha, 0)$, соответствующей условиям впуска нейтронов в ловушку, неизбежно производится в некоторых упрощающих предположениях. Для выяснения критичности расчетов ξ к выбору функции $\Phi(\alpha, 0)$ были проведены расчеты ξ в предположении $\varepsilon(\alpha) = 1$. Функция $\Phi(\alpha, 0) = \sqrt{\alpha}$, соответствующая этому случаю, существенно отличается от рассмотренной ранее (2,3), обращавшейся в нуль при $\alpha_{\max} = 1/\cos^2 \theta_k$.



Р и с. 1. Зависимость ξ от времени хранения t для четырех энергетических интервалов УХН с нижней границей α_{\min} 0,99 (1); 0,95 (2); 0,9 (3); 0,85 (4). Сплошные кривые - с учетом гравитации, пунктирные - без учета гравитации

Расчеты показали, что в обоих случаях значения ξ отличаются не более чем на 1% при временах хранения $\tau > 100$ (в эксперименте /2/ это соответствует $t > 5$ с). Это определяется характером изменения спектра надбарьерных нейтронов в зависимости от времени хранения t (рис. 2). При временах хранения, типичных для экспериментов, основную часть N_0 составляют надбарьерные нейтроны в узком интервале значений энергии вблизи $\alpha = 1$, где $\Phi(\alpha, 0)$ слабо зависит от α . Поэтому при изучении узких энергетических интервалов вблизи $E_{\text{гр}}$ не обязателен точный выбор функции $\Phi(\alpha, 0)$.



Р и с. 2. Энергетический спектр надбарьерных нейтронов в медной ловушке /2/ для $t_1 = 0$ с (1); 5 с (2); 25 с (3); 45 с (4)

Расчеты проведены для медной ловушки высотой H и диаметром D при значениях $H = D = 0,4$ м. В ловушке такого размера уже заметно влияние гравитации на поведение газа нейтронов /4,5/. На рис. 1 представлено отношение $\xi = N_2/N_1$ в зависимости от времени хранения t с учетом гравитации /3/. Как видно из сравнения кривых на рис. 1, вклад надбарьерных нейтронов N_2 возрастает при учете гравитации. Это следует из того, что наиболее сильно гравитация увеличивает время жизни нейтронов с $\alpha \geq 1$ /4/.

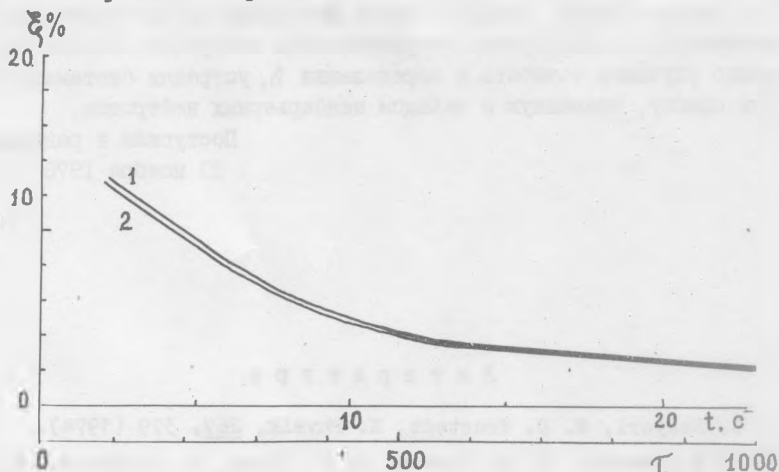
Представляет интерес провести оценку вклада надбарьерных нейтронов в экспериментах с длинным зеркальным нейтронотводом /3/. Наиболее интересен случай зеркального вертикального нейтронотода /1/. Для такого нейтронотода

$$\Phi(\alpha, 0) = \Phi_1(\alpha)\Phi_2(\alpha, t_H), \quad (4)$$

где

$$\Phi_1(\alpha) = \sqrt{\alpha} \sqrt{\frac{1 + \alpha_g}{\alpha + \alpha_g}}, \quad \alpha_g = \frac{2gH}{v^2} \text{ гр},$$

H - высота нейтронотода, $v_{гр}$ - граничная скорость для материала стенок нейтронотода. Функция $\Phi_2(\alpha, t_H)$ выбиралась с учетом конечного времени наполнения ловушки $t_H / 6$. На рис. 3 представлена зависимость ξ от времени хранения t для зеркального вертикального нейтронотода /1/ (кривая 2) и для зеркального горизонтального нейтронотода (кривая 1).



Р и с. 3. Зависимость ξ от времени хранения t для горизонтального (1) и вертикального (2) нейтронотодов

На основании проведенных расчетов можно сделать вывод, что для разных типов экспериментов величины $\xi(t)$ близки и не критичны к выбору функции $\Phi(\alpha, 0)$. Значения $\xi(t)$ существенно зависят от энергетического интервала, в котором исследуются УХН.

Представляет практический интерес определить, как примесь надбарьерных нейтронов влияет на экспериментальную погрешность в определении вероятности утечки нейтрона в единицу времени (или обратной величины времени жизни T). Согласно /3/, относительная погрешность в определении λ есть

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\xi_1}{2}, \quad (5)$$

где ξ_1 - значение ξ в начальный момент измерений t_1 .

Используя оценку (5), можно сделать вывод, что в экспериментах на импульсном реакторе погрешность в определении времени жизни УХН незначительна, когда время t_1 велико /2/ (из-за транспортировки ловушки). В экспериментах с вертикальным нейтроноводом ($t_1 = 2$ с) /1/ погрешность сравнима со статистической ошибкой (на уровне $\sim 10\%$).

Таким образом, учитывая вклад надбарьерных нейтронов при измерениях с УХН в узких энергетических интервалах вблизи $E_{тр}$, можно улучшить точность в определении λ , устраняя систематическую ошибку, связанную с вкладом надбарьерных нейтронов.

Поступила в редакцию
23 ноября 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Steyerl, W. D. Trustedt, Z. Physik, 267, 379 (1974).
2. А. В. Антонов, О. Ф. Галкин, А. Е. Гурей, А. И. Исаков, В. Н. Ковыльников, В. И. Мижеров, А. А. Тихомиров, Письма в ЖЭТФ, 24, вып. 6, 387 (1976).
3. А. В. Антонов, Б. И. Горячев, А. И. Исаков, Н. В. Линькова, Препринт ФИАН № 11, 1979 г.
4. А. В. Антонов, Б. И. Горячев, А. И. Исаков, Н. В. Линькова, Препринт ФИАН № 178, 1978 г.
5. А. В. Антонов, А. И. Исаков, Н. В. Линькова, Б. Г. Лященко, В. И. Мижеров, Ю. Б. Шаров, Краткие сообщения по физике ФИАН № 10, 3 (1978).
6. А. В. Антонов, А. И. Исаков, М. В. Казарновский, В. Е. Солодиков, Препринт ФИАН № 98, 1969 г.