

ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОНА НА НАКОПИТЕЛЕ НЕЙТРОНОВ.

Ю.В. Никитенко

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

Аннотация

Рассмотрены возможности измерений фундаментальных характеристик нейтронов, а именно, времени жизни, характерных времён трансформации нейтрона в антинейтрон и зеркальный нейтрон, а также заряда нейтрона на расположенном на импульсном источнике нейтронов кольцевом накопителе нейтронов. Для экспериментального определения фундаментальных характеристик нейтрона необходимо иметь большой поток нейтронов и удерживать нейтроны в экспериментальной установке длительное время. В накопителе нейтронов, расположенном на импульсном источнике, плотность потока нейтронов может быть увеличена в сотни раз, а время жизни нейтрона может быть близким к времени жизни нейтрона по отношению к бета распаду. В этой связи актуальным является установить какие существуют возможности использования накопителя нейтронов для экспериментальных исследований. В работе, исходя из статистической обеспеченности измерений, приведены результаты расчётов пяти фундаментальных характеристик нейтрона при их измерении на размещённом на импульсном источнике кольцевом накопителе нейтронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В нейтронной физике имеется ряд задач, заключающихся в определении фундаментальных характеристик нейтрона. К ним относятся, например, время жизни нейтрона по отношению к бета-распаду[1–2], характерное время преобразования нейтрона в антинейтрон[3–5], характерное время преобразования нейтрона в зеркальный нейтрон[6–10], заряд нейтрона[11] и другие. Для экспериментального определения этих характеристик необходимо иметь большой поток нейтронов и удерживать нейтроны в экспериментальной установке длительное время. Поскольку современные источники нейтронов[12] практически достигли своего технологического предела в повышении излучаемого нейтронного потока, то актуальным является использование накопителя нейтронов, в котором плотность потока нейтронов и время удержания нейтронов могут быть значительно увеличены.

Вопрос о накоплении и удержании нейтронов в ограниченном пространстве имеет давнюю историю [13–21], главным образом в связи с экспериментами по измерению времени жизни нейтрона и его электрического дипольного момента (ЭДМ) с

использованием ультрахолодных нейтронов (УХН). В своё время предложение Ф.Л. Шапиро использовать УХН для измерения ЭДМ нейтрона было связано с возможностью их удерживать в установке вплоть до времени жизни по отношению к бета распаду. Благодаря большому времени нахождения УХН в ловушке возрастала чувствительность измерений энергии взаимодействия нейтрона с электрическим полем. В этой связи знаменательно, что последние достижения в повышении точности в определении значений фундаментальных характеристик нейтрона связаны именно с использованием УХН в ядерных и магнитных ловушках.

Перспективным также может быть использование холодных нейтронов (ХН) и очень холодных нейтронов(ОХН), поток которых может быть больше потока УХН. Действительно поток ХН и ОХН (при фиксированных интервалах по двум компонентам скорости с границей равной его критическому значению и фиксированному интервалу по третьей компоненте скорости) с длиной волны 10 и 100 Å в порядка 4000 и 40 раз, соответственно, превышает поток УХН с длиной волны 700 Å. В кольцевом накопителе на импульсном источнике нейтронов плотность потока нейтронов может быть увеличена ещё на два порядка. Если, при этом, время удержания ХН и ОХН в накопителе приблизить к времени удержания УХН в ловушке, тогда накопитель ХН и ОХН может быть использован для решения задач по определению фундаментальных характеристик нейтрона.

Отметим, что ранее накопитель было предложено использовать как источник нейтронов и как мишень для исследования процессов рассеяния разного типа излучений на нейтроне[19,22,23]. Отметим, что в [20,21] магнитное кольцо для хранения ОХН использовалось для определения времени жизни нейтрона по отношению к бета распаду. Определённое, при этом, значение времени жизни нейтрона 877 ± 10 с совпадает в пределах ошибок измерения с последним результатом 877.75 с [], полученным из эксперимента по хранению УХН в магнитной ловушке.

В данной работе мы рассмотрим применение накопителя для определения свойств самого нейтрона.

2. ЗЕРКАЛЬНЫЙ НАКОПИТЕЛЬ НЕЙТРОНОВ.

Здесь мы приводим краткое описание накопителя и соответствующие его работе теоретические соотношения. Подробно материал по накопителю изложен в [22].

2.1. Схема накопителя нейтронов. На Рис. 1 приведена общая схема зеркального накопителя, размещённого на импульсном источнике нейтронов. Здесь 1 – источник нейтронов, 2 – замедлитель нейтронов до энергетического диапазона тепловых или надтепловых нейтронов, 3 – нейтроновод, 4 – замедлитель холодных нейтронов. Данная схема реализуется при наличии на источнике нескольких пучков (или нейтроноводов) вблизи замедлителя 2, когда накопитель вместе с замедлителем 4 невозможно расположить вблизи замедлителя 2. Для уменьшения временного уширения импульса нейтронов на

дистанции L между замедлителями, замедлитель 2 может быть выполнен, из бериллия при более высокой температуре 1200К[22, 24], вместо обычно используемой H_2O при 293К. При возможности близкого расположения входа накопителя к замедлителю 2 падающий на замедлитель 4 поток возрастает в связи с увеличением телесного угла видимости замедлителя 2, а длительность импульса приближается к значению длительности импульса источника нейтронов. В этом случае исчезает необходимость в нейтронводе 3, а в качестве замедлителя 2 может быть выбрана вода. Отметим, на ИБР-2 замедлители 2 и 3 выполнены вплотную к друг другу в виде одного блока.

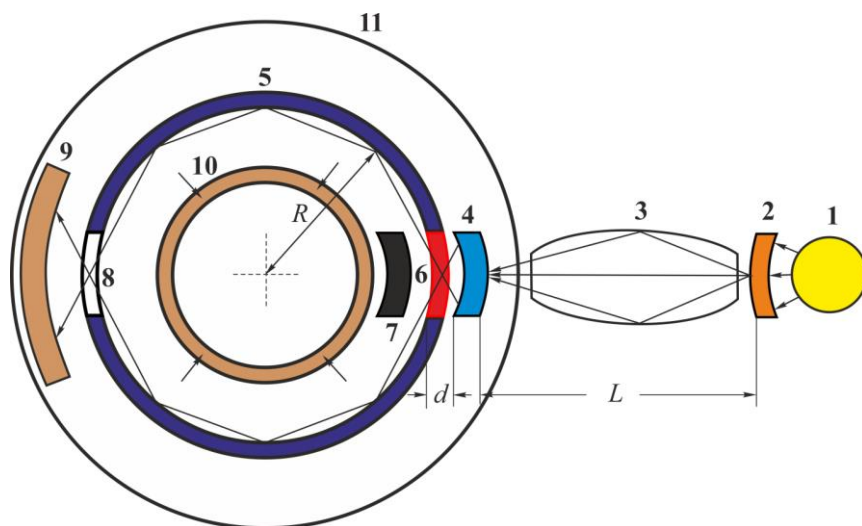


Рис. 1. Схематическое изображение горизонтального сечения кольцевого накопителя с импульсным источником нейтронов: 1 – источник нейтронов, 2 – замедлитель (теплый или горячий), 3 – нейтронвод, 4 – холодный замедлитель, 5 – стенка накопителя, 6 – входное окно с импульсным затвором, 7 – защита от прямого пучка с холодного замедлителя, 8 – выходное окно, 9 – детектор нейтронов, 10 – детектор протонов, 11 – вакуумная камера.

Накопитель представляет собой кольцо с отражающими нейтроны материальными стенками, в котором нейтрон совершает сотни–тысячи оборотов до его выхода из накопителя, поглощения или рассеяния на стенках накопителя, а также естественного распада нейтрона.

На рис. 1 приведена общая схема накопителя, которая может быть использована, например, для измерений времени жизни нейтрона. Для другого типа исследований схема в соответствующем месте будет изменена. Тепловые (надтепловые) нейтроны из 2 излучаются в холодный замедлитель 4, находящийся при температуре 25-30К. В холодном замедлителе нейтроны вторично замедляются до средней энергии 2 мэВ ($\lambda=4 \text{ \AA}$). Из замедлителя 4 нейтроны поступают в накопительный канал накопителя 5 через открытый в момент их прохождения затвор в окне 6. Накопительный канал имеет три материальные стенки: внешнюю боковую, верхнюю и нижнюю и воображаемую внутреннюю стенку, до которой нейтроны долетают при распространении в канале с максимальным углом скольжения. Расстояние между внешней поверхностью замедлителя 4 и внутренней

поверхностью стенки накопителя должно быть минимальным, реально сделать конструкцию расположения замедлителя 4 в окне 6 накопителя такой, чтобы оно составляло $d=2$ мм. Между импульсами источника нейтронов затвор закрыт, препятствуя выходу нейтронов из накопителя. Затвор в значительной степени определяет фактор увеличения плотности потока нейтронов в накопителе, максимальное значение которого может быть T/τ , где T – период следования импульсов нейтронов, τ – длительность импульсов на входе в накопитель. Через закрытый затвор не должна происходить утечка нейтронов из накопительного канала. В этой связи без утечек является затвор, в котором на ядерную стенку накопителя на момент входа нейтронов в накопитель накладывается импульс магнитного поля [25]. Для нейтронов со спином в направлении магнитного поля потенциал взаимодействия понижается и такие нейтроны входят в накопитель. В интервалах времени между импульсами ядерный потенциал стенки накопителя препятствует выходу нейтронов из накопителя. Накопитель с таким затвором имеет ещё одно замечательное свойство если деполяризовать нейтроны в накопителе. В этом случае, при открытии затвора из накопителя будет вытекать половина нейтронов, что соответствует или уменьшению в два раза времени открытого состояния затвора для нейтронов в накопителе, или уменьшению, что одно и то же в данном случае, в два раза площади затвора. В результате, плотность потока нейтронов в накопителе может дополнительно возрасть максимально в два раза.

Излучаемые замедлителем 4 нейтроны образуют два противоположно направленных потока нейтронов в результате их полного отражения от стенок накопителя при соответствующих длине волны нейтронов углах скольжения.

Накопленные нейтроны через выходное окно 8 во внешней боковой стенке канала поступают на детектор 9 или по нейтроноводам распространяются в спектрометры. Протоны из распада нейтронов детектируются кольцевым детектором 10. Накопитель вместе с замедлителем 4 находится в вакуумном кожухе 11.

2.2. Соотношения, использовавшиеся для расчётов.

Для количества нейтронов в накопителе за время $t=nT$ имеем

$$N_a(T, v_{\perp}) = j_{en} S_{en} T P(t, \lambda, \mu_a, \tau_d), \quad (1)$$

где j_{en} – плотность потока на входном окне накопителя, S_{en} – площадь входного окна накопителя, T – период действия источника нейтронов, $P(t=nT) = \sum_{j=1, n} R^m \exp(-jT/\tau_d)$ – фактор накопления, R – коэффициент отражения нейтронов от стенки, $m=j \times k$ – число отражений за j периодов действия источника, $k = T/\tau$ – число отражений нейтрона за время одного периода действия источника, τ – время пробега между столкновениями со стенками, τ_d – время жизни нейтрона по отношению к распаду.

Для плотности потока в накопителе в направлении перпендикулярно стенкам к моменту времени $t=nT$ имеем

$$j_a(T, v_{\perp}) = j_{en} S_{en} T P(t, \lambda, \mu_a, \tau_d) / \tau_{fl} \Sigma \quad (2)$$

где τ_{fl} - время пролёта нейтронов между столкновениями со стенками, Σ - площадь внутренней поверхности накопителя

При $t \rightarrow \infty$ имеем

$$P_{\infty} = R^k \exp(-T/\tau_d) / (1 - R^k \exp(-T/\tau_d)) \quad (3)$$

Коэффициент отражения выражается через коэффициенты поглощения нейтронов в стенках

$$R = 1 - \mu_a, \quad (4)$$

Где $\mu_a = (s_w \mu_w + s_{ex} + s_{en}(\tau_{en} + \mu_{sh}(T - \tau_{en}))) / T$ - средний на периоде действия источника нейтронов коэффициент поглощения нейтронов в накопителе, $s_w = (\Sigma - S_{ex} - S_{en}) / \Sigma$, $s_{en} = S_{en} / \Sigma$, $s_{ex} = S_{ex} / \Sigma$ - эффективные площади стенок, входного и выходного окон, τ_{en} - длительность импульса нейтронов, μ_{sh} - вероятность поглощения в закрытом затвором входном окне. Коэффициент поглощения в стенках μ_w является средним взвешенным и рассчитывается по соотношению $\mu = (\mu_g \tau_v + \mu_v \tau_g) / (\tau_v + \tau_g)$, где μ_g - коэффициент поглощения нейтронов в боковой стенке, μ_v - средний для верхней и нижней стенок коэффициент поглощения нейтронов. Время пробега τ_{fl} также является средней взвешенной величиной и рассчитывается по соотношению $\tau_{fl} = \tau_g \tau_v / (\tau_g + \tau_v)$, где τ_g - время пробега между столкновениями с боковой стенкой при движении нейтрона в горизонтальной плоскости, τ_v - время пробега между столкновениями с верхней и нижней стенками при движении нейтрона вдоль вертикальной оси.

Фактор плотности потока есть отношение плотности потока в накопителе к плотности потока в замедлителе

$$K_j = j_a / j_{en} = (T S_{en} v_{\perp} / V_a) P = (T / \tau_{fl}) (S_{en} / \Sigma) P \quad (5)$$

где v_{\perp} - перпендикулярная к стенкам компонента скорости.

При выполнении условий

$S_{en}(\tau_{en} + \mu_{sh}(T - \tau_{en})) / T > (s_w \mu_w + s_{ex})$, $S_{en}(\tau_{en} + \mu_{sh}(T - \tau_{en})) / T > \tau_{fl} / \tau_d$, $\tau_{en} > \mu_{sh}(T - \tau_{en})$, получим максимальные значения фактора накопления и фактора плотности потока

$$P = \tau_{fl} / \tau_{en} (\Sigma / S_{en}), \quad K_j = (T / \tau_{en}) \quad (6)$$

Важной характеристикой накопителя является время жизни нейтрона в накопителе T_a

$$T_a(\lambda) = T \Sigma_{k=1, \infty} k \times j_a(\lambda, kT) / \Sigma_{k=1, \infty} j_a(\lambda, kT) \quad (7)$$

Время жизни T_a определяет эффект воздействия на нейтроны силового поля (магнитного, гравитационного, ядерного и так далее), присутствующего в накопителе. Чтобы измерить

энергию взаимодействия силового поля с нейтроном U с точностью ΔU необходимое время измерений при регистрации нейтронов составляет

$$t = \hbar^2 / (\Delta J \times \Delta U \times T_a)^2 \propto 1 / (J \times T_a^2) \quad (8)$$

где J – поток нейтронов, $\Delta J \propto J$ – изменение потока, вызываемое ΔU , \hbar – постоянная Планка.

Из (8) следует более сильная по сравнению с зависимостью от потока нейтронов J зависимость времени измерения от времени удержания нейтронов в накопителе T_a .

2.3. Динамический режим накопления. На рис. 2 показаны зависимости, характеризующие динамический режим накопления нейтронов после начала подачи импульсов нейтронов от источника в момент $t=0$ и после прекращения подачи при $t=1500$ с. Наблюдаются рост потока нейтронов в накопителе начиная с момента поступления импульсов и уменьшение потока с момента прекращения поступления импульсов.

С увеличением радиуса накопителя с 10 до 20м из-за увеличения времени пролёта нейтронов между столкновениями со стенками увеличиваются время выхода зависимости на плато после начала подачи импульсов и время спада после прекращения подачи импульсов. Увеличение данных времён также из-за увеличения времени пролёта, а также из-за уменьшения вероятности поглощения нейтронов происходит при увеличении длины волны нейтронов. Характерные времена роста и спада определяются суммой вероятности поглощения нейтронов в стенках и вероятности распада нейтрона в единицу времени. С увеличением длины волны вероятность поглощения уменьшается и общая вероятность поглощения всё более определяется вероятностью распада нейтронов. В результате, по временной зависимости потока от длины волны нейтронов можно определять вероятность бета распада нейтронов.

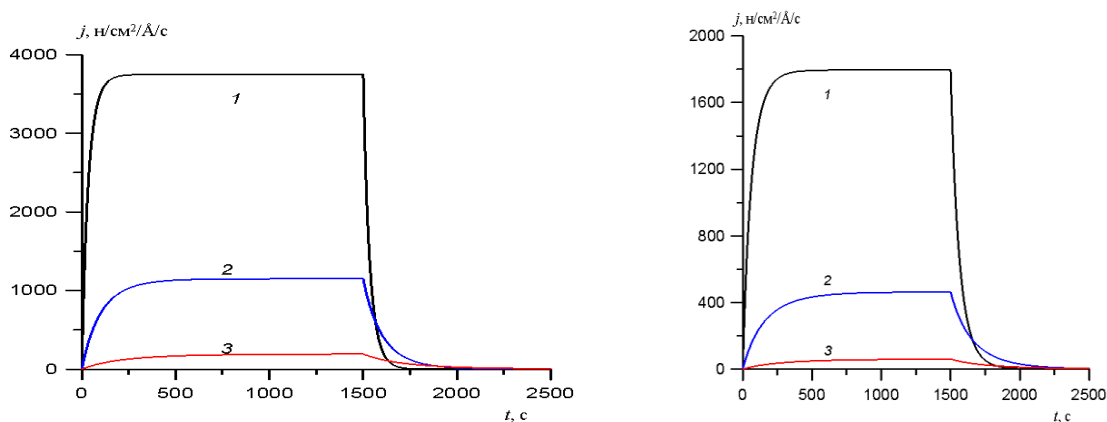


Рис. 2. Плотность потока в накопителе при радиусе накопителя $R_a=10$ (а) и 20 м(б) для длины волны нейтронов $\lambda= 50$ (1), 100 (2) и 200 \AA (3). Остальные значения параметров: частота следования импульсов источника нейтронов $f=10$ Гц, расстояние между замедлителями

$L_{12}=0.3\text{м}$, $T_{m1}=293\text{ К}(\text{H}_2\text{O})$, $T_{m2}=25\text{ К}(\text{Мезитилен})$, высота накопителя $H_a=0.3\text{м}$, $\eta=10^{-4}$, площадь входного окна накопителя $S_{en}=1000\text{см}^2$, расстояние между внешней поверхностью холодного замедлителя и внутренней поверхностью боковой стенки накопителя $d=2\text{мм}$.

2.4. Стационарный режим накопления. При выходе зависимости плотности потока на плато после начала подачи импульсов нейтронов в накопителе реализуется стационарный режим.

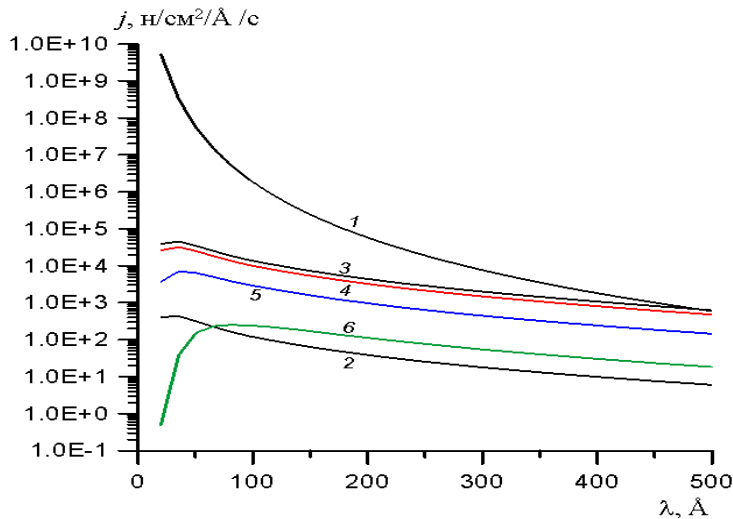


Рис.3. Зависимость плотности потока: в замедлителе в телесный угол 2π (1), захватываемый накопителем (2) в телесном угле с $\theta_{gl}=0-\theta_c$ и $\varphi=0-\theta_c/\cos(\theta_{gl})$, накапливаемый при $\tau_{en}=0.5\text{ мс}$ и $\eta_w=10^{-5}$ (3), 10^{-4} (4), 10^{-3} (5) и 10^{-2} (6) Остальные значения параметров: $f=10\text{ Гц}$, $L_{12}=0.3\text{м}$, $T_{m1}=293\text{ К}(\text{H}_2\text{O})$, $T_{m2}=25\text{ К}$, $R_a=0.5\text{м}$, $H_a=0.3\text{м}$, $S_{en}=1000\text{см}^2$, $d=2\text{мм}$.

На рис. 3 приведены зависимости плотности потока для различных значений η_w в диапазоне $10^{-5}-10^{-2}$. С увеличением η_w от 10^{-5} до 10^{-2} фактор плотности потока в накопителе уменьшается с 120 до 3. Для $\eta_w=10^{-3}$ фактор плотности потока ещё составляет 30.

3. РАСЧЁТЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОНА.

3.1.Предварительные замечания.

Мы рассмотрим возможности измерения пяти фундаментальных характеристик нейтронов, а именно, времени жизни нейтронов, времени жизни по отношению к бета распаду, периода осцилляций нейтрон-антинейтрон, периода осцилляций нейтрон-зеркальный нейтрон и заряда нейтрона.

Параметры источника НЕПТУН[26]: поток в телесный угол 2π в замедлителе H_2O равен $2 \times 10^{14}\text{н/см}^2/\text{с}$, период следования нейтронных импульсов $T_s=0.1\text{с}$, длительность нейтронных импульсов $\tau_s=0.5\text{ мс}$, площадь поверхности холодного замедлителя 1000 см^2 .

Рассмотрим вариант когда холодный замедлитель из мезитилена (C_9H_{12}) при 25К размещён вплотную к тёплому замедлителю из H_2O при 293К и второй вариант, когда между холодным замедлителем из мезитилена и горячим замедлителем из бериллия при

1200К расстояние 3м. При этом, нейтронвода между замедлителями нет. Площадь поверхности тёплого(горячего) замедлителя составляет 2000 см^2 , площадь поверхности холодного замедлителя 1000 см^2 . Второй вариант может использоваться для существующих источников, когда размещение входа накопителя вблизи активной зоны уже не представляется возможным. Например, в случае реактора ИБР-2[26], накопитель может быть размещён в кольцевом коридоре, который расположен на расстоянии 3м от активной зоны.

В первом случае телесный угол видимости тёплого замедлителя из объёма холодного составляет 2π , во втором случае телесный угол видимости горячего замедлителя составляет $0.2/9=0.022$. Плотность потока нейтронов на входе в холодный замедлитель во втором случае в $6.28/0.22 \approx 300$ раз меньше чем в первом случае. Бериллий взят в качестве замедлителя для того, чтобы длительность импульса в холодном замедлителе составила 0.5мс, как и в первом случае при замедлителе H_2O . Это обеспечивает равные значения фактора плотности потока в накопителе.

Важным параметром, определяющим достижимую плотность потока нейтронов в накопителе, является вероятность потерь нейтронов μ при столкновении нейтрона со стенками накопителя. Вероятность μ определяется процессами захвата нейтронов ядрами вещества, неупругим рассеянием нейтронов и диффузным рассеянием на шероховатостях поверхности и границ раздела. Если первые два процесса, например для меди, бериллия и других элементов с высоким граничным значением волнового вектора нейтрона (для перпендикулярной к границе компоненте волнового вектора меньше граничного значения реализуется полное отражение нейтронов) дают вклад в вероятность на уровне $10^{-5}-10^{-4}$, то диффузное рассеяние даёт вклад на один-два порядка больше, а именно, на уровне $10^{-4}-10^{-3}$ [27,28]. В исследовании [27], выполненном с использованием резонаторной структуры, для границы вакуум-медь получено определяемое диффузным рассеянием значение $\eta=W/V \approx 10^{-3}$, W – определяемый диффузным рассеянием мнимый потенциал взаимодействия нейтрона с материалом стенки накопителя, V – реальная часть потенциала. В [28] структуры приготавливались магнетронным осаждением на предварительно полированную подложку, при этом, получено $\eta \approx 2 \times 10^{-4}$.

Мы будем считать, что диффузное рассеяние приводит к полной потере рассеянного нейтрона. На самом деле, это слишком жёсткое требование, особенно оно завышено для области ультрахолодных нейтронов. Действительно, после акта диффузного рассеяния нейтрон может распространяться в накопителе с другим углом скольжения, испытывая до следующего акта диффузного рассеяния 10^3-10^4 зеркальных отражений, что, например при $\tau_{\text{н}}=0.1\text{с}$, соответствует времени удержания 100–1000с.

3.2. Определение времени жизни нейтрона.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона имеют большое значение для физики элементарных частиц и космологии. Распад свободного нейтрона на протон, электрон и антинейтрино определяется параметрами слабого взаимодействия. В Стандартной модели элементарных частиц слабое взаимодействие определяет наши представления о кварковой модели частиц. Уточнение значений времени жизни нейтрона

важно в теории эволюции Вселенной [29] и в описании процессов, определяющих энергетику звёзд.

История измерений времени жизни нейтрона охватывает значительный период времени начиная с первых экспериментов в 1970-х годах на нейтронных пучках [30–31]. С тех пор точность измерений увеличилась более чем на порядок, причём прогресс произошёл от использования УХН(см. таблицу 1). Следует отметить, что во всех представленных в таблице данных определение времени жизни проводилось по изменению счёта нейтронов.

Таблица 1.

Год	Значение τ_d , с	Погрешность	Ссылка
2005	878.5	$\pm 0.7_{st} \pm 0.3_{sys}$	32,33
2010	880.7	$\pm 1.3_{st} \pm 1.2_{sys}$	34
2012	882.5	$\pm 1.4_{st} \pm 1.5_{sys}$	35
2013	887.7	$\pm 1.2_{st} \pm 1.9_{sys}$	36
2014	878.3	$\pm 1.9_{st}$	37
2015	880.2	$\pm 1.2_{st}$	38
2017	877.7	$\pm 0.7_{st} + 0.4 / - 0.2_{sys}$	39
2017	881.5	$\pm 0.7_{st} \pm 0.6_{sys}$	40
2018	878.3	$\pm 1.6_{st} \pm 1.0_{sys}$	41
2021	877.75	$\pm 0.28_{stat} + 0.22 / - 0.16_{syst}$	42

Последний эксперимент с повышенной точностью $5.7 \cdot 10^{-4}$ был выполнен в Лос-Аламосском нейтронном научном центре (LANSCE) с использованием магнитной ловушки для хранения УХН. С такой чувствительностью эксперименты по измерению времени жизни непосредственно направлены на недавние усовершенствования в нашем понимании стандартной модели распада нейтрона.

3.2.1. Измерение постоянной полного распада нейтрона и постоянной бета распада нейтрона в накопителе нейтронов.

На рис. 4 представлена аналогичная рис. 1 схема измерений постоянных времени полного распада и бета распада нейтрона в накопителе. Для определения постоянной полного распада используется регистрация потока нейтронов с помощью детектора 4, для определения постоянной времени бета распада – регистрация протонов кольцевым детектором 5.

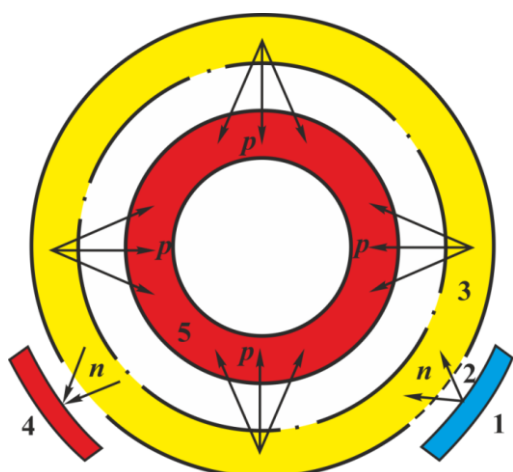


Рис. 4. Схема накопителя для измерений времени жизни и времени жизни по отношению к бета распаду. 1- источник нейтронов, 2 – импульсный затвор, 3- накопительный канал, 4 – детектор нейтронов, используемый для измерения времени жизни нейтрона, 5 – кольцевой детектор протонов, используемый для измерения времени жизни по отношению к бета распаду.

3.2.2. Определение времени жизни в стационарном режиме накопления.

В случае измерений времени жизни нейтронов измеряют поток нейтронов через выходное окно в стенках накопителя. Оценим статистическую чувствительность измерений из стационарного значения плотности потока в накопителе, то есть, определим необходимое время измерений для достижения статистической точности измерений. Для изменения потока через выходное окно накопителя при изменении $\Delta\tau_d$ постоянной времени распада нейтрона имеем

$$\Delta J = S_{ex}(j_a(\tau_d + \Delta\tau_d) - j_a(\tau_d)) \quad (9)$$

где j_a – плотность потока в накопителе в направлении перпендикулярно боковой стенки, S_{ex} – площадь выходного окна в боковой стенке,

Для времени измерения t , исходя из условия равенства $\Delta N = t\Delta J$ полуторной статистической ошибке $\delta N_{st}(90\% \text{ достоверности})$, имеем

$$t = 2.7 S_{ex} j_a(\tau_d) / \Delta J^2 = 2.7 j_a(\tau_d) / (S_{ex}(j_a(\tau_d + \Delta\tau_d) - j_a(\tau_d))^2) \quad (10)$$

В таблице 2 приведены значения времени измерений t при $\tau_d = 878\text{с}$ и $\Delta\tau_d = 0.01\text{с}$ для значений $\eta = 10^{-5} - 10^{-3}$ при площади нейтронного детектора S_d . Здесь надо отметить, что минимально достигнутое значение η в ловушках УХН составляет порядка 10^{-5} [40]. Однако, в ловушке поток УХН близок к изотропному и значение η определяется захватом и нагревом нейтронов, а не диффузным рассеянием. В кольцевом накопителе используется зеркальное отражение, при котором диффузное рассеяние с большим изменением угла скольжения приводит к потере нейтронов.

Таблица 2. Зависимость времени измерений t от радиуса $R_a = 1-10\text{м}$ и $\eta = 10^{-5} - 10^{-3}$, высоте накопителя H_a , площади детектора S_d , интервала длины волны $\lambda = 200-1000 \text{ \AA}$ для статистической точности измерения постоянной времени распада $\Delta\tau_d = 0.01\text{с}$.

$R_a, \text{ м}$	$\eta = 10^{-3}$ $t, \text{ с}(H_a, \text{ м}/S_d, \text{ м}^2)$	$\eta = 10^{-4}$ $t, \text{ с}(H_a, \text{ м}/S_d, \text{ м}^2)$	$\eta = 10^{-5}$ $t, \text{ с}(H_a, \text{ м}/S_d, \text{ м}^2)$
1	$8.5 \cdot 10^6 (0.5/0.007)$	$6.2 \cdot 10^5 (0.2/0.001)$	$1.9 \cdot 10^5 (0.2/0.00025)$
2	$1.8 \cdot 10^6 (1.0/0.015)$	$1.8 \cdot 10^5 (0.2/0.002)$	$3.5 \cdot 10^4 (0.2/0.0005)$
5	$5.0 \cdot 10^5 (1.0/0.05)$	$5.7 \cdot 10^4 (0.2/0.005)$	$8.2 \cdot 10^3 (0.2/0.001)$
10	$1.0 \cdot 10^5 (1.0/0.05)$	$3.2 \cdot 10^4 (0.2/0.01)$	$4.0 \cdot 10^3 (0.2/0.0015)$

Будем считать, что время измерений(набора статистики) составляет 7.8×10^6 с(3 месяца). Из данных таблицы 2 видно, точность 0.01 с практически уже достигается при радиусе $R_a=1$ м и η стенок равном 10^{-3} . С увеличением радиуса накопителя и уменьшением η время измерений уменьшается. Так, при $R_a=5$ м и $\eta=10^{-4}$ время измерений для точности $\Delta t=0.01$ с уже составляет 5.7×10^4 , что эквивалентно $\Delta t_d \approx 0.001$ с за 3 месяца измерений ($t \propto R_a^{-1}, \eta^2, \Delta t^{-2}$). При максимальном радиусе накопителя $R_a=10$ м и минимальном $\eta=10^{-5}$ за 3 месяца измерений достигается точность 2.2×10^{-4} с.

При втором варианте измерений, когда вход накопителя расположен на расстоянии 3м от активной зоны, время измерений будет больше в $300^{1/2} \approx 17$ раз.

3.2.3. Определение времени жизни в режиме динамических измерений.

В представленных в таблице 3 расчётах использовано значение времени жизни $\tau_d = 878$ с. Для экспериментального определения τ_d надо достаточно точно знать значения параметров накопителя и спектра нейтронов. Неточность знания значений параметров определяет систематическую ошибку в определении τ_d . Уменьшить систематическую ошибку можно, если экспериментально определять время жизни нейтрона в накопителе. При этом, надо стремиться к созданию условий(увеличению длины волны нейтронов и размеров накопителя и уменьшению η стенок накопителя), при которых время жизни нейтрона в накопителе как можно ближе приближалось бы к времени жизни свободного нейтрона. Для непосредственного измерения времени жизни нейтрона в накопителе нужно измерять динамические зависимости счёта нейтронов и счёта протонов(Рис. 2 и 5). На рис.5 представлена зависимость в обычном (Рис. 5а) и логарифмическом(Рис. 5б) масштабах плотность потока нейтронов j ($n/cm^2/\text{\AA}/c$) с $\lambda=1000 \text{\AA}$ для накопителя с $R=10$ м и $\eta=10^{-5}$ при площади детектора $1cm^2(1)$, $100cm^2(2)$ и $1000cm^2(3)$.

Из стационарного режима(плато на рис 6а) получены расчётным путём (формула (6)) значения времени жизни 860.9с, 820с и 574с для площади детектора $S_d = 1cm^2$, $100 cm^2$ и $1000cm^2$, соответственно. Из экспоненциальной части зависимости потока (линейная часть на рис. 6б говорит об экспоненциальном характере распада) соответственно площади детектора $1cm^2$, $100 cm^2$ и $1000cm^2$ определённое время жизни составило 862.1, 823 и 591.7с. Как видно, полученные двумя способами значения времени жизни близки друг другу при небольших значениях S_d .

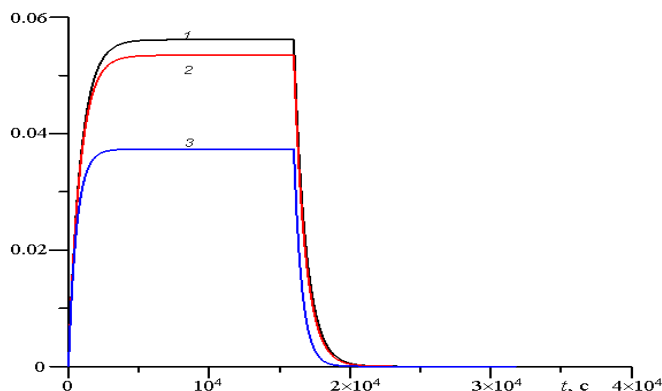


Рис. 5а. Зависимость плотности потока нейтронов с $\lambda=1000 \text{ \AA}$ для накопителя с $R_a=10\text{м}$ и $\eta=10^{-5}$ при площади детектора $1\text{см}^2(1)$, $100\text{см}^2(2)$ и $1000\text{см}^2(3)$. Остальные значения параметров: $T_s=0.2\text{с}$, $\tau_s=0.5 \text{ мс}$, $S_{\text{en}}=500\text{см}^2$, $H_a=30\text{см}$, $\theta_{\text{gl}}=1.17-1.57 \text{ рад}$.

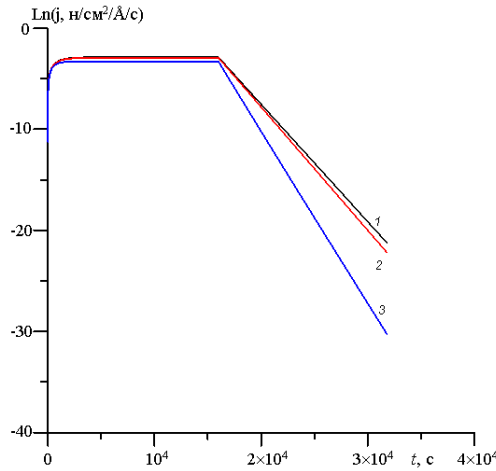


Рис. 5б. Зависимость плотности потока нейтронов в логарифмическом масштабе с $\lambda=1000 \text{ \AA}$ для накопителя с $R_a=10\text{м}$ и $\eta=10^{-5}$ при площади детектора $1\text{см}^2(1)$, $100\text{см}^2(2)$ и $1000\text{см}^2(3)$. Остальные значения параметров: $T_s=0.2\text{с}$, $\tau_s=0.5 \text{ мс}$, $S_{\text{en}}=500\text{см}^2$, $H_a=30\text{см}$, $\theta_{\text{gl}}=1.17-1.57 \text{ рад}$.

Для определения времени жизни T из экспериментальных значений T_1 и T_2 используем соотношения для вероятности исчезновения нейтрона в единицу времени при различных значениях площади детектора S_{d1} и S_{d2} , имеем

$$\begin{aligned} 1/T_1 &= 1/T + (\mu(1-\alpha-\rho_1) + \alpha + \rho_1)/\tau_{\text{fl}} \\ 1/T_2 &= 1/T + (\mu(1-\alpha-\rho_2) + \alpha + \rho_2)/\tau_{\text{fl}} \end{aligned} \quad (11)$$

Где $\rho_{1,2}=S_{d1,d2}/\Sigma$, $\alpha=(\tau_s/T_s)S_{\text{en}}/\Sigma$, $\beta=((T_s-\tau_s)/T_s)S_{\text{en}}/\Sigma$, $\Sigma=S_w+S_{\text{en}}+S_d$, $\sigma=S_w/\Sigma$,

где S_w – площадь стенок, S_d – регистрирующая площадь детектора, Σ - общая площадь внутренней поверхности накопителя.

Имеем для определения T и τ_{fl} .

$$\begin{aligned} \tau_{\text{fl}} &= (\rho_1-\rho_2)(1-\mu)/(1/T_1-1/T_2), \\ 1/T &= 1/T_1 - [\mu(1-\alpha-\rho_1) + \alpha + \rho_1]/[(\rho_1-\rho_2)(1-\mu)/(1/T_1-1/T_2)], \end{aligned} \quad (12)$$

Для решения (11) используем расчётные (Рис. 6б) значения параметров. Имеем $T_1=823 \text{ с}$ и $T_2=862.1\text{с}$ при $S_d=100$ и 1см^2 , $\Sigma=628\text{м}^2$, $\alpha=1/400*500/628*10^4=2*10^{-7}$.

$\rho_1=1.59*10^{-5}$ и $\rho_2=1.59*10^{-7}$

Получим $\tau = 0.262$ с и $T = 877.75$ с. Отметим, что в расчётах изначально полагалось $T = 878$ с. Как видно, точность этих оценок составляет 0.25сек.

Далее, мы можем из (11) вычислить вероятность μ используя измерения при различных значениях длины волны. Выберем малое по сравнению с значением μ значение $\rho = 1.59 \cdot 10^{-7}$ при $S_d = 1 \text{ см}^2$ (α также мало и равно $2 \cdot 10^{-7}$). Тогда можем записать систему уравнений

$$\begin{aligned} 1/T_1 &= 1/T + \mu_1 / \tau_1 \\ 1/T_2 &= 1/T + \mu_2 / \tau_2 \end{aligned} \quad (13)$$

Из (13) имеем

$$1/T - 1/T_2 = (\mu_1 / \tau_1 - \mu_2 / \tau_2) \quad (14)$$

Представим $\mu_2 = \mu_1 \times k(\lambda)$, где $k(\lambda)$ - известный зависящий от длины волны коэффициент.

Тогда имеем окончательно

$$\mu_1 = [1/T_1 - 1/T_2] / (1/\tau_1 - k(\lambda)/\tau_2) \text{ и } \mu_2 = \mu_1 \times k(\lambda), \quad (15)$$

При известном времени жизни по отношению к бета распаду $T_{n\beta}$, определённом из зависимости скорости счёта протонов (детектор 5 на рис. 6), имеем ещё одно уравнение, позволяющее определить время жизни (вероятность распада-исчезновения нейтрона) и по отношению к другим процессам T_{other} .

$$1/T_n = 1/T_{n\beta} + 1/T_{\text{other}} \quad (16)$$

К этим другим процессам относятся, например, переходы нейтрона в антинейтрон и зеркальный нейтрон. Полагая, что вероятность трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон достаточно велика ($T_{\text{other}} \approx 1000$ с[43,44]), получим, что её определение возможно из (16).

3.3. Преобразование нейтрона в антинейтрон.

Как отмечено в историческом обзоре [45] поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций предполагает существование нейтринного двойного бета распада. Оба явления нарушают “случайную” глобальную аномально-свободную Стандарт Модельную (SM) симметрию, результирующуюся в сохранении разности между барионным числом B и лептонным числом L . Наблюдение нейтрон-антинейтронных осцилляций (включая $|\Delta(B-L)| = 2$ переход) должно открыть физику вне SM (или BSM физику). Детектирование нейтрон-антинейтрон осцилляций должно подразумевать, что двойной бета распад должен происходить.

Первое прямое (на нейтронах) измерение времени нейтрон-антинейтронных осцилляций τ_{an} было выполнено в Дубне [46]. Полученное значение составило всего $\tau_{\text{an}} > 6$ бс. Практически в тоже время из распада протона было получено $\tau_{\text{an}} > 2500$ с [47]. Сейчас экспериментальное значение, полученное 30 лет назад, составляет $\tau_{\text{an}} > 0.86 \cdot 10^8$ с [5]. Новый проект ESS нацелен на достижение $\tau_{\text{an}} \approx 10^{11}$ с [48].

При определении времени перехода нейтрона в антинейтрон регистрируются пионы, образующиеся при аннигиляции антинейтрона с нуклоном. В накопителе антинейтрон образуется за время пролёта нейтрона между столкновениями нейтрона со стенками накопителя, а аннигиляция антинейтрона происходит при прохождении антинейтрона через стенку накопителя. При регистрации продуктов взаимодействия по сравнению с регистрацией нейтронов определяемая вероятность перехода возрастает из-за уменьшенной статистической ошибки измерений. Из-за большой площади поверхности стенок накопителя по сравнению с регистрацией через выходное окно небольшой площади вероятность процесса также возрастает. При этом, плотность нейтронов в накопителе практически не изменяется. В результате, измеримое время перехода нейтрона в антинейтрон приближается к 10^{10} – 10^{11} с.

На рис. 6а-б для интервалов длин волн ультрахолодных (700 – 1000\AA) и надбарьерных (100 – 700\AA) нейтронов приведены схемы (сечение в горизонтальной плоскости) взаимного расположения накопителя нейтронов (с двумя и тремя стенками), ферромагнитного экрана и детекторов продуктов взаимодействия антинейтронов с нуклонами, соответственно. Экран подавляет магнитное поле Земли, так что его остаточная величина на накопителе составляет 3 – 10 нТ. Детектор располагается с внутренней открытой стороны и внешней стороны накопителя (Рис. 6а) или располагается только с внутренней открытой стороны накопителя (Рис. 6б).

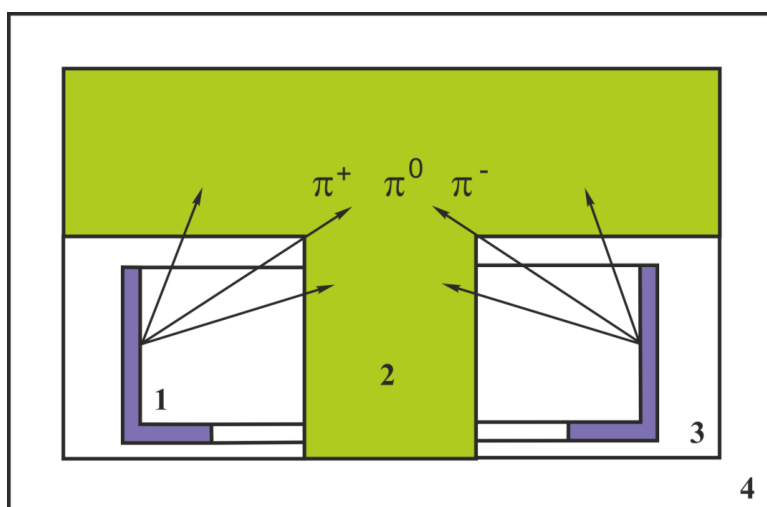


Рис. 6а. Схема взаимного расположения накопителя нейтронов 1 (две стенки), детектора продуктов взаимодействия антинейтронов с веществом (пи-мезоны) 2 для интервала длин волн нейтронов 700 – 1000\AA (ультрахолодные нейтроны), вакуумной камеры 3 и ферромагнитного экрана 4.

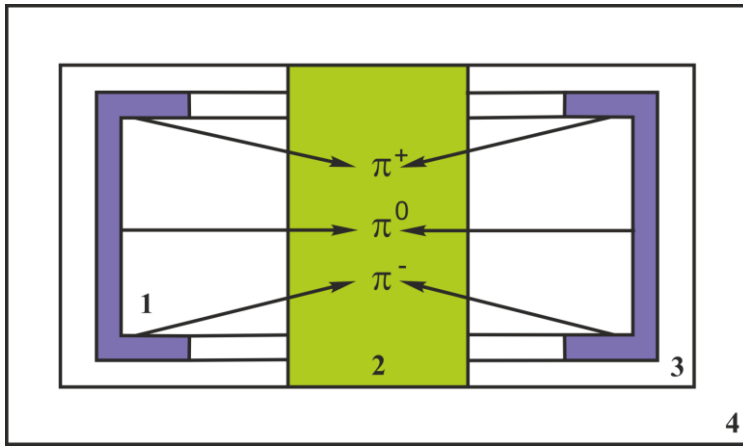


Рис. 6б. Схема взаимного расположения накопителя нейтронов 1(три стенки), детектора продуктов взаимодействия антинейтронов с веществом(пи-мезоны) 2 для интервала длин волн нейтронов 100-700Å(надбарьерные нейтроны), вакуумной камеры 3 и ферромагнитного экрана 4 .

Как уже отмечалось, измерения с регистрацией продуктов взаимодействия нейтронов(в данном случае образующихся из нейтронов антинейтронов) с веществом по сравнению с регистрацией изменения счёта нейтронов позволяет измерять на несколько порядков меньшие значения вероятности перехода нейтрона в антинейтрон(большие значения τ_{an}). Второй выигрыш, как мы отмечали ранее, в измерении вероятности перехода связан с регистрацией через большую площадь поверхности стенок накопителя по сравнению с регистрацией через выходное окно небольшой площади..

Для регистрируемого потока продуктов взаимодействия антинейтронов с веществом имеем

$$J_p = \omega_{an} T_{an} \varepsilon J_n \quad (17)$$

где $\omega_{an} = (t/\tau_{an})$ вероятность перехода нейтрона в антинейтрон, T_{an} - вероятность взаимодействия антинейтрона со стенкой накопителя, ε - вероятность регистрации продуктов взаимодействия антинейтронов с веществом.

Если нейтрон находится в накопителе в течение времени T_L , то вероятность $\omega_{an} = n_c (\tau_{fl}/\tau_{an})^2 = T_L \tau_{fl}/\tau_{an}^2$, где $n_c = T_L/\tau_{fl}$ - число столкновений нейтрона со стенками за время удержания нейтрона в накопителе.

Для определения значения τ_{an} и времени измерений используем соотношение равенства измеримого изменения счёта нейтронов его полуторной статистической ошибке(при 90% достоверности) : :

$$J_p t = (2.7 J_p t)^{1/2}, \quad J_p = \omega_{n,an} T_{an} \varepsilon J_n, \quad \omega_{n,an} = n_c (\tau_{fl}/\tau_{an})^2 = T_L \tau_{fl}/\tau_{an}, \quad (18)$$

В результате получим

$$t=2.7\tau_{an}^2 / (\varepsilon S_w \int (T_L \tau_{fl} T_{an} j_{ex}) d\lambda \quad , \quad \tau_{an}=0.61 \times (t T_L \tau_{fl} T_{an} \varepsilon j_{ex} S_w)^{1/2} \quad (19)$$

Оценим τ_{an} . Полагая $t=7.8 \cdot 10^6$ (3 месяца), $T_L=500$ с, $\tau_{fl}=0.4$ с, $T_{an}=1$, $\varepsilon=1$, $j_{ex}=10^6$, $S_w=5 \cdot 10^6$ см², получим $\tau_{an} \approx 5 \times 10^{10}$ с.

Для реальной части потенциала взаимодействия нейтронов V_n и антинейтронов V_{an} со стенками накопителя приняты значения для меди, равные соответственно 172 и 104 нэВ. Коэффициент поглощения антинейтронов в медной стенке накопителя практически равен единице. Действительно, при перпендикулярной компоненте кинетической энергии $E_{an} > V_{an}$ коэффициент поглощения уже близок к единице при однократном отражении антинейтронов. При $E_{an} < V_{an}$ из-за большого значения мнимой части потенциала взаимодействий $W_{an}=22$ нэВ коэффициент поглощения антинейтронов становится равным единице в результате нескольких отражений от стенок накопителя.

В таблицах 3а и 3б приведены для ИБР-3 значения времени измерений t при $\tau_{an}=10^9$ с и значениях $\eta=10^{-5} - 10^{-2}$.

Таблица 3а. Зависимость времени измерения t при постоянной времени нейтрон-антинейтрон $\tau_{an}=10^9$ с и зависимость τ_{an} при времени измерения 3 месяца от радиуса накопителя в диапазоне $R_a=1-10$ м для значений η стенок накопителя $10^{-5}-10^{-2}$, $\lambda=700-1000\text{Å}$, $H_a=1.6$ м, статистическая достоверность 90%.

R , м	$\eta=10^{-2}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$	$\eta=10^{-3}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$	$\eta=10^{-4}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$	$\eta=10^{-5}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$
1	$0.6 \cdot 10^8 / 0.39 \cdot 10^9$	$2.4 \cdot 10^6 / 0.21 \cdot 10^{10}$	$0.7 \cdot 10^6 / 0.36 \cdot 10^{10}$	$0.6 \cdot 10^6 / 0.42 \cdot 10^{10}$
2	$2.4 \cdot 10^7 / 0.63 \cdot 10^9$	$0.6 \cdot 10^6 / 0.39 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^5 / 0.84 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^5 / 0.96 \cdot 10^{10}$
5	$0.8 \cdot 10^7 / 0.12 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^5 / 0.72 \cdot 10^{10}$	$0.3 \cdot 10^5 / 0.18 \cdot 10^{11}$	$2.5 \cdot 10^4 / 0.21 \cdot 10^{11}$
10	$0.45 \cdot 10^7 / 0.15 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^5 / 0.96 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^4 / 0.24 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^4 / 0.27 \cdot 10^{11}$

Таблица 3б. Зависимость времени измерения t при постоянной времени нейтрон-антинейтрон $\tau_{an}=10^9$ с и зависимость τ_{an} при времени измерения 3 месяца $=7.8 \cdot 10^6$ с от радиуса накопителя в диапазоне $R_a=1-10$ м для значений η стенок накопителя $10^{-5}-10^{-2}$, $\lambda=100-700\text{Å}$, $H_a=1.6$ м, статистическая достоверность 90%.

R , м	$\eta=10^{-2}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$	$\eta=10^{-3}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$	$\eta=10^{-4}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$	$\eta=10^{-5}$ $t(\tau_{an}=10^9)/\tau_{an}(3\text{мес}), \text{с}$
1	$1.5 \cdot 10^8 / 0.24 \cdot 10^9$	$0.5 \cdot 10^7 / 0.15 \cdot 10^{10}$	$0.9 \cdot 10^6 / 0.33 \cdot 10^{10}$	$0.6 \cdot 10^6 / 0.39 \cdot 10^{10}$
2	$0.5 \cdot 10^8 / 0.42 \cdot 10^9$	$1.1 \cdot 10^6 / 0.3 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^5 / 0.8 \cdot 10^{10}$	$0.8 \cdot 10^5 / 1.2 \cdot 10^{10}$
5	$1.5 \cdot 10^7 / 0.78 \cdot 10^9$	$0.27 \cdot 10^6 / 0.57 \cdot 10^{10}$	$0.27 \cdot 10^5 / 1.8 \cdot 10^{10}$	$1.35 \cdot 10^4 / 0.27 \cdot 10^{11}$
10	$0.75 \cdot 10^7 / 0.12 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^5 / 0.84 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^4 / 0.3 \cdot 10^{11}$	$0.5 \cdot 10^4 / 0.45 \cdot 10^{11}$

Видно, что время измерения уменьшается, а постоянная времени увеличивается при уменьшении параметра материала стенок η и увеличении радиуса накопителя нейтронов. Видно также, что значения необходимого измерительного времени несколько меньше, а достижимые τ_{an} больше при $\eta=10^{-5} - 10^{-4}$ для интервала длин волн $\lambda=100-700\text{Å}$ (таблица 4б), наоборот данные предпочтительнее при $\eta=10^{-3} - 10^{-2}$ для интервала длин волн $\lambda=700-$

1000Å(таблица 4а). При максимальном $R_a=10\text{м}$ и минимальном $\eta=10^{-5}$ достигается $\tau_{an}=(2.7-4.5)10^{10}\text{с}$.

При втором варианте измерений, когда вход накопителя расположен на расстоянии 3м от активной зоны, время измерений будет больше в 17 раз.

3.4. Преобразование нейтрона в зеркальный нейтрон.

В работе[49] отмечается, что в статье [50] было постулировано существование гипотетических зеркальных частиц и зеркального мира. Зеркальная материя рассматривается как возможная составляющая тёмной материи. Предполагается, что гравитация ответственна за взаимодействие между обычными и зеркальными частицами. Масс смешивание нейтрона n с зеркальным нейтроном n' проявляется в n - n' осцилляциях. Как показано в [44,45] экспериментальное ограничение на характерное время осцилляций не велико и не превышает время распада $\sim 10^3\text{с}$.

В первом эксперименте по исследованию n - n' перехода [51] получено значение $\tau_{osc}(95\% \text{ C.L.}) \geq 103\text{с}$. Во втором эксперименте, выполненном позже на пучке УХН в ИЛЛ, получено $\tau_{osc}(90\% \text{ C.L.}) \geq 414\text{с}$ [52].

Как мы уже отмечали, вероятность процесса, вызываемого действием на нейтрон силового поля, пропорциональна времени нахождения нейтрона в данном поле. В накопителе нейтрон живёт в течение времени T_a , двигаясь по образованной столкновениями со стенками ломанной траектории. При этом, время перехода нейтрона в зеркальный нейтрон равно времени его движения до изменения направления, то есть, времени движения между столкновениями со стенками накопителя τ_{fl} . Поэтому, для вероятности перехода в течение времени жизни нейтрона в накопителе T_a получаем $w=n_c w_\tau = \tau_{fl} T_a / \tau_m^2$, где $n_c = T_a / \tau_{fl}$ – число отражений за время жизни, $w_\tau = (\tau_{fl} / \tau_m)^2$, – вероятность перехода нейтрона в зеркальный нейтрон за время пролёта между столкновениями со стенками накопителя.

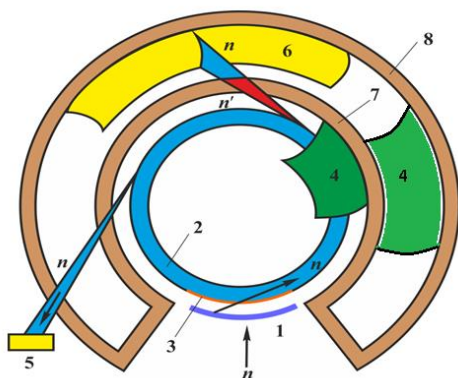


Рис. 7. Одностадийная(поглощительная) и двухстадийная(регенеративная) схемы измерения вероятности преобразования нейтрона в зеркальный нейтрон: 1 – холодный замедлитель нейтронов, 2 – накопитель нейтронов, 3 – затвор, 4- ферромагнитный экран с векторной системой создания магнитного поля, 5–детектор регистрации нейтронов в одностадийной схеме измерения, 6 – детектор регистрации нейтронов в двухстадийной

схеме измерения, 7 – защита детектора 6 от нейтронов из накопителя, 8 – защита детектора 6 от внешнего фонового излучения.

Перейдём к определению характеризующей вероятности процесса “нейтрон-зеркальный нейтрон” времени осцилляций τ_m . В [53] были предложены два способа измерений, поглотительный и регенеративный. На рис. 7 показаны реализующие эти два способа схемы измерения с использованием накопителя нейтронов. Поглотительный способ заключается в измерении связанной с процессом трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон вероятности поглощения нейтронов (детектор 5). Регенеративный способ включает процесс образования зеркального нейтрона в накопителе и следующий затем процесс образования нейтрона из прошедшего защиту 7 зеркального нейтрона. В результате такого двухстадийного процесса трансформации детектором 6 регистрируется вторичный поток нейтронов. Регенеративный способ более надёжный, поскольку здесь реализуется ещё и корреляция между исчезновением первичного потока нейтронов и появлением потока вторичных нейтронов. Однако этот способ требует более масштабного оборудования. Мы остановимся вначале на более простом поглотительном способе измерений. Для вероятности образования зеркального нейтрона в [52] получено выражение

$$w_{\tau}(t) = a(t) + \cos(\beta)b(t), \quad (20)$$

где $a(t) = \sin^2[(w-w')t]/[2\tau_m^2(w-w')^2] + \sin^2[(w+w')t]/[2\tau_m^2(w+w')^2]$, $b(t) = \sin^2[(w-w')t]/[2\tau_m^2(w-w')^2] - \sin^2[(w+w')t]/[2\tau_m^2(w+w')^2]$, β - угол между магнитным полем H и зеркальным магнитным полем H' , $w = \gamma H$, $w' = \gamma H'$, γ - гиромагнитное отношение нейтрона.

Для угла $\beta = 0$ имеем

$$w_{\tau}(t) = 2\sin^2[(w-w')t]/[2\tau_m^2(w-w')^2] \quad (21)$$

Далее будем считать, что выполняется условие $(w-w')t < \pi/2$, тогда имеем

$$w_{\tau}(t) = (t/\tau_m)^2, \quad (22)$$

Для оценки измеримого в накопителе значения τ_m мы будем полагать, что в эксперименте выполнены соотношения $\beta = 0$ и $\Delta\varphi < \pi/2$ так что вероятность трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон определяется соотношением $w_{\tau}(t) = (t/\tau_m)^2$. Время трансформации нейтронов в зеркальные нейтроны равно времени пробега нейтронов между столкновениями со стенками накопителя τ_{fl} . Поэтому, за время нахождения (время удержания T_a) нейтронов в накопителе вероятность перехода нейтрона в зеркальный

нейтрон равна $\omega = n_c(\tau_{fl}/\tau_m)^2 = T_L\tau_{fl}/\tau_m^2$, где $n_c = T_L/\tau_{fl}$ – число столкновений нейтрона со стенками за время удержания нейтрона в накопителе.

Для определения значения τ_m используем соотношение равенства измеримого изменения счёта нейтронов его полуторной статистической ошибке (90% статистической достоверности)

$$JtT_a\tau_{fl}/\tau_m^2 = (2.7Jt)^{1/2} \quad (23)$$

Для времени измерения имеем

$$t = 2.7\tau_m^4 [j_a d\lambda / S_{ex} (j_a T_L \tau_{fl} d\lambda)]^2 \quad \tau_m = 0.78 [t / [j_a d\lambda / S_{ex} (j_a T_L \tau_{fl} d\lambda)]^2]^{1/4} \quad (24)$$

Из (23) следует более сильная зависимость τ_m от T_L и τ_{fl} по сравнению с зависимостью от плотности потока j_a .

Таблица 4. Время измерения $t(\tau_m=10^4)$ в секундах при постоянной времени образования зеркального нейтрона $\tau_m=10^4$ с, достижимое значение постоянной времени образования зеркального нейтрона $\tau_m(3\text{мес})$ в секундах за время измерений 3 месяца. Значения других параметров: $H_a=1\text{м}$, интервал длин волн нейтронов $\lambda=200\text{--}1000\text{\AA}$.

R, м	$\eta=10^{-2}$ $t(\tau_m=10^4\text{с})/\tau_m(3\text{мес}) /$ $S_{ex}(\text{м}^2)$	$\eta=10^{-3}$ $t(\tau_m=10^4\text{с})/\tau_m(3\text{мес}) /$ $S_{ex}(\text{м}^2)$	$\eta=10^{-4}$ $t(\tau_m=10^4\text{с})/\tau_m(3\text{мес}) /$ $S_{ex}(\text{м}^2)$	$\eta=10^{-5}$ $t(\tau_m=10^4\text{с})/\tau_m(3\text{мес}) /$ $S_{ex}(\text{м}^2)$
1	$4.2 \cdot 10^8 / 3.7 \cdot 10^3 / 0.05$	$1.1 \cdot 10^7 / 0.9 \cdot 10^4 / 0.01$	$2.0 \cdot 10^6 / 1.4 \cdot 10^4 / 0.005$	$1.5 \cdot 10^6 / 1.5 \cdot 10^4 / 0.003$
2	$9 \cdot 10^7 / 0.56 \cdot 10^4 / 0.15$	$1.8 \cdot 10^6 / 1.3 \cdot 10^4 / 0.03$	$2.0 \cdot 10^5 / 2.5 \cdot 10^4 / 0.01$	$1.2 \cdot 10^5 / 2.9 \cdot 10^4 / 0.006$
5	$1.5 \cdot 10^7 / 0.84 \cdot 10^4 / 0.5$	$2.5 \cdot 10^5 / 3.3 \cdot 10^4 / 0.07$	$2.2 \cdot 10^4 / 4.3 \cdot 10^4 / 0.$	$1.3 \cdot 10^4 / 4.8 \cdot 10^4 / 0.015$
10	$5.2 \cdot 10^6 / 1.1 \cdot 10^4 / 1$	$9 \cdot 10^4 / 4.3 \cdot 10^4 / 0.15$	$8 \cdot 10^3 / 0.56 \cdot 10^5 / 0.05$	$4 \cdot 10^3 / 0.7 \cdot 10^5 / 0.03$

Из таблицы 3 следует, что в течение 3 месяцев измерений нижний предел периода нейтрон-зеркальный нейтрон $\tau_m \approx 10^4$ с достигается при значениях $\eta=10^{-2}$ и $R \approx 10\text{м}$, уровень $\tau_m \approx 3 \cdot 10^4$ с достигается при $\eta=10^{-3}$ и $R \approx 5\text{м}$ или $\eta=10^{-4}$ и $R \approx 3\text{м}$, а $\tau_m \approx 0.7 \cdot 10^5$ с уже при $\eta=10^{-5}$ и $R \approx 10\text{м}$.

Отметим, что при прямой пролётной базе 300м и таком же потоке нейтронов в холодном замедлителе достигается $\tau_m=2.2*10^3$ с.

При втором варианте измерений, когда вход накопителя расположен на расстоянии 3м от активной зоны, время измерений будет больше в ~ 4.2 раза.

Остановимся теперь на сравнении одностадийной схемы с двухстадийной. В одностадийном процессе время измерений для фиксированного интервала $\Delta\lambda$

$$t_1=4/(j_a S_1 \omega_1^2) \quad (25)$$

ω_1 - вероятность перехода нейтрона в зеркальный нейтрон

В двухстадийном методе время измерений

$$t_2 = 4/(\epsilon j_a S_2 \omega_1 \omega_2) \quad (26)$$

ω_2 - вероятность перехода зеркального нейтрона в нейтрон, ϵ - фактор уменьшения углового раствора потока регистрируемых детектором b нейтронов по сравнению с нейтронами, вылетающими в окно накопителя.

Имеем соотношение для времён двух методов

$$t_2=\beta \times t_1, \quad \beta=(S_1/S_2 \epsilon)(\omega_1/\omega_2) \quad (27)$$

Оценим величину β . Возьмём среднюю длину волны нейтронов $\lambda=100\text{А}$ (скорость $v=40\text{м/с}$).

Для $T_L=100\text{с}$ и $\tau_{fl}=0.1\text{с}$ получим $\omega_1= T_L \tau_{fl} / \tau_m^2 = 10 / \tau_m^2$. Далее имеем $\omega_2 = t_{fl}^2 / \tau_m^2$, где t_{fl} – время пролёта зеркальным нейтроном расстояния L от накопителя до детектора нейтронов b . Возьмём $L=10\text{м}$ и $h=3\text{м}$, тогда $\omega_2=0.25^2/\tau_m^2$, $\epsilon=(h/L)/\pi \approx 0.1$, $S_1/S_2=l/(2\pi R_a)=(3\text{см})^2/(10\text{см}*30\text{м})=0.0003(R_a=5\text{м})$, $\omega_1/\omega_2=(100\text{с}*0.1\text{с})/0.25\text{с}^2=160$. Для β получим $\beta \approx 0.5$. При увеличении параметров L и h время измерений в двухстадийной схеме становится ещё меньше.

Таким образом, двухстадийный метод, являющийся более надёжным в плане идентификации образования зеркального нейтрона, сравним с одностадийным по длительности измерений.

3.5. Измерение заряда нейтрона.

Квантование электрического заряда (ECQ) есть одно из наиболее таинственных явлений в физике[54]. Непонятно почему электрические заряды должны быть целым числом некоторых малейших частиц. Дирак пытался зафиксировать проблему ECQ введением магнитных монополей [55] Математически ECQ не присуще экспериментально хорошо подтверждённым теориям подобно квантовой электродинамике или стандартной модели. Мы возьмёмся посмотреть минимальную стандартную модель (MSM, термин минимальная относится к нулевой массе нейтрино, [56] так как эта теория кажется очень привлекательна с точки зрения физики частиц. MSM содержит три генерирующих фермиона. Мы имеем три независимых уравнений для четырёх свободных гиперзарядов. В настоящее время заряды частиц в MSM определены известным способом (треть элементарного заряда кварков). Но почему природа должна выбрать особенно это определение? В общем гиперзаряд и соответственно электрический заряд не определены в MSM.

Рис. 8. Схема измерения заряда нейтрона: 1–холодный замедлитель нейтронов, 2 – коллиматор, 3 – затвор, 4– накопительный канал, 5 – внешняя боковая стенка накопительного канала, 6 – внутренняя псевдостенка, минусовой электрод источника электрического поля, 7– детектор нейтронов, 8 – плюсовой электрод источника электрического поля, 9 – минусовой электрод источника электрического поля. Стрелками показано направление электрического поля.

В кольцевом накопителе обычно имеется три стенки, от которых нейтроны отражаются зеркально: одна боковая, верхняя и нижняя. При зеркальном отражении нейтроны находятся в канале, в котором внешний радиус равен радиусу боковой стенки R_a , а радиус до которого нейтроны долетают при отражении от боковой стенки с углом скольжения в горизонтальной плоскости θ равен $R = R_a \times \cos(\theta)$. Затвор 3 имеет площадь 20см(по вертикали)×30 см(по горизонтали). Коллиматор 2 представляет собой систему отдельных коллиматоров длиной 30см, которые ориентированы под углом $(\pi/2-\theta)$ к радиусу накопителя, где θ - угол скольжения пучка нейтронов на боковой стенке накопителя. Отдельный коллиматор, количество которых 600, представляет собой пару кремниевых пластин толщиной 0.4 мм, длиной 30см и высотой 20см с расстоянием между пластинами 0.05 мм. На поверхность пластин нанесён слой гадолиния толщиной 1мкм. Среднеквадратичное значение отклонения угла вылета нейтронов с коллиматора составляет $\sigma_\theta = 8.0 \times 10^{-5}$ рад.

Цилиндрический электрод 3 с потенциалом $+V$ имеет радиус меньше чем R_a , а электрод 4 с потенциалом $-V$ имеет радиус, превышающий R_a . Нейтрон с зарядом $-q_e$ при движении в накопителе будет притягиваться к положительному электроду, в результате чего он будет ускоряться в течение времени жизни в накопителе T_L . Ускорение нейтрона в электрическом поле в абсолютном выражении есть $a(\text{м/с}^2) = F/m = 0.955 \times 10^{14} * E(\text{кВ/см}) * q_n(q_e)$, что например, при напряжённости поля $E=10\text{кВ/см}$ и заряде $q_n=10^{-22}q_e$ составляет $a(\text{м/с}^2) = 0.955 \times 10^{-2}$ мкм/с². Если нейтрон находится в накопителе 100с, то он ускоряется в направлении по радиусу до скорости $V_R = 0.955$ мкм/с и смещается на расстояние $S_q = aT_L^2/2 = 0.477 * 10^2$ мкм. Полуширина пучка в направлении по радиусу есть $\sigma_R = R_a \sin(\theta) \sigma_\theta$, где σ_θ -среднеквадратичное значение отклонения угла скольжения.

Таблица 5. Время измерения t с детекторами 7, пространственная неопределённость пучка σ_R , смещение пучка под действием электрического поля S_q , время жизни нейтрона в накопителе T_L и предполагаемом значении заряда нейтрона $q_n = 4 \times 10^{-22} q_e$ в зависимости от радиуса накопителя R_a , параметра стенок накопителя η и площади регистрации S_d детектора 3. Интервал длин волн нейтронов 750-850А, напряжённость электрического поля 25 кВ/см, высота накопителя $H_a = 20 - 165$ см. Источник электрического поля с разностью потенциалов 175 кВ.

R/H_a	η	T_L	t	σ_R	$S_q(8\sigma_R)$
10м/0.2м	10^{-3}	107с	63с	0.065мм ($\theta=10^{-1}$ и $\sigma_\theta=3.2 \times 10^{-5}$)	0.54мм
10м/1.5м	10^{-4}	205с	2.1	0.23мм ($\theta=10^{-1}$ и $\sigma_\theta=1.1 \times 10^{-4}$)	2.0мм
10м/1.65м	10^{-5}	218с	1.04	0.28мм ($\theta=10^{-1}$ и $\sigma_\theta=1.4 \times 10^{-4}$)	2.26мм

Значения параметров в таблице представлены для $R_a=10\text{м}$ и $\theta=10^{-1}$, при которых расстояние между боковой стенкой накопителя и детектором 7 составляет 5см , а между электродами 7см .

Будем полагать, что пучок нейтронов имеет гауссовую координатную зависимость в диапазоне $8\sigma_R$, а регистрирующая область детектора начинается с расстояния $4\sigma_R$ от центра пучка. При $S_q=8\sigma_R$, что соответствует $q_n=4\times 10^{-22}q_e$, все смещённые электрическим полем нейтроны будут регистрироваться детектором. $S_q=\sigma_R$ соответствует $q_n=5\times 10^{-23}q_e$ и измерительного времени понадобится в 400 раз больше, $S_q=0.1\sigma_R$ соответствует $q_n=5\times 10^{-24}q_e$ и измерительного времени понадобится в 3×10^4 раз больше (при $\eta=10^{-3}$ - 1 месяц измерений, при $\eta=10^{-5}$ - 8 часов измерений), $S_q=0.01\sigma_R$ соответствует $q_n=5\times 10^{-25}q_e$, а измерительного времени понадобится в 3×10^5 раз больше, $S_q=0.001\sigma_R$ соответствует $q_n=5\times 10^{-26}q_e$ и измерительного времени понадобится в 3×10^6 раз больше (При $\eta=10^{-5}$ 1.2 месяц измерений). При первом варианте измерений при $\eta=10^{-5}$ достигается $2.0\times 10^{-26}q_e$.

Для второго варианта измерений, когда вход накопителя расположен на расстоянии 3м от активной зоны при измерениях в течение 3 месяцев и при $\eta=10^{-3}$ достигается $q_n=1.1\times 10^{-23}q_e$, а при $\eta=10^{-5}$ - $q_n=0.9\times 10^{-24}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Накопитель нейтронов на импульсном источнике нейтронов является особенным прибором. Он характеризуется высокой плотностью потока нейтронов и большим временем удержания нейтронов в накопителе. Оба параметра определяют чувствительность и статистическую точность при измерении фундаментальных характеристик нейтрона. В этой связи, применение накопителя позволяет улучшить достигнутые в настоящее время экспериментальные оценки фундаментальных характеристик нейтронов. В заключение, в таблице 6 приведены значения характеристик нейтрона, которые могут быть получены, исходя из статистической обеспеченности измерений на накопителе, расположенном на импульсном источнике. Прогресс здесь ещё может быть связан с увеличением радиуса накопителя более чем 10м .

Таблица 6. Фундаментальные характеристики нейтрона, которые могут быть определены исходя из статистической обеспеченности.

Источник нейтронов	$\Delta\tau_d, \text{с}$ $\eta=10^{-4}$	$\Delta\tau_d, \text{с}$ $\eta=10^{-5}$	$\tau_{an}, \text{с}$ $\eta=10^{-4}$	$\tau_{an}, \text{с}$ $\eta=10^{-5}$	$\tau_m, \text{с}$ $\eta=10^{-3}$	$\tau_m, \text{с}$ $\eta=10^{-5}$	q_n $\eta=10^{-3}$	q_n $\eta=10^{-5}$
Первый вариант $R_a=10\text{м}$, 3 мес. измерений		2.2×10^{-4} На 3 поряд. меньше достигн.		3.6×10^{10} В 400 раз больше достигн.		$.7\times 10^4$ В 170 раз больше достигн.		2.0×10^{-26} На. 5 пор. меньше достигн.

Второй вариант	0.023	10^{-2}	$5 \cdot 10^8$	$12 \cdot 10^8$	3.3×10^3	7.5×10^3	$1.1 \cdot 10^{-23}$	$0.9 \cdot 10^{-24}$
$R_n=2m$, Змес. измерений	В 12 раз меньше достигнуто го	В 30 раз меньше достигн.	В 5 раз больше достигн.	В 12 раз больше достигн.	В 7.5 раза больше достигн.	В 17 раз больше достигн.	На 1 пор. меньше достигн.	На 2 пор. меньше достигн.

Отметим, что накопитель может также использоваться в качестве источника пучков нейтронов для время пролётных инструментов с регулируемой длительностью импульсов нейтронов от десятка микросекунд до единиц миллисекунд и частотой следования импульсов от 0.1 до 100 Гц если на выходном окне применить импульсный затвор.

Автор благодарит В.Л. Аксёнова, по инициативе которого и при многочисленных обсуждениях с которым выполнена данная работа. Автор выражает благодарность В.Н. Швецова за высказанные полезные замечания и комментарии. Автор выражает благодарность И.О. Гончаровой за выполненные рисунки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ezhov V.F. et al. // Pis'ma v ZhETF. 2018. V. 107. Iss. 11. P. 707.*
2. *Серебров А. П. // УФН. 2019. Т.189, № 6. С.635.*
3. *Golub R., Yoshiki H. // Nuclear Physics A. 1989. V. 501. P. 869-876.*
4. *Kazarnovskii . M.V., Kuzmin V.A, Chetyrkin K.G., Shaposhnikov M.E. // Pis'ma Zh.Ekp.Teor.Fiz. 1980. V.32. No.1, P. 88-91.*
5. *Baldo-Ceolin M. et al. // Physics Letters B, 1990. V. 236, №1, P. 95-101.*
6. *Pokotilovsky Yu.N. // Phys. Letters B, 2006. V. 639. P. 214–217.*
7. *Окунь Л.Б. // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 397.*
8. *Serebrov A.P. // Phys. Lett. 2008. V. 663. P. 181–185.*
9. *Broussard L. J., Bailey K. M., Bailey W. B. et al. (18) // EPJ Web of Conf. 2019, V. 219. P. 07002.*
10. *Addazi A., Anderson K., Ansell S. et al. (111) // J. Phys. G: Nucl.Part.Phys. 2021. V.48. P. 070501.*
11. *Baumann J., Gähler R., Kalus J. and Mampe W. Phys. Rev. D.1988. V. 37. P. 3107 .*
12. *Аксенов В. Л., Рзянин М. В., Шабалин Е. П. // Физика ЭЧАЯ. 2021. Т.52, №6. С.1349.*
13. *Зельдович Я.Б. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1952.*
14. *Владимирский В.В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1062.*
15. *Матора И.М. // АЭ. 1969. Вып. 1. С. 71.*
16. *Луциков В.И., Покотилковский Ю.Н., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. вып. 1. С. 40.*
17. *Steyerl A. // Phys. Lett. 1969. V.29. P.33.*
18. *Антонов А.В., Исаков А.И., Казарновский М.В., Солодилов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 380–385.*
19. *Шапиро Ф.Л. Препринт ОИЯИ РЗ-7135. Дубна, 1973; Собрание трудов. Нейтронные исследования. 2-е изд. М: Наука, 1976. С. 229.*
20. *Kugler K.J, Moritz K., Paul W., Trinks U. // NIM A, 1985. V. 228. P. 240.*
21. *Paul W., Anton F., Paul L., Paul S., Mampe W. // Z. Phys. C. 1989. V.45. P. 25.*
22. *Никитенко Ю.В. Сообщение ОИЯИ. Р13-2023-28. Дубна. 2023. 32С.*

23. Патент на изобретение № 2772969 от 30.05.2022. Накопитель холодных нейтронов/ *Никитенко Ю.В.*
24. Патент на изобретение № 2803544 от 29.11.2022. Кольцевой накопитель нейтронов/ *Никитенко Ю.В., Аксёнов В.Л.*
25. *Никитенко Ю.В., Колупаев Е.Д., Журавлёв В.В.* // Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 21, № 3(254). С. 669–675.
26. *Aksenov V.L., Shabalin E.P.*// Superbuster NEPTUN. Dubna Neutron Source of the Fourth Generation, Dubna 2018.
27. *Никитенко Ю.В., Колупаев Е.Д., Жакетов В.Д.*// Поглощение и рассеяние нейтронов в резонаторе, в печати.
28. *Khaydukov Yu., Morari R., Soltwedel O., Keller T., Christiani G., Logvenov G., Kupriyanov M., Sidorenko A., Keimer B.* //JOURNAL OF APPLIED PHYSICS. 2015. V. 118. P. 213905.
29. *Steigman G.* //Astrophys. J. 2007. V. 57(1). P. 463.
30. *Christensen C.J. et al.*// Phys. Rev. D. 1972. V.5. P. 1628.
31. *Снивак П.Е.* //ЖЭТФ. 1988. Т. 94 (3). С. 1.
32. *Serebrov A.P. et al.*// Phys.Lett. B. 2005. V. 605. P. 72.
33. *Serebrov A.P. et al.*// Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 035505.
34. *Pichlmaier A. et al.*// Phys.Lett. B. 2010. V. 693. P. 221.
35. *Steyerl A. et al.* //Phys. Rev. C. 1012. V.85. P. 065503.
36. *Yue A.T. et al.*// Phys.Rev.Lett. 1013. V. 111(22). P. 222501.
37. *Ezhov V.F.*// arxiv1412.7434, 2014.
38. *Arzumanov S. et al.*// Phys.Lett. B/2015. V. 745. P.79.
39. *Pattie R.W. et al.*// arXiv: 1707.01817, 2017.
40. *Серебров А.П. et al.*// Письма в ЖЭТФ. Т. 106, № 10. С. 599-606.
41. *Ezhov V.F. et al.* //Pis'ma v ZhETF, V. 107, iss. 11, P. 707-708.
42. *Gonzalez F.M.* // PHYSICAL REVIEW LETTERS. 2021. V. 127. P. 162501.
43. *Berezhiani Z., Bento L.*// Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 081801.
44. *Berezhiani Z., Bento L.*// Phys. Lett. B. 2006. V. 635. P. 253.
45. *Mohapatra R.N.* // Int. J..Mod.Phys. A. 2014. V. 29. P. 1430066.
46. *Луциков В.И., Попов А.Б., Самосват Г.С., Таран Ю.В.* //Препринт ОИЯИ РЗ-81-313. Дубна, 1981.
47. *Sawada O., Fukigita M.*// Preprint КЕК-ТН 19. Ibaraki, 1980.
48. Проект ESS, *The European Physical Society Conference on High Energy Physics, 11-20 July 2015, Vienna, Austria,*
49. *Окунь Л.Б.*//Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков. УФН т. 177. №4. С. 397-406.
50. *Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б., Померанчук И.Я.* // ЯФ. 1966. Т. 3. С. 1154.
51. *Ban G. et al.* // arXiv: 0705/2336 [nucl-ex].
52. *Serebrov A.P. et al.*// Physics Letters B. 2008. V. 663. P. 181.
53. *Berezhiani Z., Matthew F., Kamyshev Y., Rybolt B., Varriano L.* // Phys. Rev. D. 2017. V.96. P. 035039.
54. *Jackson J. D.: Klassische Elektrodynamik* (De Gruyter, Berlin, 2002)
55. *Dirac P. A. M.*// Phys. Rev. 1948. V. 74. P. 817.
56. *Foot R., Volkas R. R.*// Phys. Rev. D 59, 097301 (1999).
57. *Babu K. S., Mohapatra R. N.*// Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 938.
58. *Baumann J., Gähler R., Kalus J., Mampe W.*// Phys. Rev. D.1988. V. 37. P. 3107 .
59. *Voronin V. V., Akselrod L. A., Zabenkin V. N., Kuznetsov I. A.*// Phys. Procedia. 2013. V. 42. P. 25. .
60. *Durstberger-Rennhofer K., Jenke T., Abele H.*// Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 036004. .
61. *Siemens C., Brose D., Böhmer L., Geltenbort P., Plonka-Spehr C.* //Nucl. Instrum Methods Phys. Res., Sect. A. 2015. V. 778. P. 26.
62. *Siemens C., Düsing C., Geltenbort P., Giebel C., Reich T., Plonka C.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. P. 052004.