

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ БЕРИЛЛИЯ

В. Е. Варламов^{а*}, П. Гельтенборг^{б†}, В. В. Несвижевский^а, Ц. Ц. Пантелеев^с,
М. Пендлебури^{д†}, А. П. Серебров^а, А. В. Стрелков^с, Р. Р. Тальдаев^а,
А. Г. Харитонов^а, В. Н. Швецов^с, К. Шрекенбах^{е†}

^а Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Российской академии наук
188350, Гатчина, Россия

^б Institut Max von Laue—Paul Langevin
38042, Grenoble, France

^с Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Россия

^д University of Sussex
Brighton BN1 9QH, UK

^е Technische Universität München
D-85747, Garching, Deutschland

Поступила в редакцию 12 января 1998 г.

Экспериментально исследована температурная зависимость фактора потерь ультрахолодных нейтронов за счет нагрева в область тепловых энергий на поверхности образца бериллия. Вероятность нагрева ультрахолодных нейтронов является аномально большой во всем измеренном температурном диапазоне, но особенно в области низких температур.

1. ВВЕДЕНИЕ

Условие полного отражения нейтронов от вещества при любых углах падения ограничивает их энергию сверху на уровне 10^{-7} эВ, что определяется величиной ядерного потенциала вещества. Такие нейтроны называются ультрахолодными и способны длительно удерживаться в герметичных сосудах [1, 2].

Теоретическое описание процесса отражения ультрахолодных нейтронов основано на решении уравнения Шредингера для плоской волны при взаимодействии с так называемым оптическим потенциалом. В рамках данной теории вероятность потерь нейтрона при отражении определяется фактором потерь $\eta = \text{Im } U / \text{Re } U$, где U — оптический потенциал, который при наличии поглощения в веществе должен быть комплексным. Проблема длительного удержания ультрахолодных нейтронов в ловушках напрямую связана с тем, что экспериментальные значения фактора потерь η на один-два порядка величины выше теоретических оценок, сделанных в предположении справедливости применения известных сечений взаимодействия нейтрона с веществом и для

*E-mail: varlamov@hcp486.npi.spb.ru

†P. Geltenbort, M. Pendlebury, K. Schreckenbach.

ультрахолодных нейтронов. Например, теоретическое значение фактора потерь из-за неупругого рассеяния для Ве составляет $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$ при $T = 300$ К, из-за радиационного захвата — $3 \cdot 10^{-7}$, в то время как эксперимент дает значения $\eta = (2-4) \cdot 10^{-4}$.

Существенный успех в решении данной проблемы был достигнут в работе [3], где было показано, что около 75% нейтронов покидают ловушку за счет неупругого рассеяния с нагревом в область тепловых энергий. Для объяснения полученного результата наиболее правдоподобной оказалась гипотеза о нагреве ультрахолодных нейтронов на водороде, содержащемся в приповерхностном слое вещества ловушки. Водород действительно был обнаружен методом ядерных реакций [4]. Однако, чтобы получить экспериментальную вероятность потерь, необходимая концентрация водорода должна быть слишком велика. В работе [5] было показано, что путем высокотемпературного прогрева образца Ве при $T = 1000$ К можно понизить значение фактора потерь η с $(2-3) \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ (измерения η сделаны при $T = 300$ К), причем в составе газа, десорбировавшегося с поверхности Ве, преобладали водород и вода.

Глубокое охлаждение ловушки с покрытием из напыленного Ве, предварительно обезгаженной до $\eta = 10^{-4}$ ($T = 300$ К), приводит [6] к дальнейшему понижению η до значения $3 \cdot 10^{-5}$. Следует отметить, что данное значение фактора потерь было достигнуто уже при $T = 77$ К и не менялось при дальнейшем понижении температуры до 6.5 К.

Интересные результаты были получены в ходе экспериментов в Гатчине [7], в которых изучалось хранение ультрахолодных нейтронов в ловушках из Ве. Основной вывод измерений: независимо от технологии покрытия ловушки (напыленная или целиком из Ве) и степени ее предварительного обезгаживания ($\eta = 6 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4}$ при $T = 300$ К) при понижении температуры ловушки до 13 К значение фактора потерь становится равным $3 \cdot 10^{-5}$, хотя по-прежнему экспериментальный результат на два порядка величины больше теоретической оценки.

Возможность нагрева ультрахолодных нейтронов на поверхности бериллиевой фольги, как причина их утечки при хранении, была исследована в работе [8]. В ней было показано, что при комнатной температуре нагрев ультрахолодных нейтронов определяет их потери при хранении. Однако при азотной температуре вероятность нагрева ультрахолодных нейтронов на бериллиевой фольге оказалась существенно меньше чем $3 \cdot 10^{-5}$ — вероятности потерь при хранении.

Тщательный анализ других возможных каналов утечки ультрахолодных нейтронов из ловушки, таких как суперслабый нагрев, загрязненность поверхности веществами с высоким сечением захвата, не выявил причину ограничения потерь на уровне $3 \cdot 10^{-5}$. Именно эти потери были охарактеризованы как аномальные.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью данной работы являлось изучение возможности проникновения ультрахолодных нейтронов в среду. Если ультрахолодный нейтрон проникает в бериллий, он будет, главным образом, нагрет, так как сечение нагрева для бериллия (выше температуры жидкого азота) превышает сечение захвата. Для нержавеющей стали, наоборот, преобладающим будет являться процесс захвата. Таким образом, изучая процесс нагрева ультрахолодных нейтронов на цельной бериллиевой фольге и на нержавеющей фольге, напыленной бериллием, можно увидеть значительную разницу в вероятности

нагрева ультрахолодных нейтронов, если процесс их аномальных потерь определяется процессом проникновения на глубину больше толщины напыления $\sim 3000 \text{ \AA}$.

Дополнительной целью эксперимента являлась проверка результатов работы [8], т. е. измерение вероятности нагрева ультрахолодных нейтронов на поверхности бериллия вблизи температуры жидкого азота.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данной работе исследовался процесс неупругого рассеяния (нагрева) ультрахолодных нейтронов на поверхности образцов, изготовленных из бериллия. Нами использовались два вида образцов Ве. Первый образец был изготовлен методом горячего проката из полученного прессованием порошкового дистиллированного бериллия с чистотой 99.59%. Основные примеси: Fe — 0.216%, Cu — 0.096%, Cr — 0.036%, Ni — 0.029% и Mn — 0.025%. Лента из Ве толщиной 0.1 мм и шириной 5 см после травления в растворе HNO_3 и промывки дистиллированной водой гофрировалась и вставлялась в специальную корзину, изготовленную из куска такой же ленты. Второй образец был изготовлен методом магнетронного напыления на гофрированную подложку из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм и шириной 5 см. Толщина слоя напыленного бериллия составила не менее 3000 \AA . Мишень магнетрона была изготовлена из Ве такой же чистоты, как и в первом случае. Общая площадь каждого из образцов составила 1 м².

Измерения проводились на высокопоточном реакторе ILL в Гренобле, Франция, инструмент PF2. Схема установки приведена на рис. 1. Исследуемые образцы размещались внутри сосуда хранения 2, изготовленного из полированной нержавеющей стали толщиной 1.5 мм и покрытого слоем напыленного Ве толщиной 3000 \AA . Сосуд хранения 2 был окружен счетчиками на основе ^3He для регистрации нагретых нейтронов.

Газ ультрахолодных нейтронов наполняет сосуд хранения 2 через клапан 5, на входе которого расположена разделительная алюминиевая мембрана 4 толщиной 100 мкм. Сосуд хранения 2 вместе с клапаном 5 образуют так называемый чистый объем, имеющий отдельную систему откачки 6, которая включает в себя прогреваемый вакуумный клапан и безмасляный насос (Dry Scroll Pump), обеспечивающий вакуум $6 \cdot 10^{-3}$ торр. Охлаждение чистого объема осуществлялось прокачкой по наружному змеевику 7 жидкого азота, а прогрев — электрическими нагревателями 8, обвивающими снаружи все его части. Обезгаживание образцов осуществлялось путем прогрева до $T = 650 \text{ K}$ с применением многократных промывок чистым газообразным гелием (гелиевая чистка). После окончания процедуры обезгаживания при $T = 650 \text{ K}$ прогреваемый вакуумный клапан чистого объема закрывался и оставался закрытым в процессе дальнейших измерений, чтобы обеспечить вакуумную гигиену. Температура контролировалась с помощью термпар, две из которых находились внутри сосуда хранения вблизи образца, а четыре остальных — в различных точках сосуда хранения снаружи.

Теплоизоляция 9 чистого объема изготовлена из асбеста и алюминиевой фольги. 48 вертикально расположенных цилиндрических счетчиков диаметром 20 мм и длиной 300 мм равномерно окружают сосуд хранения 2 и образуют основной элемент установки — счетчик нагретых нейтронов 11. Поскольку индивидуальные характеристики каждого из цилиндрических счетчиков немного различаются, были проведены их отбор и группировка по восьми секциям. Аноды счетчиков в секции объединены, а каждая секция счетчика имеет собственный предусилитель. Перед счетчиком нагретых нейтронов

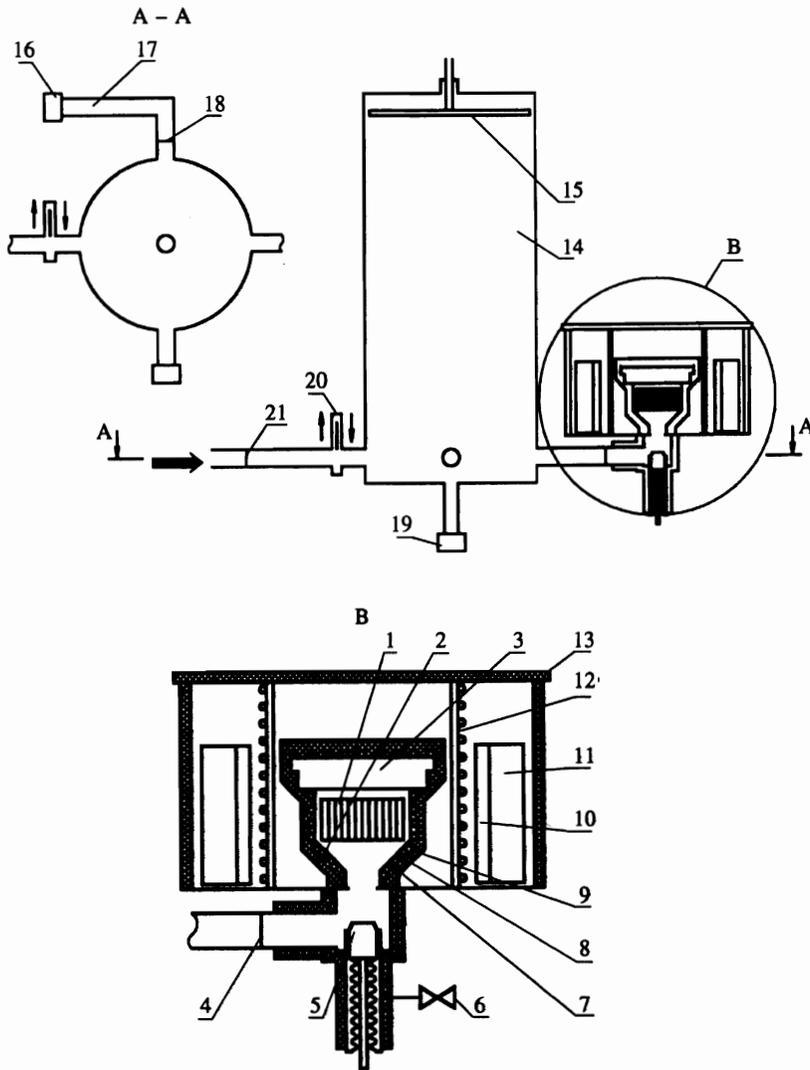


Рис. 1. Схема установки на реакторе ILL в Гренобле для изучения нагрева ультрахолодных нейтронов (жирная стрелка) на поверхности бериллия: 1 — исследуемая фольга из Be; 2 — сосуд хранения ультрахолодных нейтронов; 3 — камера счетчика нейтронов; 4, 21 — разделительные фольги из Al; 5, 20 — клапаны; 6 — вентиль откачки; 7 — система охлаждения; 8 — система прогрева; 9 — тепловая изоляция; 10 — камера фильтра BF_3 ; 11 — счетчик нагретых нейтронов; 12 — медный тепловой экран; 13 — защита детектора от нейтронов; 14 — сосуд предварительного хранения; 15 — полиэтиленовый поглотитель; 16, 19 — мониторные детекторы ультрахолодных нейтронов; 17 — изогнутый нейтронвод; 18 — бериллиевая фольга толщиной 56 мкм

11 располагается камера фильтра 10 — цилиндрическая полость толщиной 4 см, заполняемая BF_3 , обогащенным ^{10}B до 85%. Это устройство служит для измерения средней энергии нагретых нейтронов. Скорость нагретых нейтронов можно определить из зависимости пропускания фильтра от давления BF_3 . Медный экран 12 толщиной 1.5 мм подключен к системе охлаждения — нагрева и предназначен для стабилизации температуры счетчика 11 в то время, когда сосуд хранения нагревается или охлаждается.

Счетчик нагретых нейтронов окружен защитой 13, изготовленной из листовой борированной резины толщиной 10–15 мм. Нижняя часть защиты, тесно примыкающая к прогреваемым частям установки, выполнена из листового кадмия толщиной 1 мм.

4. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Наличие в спектре ультрахолодных нейтронов даже небольшого количества нейтронов с энергией, превышающей граничную энергию бериллия, представляет серьезную проблему. Надбарьерные нейтроны, проникающие в объем образца, будут создавать ложный эффект.

Необходимость надежного подавления ультрахолодных нейтронов с энергией, превышающей граничную энергию Be , обусловила появление в составе экспериментальной установки сосуда предварительного хранения 14. Это цилиндр высотой 2 м и диаметром 0.6 м, изготовленный из полированной нержавеющей стали. Подвешенный на штоке полиэтиленовый поглотитель нейтронов 15 позволяет удалить из объема хранения нейтроны, которые обладают достаточной энергией, чтобы подняться в гравитационном поле выше поглотителя. При выбранной высоте поглотителя 1.8 м формируется спектр ультрахолодных нейтронов с верхней границей 185 нэВ.

Нейтроны транспортировались от источника ультрахолодных нейтронов по нейтронному каналу из нержавеющей стали с алюминиевой разделительной фольгой. Контроль интенсивности ультрахолодных нейтронов в сосуде предварительного хранения 14 осуществлялся с помощью двух мониторных счетчиков на основе ^3He . Расположенный под днищем сосуда 14 счетчик 19 с алюминиевым входным окном площадью 2 см^2 измеряет поток ультрахолодных нейтронов с энергией, превышающей граничную энергию алюминия. Один из выходов сосуда 14 перекрыт фольгой из Be толщиной 56 мкм. Счетчик 16 с алюминиевым входным окном площадью 50 см^2 располагается на конце изогнутого под 90° нейтронного канала 17. Такая конфигурация позволяет измерять поток ультрахолодных нейтронов, проникших сквозь бериллиевую фольгу, и избавиться от неизбежного фона остальных ультрахолодных нейтронов, нагреваемых на поверхности фольги. Временные зависимости интенсивностей регистрации нейтронов во время одного цикла измерений приведены на рис. 2. Временная диаграмма начинается с момента открытия входного клапана 20. Процесс заполнения сосудов хранения нейтронами продолжается в течение 100 с, затем клапан 20 закрывается. Полное время цикла составляет 310 с.

Отношение интенсивностей регистраций бериллиевым и алюминиевым мониторными счетчиками в течение первых 100 с цикла позволяет оценить долю ультрахолодных нейтронов с энергией, превышающей граничную энергию бериллия. С учетом отношения площадей входных окон мониторных счетчиков эта доля составляет 0.7%. Дальнейший анализ показывает, что число надбарьерных нейтронов в течение нескольких секунд уменьшается до пренебрежимо малых величин с показателем экспоненты убывания равным 0.7 с. Доля надбарьерных нейтронов через 10 с после закрытия шибера

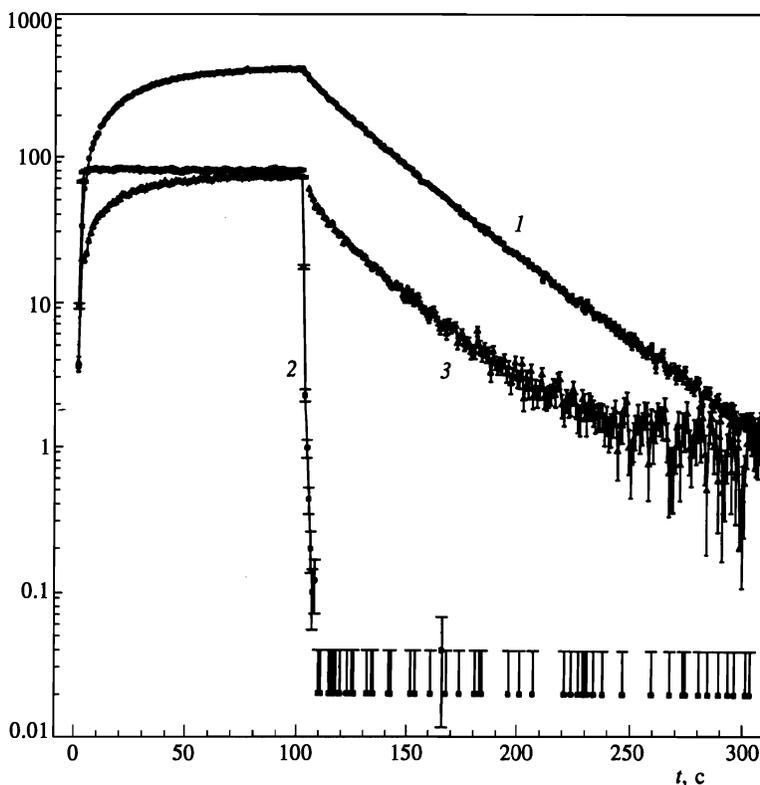


Рис. 2. Зависимость интенсивности регистрации нейтронов от времени во время одного цикла измерений: 1 — мониторингный счетчик ультрахолодных нейтронов с алюминиевой фольгой (19 на рис. 1); 2 — мониторингный счетчик ультрахолодных нейтронов (16, рис. 1); 3 — счетчик нагретых нейтронов (11, рис. 1)

(т. е. на 110-й секунде временной диаграммы, рис. 2) становится меньше 10^{-6} . Таким образом, работа с нейтронами, зарегистрированными после 110-й секунды временной диаграммы цикла, дает полную гарантию отсутствия вклада надбарьерных нейтронов. В дальнейшей обработке, как правило, использовался интегральный счет нагретых нейтронов со 110-й секунды по 210-ю. Интегральный счет нагретых нейтронов за интервал с 0-й секунды по 100-ю примерно в пять раз больше, однако за этот интервал времени около 0.7% надбарьерных нейтронов проникают в объем с бериллиевой фольгой. Как показал анализ полученных данных, отношение интегральных счетов с хорошей точностью является константой во всем интервале исследуемых температур. Таким образом, результаты, полученные для интервала 0–100 с, идентичны результатам для интервала 110–210 с, однако их статистическая точность более чем в два раза выше. В дальнейшем анализе будем в некоторых случаях использовать более статистически точные данные, так как отсутствие ложного эффекта в этих данных надежно доказано экспериментом.

Полученные интегральные кривые счета нагретых на поверхности образца нейтронов были перекалиброваны в значения безразмерного параметра η — фактора потерь. В качестве так называемого калибровочного источника нагретых нейтронов использовался газообразный ^4He высокой чистоты, поскольку он инертен и не захватывает ней-

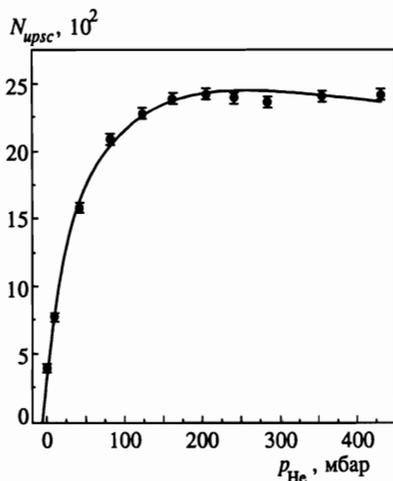


Рис. 3. Зависимость скорости счета нагретых нейтронов от давления ^4He в сосуде хранения ультрахолодных нейтронов; $N_0 = 30175(2920)$ нейтронов; $\tau_{upsc}^{-1} = 0.0145(0.0018) \text{ c}^{-1}$; $\tau_f = 8.76(1.4) \text{ c}$; $\tau_{eff} = 0.28(0.07) \text{ c}$

тронов. Неупругое взаимодействие атомов ^4He с ультрахолодными нейтронами описывается простой теорией. Для практических расчетов используется параметр $(p\tau)_{He}$, экспериментальное значение которого равно 467 ± 33 мбар·с [9].

Методика калибровки по ^4He заключается в следующем: скорость счета нагретых ультрахолодных нейтронов пропорциональна вероятности нагрева и плотности нейтронов в сосуде хранения:

$$N_{upsc} = (\tau_{upsc}^{-1} + \tau_{He}^{-1}) \frac{N_0}{1 + \tau_f(\tau_{upsc}^{-1} + \tau_{He}^{-1})} \exp \left[-\frac{p_{He}\tau_{eff}}{(p\tau)_{He}} \right], \quad (1)$$

где первый множитель есть вероятность нагрева, второй описывает зависимость плотности ультрахолодных нейтронов в сосуде хранения от фактора полных потерь и размера входного отверстия, третий множитель учитывает потери ультрахолодных нейтронов на участке нейтропровода перед сосудом хранения, $\tau_{upsc}^{-1} = \eta_{ie}\bar{\gamma}$, $\tau_{He}^{-1} = p_{He}/(p\tau)_{He}$, η_{ie} — фактор потерь, определяемый нагревом ультрахолодных нейтронов, $\bar{\gamma}$ — усредненное по спектру произведение спектральной функции потерь на частоту столкновений ультрахолодных нейтронов в сосуде хранения, или так называемая эффективная частота соударений, p_{He} — давление ^4He , τ_f — геометрическое время наполнения сосуда хранения, τ_{eff} — время транспортировки ультрахолодных нейтронов между фольгой 4 и входом в сосуд хранения 2, N_0 — произведение плотности ультрахолодных нейтронов в сосуде предварительного хранения, эффективности регистрации нагретых нейтронов и эффективного телесного угла. Неизвестные параметры N_0 , τ_f и τ_{eff} можно определить в результате фитирования экспериментально измеренной зависимости $N_{upsc}(p_{He})$ теоретической зависимостью (1). Зависимость скорости счета нагретых нейтронов от давления ^4He представлена на рис. 3. Сплошная кривая относится к зависимости (1). Значения параметров подгонки приведены в подписи к рис. 3. Положив в выражении (1) $p_{He} = 0$ и выделив фактор потерь η , получим выражение для перекалибровки значений N_{upsc} в значения η :

$$\eta_{ie} = \frac{N_{upsc}}{N_0} \frac{1}{\bar{\gamma}} \frac{1}{1 - N_{upsc}\tau_f/N_0}. \quad (2)$$

Средняя эффективная частота $\bar{\gamma}$ столкновений ультрахолодных нейтронов в сосуде хранения является расчетным параметром и в нашем случае составляет $\bar{\gamma} = 120 \pm 8$. Погрешность расчета определяется неточностью знания верхней границы спектра ультрахолодных нейтронов в ловушке.

Корректная процедура калибровки фактора потерь на бериллиевой фольге по нейтронам, нагретым на газообразном гелии, требует знания конечной энергии нейтронов, нагретых на фольге и гелии, так как эффективность детектора может зависеть от энергии. В нашем эксперименте это обстоятельство было исследовано с помощью измерения пропускания нагретых нейтронов через фильтр с изменяемым давлением $^{10}\text{BF}_3$ [10]. Было установлено, что зависимость от давления $^{10}\text{BF}_3$ в обоих случаях практически идентична, поэтому нет необходимости при калибровке делать поправку на энергетическую зависимость детектора. Однако следует заметить, что вывод об энергии нейтронов, нагретых на бериллии, не может быть сделан, так как между сосудом хранения и детекторами имеется достаточное количество материала для термализации нейтронов.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментально полученные значения скорости счета нагретых нейтронов $N_{\text{нас}}$ были перекалиброваны в значения безразмерного фактора потерь η согласно выражению (2). На рис. 4 представлена температурная зависимость парциального фактора потерь ультрахолодных нейтронов η_{ie} за счет нагрева на поверхности катаной бериллиевой фольги (светлые точки) и на поверхности напыленного Ве (темные точки). Величина фактора потерь за счет нагрева ультрахолодных нейтронов при комнатной температуре составляет $\eta_{ie}(300\text{ K}) = (1.39 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$ и $(1.47 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$ соответственно для напыленного и катаного образцов, а при $T = 90\text{ K}$ эти величины равны $(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ и $(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$. Точность представленных результатов определяется точностью метода калибровки. Температурные зависимости были измерены при охлаждении и отогреве образцов. Представлены усредненные по температуре зависимости, которые позволяют устранить динамический эффект, так называемый температурный гистерезис. На рис. 4 для экспериментальных температурных зависимостей парциального фактора потерь η_{ie} указаны только статистические ошибки измерений, полные ошибки измерений приведены в тексте.

Как будет показано ниже, измеренная вероятность нагрева не может быть объяснена неупругим рассеянием на бериллии. Привлекая гипотезу о нагреве ультрахолодных нейтронов на водороде, содержащемся в приповерхностном слое, важно понять соотношение между вероятностью процессов захвата и нагрева.

Для оценки относительной доли процесса захвата на водороде в полном факторе потерь воспользуемся результатами работы [11], где при $T = 300\text{ K}$ было экспериментально определено отношение сечения неупругого рассеяния к сечению поглощения на водороде, растворенном в приповерхностном слое образца Ве: $\sigma_{ie}^H / \sigma_a^H = 20.6 \pm 0.5$. Оценим фактор потерь за счет захвата для наших образцов: $\eta_a^H = 1.5 \cdot 10^{-4} / 20.6 = 0.7 \cdot 10^{-5}$. Тогда полный фактор потерь будет при комнатной температуре $(1.46 \pm 0.18) \cdot 10^{-4}$ и $(1.54 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$ соответственно для напыленного и катаного образцов, а при $T = 90\text{ K}$ составит $(2.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ и $(3.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами измерений полных потерь в напыленной бериллием ловушке из нержавеющей стали [6] и в ловушке, целиком изготовленной из бериллия [7], где значения

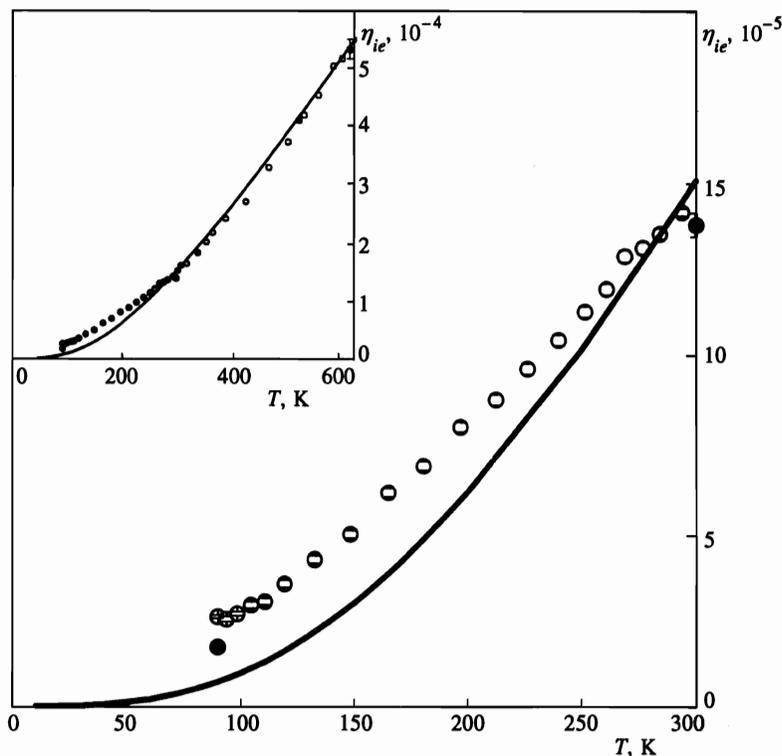


Рис. 4. Температурная зависимость фактора потерь ультрахолодных нейтронов из-за нагрева на поверхности образцов Ве: светлые кружки — катаная бериллиевая фольга, темные кружки — фольга из нержавеющей стали с напыленным бериллием; сплошная кривая — теоретическая зависимость фактора потерь ультрахолодных нейтронов согласно выражению (4)

фактора полных потерь составили $\eta(77 \text{ K}) = 3 \cdot 10^{-5}$ и $\eta(300 \text{ K}) = 1 \cdot 10^{-4}$. Сравнение факторов потерь при $T = 90 \text{ K}$ показывает, что неупругое рассеяние является основным процессом, ограничивающим время удержания ультрахолодных нейтронов в ловушках с бериллиевым покрытием даже при температуре жидкого азота.

6. РАСЧЕТЫ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПО ДЕБАЕВСКОЙ МОДЕЛИ

В эксперименте по пропусканию очень холодных (10–15 м/с) нейтронов через бериллиевые образцы [12] было показано, что ход температурной зависимости сечения неупругого рассеяния на бериллии неплохо описывается моделью Дебая в некогерентном приближении. Однако расчет вероятности потерь при отражении ультрахолодных нейтронов от бериллия из-за тепловых колебаний кристаллической решетки дает величину значительно меньше экспериментально наблюдаемой, поэтому приходится привлекать гипотезу о рассеянии на водороде, растворенном в бериллии, сечение которого значительно больше.

Согласно результатам работы [13], поток нейтронов, нагретых на физически сорбированном (слабо связанным с поверхностью) водороде, должен иметь достаточно слабую

корневую зависимость от температуры. Довольно резкий характер зависимости фактора потерь от температуры позволяет сделать вывод, что наблюдаемый нагрев ультрахолодных нейтронов обусловлен водородом, сильно связанным с поверхностью. Попытка описать в рамках дебаевской модели зависимость неупругого сечения на атоме водорода, который жестко связан в кристаллической решетке бериллия, выглядит логичной, жесткость связи водорода с бериллием предполагает, что атом водорода совершает колебания с частотами, характерными для бериллия. Тогда для сечения неупругого одонофонного рассеяния в приближении Дебая можно получить выражение [14]

$$\sigma_{ie}^H(E_0) = \sigma_0^H \frac{1}{M} \int_0^\theta \sqrt{\frac{E}{E_0}} \exp\left(-\frac{E}{\epsilon M}\right) \frac{3E^2 dE}{\theta^3(\epsilon^{E/T} - 1)}, \quad (3)$$

где $\sigma_0^H = 80$ б — сечение некогерентного рассеяния на связанном атоме водорода, E_e и E — энергия соответственно налетающего и неупруго рассеянного нейтронов в единицах температуры (градусах Кельвина), $M = 1$ — относительная масса атома водорода, θ и ϵ — параметры дебаевской модели. Ход теоретической зависимости фактора потерь, описываемый выражением (3), показан на рис. 4 сплошной линией. Теоретическое значение сечения неупругого рассеяния на водороде, вычисленное согласно (3) и приведенное к тепловой скорости нейтрона, составляет 4.4 б при $T = 300$ К. Для сравнения приведем значение этого сечения, вычисленное из экспериментальных данных в работе [11]: $\sigma_{ie}(300 \text{ К}) = 6.8 \pm 0.2$ б.

Поскольку вклад сечения неупругого рассеяния на водороде в фактор потерь η_{ie} определяется концентрацией водорода в приповерхностном слое:

$$\eta_{ie}(T) = \frac{c_H \sigma_{ie}^H(T) + \sigma_{ie}^{Be}(T)}{2\lambda b_{coh}^{He}} \approx \frac{c_H \sigma_{ie}^H(T)}{2\lambda b_{coh}^{Be}}, \quad (4)$$

где c_H — концентрация атомов водорода, отнесенная к концентрации атомов Ве, λ — длина волны ультрахолодных нейтронов, b_{coh}^{Be} — длина когерентного рассеяния на Ве, то фитирование экспериментальных значений $\eta_{ie}(T)$ теоретической зависимостью вида (4) позволяет определить концентрацию водорода c_H . В нашем случае необходимая концентрация водорода составляет 96%, что соответствует $\sim 10^{17}$ см⁻² атомов водорода в приповерхностном слое толщиной 100 А.

Присутствие такого количества водорода в приповерхностном слое Ве кажется маловероятным. Прямого измерения количества водорода на поверхности Ве не проводилось. Однако данные, полученные методом ядерных реакций [15] на ряде других материалов (Cu, Ni, Pb, Al), свидетельствуют, что концентрация водорода в приповерхностном слое составляет $(2-4) \cdot 10^{15}$ см⁻². Это существенно меньше значения концентрации, требуемой для объяснения измеренного нами фактора потерь для образцов Ве.

Поскольку фактор потерь η_{ie} пропорционален произведению концентрации водорода на сечение неупругого рассеяния, то, в принципе, могут существовать два возможных объяснения такого большого значения фактора потерь. Первое — действительно, концентрация водорода в приповерхностном слое Ве находится на уровне 100%. Это необходимо проверить прямыми измерениями, которые планируется провести в ближайшее время. Второе — концентрация водорода мала, но сечение неупругого рассеяния на водороде усилено. Возможный механизм такого усиления обсуждался недавно в работах [16–18], где было показано, что полное сечение для ультрахолодных нейтро-

нов, взаимодействующих с примесями в среде, может быть значительно усилено, когда нейтроны являются подбарьерными по отношению к оптическому потенциалу среды.

Заметим, что описание хода температурной зависимости нагрева ультрахолодных нейтронов в рамках дебаевской модели является удовлетворительным только в области высоких температур. Вблизи температуры 100 К расчетное и экспериментальное сечения различаются в несколько раз (см. рис. 4).

Разница в вероятностях нагрева для цельной и напыленной фольг не является существенной и составляет не более 30–40%. Поэтому, если проникновение ультрахолодных нейтронов в вещество существует, оно достаточно быстро ослабляется с глубиной материала.

Сравнительный эксперимент по изучению процесса нагрева ультрахолодных нейтронов на цельной бериллиевой фольге и на фольге из нержавеющей стали, напыленной бериллием, позволяет сделать оценку вероятности малого нагрева ультрахолодных нейтронов, если такой процесс существует. В случае малого нагрева ультрахолодных нейтронов, например до 10 м/с, нейтрон проникнет в вещество фольги. Он будет нагрет до тепловой энергии в цельной бериллиевой фольге, но захвачен в фольге из нержавеющей стали с бериллиевым покрытием. Отсутствие разности скоростей счета нагретых нейтронов (с точностью 10%) в экспериментах с разными фольгами позволяет оценить верхний предел вероятности малого нагрева на уровне $4 \cdot 10^{-5}$ на один удар.

7. ВЫВОДЫ

Экспериментально изучено поведение парциального фактора потерь ультрахолодных нейтронов за счет нагрева при взаимодействии с поверхностью образцов Ве.

1. Полученные результаты свидетельствуют, что процесс неупругого рассеяния на водороде является определяющим фактором потерь ультрахолодных нейтронов при их хранении в бериллиевых ловушках (или в ловушках с бериллиевым покрытием) даже при температуре жидкого азота. Таким образом, процесс аномальных потерь при температуре около 80 К экспериментально установлен. Полученный результат не подтвердил результат работы [8].

2. Вероятность нагрева ультрахолодных нейтронов является аномально большой во всем измеренном температурном диапазоне, но особенно в области низких температур.

3. Сделано предположение о том, что полученные значения фактора потерь на поверхности Ве можно объяснить не аномально высокой концентрацией водорода в приповерхностном слое образца Ве, а усилением сечений неупругого рассеяния и поглощения на водороде, который является малой примесью по отношению к бериллию [16–18].

Эксперимент выполнен при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 92-02-18663) и INTAS (грант № 93-0298). Авторы благодарны С. Ньюмайеру (S. Neumaier) за помощь во время эксперимента в Гренобле и всем нашим коллегам за полезные обсуждения и интерес к этой работе.

Литература

1. В. И. Лушиков, Ю. Н. Покотиловский, А. В. Стрелков и др., Письма в ЖЭТФ **9**, 40 (1969).
2. A. Steyerl, Phys. Lett. B **29**, 33 (1969).
3. А. В. Стрелков, М. Хетцельт, ЖЭТФ **74**, 23 (1978).
4. W. A. Lanford and R. Golub, Phys. Rev. Lett. **39**, 1509 (1977).
5. Ю. Ю. Косвинцев, В. И. Морозов, Г. И. Терехов, Атомная энергия **55**, 288 (1983).
6. P. Aegeron, W. Mampe, and A. I. Kilvington, Z. Phys. B **59**, 261 (1985).
7. В. П. Алфименков, В. В. Несвижевский, А. П. Серебров и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 92 (1992).
8. В. К. Игнатович, Ким Зун Бок, В. И. Лушиков и др., Сообщения ОИЯИ № Р3-82-811 (1982).
9. Ю. Ю. Косвинцев, Ю. А. Кушнир, В. И. Морозов и др., *Нейтронная физика*, т. 1, ЦНИИ-атоминформ, Москва (1980), с. 130.
10. С. Д. Калчев, А. В. Стрелков, Г. И. Терехов, Сообщения ОИЯИ № Р2-90-120 (1990).
11. L. Bondarenko, S. Chemyavsky, A. Fomin et al., Physica B **234-236**, 1189 (1997).
12. I. S. Altarev, A. I. Egorov, V. F. Ezhov et al., Препринт ЛИЯФ АН СССР № 246 (1976).
13. D. I. Blokhintsev and N. M. Plakida, Phys. Stat. Sol. (b) **82**, 627 (1977).
14. В. Ф. Турчин, *Медленные нейтроны*, Госатомиздат, Москва (1963), с. 197.
15. P. H. La Marche, W. A. Lanford, and R. Golub, Nucl. Inst. Meth. **189**, 533 (1981).
16. A. P. Serebrov, in *Proceedings of International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Dubna (1997) p. 67.
17. А. Р. Серебров, Препринт ПИЯФ РАН № 2193 (1997).
18. А. Р. Серебров and N. V. Romanenko, Препринт ПИЯФ РАН № 2194 (1997).