Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 10, с. 599 – 606 

# Новое измерение времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой

*А. П. Серебров*[+ 1)], *Э. А. Коломенский*[+], *А. К. Фомин*[+], *И. А. Краснощекова*[+], *А. В. Васильев*[+], *Д. М. Прудников*[+], *И. В. Шока*[+], *А. В. Чечкин*[+], *М. Е. Чайковский*[+], *В. Е. Варламов*[+], *С. Н. Иванов*[+], *А. Н. Пирожков*[+], *П. Гельтенборт*[* 2)], *О. Циммер*[* 2)], *Т. Дженке*[* 2)], *М. Ван-дер-Гринтен*[# 2)], *М. Такер*[# 2)]

[+]*Петербургский институт ядерной физики, НИЦ "Курчатовский институт", 188300 Гатчина, Россия*

[*]*Институт Макса фон Лауэ Поля Ланжевена, CS20156-38042 Гренобль Cedex 9, Франция*

[#]*Совет по науке и технологиям, Лаборатория Резерфорда Эпплтона, Харвелл Кампус, Дидкот, Оксон, OX11 0QX, Великобитания*

Поступила в редакцию 3 октября 2017 г.

После переработки 13 октября 2017 г.

Время жизни нейтрона является одной из ключевых физических величин служащей для определения параметров слабого взаимодействия и для предсказаний теории первичного нуклеосинтеза. Измерения времени жизни нейтрона в этом эксперименте проводятся методом хранения нейтронов в материальной ловушке с гравитационным затвором. В качестве покрытия используется безводородный фторсодержащий полимер Fomblin-grease UT-18. Проведено исследование устойчивости покрытия к многократным охлаждениям до 80 K и отогревам до 300 K. Вероятность потерь в ловушке составляет всего лишь 1.5 % от вероятности распада нейтрона. Новая установка позволила получить результат для времени жизни нейтрона ($\tau_{\rm n} = 881.5 \pm 0.7_{\rm stat} \pm 0.6_{\rm syst}$ с), находящийся в хорошем соответствии с общепринятым значением $880.2 \pm 1.0$ с, представленным Particle Data Group.

DOI: 10.7868/S0370274X17220015

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона имеют большое значение для физики элементарных частиц, а также для космологии. Распад свободного нейтрона в протон, электрон и антинейтрино определяется параметрами слабого взаимодействия, а именно переходом $d$-кварка в $u$-кварк. В стандартной модели элементарных частиц смешивание кварков описывается матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, а ее унитарность должна свидетельствовать о полноте наших представлений о кварковой модели частиц.

Уточнение значений времени жизни нейтрона и параметра $\lambda$ важно также для астрофизики и космологии, поскольку они используются в теории эволюции Вселенной после Большого взрыва [1] и в описании процессов, определяющих энергетику звезд.

В нашем эксперименте время жизни нейтрона измеряется методом хранения ультрахолодных нейтронов (УХН) в материальной ловушке с открытым верхом, которая работает как гравитационный спектрометр. Во время хранения поведение нейтрона описывается законами движения классической частицы в поле однородного потенциала. При этом вероятность потерь в ловушке составляет всего лишь 1.5 % от вероятности распада нейтрона, поэтому метод измерений достаточно близок к прямому измерению времени жизни нейтрона. Чтобы учесть поправку, связанную с потерями нейтронов от взаимодействия со стенками, в ловушку вводится дополнительная поверхность, увеличивающая частоту соударений нейтрона приблизительно в два раза.

Проводя измерения времени хранения для двух различных значений эффективной частоты соударений, мы получаем возможность вычислить время жизни нейтрона и коэффициент потерь $\eta$:

$$\tau_1^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_1, \quad \tau_2^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_2, \tag{1}$$

$$\begin{gathered} \eta = (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})/(\gamma_2 - \gamma_1), \\ \tau_n^{-1} = [(\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}) - \eta(\gamma_1 + \gamma_2)]/2, \end{gathered} \tag{2}$$

где $\gamma_1$, $\gamma_2$ – эффективные частоты соударений, а $\eta$ – коэффициент потерь, $\tau_n$ – время жизни нейтрона.

Исключая $\eta$, можно записать

$$\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1} - (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})/[\gamma_2(E)/\gamma_1(E) - 1]. \tag{3}$$

1)e-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru

2)P. Geltenbort, O. Zimmer, T. Jenke, M. Van der Grinten, M. Tucker.

Данная форма записи формулы отображает важный факт. Одно из времен хранения вносит основной вклад в вычисляемое время жизни нейтрона, а второе слагаемое является поправкой, зависящей от разности времен хранений и отношения эффективных частот соударений.

Формула (3) отображает главную идею нашего эксперимента – для нахождения времени жизни нейтрона нужно измерить время хранения для двух значений $\gamma(E)$. Эта величина зависит от геометрии ловушки и энергии УХН, а значит, есть два способа провести измерения для двух разных $\gamma(E)$: либо использовать различные энергии, либо использовать различную геометрию ловушки.

Метод геометрической экстраполяции имеет значительные преимущества по отношению к методу энергетической экстраполяции, поэтому для изменений эффективной частоты соударений используется модификация геометрии ловушки. Для этого в нашем эксперименте применена дополнительная поверхность – вставка.

Характерно, что в уравнение (3) входит только отношение $\gamma_2(E)/\gamma_1(E)$, это позволяет уменьшить влияние зависимости функции потерь УХН на результат. Для вычислений вероятности потерь (без учета гравитации) используется выражение:

$$\tau_{\rm loss}^{-1} = \mu(T,E)v(E), \tag{4}$$

где $\mu(T,E)$ – функция потерь УХН при отражении, которая зависит от энергии УХН и температуры стенок ловушки, $v(E)$ – частота столкновений УХН со стенками, зависящая от размера ловушки и энергии УХН. Уравнение (4) можно представить в следующем виде:

$$\tau_{\rm loss}^{-1} = \eta(T)\gamma(E), \tag{5}$$

где $\eta(T)$ – фактор потерь, не зависящий от энергии УХН, а $\gamma(E)$ – эффективная частота соударений, зависящая от энергии УХН.

Действительно, в случае геометрической экстраполяции при отсутствии гравитации отношение частот соударений зависит только от геометрии ловушки и вставки. Однако, при наличии гравитационного поля, кинетическая энергия нейтрона, а также концентрация нейтронов в ловушке, становятся зависимыми от высоты.

Частота столкновений равна потоку УХН, направленному на поверхность $dS$: $1/4v\rho(v)dS$, где $\rho(v)$ – плотность УХН, зависящая от их скорости. В поле тяготения плотность УХН пропорциональна $\sqrt{(E-mgh)/E}$, где $E$ – энергия УХН у основания ловушки, $h$ – высота, измеренная от основания ловушки. Так как кинетическая энергия УХН зависит от $h$, уравнение (4) необходимо проинтегрировать по $h$ и нормировать на число частиц:

$$\tau_{\rm loss}^{-1} = \frac{\int\limits_0^{h(E)} \mu(E-h')v(E-h')\rho(E-h')dS(h))}{4\int\limits_0^{h(E)} \rho(E-h')dV(h)} = \\ = \eta\cdot\gamma(E), \tag{6}$$

где $h' = mgh$, а $h(E)$ – максимальная высота для энергии $E$.

Полное устранение зависимости от энергии не происходит из-за интегрального характера зависимости потерь от $\mu(E)$. Для уменьшения влияния энергетической зависимости на геометрическую экстраполяцию выбрана специальная геометрия вставки. По сути, вставка повторяет геометрию ловушки, но только сделана меньших размеров. Измерения проводились на исследовательском реакторе ILL (рис. 1) на пучке УХН PF2 MAM [2]. Для измерений в рабочем объеме установки требуется обеспечить высокий вакуум и низкий коэффициент потерь при соударениях нейтронов со стенками. Низкий коэффициент поглощения нейтронов стенками сосуда обеспечивается при помощи покрытия поверхностей ловушки и вставки безводородным фтор-полимером (fomblin grease UT-18), имеющим низкое сечение захвата нейтронов. Потери ультрахолодных нейтронов (УХН),обусловленные неупругим рассеянием на материале, оказываются значительно подавлены при охлаждении ловушки до температур 80–100 К.

Для создания установки были использованы два промышленных азотных танка. Внешний сосуд создает защитный вакуум, а во внутреннем сосуде размещены емкости для жидкого азота и физическая часть установки – ловушка для хранения нейтронов и вставка. После заполнения емкостей жидким азотом внутренний сосуд играет роль теплового экрана. Испаряющийся газообразный азот поступает по гибким трубопроводам, закрепленным на поверхности ловушки и вставки. Такой вариант охлаждения позволяет поддерживать температуру ловушки и вставки на уровне 80 К, с точностью до одного градуса, которая контролируется 4-мя термопарами: по две на каждую поверхность.

Внешний и внутренний объемы откачиваются независимо при помощи турбомолекулярных насосов. Давление остаточных газов внутри рабочего объема не превышает $2\cdot10^{-6}$ Торр.

Емкость для хранения нейтронов представляет собой медный полуцилиндр с радиусом 0.7 м и длиной 2 м, разрезанный вдоль образующей и имеющий стенки на торцах. Ловушка для ультрахолодных

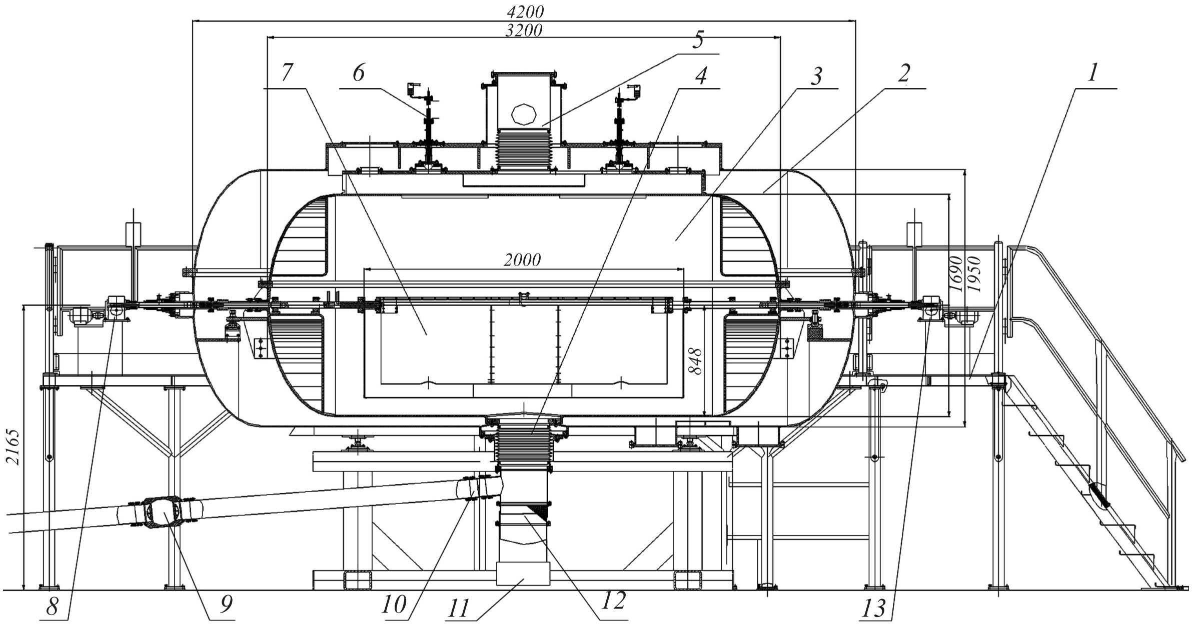


Рис. 1. Исследовательский реактор ILL. *1* – платформа для обслуживания; *2* – Внешний вакуумный объем; *3* – внутренний вакуумный объем; *4* – нейтроновод; *5* – откачка внутреннего сосуда; *6* – система напыления ловушки и вставки; *7* – ловушка и вставка в нижнем положении; *8* – механизм поворота ловушки; *9* – затвор турбины, *10* – затвор нейтроновода; *11* – детектор; *12* – затвор детектора; *13* – механизм поворота вставки

нейтронов с такими размерами используется впервые, что позволяет захватывать большое число нейтронов, и увеличить статистическую точность каждого измерения. Так, например, объем ловушки в предыдущем эксперименте [3, 4] был меньше в 5.3 раза. Положение края ловушки определяет максимальную энергию хранящихся нейтронов. Соответственно, чем больше угол поворота ловушки, тем ниже оказывается потенциальный барьер: от 70 нэВ в горизонтальном положении до 0 нэВ – в вертикальном. Для любого положения ловушки все УХН делятся на два типа: те, которые могут храниться, и те, которые обладают энергией выше установленного потенциального барьера и попадают на детектор. При этом те нейтроны, которые вытекают из ловушки даже при ее установке в горизонтальное положение, мы называем надбарьерными. Число соударений нейтронов со стенками изменяется при помощи погружения в ловушку дополнительной поверхности – медной полуцилиндрической вставки радиусом 0.6 м и длиной 1.8 без боковых стенок и с двумя отверстиями внизу, для лучшего обмена нейтронов. Поворот ловушки и вставки осуществляется шаговыми двигателями независимо с разных сторон при помощи общей оси типа "труба в трубе".

Наполнение рабочего объема происходит через нейтроновод, оборудованный тремя затворами. Первый, турбинный затвор (*9*), призван максимально отсечь нейтроны, которые могли бы попасть на детектор во время измерений. Второй затвор (*10*) пропускает нейтроны в ловушку во время наполнения, а затвор (*12*) пропускает нейтроны на детектор, во время слива.

Перед началом измерений необходимо очистить ловушку от надбарьерных нейтронов, при этом, чем меньше разница между энергией нейтрона и барьером, тем меньше вероятность вылета нейтрона. Поэтому, если мы хотим чтобы во время удержания ловушки в горизонтальном положении надбарьерные нейтроны отсутствовали, необходимо сначала повернуть ловушку на некоторый специальный угол. При этом мы теряем и значительную часть полезных нейтронов, но для нас крайне важно очистить спектр. Измерительный цикл происходит следующим образом: затворы турбины УХН и нейтроновода открываются, и начинается наполнение рабочего объема. Процесс заполнения контролируется (мониторируется) через зазоры в затворе детектора нейтронов, который расположен ниже ловушки. На 150-й секунде после того, как счет нейтронов на временно́й диаграмме на рис. 2 выходит на плато, происходит захват нейтронов путем поворота ловушки в течение 50 с в положение с углом наклона 15°. После этого оба затвора закрываются, и открывается затвор де-

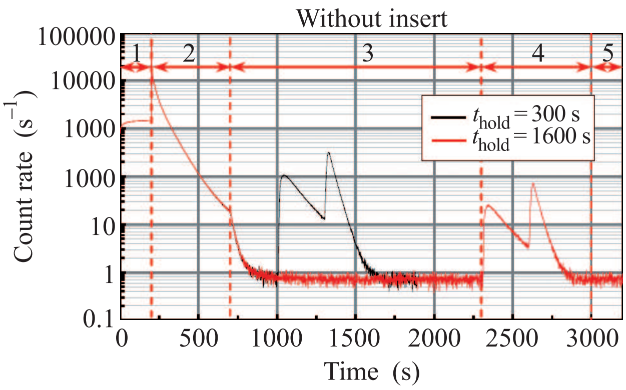


Рис. 2. (Цветной онлайн) Временна́я диаграмма измерительного цикла для двух различных времен удержания в ловушке: 1 – заполнение, 200 с [время поворота (50 с) в позицию мониторирования включено]; 2 – мониторирование, 500 с; 3 – удержание, 300 с или 1600 с [время поворота ловушки (10 с) в позицию удержания]; 4 – слив, с двумя стадиями по 300, 400 с [со временем поворота ловушки (10, 25 с) в каждую позицию]; 5 – измерение фона, 200 с. Временны́е интервалы показаны для времени удержания 1600 с

тектора *12* (см. рис. 1)). Для очистки спектра от надграничных нейтронов ловушка удерживается в положении с углом наклона 15°, при этом время мониторирования составляет 500 с. После чистки ловушка поворачивается в горизонтальное положение и начинается хранение нейтронов, которое длится 300 или 1600 с. Количество УХН, оставшихся после хранения, измеряется детектором путем поворота ловушки на некоторый измерительный угол. При этом мы регистрируем нейтроны с энергиями меньше изначального барьера, но выше измерительного барьера, т.е. мы выделяем некоторую часть спектра. Поворачивая ловушку на следующий измерительный угол, мы сливаем нейтроны из следующей, более низкой части энергетического спектра. В данном случае ловушка поворачивалась последовательно на 24 и 90°.

Углы мониторирования и сливов, а также времена, необходимые для подсчета нейтронов, определяются с использованием МК-моделирования при условии, чтобы полное число нейтронов в разных участках спектра, регистрируемое во время слива, было примерно одинаковым и чтобы полное число нейтронов было максимально большим при как можно меньшем числе остаточных набарьерных нейтронов. При этом, поскольку в разных сливах присутствуют нейтроны различных энергий, динамика их вытекания на детектор может отличаться, что выражается в разной высоте максимумов сливов на рис. 2.

Таким образом, время жизни нейтронов в ловушке измеряется для разных периодов хранения и различных частот соударений. В последние 200 секунд происходит измерение фона.

Время жизни свободного нейтрона определяется экстраполяцией к нулевой частоте столкновений нейтрона со стенками ловушки.

Ловушка и вставка в нашем эксперименте были изготовлены из меди, так как она обладает достаточно высоким значением граничной скорости $v_{\lim} \sim 5.7$ м, а также высокой теплопроводностью. Однако сечение захвата нейтронов на меди довольно велико, поэтому было решено покрыть ее фомблиновой смазкой марки UT-18 производства компании Solvay, средняя толщина которого составила 5–10 мкм. Это вещество состоит из полимерных цепочек $CF_2$–$CF_2$, а углерод и фтор имеют малое сечение захвата нейтронов. Потери УХН на неупругих соударениях оказываются значительно подавлены при низких температурах (80–100 К). Однако, для нашего эксперимента принципиально важно знать, что фомблиновое покрытие остается стабильным при заморозке и отогреве. В самом начале эксперимента были проведены измерения времени хранения нейтронов с титановыми ловушкой и вставкой, покрытых данным веществом. Титан практически не отражает УХН из-за отрицательной длины рассеяния нейтронов, а значит, любые изменения покрытия при охлаждении или отогреве становились бы хорошо заметными при измерении.

Из результатов этой проверки, представленных на рис. 3, можно сделать два основных вывода.

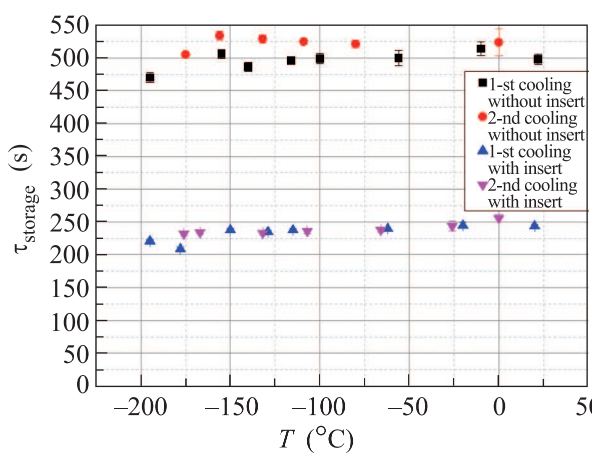


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурная зависимость времен хранения в эксперименте с титановой ловушкой и вставкой

(i) Покрытие стабильно, и повторяющийся нагрев и охлаждение не повреждают его в заметной степени. Значит непокрытая область не растет после охлаждения.

(ii) Мы предполагаем, что непокрытая поверхность титановой ловушки имеет вероятность захвата по крайней мере 50 % и не превышает долю в 0.1 % ($\eta_{\mathrm{Ti+F}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$).

Оба результата важны для нашего эксперимента. Стабильность покрытия в течение измерений позволяет нам объединять результаты, полученные во время различных реакторных циклов, для того чтобы увеличить статистическую точность. Оценки же непокрытой поверхности предоставляют информацию для вычислений систематических погрешностей, которые возникают из-за неодинаковости покрытия ловушки и вставки.

Чтобы проверить стабильность покрытия, мы проводим измерения времени хранения каждый раз, когда охлаждаем или нагреваем установку. Вероятность потери УХН при столкновении с медью довольно мала ($\eta_{\mathrm{Cu}} \approx 10^{-4}$). Мы считаем, что максимальная незакрытая площадь ловушки и вставки меньше 0.1 % и заключаем, что вклад непокрытой площади в вероятность потери ($\Delta\eta$) составляет около $1 \cdot 10^{-7}$. Вероятность потери на фомблине меньше $10^{-5}$ и зависит от температуры. С титановой ловушкой мы не могли заметить эту зависимость, потому что непокрытая область была основным источником потерь (см. рис. 3). С медной ловушкой мы можем наблюдать уменьшение вероятности потерь при понижении температуры.

Из формулы (1) можно легко найти время, которое нейтрон хранился бы в ловушке при отсутствии $\beta$-распада. Для этого нужно в обратных величинах вычесть предполагаемое время жизни из измеренного времени хранения. Полученная зависимость характеризует качество покрытия, а именно: время хранения УХН в ловушке (при отсутствии $\beta$-распада), которое оказалось в 60 раз больше времени распада нейтрона (рис. 4).

Температурные зависимости подтверждают тот факт, что покрытие выдерживает замерзание и последующее охлаждение. Действительно, потери равномерно уменьшаются с температурой, нет изломов ни при температуре замерзания, ни при более глубокой заморозке, из этого мы делаем вывод, что на поверхности не появляются дефекты или трещины макроскопического характера. При этом эффекты малого нагрева пренебрежимо малы [5].

В эксперименте используется разбиение спектра нейтронов на две части. Это позволяет проводить две геометрические экстраполяции результатов по 4-м временам хранения. Увеличение количества энергетических интервалов приводит к уменьшению числа нейтронов в экспериментальной установке, так как счет нейтронов для каждого диапазона занимает 300–400 с, и число нейтронов для каждого следующего диапазона уменьшается из-за распада. Однако, это позволяет контролировать возможные систематические погрешности эксперимента.

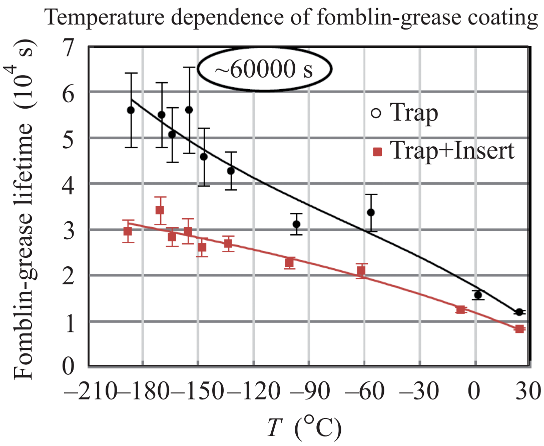


Рис. 4. (Цветной онлайн) Время жизни нейтрона в ловушке с покрытием из фомблин-гризи (при температуре жидкого азота – время хранения) в случае отсутствия распада составляло бы $\sim 60000$ с ($\sim 17$ ч), или вероятность потерь УХН в ловушке составляет 1.5 % от вероятности распада нейтрона

Измерения проводятся при помощи газового пропорционального детектора [6]. Используемый детектор является многосекционным, что позволяет считать нейтроны независимо в каждом из каналов. При высоких скоростях счета это позволяет снизить влияние просчетов. Однако для полного учета данного эффекта была введена поправка на мертвое время детектора в число нейтронов, регистрируемых детектором каждую секунду. Таким образом, эффект просчетов был полностью учтен при обработке результатов, влияние которых в нашем эксперименте могло бы привести к увеличению вычисляемого время хранения не более чем на 0.2 с. В каждом измерительном цикле в последние 200 с происходит измерение фона. Измеренный фон вычитается из счетов детекторов. В нашем эксперименте отношение фон/сигнал находится на уровне 1 % для измерений с коротким удержанием, и на уровне 5 % для измерений с длинным удержанием.

Временна́я зависимость времени хранения и соответствующего измеряемого времени жизни нейтрона представлены на рис. 5. Перед началом 180-го реакторного цикла была изменена схема установки, добавлен титановый поглотитель, который был установлен на вставке в горизонтальной плоскости, проходящей через ось вращения. Сделано это было для

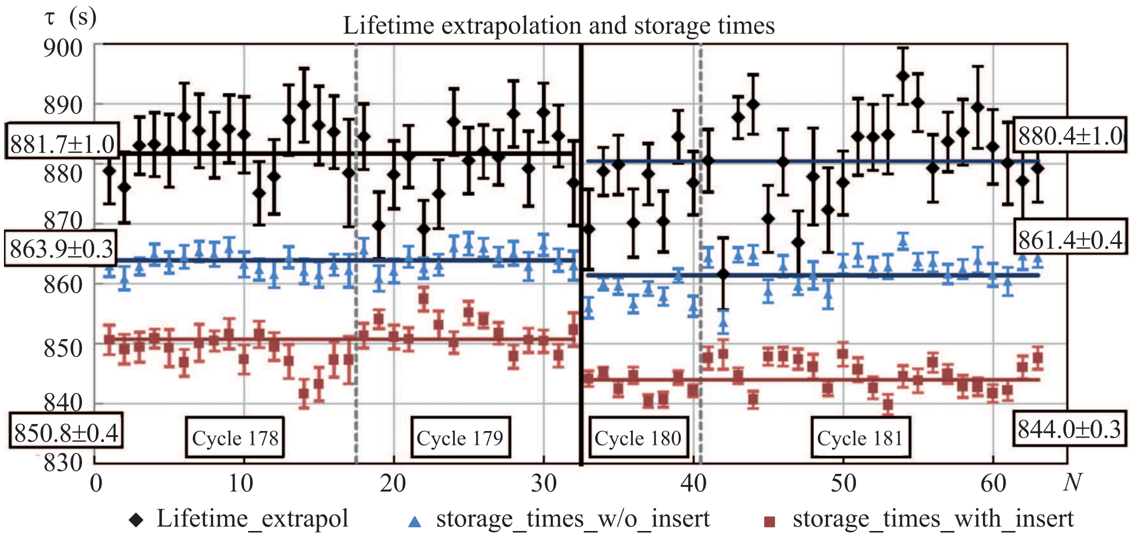


Рис. 5. (Цветной онлайн) Временна́я зависимость времени жизни нейтрона и времени хранения. Сплошная линия разделяет измерения с титановым поглотителем и без, пунктирные линии разделяют реакторные циклы

ускорения приготовления спектра УХН перед хранением. На временной развертке средние величины представлены отдельно для измерений с титановым поглотителем и без него.

Оказалось, что после вскрытия и модификации установки для размещения титанового поглотителя время хранения немного уменьшилось: без вставки – на 2.5 с, а со вставкой – на 7 с. При этом среднее измеренное время жизни нейтрона изменилось в пределах статистической погрешности. Этот результат, показанный на рис. 5, является следствием того факта, что время жизни нейтрона никак не зависит от параметров нашей установки, а из измерений определяется через отношения приведенных частот соударений и времен хранений. Заметное изменение времени хранения при переходе к измерениям с титановым поглотителем не позволяет нам усреднить времена хранения и получить одну экстраполяцию. Поэтому мы приводим отдельно результаты измерений с титановым поглотителем и без него. Окончательный результат получается, как среднее значение.

На графиках рис. 6 приведены результаты геометрических экстраполяций. Также для анализа систематических погрешностей были построены энергетические экстраполяции для ловушки и вставки (показаны пунктирной и штрихпунктирной линиями соответственно).

Различия в геометрически экстраполируемых значениях времени жизни нейтрона для больших и малых энергий не превышают $1.2\sigma$; это позволяет сказать, что все измерения времени жизни согласуются между собой.

Дополнительно к экстраполяциям мы рассматриваем зависимость времени жизни нейтрона, вычисленного по каждой группе времен хранения. Как и в случае с временем хранения, временна́я зависимость нужна для контроля динамических изменений. Полученное значение $\chi^2$ позволяет считать, что измерения времени жизни нейтрона нормально распределены вокруг среднего значения. Среднее значение совпадает со значением, полученным при усреднении экстраполяций с точностью до 0.3 с.

Времена жизни, полученные по отдельным геометрическим экстраполяциям, имеют меньшую точность, так как каждое из них учитывает только половину данных. Однако, после усреднения мы получаем точность, сравнимую со сплошной экстраполяцией. Временны́е зависимости строятся для проверки на наличие направленных динамических изменений результатов и для сравнения средних величин, полученных из точек временно́й зависимости с результатами конечных экстраполяций. Для нас важна стабильность каждого измеряемого времени хранения и каждой экстраполяции, так как изменения одного из времён хранения могут приводить к незначительным изменениям для полной экстраполяции, но заметным изменениям соответствующей геометрической экстраполяции. Самосогласованность всех измерений позволяет нам перейти к представлению результата эксперимента.

Результат измерений времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой, УХН, покрытой фомблин-гризью при температуре 80 K, по статистике измерений, набранных за 4 реакторных цикла,

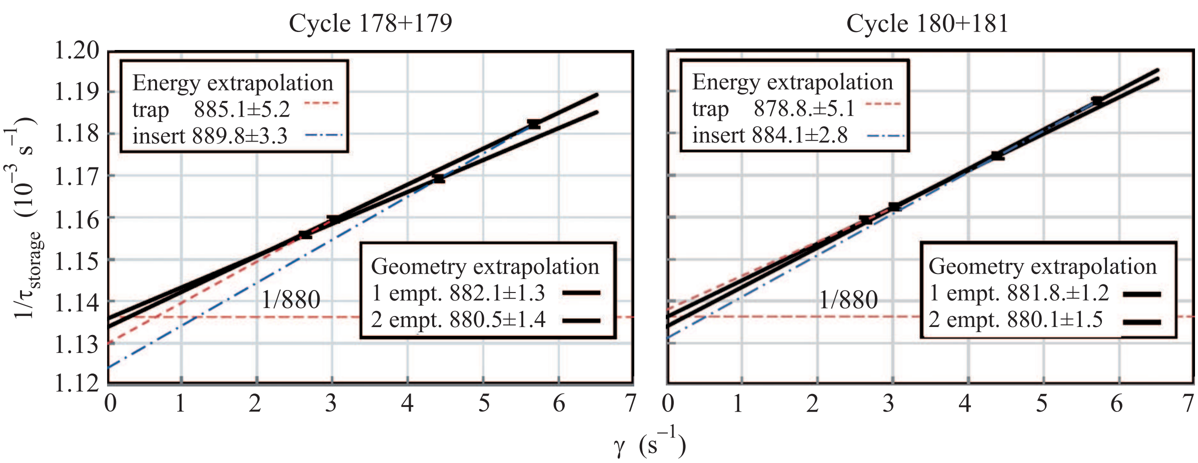


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экстраполяции времени хранения ко времени жизни нейтрона. (a) – Измерения с титановым поглотителем, (b) – без поглотителя

составляет: $\tau_{\rm n} = 881.3 \pm 0.7$ с. Данный результат учитывает только статистические погрешности измерений. Для получения окончательного результата необходимо рассмотреть систематические погрешности. Анализ систематических эффектов представлен в табл. 1:

**Таблица 1.** Список систематических погрешностей

| Систематические эффекты | Значение (с) |
|---|---|
| Неопределенность функции $\mu(E)$ | $\pm 0.3$ |
| Неточность геометрических размеров (3 мм для диаметра 1400 мм) | $\pm 0.15$ |
| Неточность расчета, $\gamma$ | $\pm 0.1$ |
| Неточность установки угла ловушки (2°) | $\pm 0.1$ |
| Неоднородность покрытия ловушки и вставки | $\pm 0.5$ |
| Влияние остаточного вакуума | $0.2 \pm 0.02$ |
| **Сумма** | $\mathbf{0.2 \pm 0.6}$ |

Главными достоинствами данного эксперимента являются достаточно близкое приближение времени хранения нейтронов в ловушке к времени жизни нейтрона. Большой размер ловушки УХН и мало поглощающее покрытие позволили получить время хранения всего на 15 с меньшее, чем время жизни нейтрона. Стабильность покрытия обеспечивает проведение долгосрочного эксперимента с длительным набором статистики измерений. Моделирование всего процесса движения нейтрона внутри экспериментальной установки позволяет увеличить точность эксперимента за счет поиска влияния систематических эффектов.

На данный момент мы получили результат:

$$\tau_n = 881.5 \pm 0.7_{\rm stat} \pm 0.6_{\rm syst}\ \text{с}.$$

За последние 20 лет были опубликованы результаты нескольких экспериментов по измерениям времени жизни нейтрона. Технология измерений с хранением нейтронов шагнула далеко вперед и позволила достичь большей точности. В связи с этим мы хотели бы представить сравнительный анализ последних измерений (табл. 2), с учетом которых мировое среднее составляет $\tau_n = 879.5 \pm 0.8$ с.

Видно, что хотя результаты текущих экспериментов с хранением УХН имеют некоторый разброс, однако явного противоречия установить не удается, так как все измерения согласуются в пределах двух стандартных отклонений, если систематические погрешности складывать линейным образом. Исключение составляет пучковый эксперимент.

**Таблица 2.** Анализ последних результатов

| Автор | Год | Значение | Погрешность | | Ссылка | Тип |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | статич. | систем. | | |
| Serebrov | 2017 | 881.5 | 0.7 | 0.6 | – | 1 |
| Pattie | 2017 | 877.7 | 0.7 | 0.3 | [7] | 2 |
| Arzumanov | 2015 | 880.2 | 1.2 | – | [8] | 1 |
| Ezhov | 2014 | 878.3 | 1.9 | – | [9] | 2 |
| Yue | 2013 | 887.7 | 1.2 | 1.9 | [10] | 3 |
| Steyerl | 2012 | 882.5 | 1.4 | 1.5 | [11] | 1 |
| Pichlmaier | 2010 | 880.7 | 1.3 | 1.2 | [12] | 1 |
| Serebrov | 2005 | 878.5 | 0.7 | 0.3 | [3, 4] | 1 |

Примечание: 1 – эксперименты с материальными ловушками, 2 – с магнитными, а 3 – пучковые эксперименты.

Дальнейшее продолжение нашего эксперимента и увеличение его точности мы связываем с модернизацией установки с целью достижения температуры ловушки до 10 К, снижения фактора потерь и еще большего приближения к времени жизни нейтрона.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность администрации института Лауэ-Ланжевена за предоставление источника ультрахолодных нейтронов, а так же персоналу ILL High-Flux reactor, особенно Thomas Brener за помощь в монтаже нашей установки.

Эксперимент был выполнен за счет гранта Российского научного фонда (# 14-22-00105).

1. G. Steigman, Astrophys. J. **57**(1), 463 (2007).
2. A. P. Serebrov, A. K. Fomin, A. G. Kharitonov, V. E. Varlamov, E. A. Kolomenskiy, I. A. Krasnoshchekova, and A. V. Chechkin, Crystallography Rep. **61**(1), 152 (2016).
3. A. P. Serebrov, V. E. Varlamov, A. G. Kharitonov, A. K. Fomin, Yu. N. Pokotilovski, P. Geltenbort, I. A. Krasnoschekova, M. S. Lasakov, R. R. Tal'daev, A. V. Vassiljev, and O. M. Zherebtsov, Phys. Lett. B **605**, 72 (2005).
4. A. P. Serebrov, V. E. Varlamov, A. G. Kharitonov, A. K. Fomin, Y. N. Pokotilovski, P. Geltenbort, I. A. Krasnoschekova, M. S. Lasakov, R. R. Taldaev, A. V. Vassiljev, and O. M. Zherebtsov, Phys. Rev. C **78**(035505), 1 (2008).
5. A. P. Serebrov, J. Butterworth, M. Daum, A. K. Fomin, P. Geltenbort, K. Kirch, I. A. Krasnoschekova, M. S. Lasakov, Yu. P. Rudnev, V. E. Varlamov, and A. V. Vassiljev, Phys. Lett. A. **309**, 218 (2003).
6. V. A. Andreev, A. V. Vasiljev, E. A. Ivanov, D. Ilyin, A. Krivshich, and A. Serebrov, NIMA **845**, 548 (2017).
7. R. W. Pattie Jr., N. B. Callahan, C. Cude-Woods et al. (Collaboration), arXiv:1707.01817,2017.
8. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, P. Geltenbort, V. Morozov, V. V. Nesvizhevsky, Yu. Panin, and A. Strepetov, Phys. Lett. B **745**, 79 (2015).
9. V. F. Ezhov, arxiv1412.7434,2014.
10. A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt, Phys. Rev. Lett. **111**(22), 222501 (2013).
11. A. Steyerl, J. M. Pendlebury, C. Kaufman, S. S. Malik, and A. M. Desai, Phys. Rev. C **85**(065503), 1 (2012).
12. A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, and P. Geltenbort, Phys. Lett. B **693**, 221 (2010).