

ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В УБЕГАЮЩЕЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙСЯ ЛОВУШКЕ

В. В. Несвижевский^a, А. О. Сидорин^{б, в, 1}

^a Европейский центр нейтронных исследований Института Лауэ–Ланжевена,
Гренобль, Франция

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^в Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Ультрахолодные нейтроны (УХН) широко используются в физике элементарных частиц и фундаментальных взаимодействиях и потенциально могут использоваться в нейтронном рассеянии. Однако большинство этих исследований ограничены доступными плотностями и потоками УХН. Одним из способов их увеличения является использование пиковых потоков в импульсных нейтронных источниках, на порядки превышающих средние. В данной работе предложена концепция источников УХН, позволяющая реализовать эту идею. Мы предлагаем производить очень холодные нейтроны (ОХН) в конвертерах, расположенных в нейтронных источниках, извлекать и замедлять их до энергий УХН убегаящей замедляющейся материальной или магнитной ловушкой. Как для импульсных, так и для постоянных нейтронных источников этот метод может обеспечить высокую эффективность преобразования ОХН в УХН с малыми потерями плотности в фазовом пространстве.

Ultracold neutrons (UCNs) are widely used in the physics of elementary particles and fundamental interactions, and can potentially be used in neutron scattering. However, most of these studies are limited by the available UCN densities and fluxes. One of the ways to increase them is to use peak fluxes in pulsed neutron sources, orders of magnitude higher than the average. In the present work, the concept of UCN sources is proposed, which makes it possible to implement this idea. We propose to produce very cold neutrons (VCNs) in converters located in neutron sources, extract and slow them down to UCN energies by an escaping decelerating material or magnetic trap. For both pulsed and permanent neutron sources, this method can provide a high conversion efficiency of VCN to UCN with low losses of density in the phase space.

PACS: 44.25.+f; 44.90 +c

ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодные нейтроны (УХН) широко используются в фундаментальной физике с момента их открытия [1, 2]. Особенностью УХН, привлекающей к ним столь большое внимание, несмотря на все трудности их получения, является их полное отражение от материальной поверхности при любом угле падения при условии

¹E-mail: sidorin@jinr.ru

$E_{UCN} < E_{lim}$, где E_{lim} — граничная энергия материала поверхности, положительная для большинства материалов и измеряемая экспериментально. Соответствующая граничная скорость равна

$$V_{lim} = \sqrt{\frac{2E_{lim}}{m_n}} \sim 6 \text{ м/с}, \quad (1)$$

где m_n — масса нейтрона, а значение 6 м/с в выражении (1) выбрано как характерное для веществ, используемых для ловушек УХН. Свойство полного внутреннего отражения позволяет хранить УХН в таких замкнутых материальных ловушках с десятками и сотнями тысяч последовательных отражений от поверхности. А возможность длительного наблюдения, до почти 10^3 с, делает УХН очень чувствительным объектом и инструментом в экспериментах по физике элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий и в некоторых случаях в нейтронном рассеянии.

Открытие УХН было изначально мотивировано увеличением чувствительности экспериментов по поиску электрического дипольного момента нейтрона d_n . Ненулевое значение d_n означало бы нарушение симметрии относительно обращения времени. Хотя значения d_n , ожидаемые в рамках Стандартной модели, находятся вне досягаемости современного эксперимента; многие теории за пределами Стандартной модели предсказывают значения, которые могут быть измерены. Наилучшее ограничение $d_n = (0,0 \pm 1,1_{stat} \pm 0,2_{syst}) \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ [3] определяется статистической чувствительностью, несмотря на то что было получено в результате длительного измерения на одном из лучших существующих источников УХН [4].

УХН позволили выполнить первое наблюдение квантовых состояний материи в гравитационном поле [5]. Первое наблюдение родственного явления шепчущей галереи с массивной частицей также было выполнено с нейтронами (большей энергии) [6]. Такие квантовые состояния, а также другие нейтронные эксперименты являются чувствительным инструментом для поиска спин-независящих и спин-зависящих дополнительных фундаментальных взаимодействий [7, 8], появляющихся естественным образом при введении новых легких слабовзаимодействующих частиц, дополнительных размерностей пространства, в определенных гипотезах, объясняющих темную материю и темную энергию. Большинство этих экспериментов ограничены статистикой.

Измерения времени жизни нейтрона, по-видимому, ограничены систематикой, потому что результаты двух методов (в ловушках и в пучках) расходятся между собой на несколько стандартных отклонений [9–11]. Однако увеличение статистики позволило бы упростить схемы экспериментов обоих типов, получить надежные результаты и выявить эту систематику. Прецизионное измерение β -распада нейтрона, при условии значительного увеличения точности и надежности экспериментов, представляет интерес потому, что позволяет извлечь параметры слабого взаимодействия способом, свободным от больших теоретических поправок. Оно также чувствительно к экзотическим модам распада нейтрона. Статистическая точность нейтронных экспериментов приближается к точности измерений сверхразрешенных $0^+ - 0^+$ -переходов в ядрах, которая, в свою очередь, ограничена систематикой и не будет улучшена в ближайшее время.

Потенциал открытия содержат в себе эксперименты по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций, возможность которых следует из факта существования Вселен-

ной, в которой после взаимной аннигиляции остался небольшой избыток вещества над антивеществом. Наблюдение этого процесса означало бы открытие нарушения сохранения барионного числа B , а также разности барионного и лептонного чисел: $B-L$. Наилучшее ограничение на время осцилляций $\tau_{n-\bar{n}} > 0,86 \cdot 10^8$ с [12] было получено с использованием холодных нейтронов от самого яркого постоянного источника нейтронов реактора в Институте Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция). Поскольку не было зарегистрировано ни одного аннигиляционного события, чувствительность эксперимента определялась только статистикой. Новый экспериментальный подход предполагает использование многократного когерентного отражения суперпозиции нейтрон/антинейтрон от материальной поверхности [13–15] и увеличение чувствительности измерений на много порядков величины. Наиболее простой первой реализацией этой идеи мог бы быть эксперимент с УХН при условии достижения высоких плотностей и потоков.

Можно привести еще длинный список других интересных фундаментальных задач, для решения которых требуется увеличение плотностей УХН. Они включают, например, поиск зеркальных нейтронов, нарушения инвариантности Лоренца, проверку электрической нейтральности нейтрона.

Большие плотности УХН критически важны в изучении поверхности [16, 17] в ряде методов нейтронного рассеяния, аналогичных тем, что используют холодные и тепловые нейтроны, включая спин-эхо спектрометры, рефлектометры, установки малоуглового рассеяния, спектрометры времени пролета и др. Эти методы, однако, еще предстоит адаптировать к скоростям ОХН и тем более к скоростям УХН, потому что столь малые скорости нейтронов пока не использовались в стандартных приборах.

Как ясно из сравнения статистических и систематических погрешностей в результатах упомянутых выше экспериментов, а также из общих тенденций развития техники исследований важным ограничением применения УХН является малость полученных плотностей и потоков. Это обстоятельство, в свою очередь, является следствием их малой энергии и, соответственно, малой доли занимаемого ими объема в фазовом пространстве.

Поскольку характерная энергия УХН равна $E_{UCN} \sim 10^{-7}$ эВ, доля их потока в тепловом спектре нейтронного источника составляет всего $\sim 10^{-11}$. УХН выделяют из широкого равновесного спектра нейтронов или производят в неравновесных нейтронных конвертерах. В частности, методом выделения УХН из теплового спектра они и были открыты [1, 2]. Равновесное охлаждение в криогенном замедлителе позволяет увеличить плотность нейтронов в фазовом пространстве. Характерным примером является источник УХН в Институте Лауэ–Ланжевена, где в течение десятилетий до недавнего времени проводилось большинство экспериментов с УХН [18, 19]. Характерная плотность УХН была равна ~ 50 УХН/см³, но несколько деградировала со временем. Дальнейшее равновесное охлаждение нейтронов вплоть до УХН принципиально возможно [20], но не осуществлено в силу технических трудностей. С другой стороны, хорошо разработаны как теоретически, так и экспериментально методы получения УХН, основанные на неравновесном взаимодействии тепловых и холодных нейтронов с твердым дейтерием или сверхтекучим ⁴He [21]. Твердодейтериевые конвертеры УХН позволили получить плотность ~ 100 УХН/см³ на спаллэйшн-источнике Лос-Аламосской национальной лаборатории [22] и ~ 80 УХН/см³ в большом объеме на спаллэйшн-источнике нейтронов Института Пауля Шеррера (PSI,

Виллиген, Швейцария). Проекты конвертеров УХН на основе сверхтекучего гелия находятся на разных этапах развития [24–27] и дают первые результаты.

Мы упомянули лишь характерные примеры существующих источников и проектов. К сожалению, особенность всех источников и проектов в том, что реально достигнутые плотности на порядки величины ниже начальных ожиданий, несмотря на большие затраченные ресурсы и многолетние усилия высококвалифицированных вовлеченных команд. Причина, по-видимому, заключается в трудности извлечения и транспортировки УХН из источника в экспериментальную установку. Поэтому представляют интерес методы, в которых извлечение и транспортировка УХН не требуются, а потери могут быть надежно предсказаны.

Предлагаемый в работе метод подразумевает сначала получение нейтронов с энергией $\sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ эВ (так называемых очень холодных нейтронов — ОХН) в конвертере, расположенном в нейтронном источнике, их извлечение, транспортировку в зеркальном нейтронноводе, замедление до энергий УХН и последующее сложение импульсов УХН от разных импульсов нейтронного источника в объеме для накопления.

В разд. 1 приводится общее описание предложенного метода и возможной структуры экспериментальной установки. В разд. 2 последовательно рассмотрены основные элементы установки: конвертер ОХН, зеркальный нейтронновод ОХН с фокусировкой нейтронов по времени и замедляющейся ловушкой. Способ сложения сгустков УХН, полученных от разных импульсов нейтронного источника, предложен в разд. 3, где также указывается на возможность сложения плотностей УХН с противоположной поляризацией. В разд. 4 систематизированы характерные параметры предлагаемой установки. В разд. 5 обсуждаются некоторые дополнительные возможности метода, такие как использование более широкого участка начального спектра ОХН и ускорение УХН до монохроматических нейтронов требуемой энергии. В разд. 6 обсуждаются возможности практической реализации.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА, СТРУКТУРА УСТАНОВКИ

Широкое использование ОХН, диапазон энергии которых находится выше диапазона УХН, до недавнего времени было тоже ограничено малыми потоками. Эффективные наноалмазные отражатели позволяют принципиально решить эту проблему и даже обеспечивают хранение ОХН в замкнутых ловушках с десятками и сотнями последовательных отражений от поверхности [28, 29]. Можно использовать само это явление для определения ОХН как нейтронов с энергиями/скоростями, позволяющими длительно хранить их в ловушках с наноалмазными стенками. Характерная энергия ОХН составляет $1,5 \cdot 10^{-5}$ эВ. В частности, это средняя энергия единственного существующего в настоящее время доступного для экспериментов интенсивного пучка ОХН [19].

Однако эффективность прямого выделения УХН из спектра ОХН низка, ввиду того что спектр ОХН весьма далек от теплового. Так, ОХН самых малых скоростей поглощаются в корпусе конвертера и разделительных окнах, необходимых для обеспечения безопасности нейтронного источника, а также при транспортировке. Причем сечение захвата медленных нейтронов обратно пропорционально продольной скорости нейтронов в веществе корпуса конвертера/разделительных окошек, а транспортные

потери УХН обусловлены большим числом столкновений со стенками нейтронных труб. С другой стороны, плотность нейтронов в фазовом пространстве со слишком большими продольными скоростями подавлена их менее эффективным производством в конвертере. Для стандартного нейтронного источника, не оптимизированного для извлечения ОХН самых малых скоростей, продольная скорость, соответствующая максимальной плотности нейтронов в фазовом пространстве, примерно равна 50 м/с.

Идея предлагаемого метода заключается в том, чтобы из спектра ОХН выделить участок с разбросом по скоростям, соответствующим УХН, с максимальной плотностью нейтронов в фазовом пространстве и затем «погасить» направленную компоненту скорости.

В установке, реализующей этот метод, ОХН производятся в конвертере (1 на рис. 1), находящемся в области максимального потока нейтронного источника (с учетом типа конвертера и падающего нейтронного спектра). Со всех сторон конвертера, кроме направления извлечения ОХН, устанавливается слой наноалмазного отражателя, прозрачного для тепловых и холодных нейтронов, но практически нацело отражающего ОХН. Зеркальный нейтронный трубопровод (2) начинается непосредственно от конвертера во избежание потерь ОХН внутри биологической защиты (3) нейтронного источника. ОХН распространяются от конвертера вдоль нейтронного трубопровода, на начальном участке которого располагается устройство для фокусировки потока по времени (4), необходимое для формирования оптимальной длины сгустка при работе с импульсным источником нейтронов. При работе с постоянным источником такое устройство не требуется, вместо него устанавливается устройство, вырезающее сгусток необходимой длины из непрерывного потока. Затем ОХН замедляются до энергий УХН в ловушке, движущейся с замедлением (5). Замедленные нейтроны попадают в отделенный от нейтронного трубопровода быстрый затвор (6) объем накопления УХН (7). Он может располагаться сбоку от нейтронного трубопровода, а основная часть ОХН, не захваченная в замедляющуюся ловушку, может быть извлечена с торца нейтронного трубопровода, заканчивающегося тонкой разделительной фольгой (8), и использована в других экспериментах.

Зеркальный нейтронный трубопровод состоит из трех участков: на первом из них длиной L_1 ОХН свободно распространяются вдоль нейтронного трубопровода, на втором длиной L_2 осуществляется фокусировка и на третьем длиной L_3 нейтроны тормозятся.

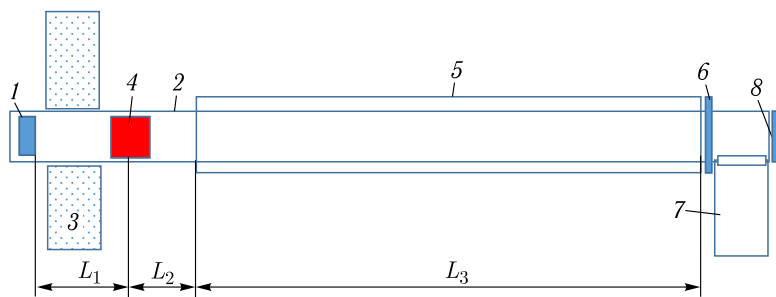


Рис. 1. Схематическое изображение установки для получения и накопления УХН: 1 — конвертер ОХН; 2 — зеркальный нейтронный трубопровод; 3 — биологическая защита нейтронного источника; 4 — устройство фокусировки нейтронов по времени; 5 — участок замедления ОХН до УХН; 6 — быстрый затвор; 7 — объем для накопления УХН; 8 — тонкая разделительная фольга

Начальный участок нейтроновода необходим для того, чтобы избежать размещения в области сильных радиационных полей вблизи нейтронного источника устройств, которые могут потребовать обслуживания или ремонта. Однако в нем начальная длина сгустка нейтронов увеличивается из-за разброса по скоростям. Чем меньше величина L_1 , тем на меньшие расстояния разойдутся траектории ОХН разных скоростей из интересующего нас диапазона. Поэтому длину участка нужно уменьшать до разумного предела. Характерное расстояние от центра нейтронного источника, при котором радиационные потоки падают до допустимого уровня, составляет примерно 1 м. Для проверки реализуемости предложенного метода замедления нейтронов в дальнейшем будем использовать более консервативную оценку: $L_1 \sim 5$ м, соответствующую комфортному расстоянию, не требующему размещения элементов конструкции замедлителя внутри биологической защиты нейтронного источника. Для компенсации увеличения длины сгустка нейтронов на начальном участке служат устройство фокусировки и второй участок нейтроновода, оптимальная длина которого порядка L_1 . Длина участка замедления нейтронов определяется технически достижимой величиной ускорения и, как будет показано ниже, может составлять 10–15 м. Таким образом, полная длина нейтроновода может быть равна 20–25 м, что позволяет разместить его в стандартном экспериментальном зале. При работе с постоянным источником нейтронов участок L_2 отсутствует.

В конце нейтроновода, где сгусток УХН сформирован, присоединяется объем накопления УХН. Если быстро запереть сгусток УХН со стороны нейтронного источника, УХН окажутся захваченными в объеме накопления и небольшом конечном отрезке нейтроновода. Затвор открыт только в промежутки времени, равный приходу очередного сгустка УХН. Все остальное время он закрыт. В результате в объем накопления поступают сгустки нейтронов с периодом, равным периоду работы нейтронного источника.

Принцип работы и особенности каждого из устройств, входящих в предлагаемую установку, объяснены в последующих разделах в основном на примере импульсного источника нейтронов, так как для него преимущества метода наиболее наглядны. В этом случае предложенный метод дает принципиальную возможность достижения плотностей УХН в фазовом пространстве, приближающихся к пиковой плотности ОХН в фазовом пространстве в конвертере, как было предложено Ф. Л. Шапиро [30].

В случае постоянного нейтронного источника преимущество предложенного метода ограничивается преобразованием ОХН в УХН без значительной потери плотности в фазовом пространстве.

Основные процессы, используемые в данном методе, рассматривались и ранее, часть из них прошла экспериментальную проверку. Выбор оптимальной области фазового пространства и эффективное извлечение ОХН являются основой метода «турбины Штайрера» [31]. Фокусировка во времени ОХН разных скоростей была предложена в работе [32]. Движение нейтронов вместе с материальной ловушкой было продемонстрировано экспериментально [33, 34]. Замедление нейтронов неоднородным магнитным полем неоднократно демонстрировалось [35], а замедление нейтральных частиц неоднородным магнитным полем активно используется в экспериментах [36, 37]. Уменьшение средней скорости УХН за счет увеличения объема ловушки описано, например, в работе [38].

2. ФОРМИРОВАНИЕ СГУСТКА УХН

2.1. Параметры сгустка на выходе конвертера ОХН. Сравнение и оптимизация конвертеров ОХН для источников УХН на основе убегающей замедляющейся ловушки являются многопараметрической задачей. Конкретные тип и геометрия конвертера зависят от типа и параметров нейтронного источника. Поэтому и сам анализ должен быть выполнен для конкретного проекта. Мы же здесь ограничимся демонстрацией принципиальной реализуемости предложенного метода.

Для определенности рассмотрим конвертер, представляющий собой диск твердого ортодейтерия. Твердый ортодейтерий хорошо изучен в качестве конвертера УХН как теоретически, так и экспериментально [21, 39–53]. Его использование также в качестве конвертера ОХН представляется естественным. Более того, неопределенности, связанные с перерассеянием УХН на неоднородностях плотности твердого дейтерия, критически важные для объяснения большого подавления эффективности извлечения УХН, несущественны для ОХН ввиду их более высокой скорости и гораздо меньшей вероятности такого рассеяния. Поэтому конвертер ОХН с предсказуемыми параметрами построить гораздо легче, чем конвертер УХН. Вокруг конвертера ОХН расположен преодератор, смягчающий падающий нейтронный спектр и состоящий, например, из жидкого водорода или дейтерия. Он увеличивает эффективность производства ОХН. Со стороны нейтронного источника, а также со всех боковых сторон конвертера устанавливается слой наноалмазного отражателя, прозрачного для тепловых и холодных нейтронов, но практически нацело отражающего ОХН. Такой отражатель позволяет уменьшить толщину конвертера и, тем самым, количество ортодейтерия в конвертере, что может быть важно для улучшения безопасности нейтронного источника и уменьшения криогенной нагрузки. Заметим, что в случае конвертера ОХН из ортодейтерия, окруженного наноалмазным отражателем, геометрическая форма конвертера не важна, и поэтому его можно разместить в зоне максимальной нейтронной плотности более оптимальным образом. Диаметр конвертера для определенности равен диаметру нейтронновода ОХН, который, в свою очередь, ограничивается геометрией нейтронного источника и электрической мощностью магнитной системы. В качестве консервативной оценки диаметра нейтронновода можно принять величину 7 см, которая равна диаметру характерных существующих нейтроннопроводов УХН.

Захват нейтронов в дейтерии столь мал, что он не ограничивает глубину конвертера, с которой можно извлечь ОХН без больших потерь. Глубина определяется размером зоны высокой нейтронной плотности в нейтронном источнике. В любом случае она не меньше чем 10 см. Если размер активной зоны нейтронного источника велик, при расположении конвертера в сквозном канале, при ориентации конвертера параллельно поверхности нейтронного источника, при использовании наноалмазного отражателя и в некоторых других случаях (эффективная) длина Δl может быть значительно больше.

Во время вспышки нейтронного источника длительностью $\Delta\tau_{n,s}$ из конвертера в нейтронновод поступает сгусток длиной l_b порядка

$$l_b \sim \Delta\tau_{n,s} V_{s0} + \Delta l, \quad (2)$$

где V_{s0} — скорость нейтронов вдоль координаты s , направление которой совпадает с направлением движения сгустка, соответствующая участку распределения с максимальной плотностью. Величина V_{s0} выбирается из соображений, представленных

в начале разд. 1, и равна ~ 50 м/с. В случае оптимизированных по толщине алюминиевых корпусов конвертера и разделительных окон минимальное пороговое значение V_{s0} может быть уменьшено до ~ 30 м/с, а для бериллиевых — даже до ~ 15 м/с, однако примем для дальнейших оценок наиболее консервативную величину.

Длина конвертера в формуле (2) добавлена к длине сгустка ввиду того, что ОХН может генерироваться на любой из глубин конвертера. При длине конвертера, равной 10 см, и $\Delta\tau_{n.s} \sim 2$ мс вклад обоих слагаемых примерно одинаков, и ожидаемая полная длина сгустка составляет примерно 20 см. Длительность импульса может быть как примерно равна 2 мс (ESS), так и заметно меньше ее (ОИЯИ). В случае малой длительности в качестве альтернативы твердому дейтерию можно рассмотреть и конвертер ОХН из жидкого параводорода [54]. Темп производства ОХН в нем больше, но допустимая толщина ограничена захватом ОХН в водороде и не превышает ~ 1 см [55]. Извлекать, фокусировать и замедлять нейтроны из столь малого объема без потери плотности в фазовом пространстве — более сложная задача, но ее решение, возможно, позволит получать сгустки минимальной длины и максимальной плотности в фазовом пространстве.

Для согласования с последующими устройствами важна не только длина сгустка ОХН на выходе конвертера, но и распределение интенсивности внутри него. При использовании твердодейтериевого конвертера равномерное заполнение фазового объема достигается, если вспышка нейтронного источника короче 2 мс, в силу малого захвата нейтронов дейтерием, или если интенсивность постоянна в течение вспышки, что обычно характерно для нейтронных источников с длительной вспышкой.

В рассмотренном нами примере твердодейтериевого конвертера суммарный размер сгустка ОХН составит 10–20 см для короткой и длинной вспышек соответственно. Плотность нейтронов в фазовом пространстве будет относительно равномерна в его центральной части и падает к периферии. Если задачей является получение максимальной плотности УХН (а не максимального полного количества УХН), то периферийные зоны элемента фазового пространства нужно отрезать при последующих преобразованиях и использовать центральную равномерную часть. Плотность нейтронов в извлеченном сгустке будет все же несколько ниже, чем в конвертере, из-за потерь ОХН в корпусе конвертера и в разделительных окнах.

2.2. Формирование сгустка ОХН на входе движущейся ловушки. Зеркальный нейтронный ОХН начинается непосредственно от конвертера во избежание потерь ОХН внутри биологической защиты нейтронного источника. На участке длиной L_1 сгусток ОХН свободно распространяется от конвертера, расположенного внутри импульсного источника нейтронов, вдоль зеркального нейтронного канала сквозь биологическую защиту. При этом его длина увеличивается из-за разброса нейтронов по скоростям.

Эволюцию функции распределения нейтронов можно рассмотреть на фазовой плоскости $(s-s_0, V_s-V_{s0})$, где $s_0(t)$ — положение центра сгустка в момент времени t , для наглядности представив фазовый портрет сгустка в виде эллипса, полуоси которого на выходе конвертера равны $S_0 \sim 10$ см и $\Delta V_0 \sim 6$ м/с (рис. 2). При движении на участке дрейфа скорости нейтронов сохраняются, а длина сгустка растет в соответствии с формулой, известной из оптики пучков:

$$S^2 = S_0^2 + (s\Delta V_0/V_{s0})^2, \quad (3)$$

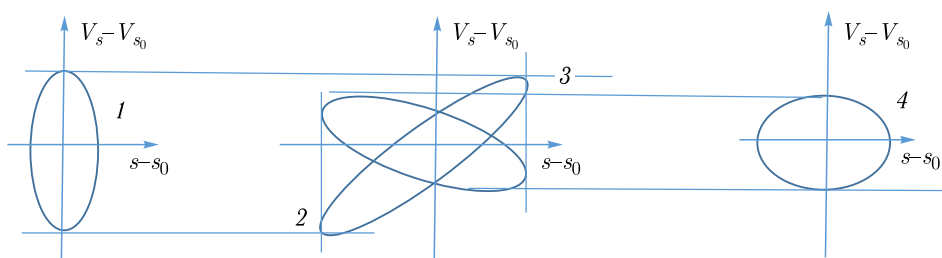


Рис. 2. Фазовый портрет сгустка нейтронов: 1 — на выходе конвертера; 2 — на входе; 3 — на выходе фокусирующего устройства; 4 — на входе участка замедления. Площади всех эллипсов одинаковы

и на расстоянии $L_1 = 5$ м составляет чуть больше 60 см (полная длина сгустка примерно 1,2 м).

Фокусирующее устройство в первом приближении может быть рассмотрено как тонкая линза: в нем координаты нейтронов по отношению к центру сгустка практически не изменяются, а отклонение скорости от центрального значения изменяется пропорционально расстоянию до центра сгустка. На втором участке дрейфа длина сгустка уменьшается и на некотором расстоянии L_2 фазовый портрет снова приобретает вид канонического эллипса.

За счет выбора фокусного расстояния линзы и соответствующей длины второго участка дрейфа можно как увеличить, так и уменьшить длину сгустка. При увеличении длины сгустка разброс нейтронов по скоростям пропорционально уменьшается (именно этот случай представлен на рис. 2), при уменьшении — увеличивается. При $L_2 = L_1$ восстанавливается первоначальная длина сгустка.

Само фокусирующее устройство может быть основано на применении переменного во времени магнитного поля, или фокусировка может осуществляться при взаимодействии с движущейся материальной стенкой.

Принцип действия магнитной линзы следующий. На некотором участке нейтронновода создается магнитное поле, однородное в пространстве, но изменяющееся во времени. Частота изменения поля совпадает с частотой следования сгустков. Для простоты изложения считаем, что магнитный потенциал имеет в пространстве прямоугольную форму с резкими краями. Учет краевых эффектов не изменит выводов, но несколько повлияет на величину фокусного расстояния. При влете нейтрона в область с магнитным полем его кинетическая энергия изменяется в соответствии с энергией взаимодействия нейтрона с магнитным полем, которая равна $U(\mathbf{r}) = -\mu_n B(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} — координата нейтрона, μ_n — магнитный момент нейтрона, а $B(\mathbf{r})$ — магнитное поле в точке \mathbf{r} . Благодаря этому взаимодействию нейтроны одной поляризации будут ускоряться, а нейтроны другой поляризации будут тормозиться. (Это явление позволяет хранить УХН в магнитных ловушках [11, 56–58] по аналогии с хранением УХН в материальных ловушках. Абсолютное значение энергии магнитного взаимодействия невелико в силу малости величины магнитного момента нейтрона ($-9,66 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл). Так, магнитная энергия в поле с напряженностью 1 Тл равна примерно $6 \cdot 10^{-8}$ эВ.)

При пересечении резкой границы поля на входе фокусирующего устройства энергия (и, соответственно, скорость) нейтрона изменяется в соответствии с текущим

значением магнитного поля. За время пролета нейтрона в области однородного в пространстве магнитного поля он движется с постоянной скоростью, а на второй границе поля вновь происходит изменение его энергии, но уже в соответствии с новым значением поля, изменившимся за время пролета. Разница двух эффектов и приводит к модуляции скорости нейтрона в соответствии с моментом времени пересечения центра линзы. Центр сгустка пересекает центр линзы в момент максимума поля, и для него суммарное действие равно нулю. Частицы в «хвосте» сгустка испытывают ускорение, а в «голове» сгустка замедляются.

Фокусировка при взаимодействии с движущейся материальной стенкой исследуется, например, в серии работ [59]. Могут быть предложены и другие способы фокусировки, например, при помощи отражения ОХН от движущейся стенки.

2.3. Замедление нейтронов в движущейся ловушке. Полученный сгусток ОХН нужно неадиабатически быстро захватить в материальную или магнитную ловушку и адиабатически замедлить вместе с ловушкой. К моменту прихода сгустка в начале участка замедления уже сформирована «стенка», отражающая нейтроны, которая движется со скоростью V_{s0} .

2.3.1. Варианты конструкции движущейся ловушки. Удаляющаяся замедляющаяся ловушка ОХН может быть основана на: 1) отражении нейтронов от материальной поверхности, 2) отражении нейтронов от градиента магнитного поля. Дальнейший анализ будет сделан для этих двух случаев одновременно, потому что многие принципы одинаковы. Отличия будут указаны.

Материальная ловушка может представлять собой тонкостенную банку без крышки, типа пустой банки из-под «Пепси-Колы». Крышка отсутствует со стороны, смотрящей на конвертер ОХН. В этом случае боковые стенки банки заменяют зеркальный нейтронотвод ОХН. Как альтернативный вариант, достаточно иметь только плоское дно, а роль боковых стенок будут играть стенки зеркального нейтронотвода ОХН. В этом случае важно, чтобы доньшко могло скользить вдоль внутренних стенок зеркального нейтронотвода ОХН с малым зазором. Ввиду малого времени торможения ОХН с ловушкой потери нейтронов в этой щели могут быть малы. В любом случае граничная энергия материала доньшка достаточна только для удержания УХН (по определению диапазона энергий УХН). Если доньшко неподвижно, то оно практически прозрачно для ОХН. Перемещение материальной ловушки можно осуществить с помощью магнитного привода.

Аналогична и ситуация с магнитной стенкой. Получить постоянное магнитное поле с напряженностью, достаточно большой для замедления ОХН, нельзя. Однако использование убегающей магнитной стенки позволяет, во-первых, во много раз уменьшить требуемую высоту потенциала стенки, а во-вторых, использовать импульсные магнитные поля, напряженность которых можно поднять существенно выше, чем напряженность постоянных магнитных полей [60]. Переменное магнитное поле убегающей стенки создается последовательностью независимых кольцевых сегментов с длиной ΔL ($\Delta L \ll d$, т. е. порядка 1 см для характерных параметров предлагаемой установки), примыкающих друг к другу. Каждый сегмент представляет собой проводники, намотанные на нейтронотвод, и питается от собственного источника импульсного тока с длительностью импульса порядка 1 мс. В случае работы с импульсным источником нейтронов частота повторения импульсов тока совпадает с частотой повторения импульсов источника и составляет $\nu_{n,s} \sim 5-10$ Гц. При работе с непрерывным

источником частота повторения импульсов выбирается в основном из соображений энергетической эффективности работы магнитной системы. Перемещение магнитной ловушки вдоль оси нейтроновода достигается за счет соответствующего сдвига по времени импульсов тока в последовательных сегментах. Пусть градиент магнитного поля, действующего на нейтрон со скоростью V_{s0} , равен $\partial B/\partial z \sim 0,17$ Тл/см, а соответствующее запирающее максимальное магнитное поле равно $\sim 1,7 + 2,6$ Тл. Эта величина поля учитывает как потенциальную, так и кинетическую энергии нейтронов в ловушке, замедляющие сгусток нейтронов начальным размером 10 см с постоянным ускорением $-10g$; она достижима для импульсных магнитных полей. Указанная величина магнитного поля несколько избыточна и выбрана из условия, что магнитная ловушка способна удержать все нейтроны с любой начальной скоростью и начальной координатой из сгустка нейтронов до замедления. Оптимальная величина считается из условия перекрытия элементов фазового пространства в сгустке до замедления и в сгустке в ловушке.

На начальном участке замедления ловушки ее ускорение адиабатически изменяется от 0 до $-10g$, а на конечном участке оно адиабатически увеличивается до нуля. Из-за этого увеличивается полная длина нейтроновода на некоторую величину L_{ad} порядка нескольких метров. Неидеальность выполнения условия адиабатичности приводит к дополнительной потере плотности в фазовом пространстве. Оптимум должен быть найден между стремлением увеличить длину участка замедления для обеспечения условия адиабатичности и стремлением уменьшить длину участка замедления для уменьшения геометрических размеров и затрат.

Перемещение легкой материальной стенки магнитным приводом неэнергоемко, но построение надежной механической системы с большим количеством быстро перемещающихся частей — сложная задача. В случае магнитной ловушки легче построить систему, работающую надежно в течение длительного времени, однако она энергозатратна и более дорога в эксплуатации. Заметим, что одновременное использование материальной и магнитной ловушек позволяет значительно уменьшить требования, предъявляемые к магнитной системе. С другой стороны, оно может позволить значительно увеличить темп замедления или увеличить диапазон продольных скоростей захваченных нейтронов.

2.3.2. Динамика движения нейтронов при замедлении. Динамику движения нейтронов при замедлении проще описать в случае материальной ловушки, стенка которой является «бесконечно резкой». При этом границы области устойчивого движения определяются аналитически из очевидных соображений.

Нейтрон, налетающий на отражающую стенку со скоростью ΔV , скачком уменьшает скорость на $2\Delta V$. После этого он начинает отставать от стенки, но из-за ее замедленного движения с ускорением a в какой-то момент времени снова начинает ее догонять.

В системе отсчета, связанной с отражающей стенкой, движение нейтрона представляет собой колебания в потенциальной яме, созданной эффективным потенциалом, схематически представленным на рис. 3. Эффективный линейно спадающий потенциал возникает из-за ускорения системы координат. Прямоугольный положительный потенциал соответствует материальной стенке, а его высота соответствует отражению нейтрона со скоростью V_{lim} (1). Нейтрон с нулевой энергией в потенциальной яме показан синим кружком (1); относительно ямы он не движется. Нейтрон

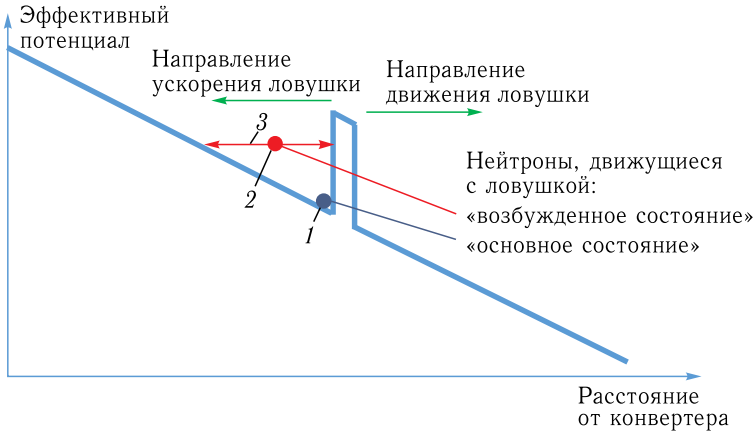


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Эффективный потенциал, запирающий сгусток нейтронов в системе координат, связанной с убегающей замедляющейся ловушкой

с некоторой энергией относительно дна потенциальной ямы указан красным кружком (2); он совершает колебательные движения в потенциальной яме, указанные красной стрелкой (3).

Интересно отметить, что запирающий потенциал такой же, как в случае нейтронной шепчущей галереи [6]. ОХН, находящийся вблизи дна материальной ловушки, замедляется вместе с ней, не изменяя полной энергии в системе координат, связанной с движущейся ловушкой. В пределе он находится в основном квантовом состоянии в эффективном замедляющем потенциале, в точности аналогичном гравитационным квантовым состояниям нейтрона [5]. Динамика нейтронов в ловушке, двигающейся с

ускорением, аналогична динамике УХН в материальной или магнитной ловушке в гравитационном поле Земли. Отличие состоит в горизонтальном направлении эффективного ускорения и в большей его величине.

В случае магнитной стенки форма потенциала определяется из геометрии магнитного поля, но качественно характер движения не изменяется.

Фазовая траектория частицы в материальной ловушке на плоскости $(s-s_0, V_s-V_{s_0})$, где $s_0(t)$ — координата убегающей стенки, представляет собой равнобедренный треугольник (рис. 4).

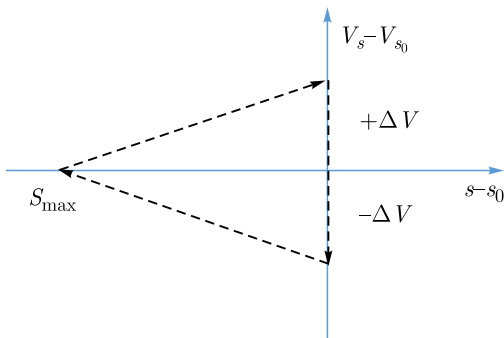


Рис. 4. Фазовая траектория частицы в убегающей замедляющейся ловушке

Максимальное расстояние от нейтрона до стенки, при котором скорость относительного движения становится равной нулю, вычисляется так:

$$S_{\max} = \frac{\Delta V^2}{2a}. \tag{4}$$

Из выражения (4) следует, что чем больше величина ускорения, тем ближе к донышку ловушки находятся нейтроны.

Траектория с максимальным размахом S_{sep} (сепаратрисса, разделяющая области финитного и инфинитного движения) по координате s соответствует нейтрону, у которого отсутствует поперечная компонента скорости, а продольная непосредственно у стенки равна $V_s - V_{s0} = V_{\text{lim}}$. А сама величина S_{sep} определяется величиной ускорения a . Чем меньше ускорение, тем больше размах сепаратриссы и тем больше может быть длина сгустка на входе в ловушку. Однако уменьшение ускорения приводит к увеличению длины участка торможения. В качестве компромисса можно выбрать величину $10g$ (g — ускорение свободного падения), при которой

$$S_{\text{sep}} = \frac{\Delta V_{\text{lim}}^2}{2 \cdot 10g} \sim 20 \text{ см}, \quad (5)$$

что примерно равно длине сгустка на выходе из конвертера. В общем случае линии равной плотности нейтронов на фазовой плоскости не совпадают с фазовыми траекториями, что будет приводить к некоторому росту эффективного фазового объема.

Время движения граничной частицы по сепаратриссе (период одного фазового колебания) находится по формуле

$$T_{\text{osc}} = \frac{2V_{\text{lim}}}{a} \quad (6)$$

и при выбранных параметрах составляет примерно 12 мс. Потенциальная яма существенно нелинейная, и колебания частиц в ее центральной части достаточно быстрые для выполнения адиабатических преобразований сгустка на начальном и конечном участках секции замедления.

Для более точного определения эффективности захвата и эволюции фазовой плотности замедляемого сгустка необходимо совместное исследование продольного и поперечного движения в общем случае и с учетом вертикального гравитационного ускорения. Учет всех эффектов можно провести только методами численного моделирования динамики нейтронов.

Из анализа рис. 3 можно сделать два важных вывода.

При достаточно большой длине нейтронновода:

— убегающая замедляющаяся ловушка может, в принципе, замедлить нейтроны любой начальной скорости;

— высота потенциала ловушки может быть сколь угодно меньше начальной энергии ОХН; она определяется только диапазоном энергии УХН.

2.3.3. Потери ОХН при замедлении. Некоторые потери при транспортировке и замедлении ОХН связаны с незеркальным отражением ОХН от стенок нейтронновода. Однако число ударов о стенки нейтронновода даже при отсутствии магнитной ловушки не превышает $2V_{\text{lim}}T/d \sim 10^2$ раз (T — время замедления), в то время как существенно большее количество зеркальных отражений нейтронов с такими же поперечными скоростями уже были продемонстрированы экспериментально [61, 62]. Учет магнитного отталкивания нейтронов от стенок нейтронновода или использование материальной ловушки в форме пустой банки из-под «Пепси-Колы» уменьшают влияние стенок нейтронновода.

Другой причиной потерь может являться неадиабатическое изменение формы магнитной ловушки при ее движении вдоль нейтронновода. Такой эффект мог бы возникнуть, например, если бы ток в кольцевых отрезках проводника, создающего магнитное поле, включался и выключался с постоянной времени заметно меньше, чем время прохождения ОХН через этот участок. В системе координат, связанной с движущейся ловушкой, энергия нейтронов не сохранялась бы, что приводило бы к разбавлению их плотности в фазовом пространстве и в пределе — к потере нейтрона из магнитной ловушки. Этот эффект легко анализируется численно на языке «вибрации» стенок магнитной ловушки. При отражении от такой «вибрирующей» стенки нейтрон меняет свою скорость в системе координат, связанной с магнитной ловушкой, на удвоенную скорость участка стенки относительно ловушки как целого. Поскольку отражение от магнитной стенки повторяется многократно за время замедления ловушки, «вибрации» стенок приводят к диффузии нейтрона в пространстве скоростей. Из уравнения диффузии следует, что скорость «вибрирующей» магнитной стенки должна быть много меньше величины $V_{lim}/\sqrt{V_{s0}/V_{lim}}$, что легко выполнимо правильным подбором зависимости токов в проводящих сегментах от времени.

Мы оцениваем, что все упомянутые в этом и предыдущих разделах факторы потери плотности нейтронов в фазовом пространстве (обусловленные потерей ОХН в стенках камеры конвертера и в разделительных окнах, потерей УХН при захвате в ловушку, при движении ловушки, а также при извлечении УХН из ловушки) составляют несколько раз. Однако надежные оценки нужно делать методом численного моделирования применительно к каждому конкретному проекту.

3. НАКОПЛЕНИЕ СГУСТКОВ УХН ОТ РАЗНЫХ ИМПУЛЬСОВ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

3.1. Инжекция сгустков в объем накопления. Сгусток УХН формируется у конца нейтронновода. Сбоку к нему присоединен объем накопления УХН. Основная часть ОХН, не захваченная в ловушки, извлекается с торца нейтронновода, заканчивающегося тонкой разделительной фольгой (см. рис. 1), и используется в других экспериментах.

Как было показано выше, объем сгустка $V_{st} \sim 0,36 \text{ дм}^2$ недостаточен для проведения большинства физических экспериментов. Для увеличения объема нужен механизм сложения сгустков УХН, последовательно поступающих из нейтронновода.

Метод сложения сгустков похож на накачивание волейбольного мяча ручным насосом. Его полную физическую аналогию представляет собой метод накопления радиоактивных ионов, рассмотренный в работе [63]. Если быстро убрать тормозящую ловушку и запереть сгусток УХН, они окажутся захваченными в объеме накопления и примыкающем к нему небольшом конечном отрезке нейтронновода. Роль быстрого затвора может играть магнитный или быстрый механический клапан. Он открыт во время прихода очередного сгустка УХН и закрыт в остальное время. Постоянная времени срабатывания клапана должна быть заметно меньше времени транспорта УХН с характерной скоростью $\sim 5 \text{ м/с}$ на расстоянии, равном размеру сгустка УХН, что составляет $\sim 80 \text{ мс}$. Поскольку весь механизм располагается в легко доступной зоне вдалеке от нейтронного источника и постоянные времени его срабатывания относительно велики, он реализуем.

Пусть в объем накопления в течение длительного времени поступают новые порции нейтронов N_b . Количество накопленных нейтронов N_{st} достигает насыщения, когда за тот же период в объеме накопления теряется столько же нейтронов, сколько поступает. Потери нейтронов определяются двумя причинами: конечным временем хранения нейтронов $\tau_{storage}$ в объеме накопления, что приводит к относительному уменьшению интенсивности

$$\frac{\Delta N}{N_{st}} = \frac{\Delta \tau_{n.s.}}{\tau_{storage}}, \quad (7)$$

и уходом нейтронов из объема накопления в сторону источника при открывании клапана, потери при котором составляют

$$\frac{\Delta N}{N_{st}} = \frac{V_b}{2V_{st}}. \quad (8)$$

Множитель 2 при объеме накопления V_{st} отражает тот факт, что только у половины нейтронов, находящихся в объеме V_b , скорости направлены в сторону источника нейтронов. Из уравнения баланса получаем

$$N_{st} = \frac{N_b}{\frac{\Delta \tau_{n.s.}}{\tau_{storage}} + \frac{V_b}{2V_{st}}}. \quad (9)$$

При характерном времени хранения 100 с, периоде следования импульсов источника 100 мс и объеме накопления $V_{st} \sim 0,36 \text{ м}^3$ (что соответствует эксперименту с УХН достаточно большого объема) количество накопленных нейтронов в насыщении примерно в 700 раз превысит количество нейтронов в одном замедленном сгустке. Это отношение можно увеличить еще в два раза, если в объеме накопления складывать одновременно замедляемые сгустки с противоположной ориентацией спина.

3.2. Возможность увеличения плотности за счет сложения УХН с противоположными поляризациями. В некоторых экспериментах, например по поиску электрического дипольного момента нейтрона и спин-зависящих дополнительных фундаментальных взаимодействий, спин-эхо спектроскопии, по хранению поляризованных нейтронов в магнитных ловушках, по изучению взаимодействия УХН с намагниченными поверхностями и т. д., используются поляризованные нейтроны. В этом случае дополнительное преобразование фазового пространства не требуется, потому что УХН уже поляризованы.

Эксперименты другого типа, например по измерению времени жизни нейтрона в материальных ловушках, изучению взаимодействия УХН с поверхностью, нейтронной оптике, использованию гравитационных квантовых состояний, по (n, γ) -спектроскопии поверхности и т. д., выиграли бы от удвоения плотности УХН за счет сложения в одном объеме УХН с противоположными поляризациями при условии, что ключевым параметром является плотность, а не полное число УХН.

Теорема Лиувилля не запрещает сложение в одном объеме плотностей УХН с противоположными направлениями поляризации. Представим объем, разделенный намагниченными фольгами [64], как показано на рис. 5. Объем «1» заполнен УХН одной поляризации, объем «2» — УХН противоположной поляризации. Фольги намагничены так, что пропускают УХН одной поляризации, но запирают УХН противоположной поляризации. Если стрелки поляризации УХН и намагниченности фольги

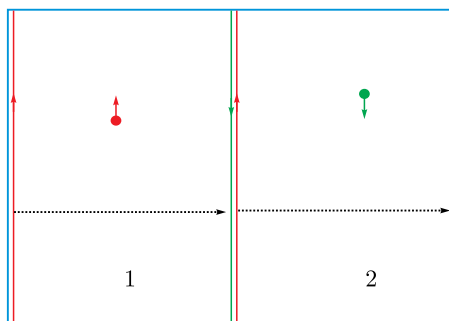


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Иллюстрация принципиальной возможности удвоения плотности УХН за счет сложения в одном объеме УХН с противоположными направлениями поляризации. Объем хранения показан жирной синей линией. Вдоль его внутренних стенок могут скользить намагниченные фольги, показанные красными и зеленой линиями со стрелками

параллельны, то фольга прозрачна, а если антипараллельны — то непрозрачна. Если теперь адиабатически и одновременно переместить две фольги вправо, как показано на рис. 5, большая часть УХН окажется в одной половине объема и плотность в ней почти удвоится. В начальный момент времени УХН с поляризацией «вверх» (красный кружок со стрелкой, направленной вверх) заполняют объем «1», а УХН с поляризацией «вниз» (зеленый кружок со стрелкой, направленной вниз) заполняют объем «2». Фольга, показанная зеленой линией со стрелкой, направленной вниз, отражает УХН с поляризацией «вниз», но прозрачна для УХН с поляризацией «вверх». Фольги, отмеченные красными линиями со стрелками, направленными вверх, отражают УХН с поляризацией «вверх», но прозрачны для УХН с поляризацией «вниз». Теперь адиабатически и параллельно друг другу перемещаем две красные фольги вправо, как показано черными пунктирными стрелками. УХН из объема «1» перемещаются в объем «2», а УХН, которые были в объеме «2» изначально, там и остаются. Плотность УХН почти удваивается.

Это только иллюстрация принципиальной возможности. Подобная схема сложения плотностей никогда ранее реализована не была, поэтому ее эффективность пока оценить трудно.

4. ПАРАМЕТРЫ УСТАНОВКИ

Полная длина нейтронновода, включающая участок дрейфа через биологическую защиту, участок фокусировки, участок торможения и участок адиабатического удлинения сгустка, примерно равна

$$L = L_1 + L_2 + (V_{s0})^2/2a + L_{ad} \sim 25 \text{ м},$$

что позволяет разместить его в стандартном экспериментальном зале.

Полное время пролета сгустка по нейтронноводу, включающее начальный отрезок без ускорения, равно

$$T = (L_1 + L_2)/(V_{s0} - V_{lim}) + V_{s0}/a \sim 0,67 \text{ с}.$$

При частоте повторения импульсов нейтронного источника 10 Гц одновременно в нейтронноводе находятся 6–7 магнитных или материальных ловушек и, соответственно, 6–7 сгустков замедляющихся нейтронов. Расстояние между центрами сгустков на участке без замедления равно средней скорости сгустка $V_{s0} \sim 50$ м/с, умноженной на период повторения импульсов источника, что примерно составляет ~ 5 м. При замедлении расстояние между сгустками уменьшается с уменьшением средней скорости сгустка и на выходе участка замедления составляет ~ 50 см.

Характерные параметры источника УХН с магнитной ловушкой из рассмотренного численного примера собраны в таблице. Их детальную оптимизацию необходимо проводить для каждого источника нейтронов, учитывая индивидуальные особенности конструкции и параметры импульса нейтронов. Период следования импульсов магнитного поля на участке замедления равен периоду повторения импульсов источника, т. е. не меньше 100 мс. Длительность импульса тока в витке примерно 1 мс. Как напряженности и абсолютные величины поля, так и времена их изменения соответствуют значениям, характерным для импульсных магнитных полей, и принципиально могут быть реализованы. Выделяемая мощность может быть велика и зависит от конкретного устройства магнитной ловушки. При простой намотке медной проволокой она составляет ~ 5 кВт на ловушку, что достижимо, но много, и поэтому требует тщательной оптимизации и поиска наименее энергоемких решений, например охлаждения медных проводников до азотной температуры.

Параметры источника УХН

Параметр	Значение
Длительность импульса источника $\Delta t_{n,s}$ (ОХН), мс	2
Толщина конвертера (твердый ортодейтерий), м	0,1
Диаметр конвертера, м	0,07
Начальная скорость замедляемого сгустка V_{s0} , м/с	50
Длина сгустка нейтронов на выходе конвертера, м	0,1
Длина сгустка нейтронов на входе участка замедления, м	0,1
Максимальный разброс по скоростям в замедляемом сгустке ΔV_{max} , м/с	± 6
Замедляющее ускорение a , м/с ²	100
Частота следования сгустков, Гц	10
Начальное/конечное расстояние между сгустками, м	5/0,5
Количество сгустков в секции замедления	7
Амплитуда магнитных полей в секции замедления, Тл	4,3
Длина секции замедления, м	12,5
Полная длина нейтронновода, м	25
Время пролета сгустка по нейтронноводу, с	0,67
Объем сгустка УХН, дм ³	0,36
Количество накапливаемых сгустков	700

5. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА

5.1. Возможность использования широкого начального спектра. Поскольку характерный объем, который можно заполнить УХН предложенным методом, достаточно велик для типичных экспериментов с УХН, использование более широкого

начального спектра ОХН необязательно. Более того, оно сопряжено с увеличением энергопотребления и тепловыделения магнитной системы. Однако оно может оказаться полезным, если целью является получение максимального количества производимых УХН, а соответственно, и максимального объема экспериментальной установки, который может быть заполнен УХН высокой плотности.

Этот эффект достигается увеличением напряженности магнитного поля убегающей ловушки. При этом соображения, приведенные выше, остаются в силе. Только отрезок спектра продольных скоростей ОХН, захваченных в ловушку, увеличивается пропорционально квадратному корню из величины этого отрезка. Соответственно, увеличивается размер одного сгустка УХН, полное количество УХН и объем, который можно заполнить УХН с высокой плотностью. После захвата широкого спектра нейтронов в ловушку ее размер адиабатически увеличивается, объем тоже увеличивается, а скорости уменьшаются.

В случае материальной ловушки максимальная граничная скорость ограничена существующими материалами.

Совместное использование магнитной и материальной ловушек позволяет увеличить диапазон скоростей захваченных нейтронов значительно.

5.2. Возможность получения монохроматических нейтронов с высокой плотностью в фазовом пространстве. Очевидным логическим продолжением метода замедления ОХН является обратный процесс ускорения УХН набегающей ускоряющей ловушкой, как показано на рис. 6. Эффективный линейный растущий потенциал возникает из-за ускорения системы координат. Прямоугольный положительный потенциал соответствует материальной или магнитной стенке. Для простоты краевые эффекты, обязательно присутствующие в случае магнитного потенциала, не указаны. Нейтрон с нулевой энергией в потенциальной яме показан синим кружком (1); относительно ямы он не движется. Нейтрон с некоторой энергией относительно потенциальной ямы указан красным кружком (2); он совершает колебательные движения в потенциальной яме, указанные красной стрелкой (3). Для наглядности высота потенциала стенки непропорционально увеличена.

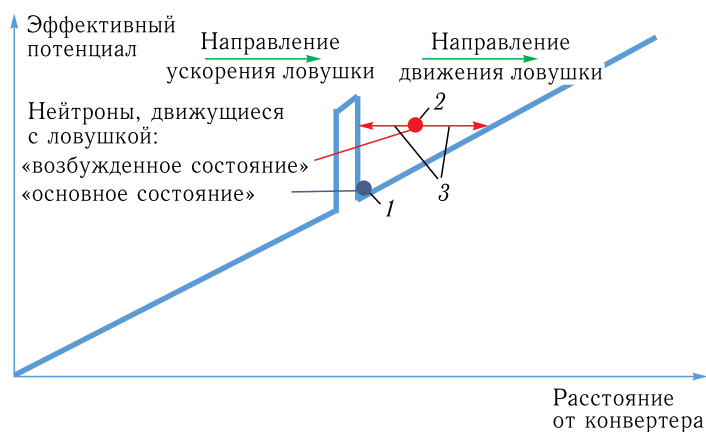


Рис. 6. Эффективный потенциал, запирающий сгусток нейтронов в системе координат, связанной с убегающей ускоряющейся ловушкой

В принципе можно получить нейтроны любой энергии со столь же высокой плотностью в фазовом пространстве, как начальная плотность УХН в фазовом пространстве. Большие скорости требуют либо увеличения длины нейтронного пути пропорционально квадрату скорости, либо увеличения темпа ускорения. Оба эти метода ресурсозатратны, поэтому максимально достижимая скорость определяется разумным компромиссом скорость/затраты. При рассмотренном выше темпе ускорения $10g$ для достижения характерной скорости холодного нейтрона 500 м/с потребуются ускоряющая система длиной $1,25$ км. При определенных условиях это может оказаться оправданным. В частности, использование сверхвысоких плотностей УХН, полученных в специализированном и относительно недорогом УХН-источнике малой мощности, для получения более быстрых нейтронов такой же плотности в фазовом пространстве может стать в долгосрочной перспективе альтернативой строительству дорогостоящих стандартных источников нейтронов.

Метод увеличения скорости УХН для получения импульсов более быстрых нейтронов с высокой плотностью в фазовом пространстве уже обсуждался в работе [65]. Предложенный в данной работе метод увеличения энергии УХН сохраняет плотность в фазовом пространстве и может быть рассмотрен как логическое продолжение этой идеи.

6. ВОЗМОЖНОСТИ ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

Предложенный метод представляет интерес для постоянных нейтронных источников, в частности для установки PF2 [19], в силу наиболее эффективного преобразования ОХН в УХН. Плотность нейтронов в фазовом пространстве даже в существующем жидкодейтериевом источнике холодных нейтронов [18] ($\sim 10^3$ УХН/см³) на порядок превышает наилучшую из достигнутых в настоящее время в мире. Использование же оптимизированного (твердодейтериевого) конвертера и эффективного (наноалмазного) отражателя ОХН еще значительно увеличит эту оценку.

Более того, предложенный метод может впервые позволить использовать пиковую плотность в импульсных нейтронных источниках, на порядки величины превышающую среднюю.

Наиболее простая реализация возможна в случае нейтронных источников с длительным импульсом, как ESS (European Spallation Source, Лунд, Швеция), вследствие относительно больших значений характерного времени формирования импульсов УХН и манипуляций с ними.

Наибольший же выигрыш может быть получен для нейтронных источников с коротким импульсом при условии эффективной манипуляции с короткими импульсами УХН. Характерным примером являются импульсный нейтронный источник ИБР-2 (ОИЯИ) и проектируемый импульсный нейтронный источник ИБР-3 с рекордными импульсными плотностями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена концепция замедления или ускорения нейтронов вместе с магнитной или/и материальной ловушкой с сохранением плотности в фазовом пространстве. В качестве примера рассмотрен способ получения УХН на основе охлаждения нейтронов убегающей замедляющейся ловушкой. Как в случае импульсного, так и в

случае постоянного нейтронного источника может обеспечиваться высокая эффективность преобразования ОХН в УХН. В случае импульсного нейтронного источника плотность УХН в фазовом пространстве может в принципе приближаться к пиковой плотности нейтронов в импульсном источнике. По аналогии набегающая ускоряющаяся ловушка может быть использована для ускорения УХН до произвольной скорости с сохранением начальной плотности в фазовом пространстве. Часть способов манипуляции с элементами фазового пространства, занимаемого нейтронами, еще не была реализована, поэтому их анализ, моделирование, реализация и оптимизация являются важными задачами, которые следует предварительно решить до начала реализации предложенного метода в целом. Прототип всей системы может быть построен на основе пучка атомов водорода с той же начальной скоростью, так как их магнитный момент на три порядка больше, следовательно, требуемые магнитные поля на три порядка меньше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Luschikov V. I., Pokotilovsky Y. N., Strelkov A. V., Shapiro F. L.* Observation of Ultracold Neutrons // JETP Lett. 1969. V. 9. P. 23.
2. *Steyerl A.* Measurements of Total Cross Sections for Very Slow Neutrons with Velocities from 100 m/s to 5 m/s // Phys. Lett. B. 1969. V. 29. P. 33.
3. *Abel C., Afach S., Ayres N. J. et al.* Measurement of the Permanent Electric Dipole Moment of the Neutron // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 081803.
4. *Lauss B.* Ultracold Neutron Production at the Second Spallation Target of the Paul Scherrer Institute // Phys. Proc. 2014. V. 51. P. 98.
5. *Nesvizhevsky V. V., Boerner H. G., Petukhov A. K. et al.* Quantum States of Neutrons in the Earth's Gravitational Field // Nature. 2002. V. 415. P. 297.
6. *Nesvizhevsky V. V., Voronin A. Yu., Cubbit R., Protasov K. V.* Neutron Whispering Gallery // Nature Phys. 2010. V. 6. P. 114.
7. *Antoniadis I., Baessler S., Buchner M. et al.* Short-Range Fundamental Forces // Compt. Rend. Phys. 2011. V. 12. P. 755.
8. *Jenke T., Gronenberg G., Burgdorfer J. et al.* Gravity Resonance Spectroscopy Constrains Dark Energy and Dark Matter Scenarios // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 151105.
9. *Serebrov A. P., Varlamov V. E., Kharitonov A. G. et al.* Neutron Lifetime Measurements Using Gravitationally Trapped Ultracold Neutrons // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 035505.
10. *Yue A. T., Dewey M. S., Gilliam D. M. et al.* Improved Determination of the Neutron Lifetime // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 22501.
11. *Patie R. W., Callahan N. B., Cude-Woods C. et al.* Measurement of the Neutron Lifetime Using a Magneto-Gravitational Trap and *in situ* Detection // Science. 2018. V. 360. P. 627.
12. *Baldo-Ceolin M., Benetti P., Bitter P. et al.* A New Experimental Limit on Neutron–Antineutron Oscillations // Z. Phys. C. 1994. V. 63. P. 409.
13. *Nesvizhevsky V. V., Gudkov V., Protasov K. V. et al.* Experimental Approach to Search for Free Neutron–Antineutron Oscillations Based on Coherent Neutron and Antineutron Mirror Reflection // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 221802.
14. *Nesvizhevsky V. V., Gudkov V., Protasov K. V. et al.* Comment on B. O. Kerbikov “The Effect of Collisions with the Wall on Neutron–Antineutron Transitions” // Phys. Lett. B. 2020. V. 803. P. 135357.
15. *Protasov K. V., Gudkov V., Kupriyanova E. A. et al.* Theoretical Analysis of Antineutron–Nucleus Data Needed for Antineutron Mirrors in Neutron–Antineutron Oscillation Experiments // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P. 075025.

16. *Nesvizhevsky V. V., Voronin A. Y., Lambrecht A. et al.* The Method of UCN “Small Heating” Measurement in the Big Gravitational Spectrometer (BGS) and Studies of This Effect on Fomblin Oil H-VAC 18/8 // *Rev. Sci. Instrum.* 2018. V. 89. P. 023501.
17. *Chernyavsky S. M., Lychagin E. V., Muzychka A. Y. et al.* Temperature Dependence of the Probability of “Small Heating” and Total Losses of UCNs on the Surface of Fomblin Oils of Different Molecular Mass // *Eur. Phys. J. C.* 2019. V. 79. P. 329.
18. *Ageron P.* Cold Neutron Sources // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1989. V. 284. P. 197.
19. *Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X. et al.* A New Source of Cold and Ultracold Neutrons // *Phys. Lett. A.* 1986. V. 116. P. 347.
20. *Nesvizhevsky V. V.* Interaction of Neutrons with Nanoparticles // *Phys. Atom. Nucl.* 2002. V. 65. P. 400.
21. *Golub R., Pendlebury J. M.* The Interaction of Ultracold Neutrons (UCNs) with Liquid Helium and a Superthermal UCN Source // *Phys. Lett. A.* 1975. V. 53. P. 133.
22. *Saunders A., Anaya J. M., Bowles T. et al.* Demonstration of a Solid Deuterium Source of Ultracold Neutrons // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 593. P. 55.
23. *Anghel A., Atchison F., Blau B. et al.* The PSI Ultracold Neutron Source // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2009. V. 611. P. 272.
24. *Piegsa F. M., Fertl M., Ivanov S. N. et al.* New Source for Ultracold Neutrons at the Institut Laue–Langevin // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90. P. 7.
25. *Ahmed S. et al. (TUCAN Collab.).* First Ultracold Neutrons at TRIUMF // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 99. P. 025503.
26. *Serebrov A. P., Fomin A. K., Kharitonov A. G. et al.* High-Density Ultracold Neutron Sources for the WWR-M and PIK Reactors // *Cryst. Rep.* 2016. V. 61. P. 144.
27. *Lychagin E. V., Mityukhlyayev V. A., Muzychka A. Y. et al.* UCN Sources at External Beams of Thermal Neutrons. An Example of PIK Reactor // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2016. V. 83. P. 47.
28. *Lychagin E. V., Muzychka E. V., Nesvizhevsky V. V. et al.* Storage of Very Cold Neutrons in a Trap with Nanostructured Walls // *Phys. Lett. B.* 2009. V. 679. P. 186.
29. *Nesvizhevsky V. V., Koester U., Dubois M. et al.* Fluorinated Nanodiamonds as Unique Neutron Reflector // *Carbon.* 2018. V. 130. P. 299.
30. *Шануро Ф. Л.* Замечания к вопросам об измерении фаз структурных амплитуд в нейтронной дифракции и о накоплении нейтронов // *ЭЧАЯ.* 1971. Т. 4. С. 973.
31. *Steyerl A.* Neutron Turbine as an Efficient Source of Ultracold Neutrons // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1975. V. 125. P. 461.
32. *Frank A. I., Gaehler R.* Time Focusing of Neutrons // *Phys. Atom. Nucl.* 2000. V. 63. P. 545.
33. *Bagrjanov B. V., Kartashov D. G., Kuvshinov M. I. et al.* Testing Experimentally the Dynamical Converter Method for Ultracold Neutrons at a Pulsed Reactor BIGH // *Phys. Atom. Nucl.* 1999. V. 62. P. 787.
34. *Ignatovich V. K., Lychagin E. V., Nesvizhevsky V. V. et al.* Neutron Transportation in a Closed Vessel // *Phys. Atom. Nucl.* 2002. V. 65. P. 2029.
35. *Niel L., Rauch H.* Acceleration, Deceleration and Monochromatization of Neutrons in Time Dependent Magnetic Fields // *Z. Phys. B.* 1989. V. 74. P. 133.
36. *Vanhaecke N., Meier U., Andrist M. et al.* Multistage Zeeman Deceleration of Hydrogen Atoms // *Phys. Rev. A.* 2007. V. 75. P. 031402.
37. *Jansen P., Merkt F.* Manipulating Beams of Paramagnetic Atoms and Molecules Using Inhomogeneous Magnetic Fields // *Progr. Nucl. Magn. Res. Spectr.* 2020. V. 120. P. 118.
38. *Andreev A. Z., Glushkov A. G., Geltenbort P. et al.* Ultracold Neutron Cooling upon Reflection from a Moving Wall // *Tech. Phys. Lett.* 2013. V. 39. P. 370.
39. *Golub R., Boning K.* New Type of Low Temperature Source of Ultracold Neutrons and Production of Continuous Beams of UCN // *Z. Phys. B.* 1983. V. 51. P. 95.

40. *Yu Z.-C., Malik S. S., Golub R.* A Thin-Film Source of Ultra-Cold Neutrons // *Z. Phys. B.* 1986. V. 62. P. 137.
41. *Serebrov A. P., Mityukhlyayev V. A., Zakharov A. A. et al.* Is It Possible to Produce Next-Generation of UCN Sources with a Density 10^3 – 10^4 cm⁻³ // *JETP Lett.* 1994. V. 59. P. 757.
42. *Serebrov A. P., Mityukhlyayev V. A., Zakharov A. A. et al.* Experimental Study of a Solid Deuterium Source of Ultracold Neutrons // *JETP Lett.* 1995. V. 62. P. 785.
43. *Liu C.-Y., Young A. R., Lamoreaux S. K.* Ultracold Neutron Upscattering Rates in a Molecular Deuterium Crystal // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. R3581.
44. *Serebrov A. P., Kolomenski E. A., Lasakov M. S. et al.* Experimental Studies of Very Cold Neutrons Passing through Solid Deuterium // *JETP Lett.* 2001. V. 74. P. 302.
45. *Morris C. L., Anaya J. M., Bowles T. J. et al.* Measurements of Ultra-Cold Neutron Lifetimes in Solid Deuterium // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 272501.
46. *Atchison F., Blau B., Bodek K. et al.* Cold Neutron Energy Dependent Production of Ultracold Neutrons in Solid Deuterium // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 262502.
47. *Atchison F., van der Brandt B., Brys T. et al.* Production of Ultracold Neutrons from a Cold Neutron Beam on a ²H₂ Target // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 054601.
48. *Frei A., Sobolev Y., Altarev I. et al.* First Production of Ultracold Neutrons with a Solid Deuterium Source at the Pulsed Reactor TRIGA Mainz // *Eur. Phys. J. A.* 2007. V. 34. P. 119.
49. *Bondoux D., Boerner H. G., Ermilov V. et al.* Investigation of the Energy Accumulation Rate in Solid Deuterium Irradiated with Fast Electrons // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2009. V. 606. P. 637.
50. *Frei A., Gutschmiedl E., Morkel C. et al.* Density of States in Solid Deuterium: Inelastic Neutron Scattering Study // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. P. 064301.
51. *Frei A., Gutschmiedl E., Morkel C. et al.* Understanding of Ultra-Cold-Neutron Production in Solid Deuterium // *Eur. Phys. Lett.* 2010. V. 92. P. 62001.
52. *Pokotilovski Y.* UCN Transport Simulation in Solid Deuterium Crystals // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2012. V. 675. P. 29.
53. *Doege S., Liu C.-Y., Young A., Morkel C.* Incoherent Approximation for Neutron Upscattering Cross Sections and Its Corrections for Slow Neutrons and Low Crystal Temperatures // *Phys. Rev. C.* 2021. V. 103. P. 054606.
54. *Mezei F., Zanini L., Takibayev A. et al.* Low Dimensional Neutron Moderators for Enhanced Sources Brightness // *J. Neutron Res.* 2014. V. 17. P. 101.
55. *Grammer K. B., Alarcon R., Barron-Palos L. et al.* Measurement of the Scattering Cross Section of Slow Neutrons on Liquid Parahydrogen from Neutron Transmission // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 91. P. 180301.
56. *Косвинцев Ю. Ю., Кушир Ю. А., Морозов В. И.* Хранение ультрахолодных нейтронов в сосуде с магнитной «стенкой» // *Письма в ЖЭТФ.* 1976. Т. 23. С. 118.
57. *Kugler K. J., Paul W., Trinks U.* Magnetic Storage Ring for Neutrons // *Phys. Lett. B.* 1978. V. 72. P. 422.
58. *Ezhov V. F., Andreev A. Z., Glushkov A. A. et al.* First Ever Storage of Ultracold Neutrons in a Magnetic Trap Made of Permanent Magnets // *J. Res. NIST.* 2005. V. 110. P. 4.
59. *Frank A. I., Kulin G. V., Bushuev V. A.* Non-Stationary Transformation of Neutron Energy by Moving Grating // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 746. P. 012053.
60. *Kapitza P.* Some Observations on α -Particle Tracks in a Magnetic Field // *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 1923. V. A109. P. 511.
61. *Nesvizhevsky V. V.* Polished Sapphire for Ultracold Neutron Guides // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2006. V. 557. P. 576.
62. *Nesvizhevsky V. V., Pignol G., Protasov K. V. et al.* Comparison of Specularly Reflecting Mirrors for GRANIT // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2007. V. 578. P. 435.

63. Мешков И., Миттиг Ф., Россель-Шома П., Сидорин А., Смирнов А. Индивидуальная инжекция, охлаждение и группировка редких радиоактивных ионов в накопительном кольце // АЭ. 2003. Т. 94. С. 5.
64. Pokotilovskii Y. N., Taran Y. V., Shapiro F. L. Ferromagnetic Gates for Ultracold Neutrons // Instr. Exp. Tech. 1976. V. 10. P. 631.
65. Mayer S., Rauch H., Geltenbort P. et al. New Aspects for High Intensity Neutron Beam Production // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 608. P. 434.

Получено 21 сентября 2021 г.