

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА НА ИМПУЛЬСНОМ ИСТОЧНИКЕ НЕЙТРОНОВ ИБР-2

В. Л. Кузнецов^{а,б}, Е. В. Кузнецова^{а, 1}, П. В. Седышев^б

^а Институт ядерных исследований РАН, Москва

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Предложен новый метод измерения времени жизни нейтрона на импульсных источниках нейтронов, основанный на изменении спектра нейтронов за время их пролета достаточно большой пролетной базы за счет их распада. Метод имеет главное положительное качество — в нем используются относительные измерения. С помощью моделирования эксперимента было рассмотрено влияние фона, потерь нейтронов за счет их взаимодействия с остаточным газом и разной эффективности детекторов на систематические погрешности. Все это может быть измерено экспериментально.

A new method for measuring the lifetime of a neutron at the pulsed neutron sources was proposed, based on a change in the neutron spectrum during the time of their passing by a sufficiently large time-of-fly base, due to their decay. The method has the main positive quality, it uses the relative measurements. By using the simulation of the experiment, the influence of the background, neutron losses due to their interaction with the residual gas and the different efficiency of the detectors to systematic errors was considered. All this can be measured experimentally.

PACS: 23.90.+w; 14.20.Dh

МОТИВАЦИЯ

Точное определение времени жизни нейтрона очень важно для физики частиц и астрофизики [1, 2]. Известны два типа экспериментов по измерению времени жизни нейтронов: первые из них — пучковые, вторые — эксперименты по хранению УХН в материальных и магнитных ловушках.

В пучковых экспериментах регистрируются продукты распада нейтронов, произошедшего в выделенном объеме пучка, а время жизни нейтрона определяется из соотношения

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_n}. \quad (1)$$

Здесь $dN/dt = N_x \varepsilon_x$ — скорость счета продуктов распада нейтрона; ε_x — эффективность регистрации продукта распада; N — число нейтронов в объеме распада; τ_n —

¹E-mail: evgenia@inr.ru

время жизни нейтрона. Источниками систематических ошибок являются фон, количество нейтронов в объеме распада, эффективность регистрации продуктов распада. Следует отметить, что определение времени жизни нейтрона пучковым методом требует проведения абсолютных измерений скорости счета продуктов распада нейтрона и числа нейтронов в объеме распада [5].

В экспериментах по хранению УХН измеряется количество нейтронов $N(t_i)$, оставшихся в ловушке через время t_i после наполнения ловушки. Пусть время t_0 — это некоторое произвольное, но фиксированное время после наполнения ловушки, тогда количество нейтронов, оставшихся в ловушке через время t_i , равно

$$N(t_i) = N(t_0) \exp\left(-\frac{t_i - t_0}{\tau_{st}}\right), \quad (2)$$

где τ_{st} — время хранения нейтронов в ловушке, которое, в свою очередь, представляет собой сумму:

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{loss}^{-1}. \quad (3)$$

Здесь τ_n — время жизни нейтрона; τ_{loss}^{-1} — вероятность потери нейтронов при взаимодействии нейтронов со стенками ловушки, остаточным газом в ловушке и их утечкой. Время жизни нейтрона определяется из (2) и (3) в виде

$$\tau_n^{-1} = \left(\frac{\ln(N(t_i - t_0)/N(t_0))}{t_i - t_0}\right) - \tau_{loss}^{-1}. \quad (4)$$

Величину вероятности потерь нейтронов τ_{loss}^{-1} получают методом размерной или энергетической экстраполяции [2, 3, 8, 9]. Так как в уравнение (4) входит отношение чисел нейтронов в разные моменты времени, то пропадает неопределенность в определении эффективности регистрации нейтронов детектором. И тогда источниками систематических ошибок являются фон и неконтролируемые потери.

Особый интерес представляют результаты работ [3, 4] и [5, 6]. В работе [3] методом хранения УХН в материальной ловушке время жизни нейтрона было измерено с точностью лучше чем 1 с:

$$\tau_n = (885,4 \pm 0,9(\text{стат.}) \pm 0,4(\text{сист.})) \text{ с.}$$

В дальнейшем под влиянием работ [7, 8] результат работы [3] был скорректирован и опубликован в статье [4]:

$$\tau_n = (881,6 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 1,9(\text{сист.})) \text{ с.}$$

Здесь следует обратить внимание на существенное увеличение систематической погрешности — почти в 5 раз. По-видимому, это связано с тем, что оценка вероятности потерь нейтронов в ловушке является модельно зависимой.

В работе [5] время жизни нейтрона было измерено пучковым методом и было приведено экспериментальное значение:

$$\tau_n = (886,3 \pm 1,2(\text{стат.}) \pm 3,2(\text{сист.})) \text{ с.}$$

Результаты измерений времени жизни нейтрона, полученные разными экспериментальными группами в разное время и разными методами

Год	Значение	Погрешность			Метод	Ссылка
		Статистическая	Систематическая	Неопределенная		
2013	887,7	1,2	1,9	2,25	Пучковый	[6]
2017	881,5	0,7	0,6	0,92	Хранение УХН	[9]
2005	878,5	0,7	0,3	0,76	—	[8]
2015	880,2			1,20	—	[10]
2012	881,6	0,8	1,9	2,10	—	[4]
2012	882,5	1,4	1,5	2,05	—	[11]
2010	880,7	1,3	1,2	1,77	—	[12]
2017	877,7	0,7	0,3	0,76	Магнитное хранение	[13]
2014	878,3			1,90	—	[14]

После проведения дополнительных исследований в 2013 г. этот результат был скорректирован авторами и опубликован в статье [6]:

$$\tau_n = (887,7 \pm 1,2(\text{стат.}) \pm 1,9(\text{сист.})) \text{ с.}$$

Более того, там же был проведен анализ результатов измерений времени жизни нейтрона методом хранения УХН в материальных ловушках и пучковым методом. Основным вывод состоял в том, что после проведенных корректировок средневзвешенное значение времени жизни нейтрона, измеренное пучковым методом и методом хранения УХН в материальных ловушках, включенное в рассмотрение Particle Data Group 2013, оказалось различным:

$$\Delta\tau_n = \tau_n^{\text{beam}} - \tau_n^{\text{bottle}} = (888,0 \pm 2,1) \text{ с} - (879,6 \pm 0,8) \text{ с} = (8,4 \pm 2,2) \text{ с},$$

и расхождение составило $3,8\sigma$.

В таблице приведены результаты работ по измерению времени жизни нейтрона методом хранения УХН в материальных и магнитных ловушках и единственный результат, полученный пучковым методом.

Из разброса результатов измерений времени жизни нейтрона методом хранения УХН в материальных ловушках можно сделать оценку погрешности данного метода — 1,4 с, куда входят и систематическая, и статистическая погрешности.

Если использовать средневзвешенное значение времени жизни нейтрона, измеренное пучковым методом и методом хранения УХН, то получим

$$\Delta\tau_n = (8,6 \pm 2,1) \text{ с.}$$

Расхождение времени жизни нейтрона, измеренное методом хранения УХН и пучковым методом, оказывается больше 4σ .

Разрешить это расхождение представляется очень важным делом. В данной работе предлагается новый метод, в котором систематические погрешности могут отличаться от систематических погрешностей, присущих пучковому методу и методу хранения УХН.

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ

Предлагаемый новый метод измерения времени жизни нейтрона основан на изменении спектра нейтронов за время их пролета достаточно большой пролетной базы за счет их распада.

Спектр плотности потока нейтронов на поверхности замедлителя можно представить в виде $Nf(\lambda) d\lambda$, где $\int f(\lambda) d\lambda = 1$. Если предположить, что нейтроны не распадаются, то спектр плотности потока нейтронов на расстояниях L_1 и L_2 с учетом того, что $\lambda = at/L$, будет иметь вид

$$N_{L_1} f\left(\frac{t_1}{L_1}\right) dt_1 = N_{L_2} f\left(\frac{t_2}{L_2}\right) dt_2. \quad (5)$$

Так как $t_1/L_1 = t_2/L_2$, то при соотношении

$$dt_2 = \left(\frac{L_2}{L_1}\right) dt_1 \quad (6)$$

спектры должны быть подобны. Экспериментальный спектр потока нейтронов, измеренный на расстоянии L , имеет вид

$$F_L(t) dt = \left(N_L f\left(\frac{t}{L}\right) \varepsilon\left(\frac{t}{L}\right) \exp\left(-\sigma\left(\frac{t}{L}\right) \rho L\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) + B(t)\right) dt. \quad (7)$$

Здесь N_L — число зарегистрированных нейтронов; $\varepsilon(t/L)$ — эффективность регистрации нейтронов; $\exp(-\sigma(t/L)\rho L)$ — потери нейтронов за счет их взаимодействия с остаточным газом; ρ — плотность атомов остаточного газа; $\exp(-t/\tau_n)$ — потери нейтронов за счет их распада; t — время пролета расстояния L нейтронной базы; $\sigma(t/L)$ — полное сечение взаимодействия нейтронов с остаточным газом; $B(t)$ — фон.

Можно найти время жизни нейтрона, пользуясь выражением (7), если выполнить измерения спектра плотности потока нейтронов хотя бы на двух пролетных базах в одном и том же эксперименте. Если при этом пренебречь фоном и потерей нейтронов за счет их взаимодействия с ядрами остаточного газа, выражение (7) упрощается до вида

$$F_L(t) dt = \left(N_L f\left(\frac{t}{L}\right) \varepsilon\left(\frac{t}{L}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)\right) dt. \quad (8)$$

В этом случае отношения времяпролетных спектров, измеренных на пролетных базах L_1 и L_2 детекторами с абсолютно одинаковой эффективностью регистрации нейтронов, имеет простой вид:

$$R(t_1) = \frac{N_{L_1}}{N_{L_2}} \exp\left(-\left(t_1 - \frac{L_2}{L_1} t_1\right) / \tau_n\right), \quad (9)$$

а величина $t_1 = m dt_1$, m — номер канала временного анализатора. Поскольку $(t_1 - t_2)/\tau_n \ll 1$, экспоненту в (9) можно разложить в ряд. Тогда отношение спектров имеет вид

$$R(t_1) = \frac{N_{L_1}}{N_{L_2}} + \frac{N_{L_1}}{N_{L_2}} \left[\left(\frac{L_2}{L_1} - 1\right) \frac{dt_1}{\tau_n} \right] m. \quad (10)$$

Отношение спектров может быть аппроксимировано линейной функцией $Y = a + bx$, где $x = m$, $a = N_{L1}/N_{L2}$, $b = N_{L1}/N_{L2}(L2/L1 - 1) dt_1/\tau_n$.

Время жизни нейтрона определяется параметрами прямой линии, обозначенными a и b , и равно

$$\tau_n = \frac{N_{L1}}{N_{L2}} \left(\frac{L2}{L1} - 1 \right) \frac{dt_1}{b} = a \left(\frac{L2}{L1} - 1 \right) \frac{dt_1}{b}. \quad (11)$$

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ

Было проведено исследование возможности измерения времени жизни нейтрона времяпролетным методом с помощью математического моделирования. Для того чтобы смоделировать времяпролетный спектр нейтронов, был измерен времяпролетный спектр с помощью ионизационной камеры деления со слоем ^{235}U , установленной на 11-метровой пролетной базе первого канала реактора ИБР-2.

Результаты измерений обозначены на рис. 1 черным цветом. Левый пик — это вспышка реактора. Далее видны низколежащие резонансы ^{235}U (1,135 и 0,285 эВ) и большой пик тепловых нейтронов. Решая систему уравнений

$$(t_1 - t_0) = 72,3 \frac{L}{E_1^{0,5}}, \quad (t_2 - t_0) = 72,3 \frac{L}{E_2^{0,5}}, \quad (12)$$

получим длину пролетной базы $L = 11,07$ м и время нейтронной вспышки $t_0 = 3400$ мкс. Здесь t_1 — время, соответствующее резонансу E_1 , а t_2 — время, соответствующее резонансу E_2 .

Пик тепловых нейтронов хорошо описывается распределением [15]

$$f(\lambda) d\lambda = N \left(\frac{\lambda_0^3}{\lambda^5} \right) \exp \left(\left(-\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^2 \right) d\lambda, \quad (13)$$

где $\lambda_0 = 2 \text{ \AA}$ — наиболее вероятная длина волны нейтронов, параметр подгонки. Так как нейтроны с короткой длиной волны имеют большую скорость и, как видно из экспери-

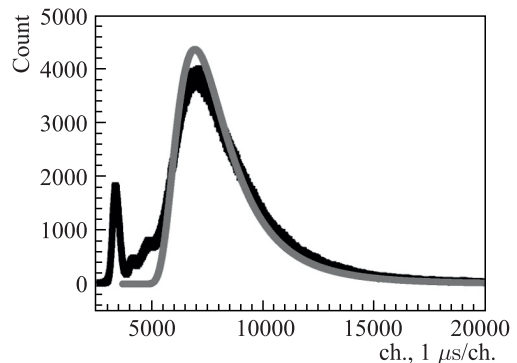


Рис. 1. Экспериментальный времяпролетный спектр актов деления, измеренный с помощью ионизационной камеры деления со слоем ^{235}U , установленной на 11-метровой пролетной базе (черный цвет). Серый цвет — модель времяпролетного спектра тепловых нейтронов на 11-метровой пролетной базе

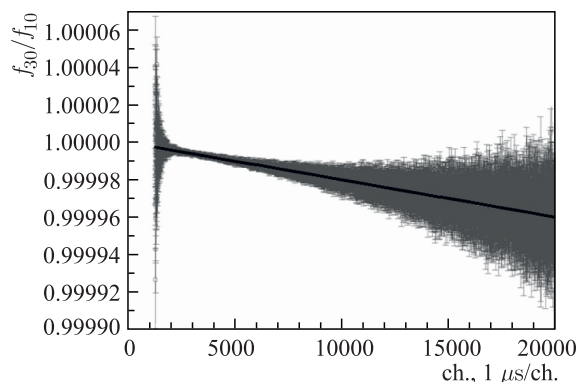


Рис. 2. Отношение времяпролетных спектров нейтронов 30- и 10-метровой пролетных баз. Общее число зарегистрированных нейтронов $6,0 \cdot 10^{16}$ и одинаково на обеих пролетных базах. Эффективность регистрации нейтронов 100% во всем диапазоне длин волн нейтронов

ментального времяпролетного спектра, их количество мало, то они не учитывались в процессе моделирования.

Были построены времяпролетные спектры для 10- и 30-метровой пролетных баз. Здесь использовались выражения (8), (9) и (11) с $\lambda_0 = 2 \text{ \AA}$ и $\tau_n = 1000 \text{ с}$.

Экспериментальное значение времяпролетного спектра моделировалось в виде

$$F_{ex}(\lambda) d\lambda = F_{ex}(\lambda) d\lambda + \zeta(F_{ex}(\lambda) d\lambda)^{0,5}, \quad (14)$$

где ζ — случайная величина, имеющая нормальное распределение с математическим ожиданием $M(\zeta) = 0$ и дисперсией $D(\zeta) = 1$. Приближенное значение величины ζ вычислялось, согласно [16], по формуле

$$\zeta = \sum \gamma_i - 6, \quad (15)$$

где $\sum \gamma_i$ — сумма 12 случайных чисел, равномерно распределенных на интервале (0,1).

На рис. 2 представлено отношение спектров нейтронов, зарегистрированных на 30- и 10-метровой базах, и результат аппроксимации этого отношения линейной функцией. В расчет были включены нейтроны с энергией от 1 до 520 мэВ.

Предполагалось, что каждый детектор обладает 100%-й эффективностью регистрации нейтронов в этом диапазоне значений энергии, что каждый детектор зарегистрировал $2,99 \cdot 10^{16}$ нейтронов и что фон равен нулю. Моделирование трех измерений дало времена жизни нейтрона:

$$\tau_n = (999,62 \pm 1,99) \text{ с}; \quad \tau_n = (1003,30 \pm 1,97) \text{ с}; \quad \tau_n = (999,91 \pm 1,96) \text{ с}.$$

Видно, что в идеальных условиях, в отсутствие фона и остаточного газа в пролетном пространстве и при 100%-й эффективности регистрации нейтронов предлагаемый метод измерения времени жизни нейтрона дает хорошие результаты.

На рис. 3 представлено отношение спектров нейтронов $f(\lambda)_{30}/f(\lambda)_{10}$, зарегистрированных на 30- и 10-метровой базах. Используются абсолютно одинаковые ^3He -детекторы с давлением 3 атм и толщиной 4 см. Счет нейтронов чуть-чуть уменьшился в основном в коротковолновой части спектра, но это обстоятельство практически не повлияло на точность определения времени жизни нейтрона $\tau_n = (1000,59 \pm 1,98) \text{ с}$.

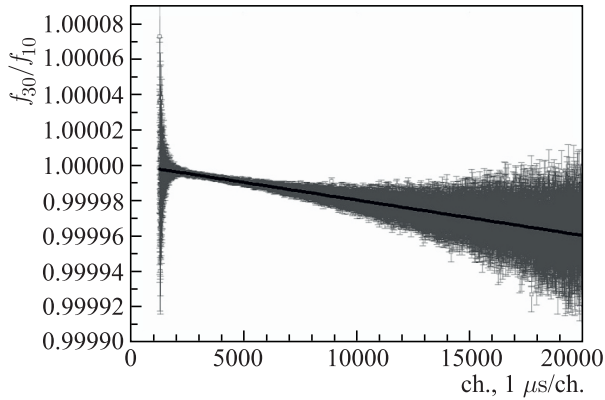


Рис. 3. Зависимость отношения времяпролетных спектров нейтронов 10- и 30-метровых пролетных баз от времени пролета, однако здесь эффективность регистрации нейтронов зависит от длины волны нейтрона

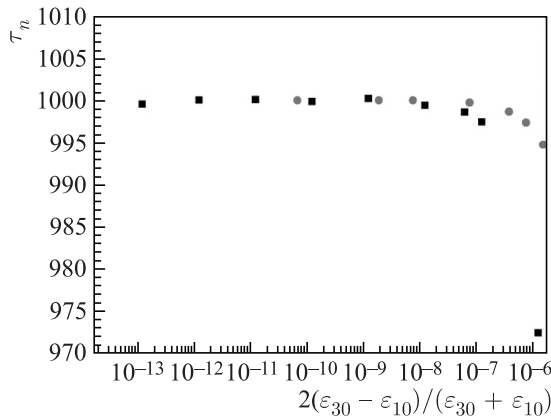


Рис. 4. Зависимость определенного времени жизни нейтрона от различия эффективности детекторов (ошибки лежат в пределах маркеров)

Следующий важный шаг состоял в определении требований к детекторам нейтронов, так как эффективность регистрации нейтронов зависит от длины волны нейтронов и от конструкции детекторов. На рис. 4 представлены результаты моделирования эксперимента по определению времени жизни нейтрона с двумя детекторами нейтронов, эффективности регистрации нейтронов которых отличаются на небольшую величину $\Delta = 2(\epsilon_{30} - \epsilon_{10}) / (\epsilon_{30} + \epsilon_{10})$. Черные квадраты на рис. 4 соответствуют детекторам, имеющим толщину 8 длин свободного пробега нейтронов с длиной волны $1,7 \text{ \AA}$. Серые кружки соответствуют детекторам, имеющим толщину 13 длин свободного пробега нейтронов с длиной волны $1,7 \text{ \AA}$.

Видно, что эффективности регистрации нейтронов детекторов могут отличаться не более чем на 10^{-8} . Это условие практически невозможно обеспечить, поэтому измерения спектра на обеих базах надо производить одним и тем же детектором. С другой стороны, необходимо компенсировать возможные изменения спектра нейтронов со вре-

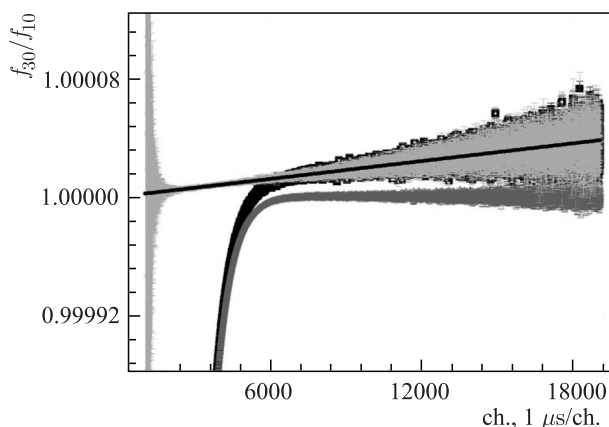


Рис. 5. Результаты моделирования: черные квадраты — отношение спектров $(f_{10}\varepsilon_{10})/(f_{30}\varepsilon_{30})$; серые треугольники — спектр калибровки детекторов на 10-метровой базе $R = (f_{10}\varepsilon_{10})/(f_{10}\varepsilon_{30})$; светло-серые треугольники — спектр, поправленный на эффективность детекторов $(f_{10}\varepsilon_{10})/(f_{30}\varepsilon_{30})/R$; черная прямая линия — результат линейной аппроксимации этого отношения

менем (например, учитывая изменения температуры замедлителя). Следовательно, надо проводить измерения спектра нейтронов на обеих базах *одновременно* двумя детекторами, причем *периодически меняя их местами*.

Для того чтобы выбрать методику измерений, позволяющую избавиться от строгого требования одинаковости детекторов, был промоделирован эксперимент с детекторами, имеющими неодинаковые эффективности регистрации нейтронов.

На рис. 5 представлены результаты моделирования эксперимента с детекторами, расположенными на 10- и 30-метровой базах. Детекторы имеют толщину 8 и 8,2 длин свободного пробега соответственно для нейтронов с длиной волны 1,7 Å. Отношение спектров $R = (f_{10}\varepsilon_{10})/(f_{30}\varepsilon_{30})$ обозначено черными квадратами. Видно, что этот спектр существенно отличается от прямой черной линии, которая является линейной аппроксимацией данного отношения R .

Здесь же приведены результаты калибровки. Детекторы расположены на 10-метровой базе. Отношение спектров $R = (f_{10}\varepsilon_{10})/(f_{10}\varepsilon_{30})$ — серые треугольники.

Окончательный спектр, поправленный на эффективность детекторов $(f_{10}\varepsilon_{10})/(f_{30}\varepsilon_{30})/R$, обозначен светло-серыми треугольниками. Время жизни нейтрона, полученное линейной аппроксимацией поправленного спектра, равно $\tau_n = (999,09 \pm 1,40)$ с.

Важное замечание. Эффективность регистрации нейтронов может зависеть от места их попадания в детектор. Поэтому описанный выше способ калибровки детекторов распространяется не только на детекторы 10- и 30-метровой баз, но и на все 10 секций каждого детектора. Калибровки секций каждого детектора надо проводить в позиции детекторов на 30-метровой базе.

ЗАВИСИМОСТЬ ИЗМЕРЕННОЙ ВЕЛИЧИНЫ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА ОТ ФОНА

До сих пор при моделировании экспериментов по измерению времени жизни нейтрона времяпролетным методом мы полагали фон $B(t)$ в выражении (7) равным нулю.

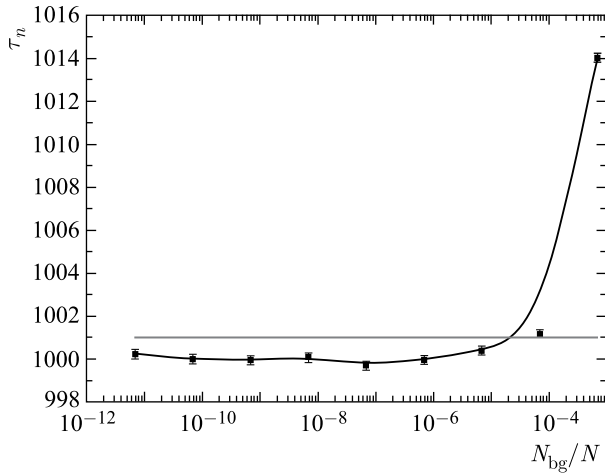


Рис. 6. Зависимость измеренной величины времени жизни нейтрона от величины фонового счета детекторов. Прямая линия — время жизни нейтрона, заложенное в расчеты, плюс погрешность в 1 с

В реальном эксперименте можно ожидать как минимум три вида фона: внешний фон экспериментального зала и фон космических лучей, фон рассеянных нейтронов и γ -квантов от пучка нейтронов установки, фон от запаздывающих нейтронов. Так как структура фона нам неизвестна, мы предположили, что фон в формуле (7) одинаков на обеих времяпролетных базах, а давление остаточного газа равно нулю. Чтобы более отчетливо увидеть зависимость определения времени жизни нейтрона от величины фона, количество зарегистрированных нейтронов было увеличено до $3 \cdot 10^{18}$. Результаты моделирования представлены на рис. 6.

Видно, что для того чтобы систематическая погрешность была меньше 1 с, необходимо, чтобы отношение фонового счета нейтронов к замедленным нейтронам вспышки было меньше чем $1 \cdot 10^{-5}$. В случае, когда вклад фона больше, его надо учесть с необходимой точностью. Например, если отношение фонового счета к счету замедленных нейтронов составляет 10^{-2} , то вклад фона надо измерить с точностью $\sim 10^{-3}$ и вычесть из времяпролетных спектров.

ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА

Так как сечения взаимодействия нейтронов с ядрами зависят от скорости нейтрона, при прохождении нейтроном достаточно большой пролетной базы, согласно выражению (7), будет происходить имитация распада нейтронов. В качестве модели было рассмотрено взаимодействие нейтронов с ядрами азота в зависимости от давления азота в нейтронноводе. При расчете использовалось полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами азота из ENDF [17].

Результаты моделирования представлены на рис. 7. Видно, что при давлении остаточного газа меньше $1 \cdot 10^{-6}$ бар систематическая погрешность в определении времени жизни нейтрона, обусловленная взаимодействием нейтронов с ядрами остаточных газов, будет меньше 1 с.

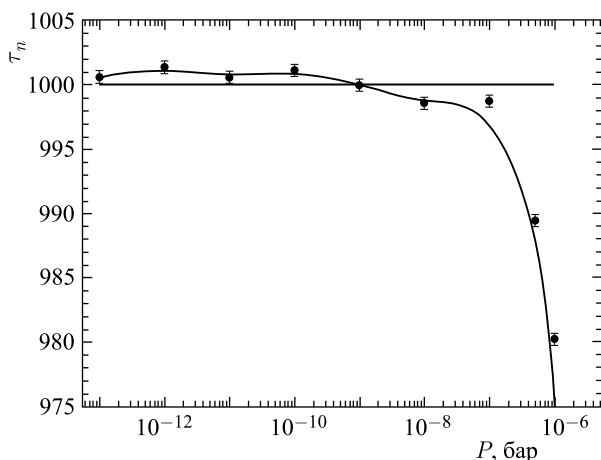


Рис. 7. Зависимость измеренного времени жизни нейтрона от давления остаточного газа. Прямая линия — время жизни нейтрона, заложенное в расчеты

ВЫВОДЫ

Предлагаемый новый метод измерения времени жизни нейтрона основан на изменении спектра нейтронов за время их пролета достаточно большой пролетной базы за счет их распада.

Данный метод измерения времени жизни нейтрона имеет главное положительное качество — в нем используются относительные измерения. В этом методе были определены следующие требования к условиям эксперимента: необходимо проводить измерения спектра нейтронов на обеих базах одновременно двумя детекторами и проводить калибровку детекторов на одной и той же пролетной базе.

Показано, что в отсутствие фона и остаточного газа в пролетном пространстве и при 100%-й эффективности регистрации нейтронов предлагаемый метод измерения времени жизни нейтрона дает хорошие результаты.

Источниками систематических ошибок являются фон и потери нейтронов за счет их взаимодействия с остаточным газом. Влияние же потерь нейтронов на систематические погрешности рассмотрено с помощью моделирования эксперимента и *может быть измерено экспериментально*.

Были проведены исследования влияния на экспериментальные результаты неодинаковости эффективности детекторов, присутствия фона и взаимодействия нейтронов с остаточным газом.

В итоге из всего вышеизложенного следует, что

- измерения спектров нейтронов надо проводить одновременно на двух времяпролетных базах детекторами Д10 и Д30;
- необходимо проводить калибровку детекторов Д10 и Д30 на одной и той же пролетной базе;
- необходимо проводить калибровку секций детекторов Д10 и Д30 на 30-метровой пролетной базе;

- для случая, когда эффективности двух детекторов отличаются на величину порядка 2,5 %, получено правильное значение времени жизни нейтрона (после замены спектра отношения на калибровочный спектр);

- для измерения времени жизни нейтрона с точностью 2 с необходимо зарегистрировать не менее $6 \cdot 10^{16}$ нейтронов. Все расчеты сделаны для теплового замедлителя. Плотность потока нейтронов на поверхности замедлителя $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Благодарности. В заключение авторы выражают благодарность В. Н. Швецову, Е. В. Лычагину, Ю. Н. Копачу, Ш. С. Зейналову, А. Ю. Музычке, В. В. Новицкому, А. Б. Попову и другим сотрудникам ЛНФ ОИЯИ за полезные обсуждения и поддержку в работе. Авторы признательны Э. А. Коптелову и Н. М. Соболевскому (ЛНИ ИЯИ РАН) за поддержку в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dubbers D., Schmidt M.* The Neutron and Its Role in Cosmology and Particle Physics // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V. 83. P. 1111–1171.
2. *Серебров А. П.* Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек ультрахолодных нейтронов // *УФН.* 2005. Т. 175, № 9. С. 905–924.
3. *Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S., Drexel W., Fomin A., Geltenbort P., Morozov V., Panin Yu., Pendlebury J., Schreckenbach K.* Neutron Life Time Value Measured by Storing Ultracold Neutrons with Detection of Inelastically Scattered Neutrons // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 483. P. 15–22.
4. *Арзуманов С. С., Бондаренко Л. Н., Морозов В. И., Панин Ю. Н., Чернявский В. М.* Анализ и корректировка результата эксперимента по измерению времени жизни нейтрона // *Письма в ЖЭТФ.* 2012. Т. 95, вып. 5. С. 248–256.
5. *Nico J. S., Dewey M. S., Gilliam D. M., Wietfeldt F. E., Fei X., Snow W. M., Greene G. L., Pauwels J., Eykens R., Lamberty A., Van Gestel J., Scott R. D.* Measurement of the Neutron Lifetime by Counting Trapped Protons in a Cold Neutron Beam // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 055502-01–055502-27.
6. *Yue A. T., Dewey M. S., Gilliam D. M., Greene G. L., Laptev A. B., Nico J. S., Snow W. M., Wietfeldt F. E.* Improved Determination of the Neutron Lifetime // *Phys. Rev. Lett. B.* 2013. V. 111. P. 1–4.
7. *Serebrov A. P., Fomin A. K.* The Problem of the Neutron Lifetime Measurements // *Pis'ma ZhETF.* 2010. V. 92, Iss. 5. P. 307–311.
8. *Serebrov A., Varlamov V., Kharitonov A., Fomin A., Pokotilovski Yu., Geltenbort P., Butterworth J., Krasnoschekova I., Lasakov M., Tal'daev R., Vassiljev A., Zherebtsov O.* Measurement of the Neutron Lifetime Using a Gravitational Trap and a Low-Temperature Fomblin Coating // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 605. P. 72–78.
9. *Серебров А. П., Коломенский Э. А., Фомин А. К., Краснощекова И. А., Васильев А. В., Прудников Д. М., Шока И. В., Чечкин А. В., Чайковский М. Е., Варламов В. Е., Иванов С. Н., Пирожков А. Н., Гельтенборт П., Циммер О., Дженке Т., Ван-дер-Гринтен М., Такер М.* Новое измерение времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой // *Письма в ЖЭТФ.* 2017. Т. 106, № 10. С. 599–606.
10. *Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S., Geltenbort P., Morozov V., Nesvizhevsky V., Panin Yu., Strepetov A.* Measurement of the Neutron Lifetime Using the Method of Storage of Ultracold Neutrons and Detection of Inelastically Scattered Neutrons // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 745. P. 79–89.

11. Steyerl A., Pendlebury J. M., Kaufman C., Malik S. S., Desai A. M. Quasielastic Scattering in the Interaction of Ultracold Neutrons with a Liquid Wall and Application in a Reanalysis of the MAMBO I Neutron-Lifetime Experiment // *Phys. Rev. C*. 2012. V. 85. P. 065503.
12. Pichlmaier A., Varlamov V., Schreckenbach K., Geltenbort P. Neutron Lifetime Measurement with the UCN Trap-in-Trap MAMBO II // *Phys. Lett. B*. 2010. V. 693, Iss. 3. P. 221–226.
13. Pattie R. W., Jr., Callahan N. B., Cude-Woods C., Adamek E. R., Broussard L. J., Clayton S. M., Currie S. A., Dees E. B., Ding X., Engel E. M., Fellers D. E., Fox W., Geltenbort P., Hickerson K. P., Hoffbauer M. A., Holley A. T., Komives A., Liu C.-Y., MacDonald S. W. T., Makela M., Morris C. L., Ortiz J. D., Ramsey J., Salvat D. J., Saunders A., Seestrom S. J., Sharapov E. I., Sjue S. K., Tang Z., Vanderwerp J., Vogelaar B., Walstrom P. L., Wang Z., Wei W., Weaver H. L., Wexler J. W., Womack T. L., Young A. R., Zeck B. A. Measurement of the Neutron Lifetime Using an Asymmetric Magneto-Gravitational Trap and *in situ* Detection. arXiv: 1707.01817. 2017.
14. Ezhov V. F., Andreev A. Z., Ban G., Bazarov B. A., Geltenbort P., Glushkov A. G., Knyazkov V. A., Kovrizhnykh N. A., Krygin G. B., Naviliat-Cuncic O., Ryabov V. L. Measurement of the Neutron Lifetime with Ultra-Cold Neutrons Stored in a Magneto-Gravitational Trap. arXiv: 1412.7434. 2014.
15. Александров Ю. А., Шаранов Э. И., Чер Л. Дифракционные методы в физике. М.: Энергоиздат, 1981. 216 с.
16. Соболев И. М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973. 312 с.
17. <http://www.nndc.bnl.gov/ENDF>

Получено 25 мая 2018 г.