

ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА

*Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов,
Г.И.Терехов*

Описан метод измерения времени жизни нейтрона при помощи хранения ультрахолодных нейтронов (УХН) в алюминиевом сосуде. Предложен способ учета потерь УХН в стенках сосуда. Потери измерялись изменением числа соударений в единицу времени. Приведены методические ошибки измерения. обсуждаются возможности их уменьшения.

Экспериментальные значения времени жизни нейтрона, полученные методами регистрации продуктов его β -распада, расходятся у различных авторов на величину, превосходящую ошибку измерений [1, 2]. В связи с этим представляет интерес развитие новых методов измерения этой величины [3].

В настоящей работе время жизни нейтрона определялось по скорости убывания во времени числа УХН, хранящихся в сосуде. Для учета потерь УХН при ударах о стенки сосуда экспериментально исследовалась зависимость полной вероятности потерь УХН от числа соударений в единицу времени, после чего найденная зависимость экстраполировалась к частоте ударов, равной нулю.

В эксперименте использовался цилиндрический сосуд 1 (рис. 1) из алюминия радиусом 29 см и высотой 30 см. Изменение частоты ударов УХН о стенки сосуда осуществлялось погружением в его объем вертикальных алюминиевых пластин (ребер) 5 размером $20 \times 25 \times 0,1 \text{ см}^3$.

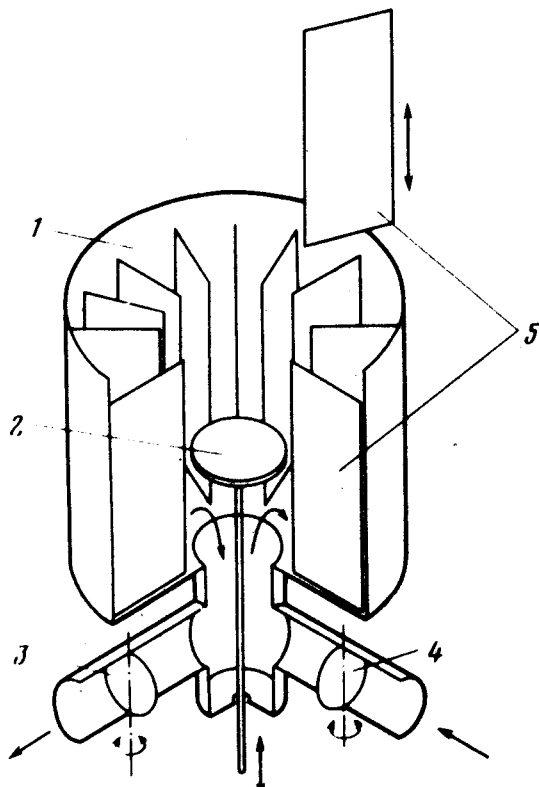


Рис. 1. Сосуд хранения УХН: 1 — цилиндрический сосуд; 2 — тарелочная заслонка; 3 — выходная заслонка; 4 — входная заслонка; 5 — ребра

Полное число ребер — 30 шт. Сосуд помещался в вакуумный кожух, откачивавшийся до давления $3 \cdot 10^{-5}$ тор диффузионным агрегатом с азотной ловушкой. Сосуд и ребра могли напыляться слоями металла без нарушения вакуума и обезгаживаться прогревом. Заполнение сосуда нейтронами производилось от установки для получения УХН на реакторе СМ-2 [4]. Время хранения УХН в сосуде измерялось с помощью заслонок 2, 3, 4.

Полная вероятность потерь нейтронов в единицу времени для моноэнергетических УХН:

$$\lambda = \lambda_p + \eta \gamma_n(E), \quad (1)$$

где λ_p — постоянная распада нейтрона; η — определяемое из эксперимента отношение мнимой части потенциала взаимодействия нейтрона с материалом стенки к действительной; $\gamma_n(E)$ — геометрический фактор эксперимента, пропорциональный частоте ударов нейтрона о стенки сосуда.

Для примененного в эксперименте цилиндрического сосуда [5]:

$$\eta \gamma_n(E) = \int (S) \bar{\mu}(E^*) E^* ds / \int (\Omega) \sqrt{E^*} d\Omega = \eta \gamma_0(E) + \eta \gamma'(E) n \quad (2)$$

где $E^* = E - mgZ$; Z — высота подъема нейтрона относительно дна сосуда; E — энергия нейтрона при $Z = 0$; m — масса нейтрона; g — ускорение свободного падения;

$$\bar{\mu}(E^*) = \frac{2\eta}{y^2} (\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}) [6]; \quad y = \sqrt{E/E_{ГР}};$$

$E_{ГР}$ — граничная энергия материала стенок и ребер сосуда, $\gamma_0(E)$ — геометрический фактор сосуда без ребер, $\gamma'(E)$ — геометрический фактор, соответствующий одному ребру, n — число ребер, введенных в сосуд; S — поверхность сосуда и ребер; Ω — объем сосуда.

Для широкого спектра УХН, хранящихся в сосуде, с границами E_1 и E_2 величина геометрического фактора зависит от времени:

$$\gamma_n(t) = \int_{E_1}^{E_2} \rho(E) \gamma_n(E) \exp(-\eta \gamma_n(E) t) / dE / \int_{E_1}^{E_2} \rho(E) \exp(-\eta \gamma_n(E) t) dE, \quad (3)$$

где $\rho(E)$ — спектр УХН в сосуде при $t = 0$. В этом случае зависимость числа УХН в сосуде от времени приближенно может быть также описана постоянной полной вероятностью потерь $\lambda = \lambda_p + \eta \bar{\gamma}_n$, где $\bar{\gamma}_n$ определяется усреднением [3] на интервале от 0 до t_{max} (t_{max} — максимальное время выдержки нейтронов в сосуде).

Спектр нейтронов, накапливавшихся в сосуде в начальный момент времени, приближенно определяется так:

$$\begin{cases} \rho(E) = \text{const} & E_1 < E < E_2; \\ \rho(E) = 0 & E < E_1; E > E_2; \end{cases} \quad (4)$$

где $E_1 = 5 \cdot 10^{-9}$ эВ, $E_2 = 18 \cdot 10^{-9}$ эВ. Это видно из рис. 2, где приведен интегральный спектр накопленных УХН, измеренный при помощи погружающегося в сосуд поглотителя УХН [7]. Расчет $\bar{\gamma}_n$ производился усреднением согласно [3] с экспериментально измеренным спектром [4].

При проведении эксперимента исследовалась зависимость $\lambda_{эксп}$ от величины $\bar{\gamma}_n$, изменявшейся погружением различного числа ребер в сосуд. Определение λ_p производилось экстраполированием к $\bar{\gamma}_n = 0$ линейной зависимости $\lambda_{эксп}$ от $\bar{\gamma}_n$, построенной методом наименьших квадратов.

Первая серия измерений (кривая 1 рис. 3) проведена с сосудом и ребрами, протравленными в растворе NaOH и отожженными в вакууме $\sim 10^{-5}$ тор при 300°C в течение трех часов.

Вторая серия (кривая 2 рис. 3) проводилась с сосудом и ребрами, напыленными слоем алюминия толщиной 1000 \AA . После напыления алюминия сосуд и ребра были выдержаны на воздухе в течение семи часов и повторно отожжены при вакууме $\sim 10^{-5}$ тор в течение двенадцати часов. Результаты обработки измерений приведены в таблице.

Методические ошибки в определении λ_p и η , соответственно $(\Delta\lambda_p)_{мет}$ и $\Delta\eta_{мет}$, в основном обусловлены заменой при обработке данных функции $\gamma_n(t)$ на $\bar{\gamma}_n$. Возможный дополнительный вклад в методическую ошибку при определении λ_p (не более $3 \div 5\%$) может быть связан с различием значений параметра η для сосуда и ребер. Отклонения в значениях η от ребра к ребру вклада в ошибку не могли дать, так как $\lambda_{эксп}$ определялось как среднее по всем возможным наборам n ребер из 30.

№ сер	$\eta \cdot 10^4$	$\lambda_p \cdot 10^3$ сек ⁻¹	$(\Delta\lambda_p)_{мет} \cdot 10^3$ сек ⁻¹	$\Delta\eta_{мет} \cdot 10^4$
1	$4,43 \pm 0,10$	$1,152 \pm 0,093$	$\pm 0,168$	$\pm 0,47$
2	$1,23 \pm 0,14$	$1,143 \pm 0,130$	$\pm 0,027$	$\pm 0,068$

Ошибка за счет возможного нагрева УХН на остаточном газе в предположении, что он полностью состоит из водорода, не превышает 0,9%. Просачивание УХН через щель тарелочной заслонки не влияет на результат с точностью 0,06%.

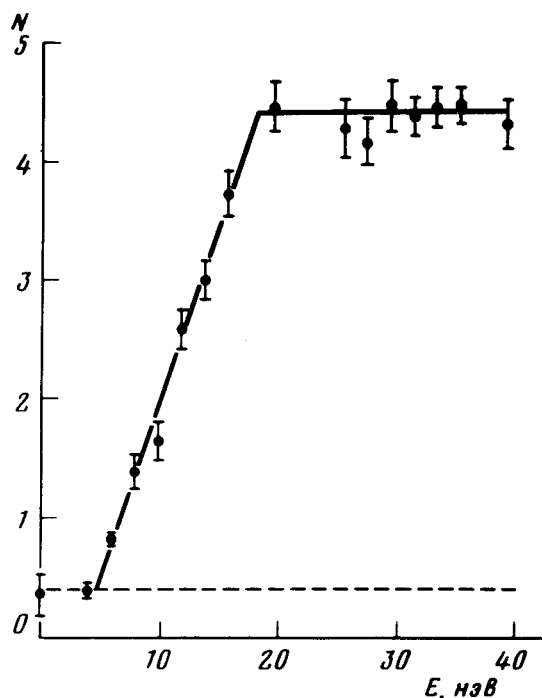


Рис. 2. Интегральный спектр накопленных УХН в начальный момент времени (штриховой линией обозначен уровень фона)

Так как во второй серии измерений методическая ошибка в определении λ_p существенно меньше, чем в первой, время жизни нейтрона определялось из результатов второй серии и составило

$$\tau_p = 875 \pm 95 \text{ сек.}$$

Как следует из соотношения (3) и видно из приведенных результатов, ошибка $(\Delta\lambda_p)_{мет}$ существенно понижается с уменьшением значения η .

Для достигнутого в настоящей работе значения η минимальное отношение $\eta \bar{\gamma}_n / \lambda_p + \eta \bar{\gamma}_n = 0,36$. Дальнейшее увеличение точности измерения будет определяться возможностями уменьшения значения параметра η .

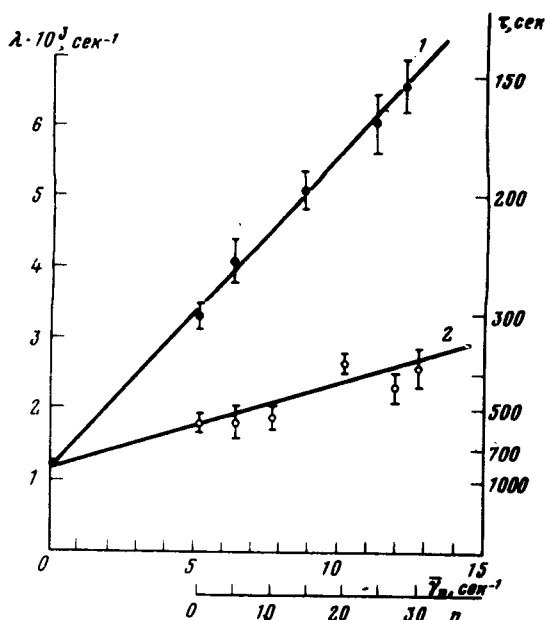


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $\lambda_{\text{эксп}}$ от $\bar{\gamma}_n$: 1 – первая серия измерений, 2 – вторая серия измерений

При реализации теоретического значения η , равного для алюминия $0,24 \cdot 10^{-4}$, что соответствовало бы $\eta \bar{\gamma}_n / \lambda_p + \eta \bar{\gamma}_n = 0,1$, методическая ошибка не будет превышать 0,2%. В этом случае точность измерения λ_p будет определяться практически только статистикой и может быть $\approx 1\%$.

Поступила в редакцию
15 января 1980 г.

Литература

- [1] С. I. Christensen et al. Phys. Rev., 5D, 1628, 1972.
- [2] Л. Н. Бондаренко, В. В. Кургузов, Ю. А. Прокофьев, Е. В. Рогов, П. Н. Спивак. Письма в ЖЭТФ, 28, 329, 1978.
- [3] Ю. Ю. Косвинцев, Ю. А. Кушнир, В. И. Морозов, Г. И. Терехов. ПТЭ, №1, 42, 1977.
- [4] Ю. Ю. Косвинцев, Е. Н. Кулагин, Ю. А. Кушнир, В. И. Морозов, А. В. Стрелков. Препринт ОИЯИ Р3-10238, 1976, Дубна.
- [5] В. К. Игнатович, Г. И. Терехов. Сообщение ОИЯИ Р-4-9567, 1976. Дубна.
- [6] Ф. Л. Шапиро. Сообщение ОИЯИ Р-7135, Дубна.
- [7] Ю. Ю. Косвинцев, Ю. А. Кушнир, Е. Н. Кулагин, В. И. Морозов, А. Д. Стойка, А. В. Стрелков. Письма в ЖЭТФ, 28, 164, 1978.