

P3-2001-49

Е.В.Лычагин, А.Ю.Музычка, В.В.Несвижевский<sup>1</sup>,  
Г.В.Нехаев, Р.Р.Тальдаев<sup>2</sup>, А.В.Стрелков, В.Н.Швецов

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ  
С МАЛОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ЭНЕРГИИ  
НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Направлено в «ЖЭТФ»

---

<sup>1</sup>Институт Лауэ–Ланжевена, Гренобль, Франция

<sup>2</sup>Петербургский институт ядерной физики, Гатчина

## ВВЕДЕНИЕ

Использование УХН в ядерно-физических экспериментах привлекательно благодаря возможности их длительного удержания в ограниченном объеме — ловушке [1]. Однако с момента открытия УХН [2] до сегодняшнего дня во всех экспериментах по хранению УХН потери нейтронов из ловушек значительно превышают теоретически предсказываемые значения. Для ловушек из таких слабопоглощающих материалов, как бериллий и твердый кислород, это превышение составляет  $\sim 10^2, 10^3$  раз соответственно [3,4]. Данная проблема, названная еще более 20 лет назад “аномалией в хранении УХН”, является одной из самых интригующих в физике УХН.

Современное представление о взаимодействии УХН с веществом допускает возможность исчезновения нейтронов из ловушки только по трем каналам :  $\beta$ -распад нейтрона, захват ядрами среды и неупругое взаимодействие со стенками ловушки. Последнее предполагает рассеяние нейтронов преимущественно в область энергий, соответствующую температуре стенок и превышающую кинетическую энергию УХН на пять порядков. Исследование канала захвата по реакции  $(n,\gamma)$  на поверхности вещества [5] и регистрация потока тепловых нейтронов от ловушек с УХН [6] не обнаружили дополнительных потерь, соответствующих величине аномалии.

Предположение о нагреве нейтронов при взаимодействии с поверхностью до энергий меньше тепловых как причине дополнительных потерь УХН из ловушек высказывалось в работе [6]. В работе [7] было установлено, что не существует такого “аномального” нагрева УХН в диапазон энергий от  $10^{-4}$  эВ до тепловых энергий. Попытки реализации идеи поиска нагретых нейтронов в область энергий, вплотную примыкающую к энергии УХН [8], в работах [9,10] оказались неудачными. В другом эксперименте [11] безуспешными оказались попытки найти нагретые нейтроны в диапазоне энергий  $5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-4}$  эВ.

Недавно был обнаружен процесс рассеяния УХН с передачей энергии  $\sim 10^{-7}$  эВ [12,13], вероятность которого на много порядков превышает теоретически ожидаемую величину [14,15]. В дальнейшем такое рассеяние мы будем называть малым нагревом УХН в отличие от хорошо известного нагрева в тепловую область, а таким образом нагретые нейтроны — ВУХН (“возбужденные” или “выпаривающиеся” УХН). В более поздней работе [16] были приведены грубые оценки нижней границы вероятности малого нагрева на поверхностях нержавеющей стали, бериллия и меди. Природа малого нагрева пока не ясна. Более точная информация о вероятности процесса на различных веществах, информация о зависимости этой вероятности от температуры, спектральные характеристики процесса позволят ограничить круг возможных теоретических объяснений этого явления, а также определить его вклад в аномалию хранения УХН.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка (рис. 1) — это гравитационный спектрометр УХН.

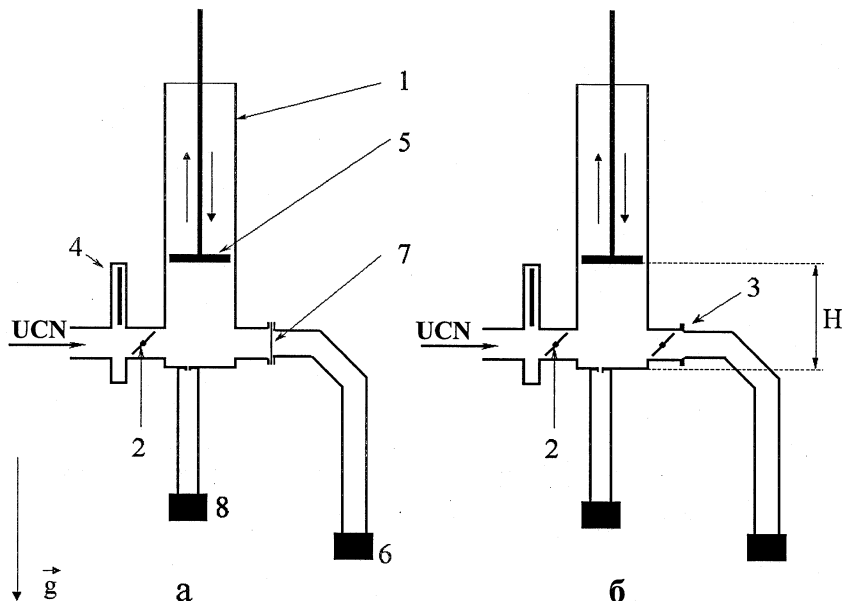


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  
а) установка для измерений с разделительной фольгой;  
б) установка для измерений с выходной заслонкой;

1 — сосуд хранения; 2,3 — входная и выходная поворотные заслонки; 4 — шибер; 5 — поглотитель УХН; 6 — детектор УХН; 7 — разделительная алюминиевая фольга; 8 — мониторный детектор

УХН от источника поступают в спектрометр, представляющий собой вертикально расположенный цилиндрический сосуд 1 из меди  $\varnothing 20$  см и высотой 180 см, в котором нейтроны могут быть заперты при помощи заслонок 2 и 3. Перед входной заслонкой расположен шибер 4, который в закрытом состоянии непроницаем для УХН.

Спектр хранящихся УХН обрезается сверху полиэтиленовым поглотителем 5, устанавливаемым на определенной высоте  $H$ . (Подъем нейтрона на 1 см в гравитационном поле Земли приводит к уменьшению его кинетической энергии

на  $\sim 1$  нэВ, поэтому в дальнейшем мы часто будем указывать энергию УХН в сантиметрах.) Те нейтроны в спектрометре, энергия которых достаточна для подъема на высоту Н, “гибнут” в поглотителе.

Детектор УХН (6) присоединен к спектрометру через изогнутый нейтронотвод и отделен от объема хранения в одних измерениях (рис. 1, а) разделительной алюминиевой фольгой 7 площадью  $50 \text{ см}^2$ , в других измерениях (рис. 1, б) – выходной заслонкой 3, аналогичной входной заслонке 2. Детектор 6 расположен на  $\sim 1$  м ниже дна спектрометра, поэтому нейтроны, ускорившись в гравитационном поле, с большей вероятностью преодолевают входное алюминиевое окно детектора.

Поток УХН в спектрометре измерялся мониторингом детектором 8, аналогичным основному детектору 6. УХН в монитор попадали из объема хранения через маленькое ( $\sim 5 \text{ мм}^2$ ) отверстие в дне сосуда.

Оба детектора УХН 6 и 8 — пропорциональные счетчики с рабочим газом  $^3\text{He}$ , с алюминиевым окном толщиной 100 мкм и площадью  $\sim 60 \text{ см}^2$ , имеющие одинаковые характеристики и конструкцию. Полуширина пика от реакции  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  в амплитудном распределении составляла  $\sim 6 \div 7 \%$ , что позволило, регистрируя импульсы только в этом амплитудном окне, существенно снизить фон детектора. Фон по всему амплитудному спектру составил  $(4.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , а в амплитудном окне —  $(3.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  (эффективность регистрации УХН в этом амплитудном окне составляла  $\sim 80 \%$ ). Это намного ниже регистрируемого потока ВУХН.

Весь объем хранения вместе с подводящими нейтронотводами заключен в вакуумную камеру, откачиваемую до вакуума  $\sim (10^{-4} \div 10^{-5})$  мбар.

Снаружи к объему хранения по всей его высоте прикреплены система для прокачки жидкого азота и электрический нагреватель, которые позволяют изменять температуру спектрометра в диапазоне  $\sim (80 \div 750) \text{ К}$ .

Исследуемые образцы помещались на дно спектрометра. Термоконтакт образца со стенками спектрометра при низких температурах обеспечивался подачей в спектрометр  $^4\text{He}$  ( $P \approx 1$  мбар), который скачивался перед измерениями.

## МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Использовались две постановки эксперимента — с разделительной фольгой (рис. 1, а) и с выходной заслонкой (рис. 1, б), позволяющие соответственно оценить снизу и сверху вероятность малого нагрева УХН в измеряемый диапазон энергий.

### *Измерения с разделительной фольгой*

Для того чтобы изучать трансформацию спектра УХН, необходимо тщательно приготовить начальный спектр нейтронов. Изучение спектра ультрахолодных нейтронов с высокой точностью является сложной задачей, поскольку практически все параметры, описывающие хранение и распространение УХН, а также эффективность детектирующей системы, зависят от энергии.

Использование же узкого участка спектра снижает статистику. В нашем эксперименте мы формируем начальный спектр УХН, как можно более резко ограниченный сверху некоторой энергией  $E_{\text{cut off}}$ . Для этого используется методика хранения УХН и гравитационный спектрометр с поглотителем сверху. Как показано в работе [17], именно поглотитель, расположенный сверху, обеспечивает наименьшее время чистки спектра. ВУХН в этом случае определяются, как нейтроны с энергией больше  $E_{\text{cut off}}$ , образующиеся в спектрометре после формирования спектра.

Малая величина передаваемой энергии в исследуемом процессе — причина того, что явление не может быть обнаружено в экспериментах типа [6]. ВУХН захватывались ядрами конструкционных материалов ловушки и стенки детектора, не достигая чувствительной области счетчиков. Однако именно то обстоятельство, что энергия ВУХН порядка энергии УХН, позволяет таким образом приготовить начальный спектр, чтобы возбужденные нейтроны все еще хранились в ловушке.

Для разделения ВУХН и УХН можно использовать гравитационный барьер или потенциальный барьер фольги. Второй вариант реализован в нашей установке. ВУХН из объема хранения попадают в детектирующую систему сквозь алюминиевую разделительную фольгу (7, рис. 1, а) толщиной 12.5 мкм. Граничная энергия алюминия ( $E_{\text{Al}}$ ) равна 54 нэВ, поэтому начальный спектр УХН формировался так, чтобы  $E_{\text{cut off}} < E_{\text{Al}}$ . В нашей установке могут регистрироваться ВУХН, энергия которых достаточна для преодоления алюминиевой фольги. Данная постановка эксперимента не позволяет измерить полную вероятность генерации ВУХН, так как установка чувствительна только к довольно узкому “окну” в спектре нагретых нейтронов. Это “окно” ограничено сверху тем, что нейтроны с энергией больше граничной энергии меди в спектрометре не хранятся, а снизу тем, что нейтроны с энергией, незначительно превышающей  $E_{\text{Al}}$ , эффективно отражаются от разделительной алюминиевой фольги или поглощаются внутри нее, оставаясь практически ненаблюдаемыми. Эти границы расплывчаты, а нижняя граница в значительной степени не определена из-за наличия упругого когерентного рассеяния внутри фольги. Данное ограничение методического характера приводит к тому, что, во-первых, мы можем измерить только нижнюю границу вероятности, а во-вторых, при сравнении экспериментальных данных, полученных для различных образцов, необходимо помнить о возможном различии в спектре ВУХН.

Процедура измерения состоит из повторяющейся последовательности действий:

- при поглотителе, опущенном на высоту  $H = 48$  см, соответствующую  $E_{\text{cut off}} \approx 48$  нэВ, шиббер и входная заслонка открываются и нейтроны из источника заполняют спектрометр;
- спустя время наполнения  $\Delta t_{\text{fill}} = 40$  с шиббер и входная заслонка закрываются и в течение  $\Delta t_{\text{clear}} = 55$  с (время чистки) происходит формирование начального спектра УХН — очистка от нейтронов с энергией больше  $E_{\text{cut off}}$ ;
- по окончании чистки спектра (95-я секунда от начала цикла) поглотитель

поднимается вверх и регистрируются ВУХН;  
 – по окончании цикла поглотитель опускается на исходную высоту.  
 Продолжительность циклов в измерениях была 215 и 430 секунд.

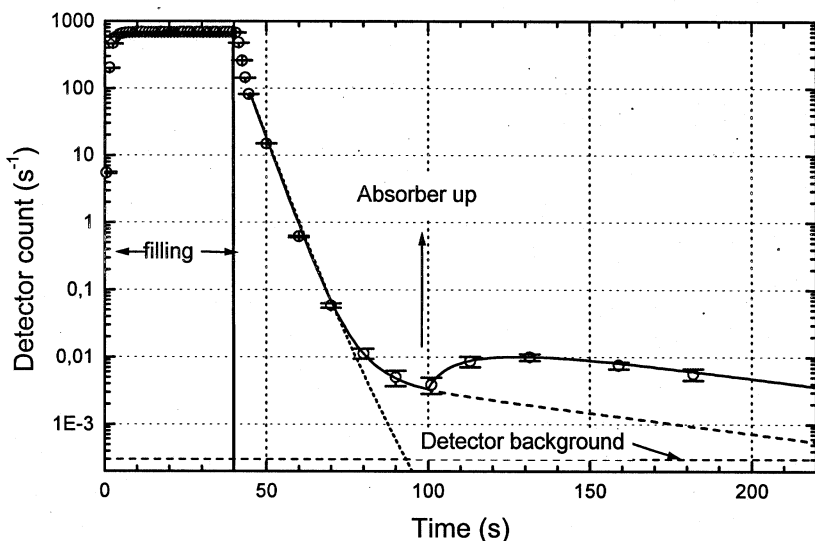


Рис. 2

Типичная временная зависимость счета детектора. Кружки соответствуют измерениям с бериллиевым образцом ( $S=1\text{м}^2$ ) при комнатной температуре. Пунктирная кривая — изменение числа надбарьерных нейтронов в начальном спектре. Штриховая линия — счет детектора при неподвижном поглотителе. Сплошная кривая — счет детектора при поднятии поглотителя на 95-й секунде на высоту 146 см

На рис. 2 представлена типичная временная зависимость скорости счета детектора. Во время наполнения спектрометра (0-40 с) нейтроны с энергией выше  $E_{Al}$  из входного нейтронвода проникают в детектор сквозь алюминиевую фольгу (см. рис. 1), поэтому скорость счет детектора высокая. После закрытия входного шибера (40-я секунда) такие нейтроны с характерным временем  $2 \div 5$  с “гибнут” в поглотителе, находящемся в нижнем положении. Если бы энергия нейтронов во время хранения была постоянна, то скорость счета детектора быстро спадала бы к фоновому значению (пунктирная кривая на рис. 2). Фактически же, быстрое падение сменяется плавным, и к ~90-й секунде цикла скорость счета детектора становится пропорциональной плотности потока УХН, измеряемой мониторным детектором (штриховая линия на рис. 2). Другими

словами, отношение скорости счета детектора к скорости счета монитора становится постоянным во времени. Если теперь поднять поглотитель, то скорость счета детектора существенно возрастает и через некоторое время опять становится пропорциональной плотности потока УХН, увеличившись, однако, по абсолютной величине в несколько раз (сплошная кривая и экспериментальные точки на рис. 2).

Такое поведение экспериментальной кривой прямо указывает на то, что детектор регистрирует именно нагретые нейтроны (а не недоочищенные нейтроны из первоначального спектра с энергией  $E_{УХН} > E_{Al}$ ). Возрастание скорости счета нагретых нейтронов после поднятия поглотителя вызвано тем, что они перестают гибнуть в поглотителе, и, соответственно, повышается вероятность попадания их в детектор.

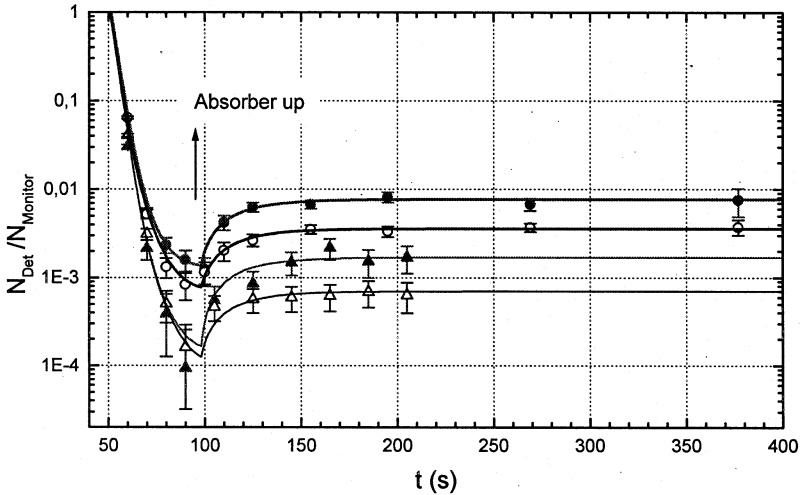


Рис. 3.

Закрашенные кружки — цельнокатаный бериллий ( $S=2.6 \text{ м}^2$ ) при 300 K; пустые кружки — тот же образец при 100 K; закрашенные и пустые треугольники — стенки пустого медного спектрометра ( $S=0.2 \text{ м}^2$ ) при 300 и 100 K соответственно

Были проведены измерения в пустом медном спектрометре, с двумя образцами из цельнокатаного бериллия и с образцом из нержавеющей стали. Первый бериллиевый образец с площадью поверхности  $S=1 \text{ м}^2$  представлял собой гофрированные полосы толщиной  $\sim 0.1$  мм, сложенные так, что среднее расстояние между соседними фольгами составляло  $\sim 1$  см. Второй образец площадью  $S=2.6 \text{ м}^2$  состоял из отдельных полос толщиной 0.1 и 0.3 мм, среднее

расстояние между которыми было  $\sim 0.5$  мм. Образец из нержавеющей стали — полосы фольги толщиной  $\sim 0.2$  мм со средним расстоянием между соседними фольгами  $\sim 3$  мм и общей площадью  $0.63$  м<sup>2</sup>. Все образцы помещались на дно спектрометра.

Для бериллия ( $S=2.6$  м<sup>2</sup>) и пустого медного спектрометра были выполнены измерения при двух температурах, при 300 и 100 К.

Экспериментальные данные можно наглядно представить в виде временной зависимости отношения скорости счета детектора (потока регистрируемых ВУХН) к скорости счета монитора. На рис. 3 представлены такие зависимости для бериллиевого образца и пустого медного спектрометра при комнатной температуре и температуре 100 К. Сплошные линии — результат фитирования экспериментальных данных. До подъема поглотителя в качестве модели фитирования бралась сумма падающей экспоненты с постоянной времени  $\sim 3$  с и константы, соответствующей отношению счетов детектор/монитор при опущенном поглотителе. После подъема поглотителя — функция:  $A \cdot B \cdot \exp(-(t-t_0)/\tau)$ . Здесь константа  $A$  — отношение счетов детектор/монитор после подъема поглотителя, постоянная  $\tau \approx 20$  с близка к постоянной времени вытекания ВУХН сквозь алюминиевую фольгу на детектор,  $t_0$  — момент подъема поглотителя.

Нужно отметить, что малая величина исследуемого эффекта накладывает определенные требования на аккуратность обращения с УХН, облучающих образцы. В частности, после формирования спектра УХН (после окончания чистки) любые механические движения внутри доступной для УХН части объема хранения, например открытие или закрытие заслонок, могут привести к нагреву нейтронов и тем самым — к ложному эффекту. Поэтому в наших измерениях никаких механических движений, за исключением подъема поглотителя, в спектрометре нет. Подъем же поглотителя не влияет на спектр хранящихся УХН, так как нейтроны, которые могут до него “допрыгнуть” к моменту его поднятия, уже “погибли”. Тем не менее мы можем отделить подобный ложный эффект от эффекта постоянной генерации ВУХН по величине характерного времени спада счета детектора. Спад счета детектора при наличии ложного эффекта будет более быстрым, нежели спад счета монитора, так как нейтроны больших энергий хранятся хуже. Соответственно, отношение счетов детектор/монитор не было бы константой во времени (см. рис. 3).

Возможное существование другого ложного эффекта, создаваемого, например, дырой в разделительной фольге, исключается наличием ярко выраженного провала в счете детектора перед поднятием поглотителя (рис. 3). Положение поглотителя никак не может повлиять на вытекание через дыру УХН, оставшихся после чистки. Таким образом, кривые, приведенные на этом рисунке, своим видом “защищают” эксперимент от подобных ложных эффектов.

Охлаждение образца от комнатной температуры до температуры 100 К привело к уменьшению скорости счета детектора в  $\sim 2$  раза как в измерениях с



пустым медным спектрометром, так и в измерениях с бериллиевым образцом внутри него. Данное изменение может быть обусловлено как уменьшением вероятности малого нагрева, так и изменением спектра ВУХН. Если предположить, что спектр ВУХН не изменился, то наблюдаемое изменение скорости счета соответствует уменьшению вероятности малого нагрева нейтронов в  $\sim 2.5$  раза, с учетом того, что при охлаждении сосуда возрастает время хранения, а значит, и большая доля ВУХН попадает в детектор. Результаты измерений, соответствующие экспериментальным данным (рис.2), представлены в табл. 1.

Таблица 1

Поверхность	T, К	$P_{+1}$ (на удар)	$\mu$ (на удар)
Ве ( 2.6 м <sup>2</sup> )	300	$(9.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-8}$	$(4.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$
	100	$(4.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-8}$	$(1.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}$
Ве ( 1 м <sup>2</sup> )	300	$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-7}$	$(8.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$
	100		$(3.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$
Си ( поверхность спектрометра )	300	$(2.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-7}$	$(3.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
	100	$(9.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-8}$	$(2.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$
Нерж. сталь	300	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-6}$	$(1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$

$P_{+1}$  — вероятность малого нагрева  $P_+$ , измеренная в эксперименте с разделительной фольгой;

$\mu$  — вероятность потерь УХН при ударе об исследуемую поверхность.

Из табл. 1 видна большая разница в вероятности малого нагрева на различных бериллиевых образцах. Возможно, это связано с тем, что образец площадью 2.6 м<sup>2</sup> был слишком сильно сжат, вследствие чего не было выполнено условие равномерного освещения ультрахолодными нейтронами всей поверхности образца. Косвенно это предположение подтверждает пропорциональное изменение вероятности малого нагрева и вероятности потерь на двух исследованных образцах.

Интересно сравнить температурные зависимости вероятности малого нагрева и вероятности потерь УХН на исследуемых образцах (см. рис. 4). Штриховой линией показана величина аномалии хранения УХН на бериллии [3] (вероятность потерь  $\mu_{\text{Аном}} = 1.3 \cdot 10^{-5}$  соответствует фактору потерь  $\eta_{\text{Аном}} = 2.8 \cdot 10^{-5}$  для спектра УХН, использовавшегося в данных измерениях —  $\langle E_{\text{UCN}} \rangle = 30 \text{ нэВ}$ ). Для бериллиевого образца эти две зависимости практически строго пропорциональны. В пустом медном спектрометре подобная пропорциональность не наблюдается.

Возможно, пропорциональность температурных зависимостей  $\mu$  и  $P_+$  указывает на общую природу этих процессов — малого нагрева и нагрева в тепловую область. Однако могут быть справедливы и следующие рассуждения: мы наблюдаем только малую долю от всех рожденных ВУХН, попадающих в

видимое нами энергетическое “окно”, а наблюдаемая температурная зависимость есть только изменение вероятности попадания ВУХН в это “окно”.

Все эти предположения и рассуждения требуют специального исследования.

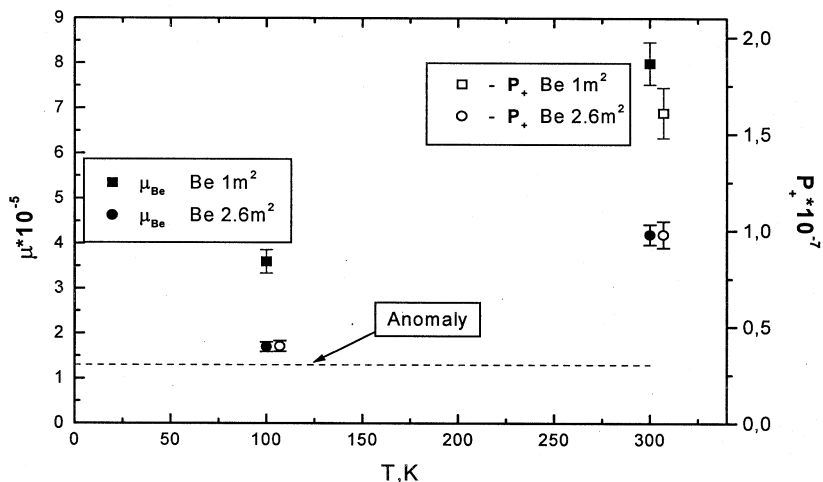


Рис.4.

Сравнение температурных зависимостей вероятности малого нагрева  $P_+$  (правая ордината, светлые точки) и вероятности потерь УХН на бериллиевых образцах  $\mu_{Be}$  (левая ордината, черные точки). Штриховая линия - аномалия хранения УХН в единицах вероятности потерь

### Измерения с выходной заслонкой

Для исключения влияния разделительной алюминиевой фольги на результаты измерения использовалась методика, позволяющая регистрировать ВУХН, энергия которых близка к граничной энергии алюминия (как указывалось ранее, вблизи граничной энергии алюминия может оказаться значительное количество ВУХН, остающихся невидимыми в вышеописанной постановке эксперимента).

В этих измерениях использовалась установка, представленная на рис. 1, б, в которой разделительная фольга заменена выходной заслонкой. Спектрометр наполняется нейтронами (входная заслонка (2) и шиббер (4) открыты, выходная заслонка (3) закрыта) в течение 40 секунд при поглотителе, расположенном на

высоте 48.5 см. Следующие 55 секунд происходит “очистка” спектра при закрытом шибере и обеих заслонках. За это время в поглотителе гибнут практически все нейтроны, способные до него “допрыгнуть”. Спустя 70 секунд (время выдержки) после окончания очистки спектра открывается выходная заслонка (3) и детектор УХН сосчитывает оставшиеся в спектрометре нейтроны. В течение всего цикла постоянно образующиеся ВУХН гибнут в поглотителе. Результат данного измерения сравнивался с результатом аналогичного измерения, в котором на время выдержки поглотитель поднимался вверх до высоты ~150 см, что давало возможность храниться ВУХН, энергия которых меньше 150 см. Разница между результатами этих двух измерений есть количество рожденных за время выдержки ВУХН и сохранившихся к моменту открытия выходной заслонки. В данной постановке эксперимента мы вынуждены были считать все нейтроны, оставшиеся в ловушке: и УХН, и ВУХН, при том, что число УХН в сотни раз превышало число ВУХН, то есть приходилось работать в условиях, когда фон в сотни раз больше измеряемой величины. Поэтому точность измерений с выходной заслонкой оказалась во много раз ниже, чем в измерениях с разделительной фольгой. Только для образца из нержавеющей стали мы получили статистически отличимый от нуля результат.

При работе данной установки могут возникать систематические погрешности. Во-первых, эффект может имитироваться “недоочищенными” нейтронами, то есть нейтронами, энергия которых немного (на 1-2 нэВ) больше энергии, соответствующей высоте поглотителя во время чистки. Время очистки от таких нейтронов велико, а после подъема поглотителя такие нейтроны не отличаются от УХН и имеют примерно то же время хранения. В измерениях с подъемом поглотителя эта доля нейтронов будет также сосчитана вместе с ВУХН, что приведет к возрастанию эффекта. Во-вторых, движущаяся выходная заслонка “нагревает” часть УХН в спектрометре. Эти нагретые нейтроны за время вытекания могут попасть в поглотитель и погибнуть. В случае, когда поглотитель расположен внизу, вероятность гибели выше, чем при поднятом поглотителе. Следовательно, при опущенном поглотителе мы можем сосчитать меньшее количество нейтронов по сравнению с измерением с поднятым поглотителем, что также приводит к увеличению эффекта. Для уменьшения этих методических погрешностей фактически сравнивались два измерения: с поднятием поглотителя до 150 и до 53.5 см соответственно. Выходная заслонка двигалась медленно, так что после 1 удара о заслонку энергия нейтрона не превышала 52 см.

Источником методической погрешности может также быть систематическое различие в положении поглотителя во время наполнения. В этом случае в спектрометре будет накапливаться различное число нейтронов. Были проведены специальные измерения, которые показали, что во время наполнения имело место систематическое смещение положения поглотителя вниз в измерениях с подъемом поглотителя до 53.5 см относительно его положения в измерениях с подъемом до 150 см. Данное смещение не превышало 0.3 мм, что приводило к

увеличению измеряемой вероятности не более чем на  $(1 \pm 2) \cdot 10^{-7}$  на удар для всех исследовавшихся образцов.

Нужно отметить, что все систематические погрешности, описанные выше, увеличивают вероятность малого нагрева, поэтому измеренная таким образом вероятность является верхней границей этой величины, кроме того, эти систематические эффекты можно измерить непосредственно в отсутствие образца.

Результаты измерений с бериллием и нержавеющей сталью представлены в табл. 2 в качестве верхних границ вероятностей без учета систематических погрешностей.

**Таблица 2**

Поверхность	T, K	$P_{+2}$ (на удар)
Be (2.6 м <sup>2</sup> )	300	$(1 \pm 5) \cdot 10^{-7}$
Be (2.6 м <sup>2</sup> )	100	$(9 \pm 4) \cdot 10^{-7}$
Нерж. сталь	300	$(5.4 \pm 1.7) \cdot 10^{-6}$

$P_{+2}$  — вероятность малого нагрева  $P_{+}$ , измеренная в эксперименте с выходной заслонкой.

## РАСЧЕТЫ

Прежде чем перейти к изложению методов расчета вероятности малого нагрева, еще раз отметим, что в рамках этой работы мы не ставим целью получить точную цифру (для этого не хватает ряда экспериментальных данных), а лишь довольно грубо оценим искомую величину. Расчеты производятся для УХН с энергией  $E_{UCN}$  и ВУХН с энергией  $E_{VUCN}$ .

### *Расчет вероятности малого нагрева в измерениях с разделительной фольгой*

Расчет можно проводить двумя способами.

I способ:

$$P_{+} = \frac{N_{VUCN}(E_{VUCN})}{N_{coll}(E_{UCN})}; \quad N_{VUCN} = \frac{N_{det}}{P_{det}(E_{VUCN})}; \quad P_{det} = \epsilon_{det} P_w(E_{VUCN})(1 - P_{AI}); \quad (1)$$

$$N_{coll} = \tau_{UCN} J_0 \left( 1 - e^{-t/\tau_{UCN}} \right) S_{eff}(E_{UCN}).$$

Здесь  $P_+$  — искомая вероятность малого нагрева,  $t$  — время от момента подъема поглотителя до конца цикла,  $N_{VUCN}$  — полное число образовавшихся ВУХН за время  $t$ ,  $N_{coll}$  — полное число ударов УХН о поверхность за то же время,  $N_{det}$  — количество зарегистрированных за цикл ВУХН,  $P_{det}$  — вероятность регистрации ВУХН детектором;  $\epsilon_{det}$  — эффективность детектора,  $P_w$  — парциальная вероятность проникновения ВУХН в алюминиевое окно (конкурирующий процесс — “гибель” в стенках спектрометра или на поверхности образца),  $P_{Al}$  — вероятность “гибели” ВУХН в алюминиевой фольге,  $\tau_{UCN}$  — время хранения УХН с энергией  $E_{UCN}$ ,  $J_0$  — плотность потока УХН у дна спектрометра, измеренная в момент поднятия поглотителя,  $S_{eff}$  — “эффективная” площадь поверхности исследуемого образца:

$$S_{eff} = \frac{\int J_{UCN}(h) dS}{J_{UCN}(0)}. \quad (2)$$

Здесь  $h$  — высота от дна спектрометра,  $J_{UCN}(h)$  — плотность потока УХН на высоте  $h$  ( $J_{UCN}$  в поле силы тяжести линейно уменьшается с ростом  $h$ ), интеграл берется по всей доступной для УХН поверхности образца.

II способ:

В случае слабой зависимости вероятности малого нагрева  $P_+$  от энергии УХН отношение скорости счета детектора (т.е. скорости счета ВУХН) к плотности потока УХН соответственно слабо зависит от времени. Именно такая картина наблюдается в эксперименте (рис.3).

В этом случае справедлива формула

$$P_+ = \frac{\left. \frac{\dot{N}_{det}(t)}{J_{UCN}(t)} \right|_{t \rightarrow \infty}}{P_{det}(E_{VUCN}) S_{eff}(E_{UCN})}. \quad (3)$$

Здесь  $\dot{N}_{det}$  — скорость счета детектора,  $J_{UCN}(t)$  — плотность потока УХН в момент времени  $t$ .  $P_w$  рассчитывалась исходя из спектральных зависимостей (см. ниже) и геометрии эксперимента.  $P_{Al} = 0.5$  измерялась экспериментально [13];  $\epsilon_{det} = 0.8$ .

Результаты расчетов, проведенных двумя изложенными выше способами, отличаются на 10-15%. Расчет вторым способом представляется более точным, так как в нем автоматически учитывается эволюция спектра УХН с течением времени.

## Расчет вероятности малого нагрева в измерениях с выходной заслонкой

Если поглотитель поднимается в нулевой момент времени, то количество ВУХН, находящихся в спектрометре в момент времени  $t$ , описывается уравнением

$$\frac{dN_{VUCN}(t)}{dt} = J_{UCN}(t)S_{eff}P_+ - \frac{1}{\tau_{VUCN}}N_{VUCN}(t); \quad J_{UCN}(t) = J_0 e^{-t/\tau_{UCN}}.$$

Здесь  $N_{VUCN}(t)$  — полное число ВУХН в спектрометре на момент времени  $t$ .  $J_{UCN}(t)$  — плотность потока УХН у дна спектрометра,  $J_0 = J_{UCN}(0)$  — плотность потока УХН в момент поднятия поглотителя,  $\tau_{UCN}$  и  $\tau_{VUCN}$  — времена хранения нейтронов с энергиями  $E_{UCN}$  и  $E_{VUCN}$  соответственно.

Если пренебречь количеством ВУХН, находящихся в спектрометре до поднятия поглотителя (до поднятия поглотителя основная масса ВУХН гибнет в нем), то выполняется начальное условие:

$$N_{VUCN}(0) = 0.$$

Решение этого уравнения

$$N_{VUCN}(t) = P_+ J_0 S_{eff} \left( e^{-t/\tau_{UCN}} - e^{-t/\tau_{VUCN}} \right) \frac{\tau_{UCN} \tau_{VUCN}}{\tau_{UCN} - \tau_{VUCN}}.$$

Так же как и раньше:

$$N_{det} = P_{det}(E_{VUCN})N_{VUCN}; \quad P_{det} = P_w(E_{VUCN})\varepsilon_{det}.$$

Откуда

$$P_+ = \frac{N_{det}(\tau_{UCN} - \tau_{VUCN})}{P_{det} J_0 S_{eff} \varepsilon_{det} \left( e^{-t_0/\tau_{UCN}} - e^{-t_0/\tau_{VUCN}} \right) \tau_{UCN} \tau_{VUCN}}. \quad (4)$$

Здесь  $t_0$  — интервал времени от момента поднятия поглотителя до открытия выходной заслонки,  $P_{det}$  — вероятность регистрации детектором ВУХН, сохранившихся в спектрометре ко времени открытия выходной заслонки,  $P_w$  — парциальная вероятность попадания ВУХН в выходное окно после открытия выходной заслонки (конкурирующий процесс — “гибель” в стенках спектрометра или на поверхности образца).

### Спектральные зависимости

Для строгого вычисления искомой вероятности малого нагрева необходимо выражения для  $P_+$ , полученные выше, усреднить по спектру конечных

состояний ( $E_{VUCN}$ ), спектру начальных состояний ( $E_{UCN}$ ) и по времени, в течение которого происходит процесс рождения ВУХН, так как с течением времени меняется спектр УХН. Для этого необходимо детальное знание спектров УХН и ВУХН в каждый момент времени. Всей полнотой этой информации мы не располагаем и, следовательно, не можем точно вычислить  $P_+$ . Однако можно выбрать такие  $E_{UCN}$  и  $E_{VUCN}$ , подставив которые в выражения (1) – (4), получим верхнюю и нижнюю границы искомой величины из измерений с двумя заслонками и с разделительной фольгой соответственно.

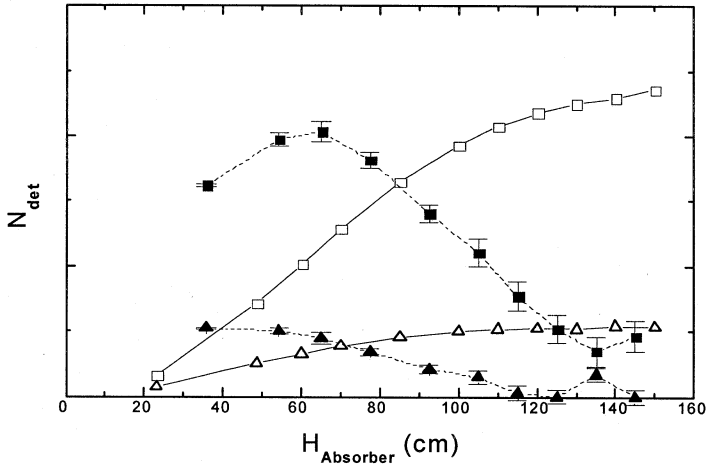


Рис. 5.

Спектр УХН в измерениях с бериллиевым образцом ( $S=2,6 \text{ м}^2$ ,  $T=300 \text{ К}$ ).

Пустые точки — интегральный спектр; закрашенные — дифференциальный спектр; квадраты — спектр на 105-й секунде цикла; треугольники — на 175-й

Для каждого исследовавшегося образца выполнялись два последовательных измерения (в геометрии с двумя заслонками, рис. 1, б):

- при заданной высоте поглотителя происходит наполнение спектрометра и чистка так же, как в рабочих измерениях, затем, по окончании чистки (в данных измерениях — на 105-й секунде цикла), открывается выходная заслонка и оставшиеся нейтроны “вытекают” на детектор;
- измерение повторяется, но заслонка открывается на 175-й секунде. Измерения производятся для различных высот поглотителя.

Таким способом были измерены два интегральных спектра УХН в различные моменты времени — пустые точки на рис. 5. Интегральные спектры можно численно продифференцировать (закрашенные точки на рис. 5).

Исходя из соотношения  $N(t_2) = N(t_1) \exp(-(t_2 - t_1)/\tau)$ , где  $N$  – количество сосчитанных за цикл УХН, можно построить зависимость времени хранения УХН от высоты поглотителя  $\tau(h)$ . Если использовать интегральные спектры УХН, то  $\tau(h)$  будет временем хранения, усредненным по участку спектра от 0 до  $h$  (закрашенные точки на рис. 6). Назовем его  $\tau_m(h)$ . Если дифференциальные, то  $\tau(h)$  будет временем хранения УХН с энергией  $h$  (пустые точки на рис. 6). Полученные значения можно описать любой гладкой функцией, и это не приведет к заметным погрешностям в дальнейших вычислениях, однако здесь мы приводим результат фитирования экспериментальных данных довольно сложной функцией, описывающей время хранения УХН с учетом точной геометрии спектрометра (сплошная линия на рис. 6).

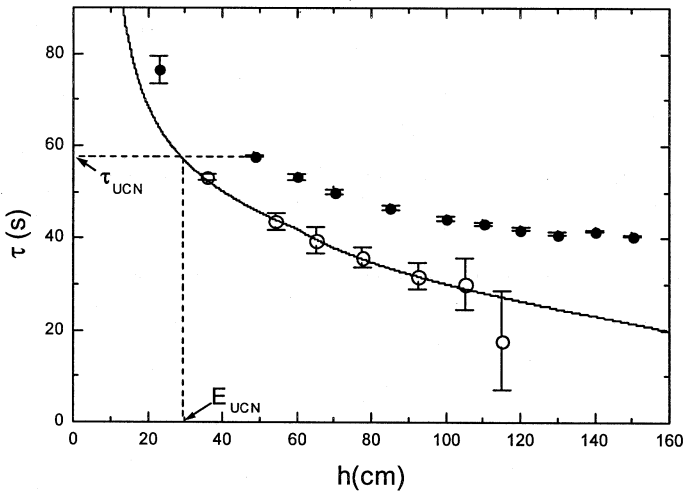


Рис. 6.

Зависимость времени хранения УХН от энергии в измерениях с бериллиевым образцом ( $S=2,6 \text{ м}^2$ ,  $T=300 \text{ К}$ ).

Закрашенные точки —  $\tau_m(h)$  — время хранения УХН, усредненное по участку спектра от 0 до  $h$ ; пустые точки —  $\tau(h)$  — время хранения УХН с энергией  $h$

Для усреднения выражений (1) – (4) по  $E_{\text{UCN}}$  мы не достаточно хорошо знаем спектр УХН в области  $0 \div 50 \text{ см}$  (см. дифференциальные кривые на рис. 5). В ряде случаев это для нас не важно. Например, результат расчетов  $P_+$  в эксперименте с разделительной фольгой для образца, лежащего на дне спектрометра, не зависит от энергии УХН, так как  $S_{\text{eff}}$  в этом случае не зависит



от  $E_{UCN}$  и просто равна площади поверхности образца, а вся зависимость  $P_+$  от  $E_{UCN}$  связана с  $S_{eff}$  (см. выражение (2)). В других случаях такая зависимость есть.

$E_{UCN}$  можно выбрать из соотношения  $\tau(E_{UCN}) = \tau_m(h_{absorb})$ , где  $h_{absorb}$  – высота нижнего положения поглотителя в рабочих измерениях (см. рис. 6). Для всех исследовавшихся образцов  $E_{UCN}$ , полученная таким способом, приблизительно равна 30 см. Можно показать, что в силу нелинейности функции  $\tau(E)$  в области  $0 \div 50$  см результаты расчетов вероятности малого нагрева  $P_+$  для такой  $E_{UCN}$  будут несколько завышены при любом спектре УХН как для измерений с разделительной фольгой, так и для измерений с выходной заслонкой. Во всех случаях  $P_+$  монотонно падает с ростом  $E_{UCN}$ , поэтому точному значению  $P_+$  будет соответствовать  $E_{UCN}$  из области  $30 \div 50$  см. В этой области энергий зависимость  $P_+$  от  $E_{UCN}$  очень слабая. Так, наиболее сильная зависимость будет в случае, когда образцом является внутренняя поверхность спектрометра. При этом  $P_+$  в данной области энергий меняется менее чем на 20%. Для остальных образцов соответствующее изменение расчетного значения  $P_+$  составляет менее 5%. Такая точность нас вполне устраивает, поэтому во всех расчетах мы брали  $E_{UCN} = 30$  см.

Перейдем теперь к рассмотрению зависимости расчетного значения  $P_+$  от энергии ВУХН.

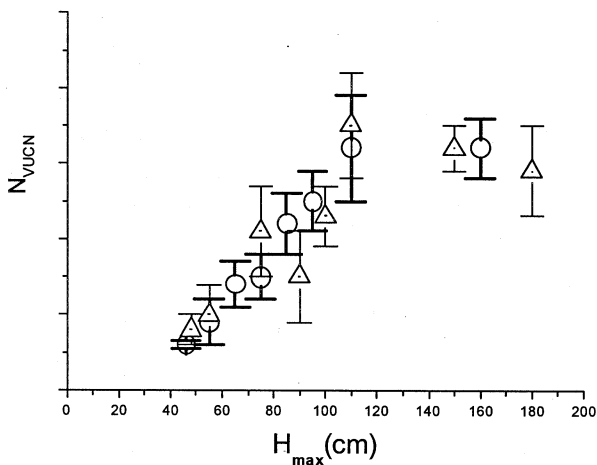


Рис. 7.

*Зависимость количества зарегистрированных за цикл ВУХН от высоты верхнего положения поглотителя.*

*Треугольники – пустой спектрометр из нержавеющей стали; кружки – образец нержавеющей стали в медном спектрометре*

В предыдущих работах [16, 18] была показана зависимость количества зарегистрированных за цикл ВУХН от высоты верхнего положения поглотителя при одинаковом нижнем положении (рис. 7). Эту зависимость в некотором приближении можно интерпретировать как интегральный спектр ВУХН. К сожалению, в последних экспериментах данные зависимости не были измерены. В дальнейших рассуждениях результаты, представленные на рис. 7, мы использовать не будем, так как измерения проводились с другими образцами.

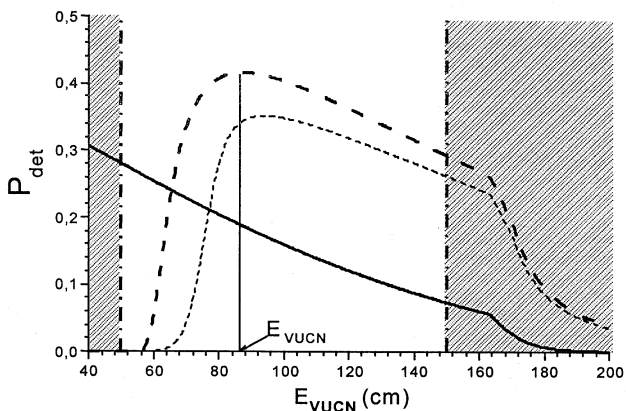


Рис. 8.

*Зависимость вероятности регистрации ВУХН от энергии (расчет).*

*Жирная штриховая линия – вероятность регистрации ВУХН в эксперименте с разделительной алюминиевой фольгой без учета упругого рассеяния ВУХН в толще фольги. Тонкая штриховая линия – та же величина с учетом упругого рассеяния. Сплошная линия – вероятность регистрации ВУХН в эксперименте с двумя заслонками*

На рис. 8 показана зависимость вероятности регистрации ВУХН от их энергии для бериллиевого образца площадью  $2.6 \text{ м}^2$  при комнатной температуре. При расчете представленных кривых учитывались экспериментальные зависимости времени хранения нейтронов от их энергии (рис. 6), точная геометрия спектрометра и нейтропровода, соединяющего спектрометр с детектором. Как указывалось выше, вблизи граничной энергии фольги существенную роль играет упругое рассеяние нейтронов на неоднородностях материала фольги. Рассчитать влияние этого процесса на проникновение нейтронов сквозь фольгу не представляется возможным. Тонкая штриховая линия показывает, как качественно изменится вероятность регистрации ВУХН

при учете этого процесса. В расчет вероятности регистрации ВУХН в эксперименте с двумя заслонками в отличие от  $P_{det}$  из выражения (4) входит вероятность ВУХН сохраниться от момента рождения до открытия выходной заслонки. Вертикальные штрихпунктирные линии показывают диапазон энергий ВУХН, видимых в наших измерениях. Сверху этот диапазон ограничен максимальной высотой, на которую поднимался поглотитель, снизу – границей обрезания спектра УХН (высота нижнего положения поглотителя).

Чем выше вероятность регистрации ВУХН, тем ниже будет результат расчета вероятности малого нагрева. Поэтому при расчете нижней границы величины  $P_+$  из эксперимента с разделительной фольгой возьмем энергию ВУХН, соответствующую максимуму вероятности их регистрации (см. рис. 8). При расчете верхней границы вероятности малого нагрева из эксперимента с выходной заслонкой можно воспользоваться той же логикой, что и при расчете нижней границы, и взять энергию ВУХН, соответствующую минимуму вероятности регистрации – вблизи верхней границы видимого энергетического диапазона (см. сплошную кривую на рис. 8). Однако это будет искусственное завышение верхней границы измерений. Дело в том, что из обоих экспериментов мы извлекаем одну и ту же величину – вероятность малого нагрева. И если наше предположение об энергии ВУХН верно, т. е. все они имеют энергию вблизи верхней границы видимого диапазона, то результаты расчетов искомой величины при этой энергии будут слабо отличаться для обоих экспериментов; так как влияние упругого рассеяния при такой энергии минимально (см. рис. 8). В действительности результаты отличаются во много раз. Следовательно, основная масса регистрируемых ВУХН имеет энергию лишь немного выше граничной энергии фольги. Поэтому, выбрав для расчетов энергию ВУХН такую же, как и для определения нижней границы вероятности малого нагрева, мы по-прежнему дадим ограничение сверху, так как вероятность регистрации ВУХН монотонно падающая функция.

## ВЫВОДЫ

В спектре УХН, независимо от способа его подготовки, всегда присутствуют ВУХН — нейтроны с энергией выше границы спектра, которые генерируются из нейтронов с энергией ниже границы. Эта неубираемая примесь ВУХН в спектре хранящихся нейтронов вызывает систематическую ошибку в прецизионных экспериментах по хранению УХН, например в измерениях времени жизни свободного нейтрона.

Поток ВУХН в ловушке можно оценить, используя данные, приведенные в табл. 3. Как видно из этой таблицы, на нержавеющей стали и безводородном масле фомблин вероятность малого нагрева на порядок больше, чем на меди и бериллии. Использование этих материалов в качестве стенок объемов хранения может приводить к большим систематическим погрешностям в экспериментах по измерению времени жизни нейтрона.

Таблица 3

Поверхность	T, К	$P_{\min}$ (90%)	$P_+$ (на удар)	$P_{\max}$ (90%)
Be ( $2.6 \text{ м}^2$ )	300	$8 \cdot 10^{-8}$	$\sim 5 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$
Be ( $2.6 \text{ м}^2$ )	100	$3.4 \cdot 10^{-8}$		$1.7 \cdot 10^{-6}$
Be ( $1 \text{ м}^2$ )	300	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$\sim 8 \cdot 10^{-7}$	
Сu (поверхность спектрометра)	300	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$\sim 1 \cdot 10^{-6}$	
Сu (поверхность спектрометра)	100	$6.7 \cdot 10^{-8}$		
Нерж. сталь	300	$9 \cdot 10^{-7}$	$\sim 5 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
Масло фомблин	300		$\sim 10^{-5}$	

$P_+$  — оценка значения вероятности изменения энергии нейтрона из диапазона энергий 0 – 50 нэВ в диапазон 50 – 150 нэВ;  $P_{\min}$  — нижняя граница значения вероятности  $P_+$ , измеренная в эксперименте с пропускиением сквозь алюминиевую фольгу;  $P_{\max}$  — верхняя граница значения вероятности  $P_+$ , измеренная в эксперименте с двумя заслонками. Значение  $P_+$  для масла фомблин — из работы [13]

Величина эффекта генерации ВУХН остается значительной при охлаждении объема хранения до азотной температуры. Измеренная температурная зависимость потока ВУХН существенно слабее, чем для обычного фоновго нагрева в тепловую область [5, 6], но не противоречит, например, предположению о линейной зависимости генерации ВУХН от температуры [19]. Причина наблюдаемой пропорциональности в ходе температурных зависимостей вероятности малого нагрева и вероятности потерь на поверхности бериллия пока не понятна и требует дальнейших исследований.

Парциальный вклад процесса генерации ВУХН с энергией 50÷150 нэВ на поверхности бериллия в аномалию хранения УХН не превышает 15 %. Однако не исключено, что аномальные потери могут быть целиком связаны с эффектом малого нагрева, если большая часть ВУХН имеет энергию выше 150 нэВ и не видна в нашей постановке эксперимента.

Работа выполнена в ILL (Франция, Гренобль) на инструменте PF2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 36, 1952 (1959).
2. Лушиков В. И., Покотиловский Ю. Н., Стрелков А. В., Шапиро Ф. Л., Письма в ЖЭТФ, Т. 9 (1969), С. 40-45.
3. В. П. Алфименков, В. В. Несвижевский, А. П. Серебров и др., Письма в ЖЭТФ, 55, 92 (1992)
4. Тальдаев Р. Р., Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, ЛИЯФ, 1991.

5. Арзуманов С. С., Бондаренко Л. Н., Коробкина Е. И. и др., Препринт ИАЭ-6010/2. М.,1996.
6. Stoika A. D., Strelkov A.V., Hetzelt M., Z.Physik B., V. 29 (1978), P. 349-325.
7. В. К. Игнатович, Ким Зун Бок, В.И.Лушиков и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-82-811, Дубна, 1982.
8. Стрелков А. В., в сб: Тр. IV школы по нейтронной физике, Алушта, 1990, С. 325-336
9. A.V.Strelkov, G. N. Nekhaev, V. N. Shvetsov et al., in: Proc of IV International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, April 27-30, 1996.
10. В.Е.Варламов, П. Гелтенборг, В. В. Несвижевский и др., ЖЭТФ, 114, вып. 3(9), 1998.
11. Al. Yu. Muzychka, Yu. N. Pokotilovski, P. Geltenbort, ЖЭТФ, 1999, том 115, вып. 1, стр. 141-148; JETP, V. 88, N 1 (1999), P. 79-83.
12. S. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky et al. ISINN-6, Dubna, May 13-16, 1998. P. 101-107.
13. Nesvizhevsky V. V., Strelkov A. V., Geltenbort P., Iaydjiev P. S., ILL Annual Report 1997, P. 62; ЯФ, 1999, Т. 62, С. 832-843; Препринт ОИЯИ РЗ-98-79, Дубна,1998.
14. Игнатович В. К., Физика ультрахолодных нейтронов, М.: Наука, 1986.
15. Golub R., Richardson D. J. and Lamoreaux S. K., Ultracold Neutrons, Adam Higler, Bristol, 1991.
16. P.Geltenbort, V. V. Nesvizhevsky, D. G. Kartashov et al., Pis'ma v ZhETF, vol. 70 (1999), iss.3. P. 175-180
17. V. V. Nesvizhevsky, ILL Preprint 93NE04T.
18. П. Гельтенборг, Д.Г.Карташов, Е.В.Лычагин и др. Препринт ОИЯИ РЗ-99-71, Дубна,1999.
19. Барабанов А. Л., Беляев С. Т. // ЯФ. 1999. Т. 62. N5. С.824-831.

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 марта 2001 года.

Лычагин Е.В. и др.

P3-2001-49

Исследование неупругого рассеяния ультрахолодных нейтронов с малой передачей энергии на поверхности твердых тел

Приведены результаты исследования неупругого рассеяния нейтронов с малой передачей энергии  $\sim 10^{-7}$  эВ с использованием гравитационного спектрометра. Измерена вероятность такого процесса на поверхности нержавеющей стали и бериллия, оценено значение вероятности для медной поверхности. Измерения показали, что соответствующий регистрируемый поток нейтронов, рассеянных на поверхности бериллия и меди, уменьшился примерно в два раза при изменении температуры от комнатной до азотной.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 99-02-16621, № 00-02-17772, № 01-02-06291) и INTAS (грант № 99-508).

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

#### Перевод авторов

Lychagin E.V. et al.

P3-2001-49

Investigation of Inelastic Scattering of Ultracold Neutrons with Small Energy Transfer at Solid State Surfaces

Inelastic scattering of neutrons with small energy transfer of  $\sim 10^{-7}$  eV was investigated using gravitational UCN spectrometer. The probability of such a process at stainless steel and beryllium surfaces was measured. It was also estimated at copper surface. The measurement showed that the detected flux of neutrons scattered at beryllium and copper surfaces is  $\sim 2$  times higher at room temperature compared to that at the liquid nitrogen temperature.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR, and supported by the RFBR (Projects No. 99-02-16621, No. 00-02-17772, No. 01-02-06291) and INTAS (Project No. 99-508).

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 10.04.2001

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 2,07

Тираж 305. Заказ 52586. Цена 2 р. 49 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области