

УДК 53.083.9

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ОЧЕНЬ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2011 г. Ю. Н. Покотиловский, М. И. Новопольцев*, Р. Geltenbort**, Т. Brenner**

Объединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

**Мордовский университет, Россия, 430005, Саранск, ул. Большевикская, 68*

***Institut Laue-Langevin, BP156, 38042, Cedex 9, Grenoble, France*

Поступила в редакцию 11.05.2010 г.

Описан времяпролетный спектрометр для области энергий нейтронов 0.05–2.5 мкэВ и представлены результаты его тестирования при измерении полных и дифференциальных нейтронных сечений ряда материалов, важных для экспериментов в физике ультрахолодных нейтронов: алюминия, меди, кремния, циркония, полиэтилена, ${}^6\text{LiF}$ и фторполимеров.

ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодные нейтроны (у.х.н., энергия ≤ 0.25 мкэВ) [1–7] могут быть удерживаемы в замкнутых объемах в течение длительного времени, достигающего времени β -распада нейтрона. Благодаря этому явлению у.х.н. нашли применение в исследованиях фундаментальных свойств нейтрона: поиску электрического дипольного момента нейтрона и измерения времени жизни нейтрона [8–10]. Примеры применения нейтронов очень низких энергий (в микроэлектронвольтовом диапазоне и ниже) для исследований в физике конденсированного состояния вещества редки [11, 12].

Благодаря очень низкой энергии нейтронов, в принципе, достижимо высокое разрешение по энергии и переданному импульсу ~ 1 нэВ и $\sim 10^{-4}$ Å $^{-1}$, соответственно.

Это открывает новые возможности в исследованиях надмолекулярной структуры и динамики вещества благодаря высокой чувствительности очень медленных нейтронов к рассеянию на объектах размером 10–1000 Å $^{-1}$. Последнее особенно интересно для исследований “мягкой материи” в физике полимеров и биологии, где медленное движение больших молекул и кластеров представляет одну из наиболее интересных и мало исследованных областей.

Единственной причиной столь скромного масштаба таких исследований является низкая интенсивность нейтронных потоков в этом диапазоне энергий.

Наилучший источник нейтронов в этом диапазоне энергий (в Институте Лауэ-Ланжевена [13]) дает ~ 50 н/(см 2 с нэВ) в максимуме нейтронного спектра вблизи 750 нэВ ($v \sim 12$ м/с) с плотностью нейтронов в режиме хранения ~ 40 см $^{-3}$.

Сейчас ожидается значительный прогресс в интенсивности потоков нейтронов очень низких энергий после введения в строй новых источников у.х.н. [14–16].

Это станет возможным с использованием для генерации очень холодных нейтронов наиболее эффективных холодных замедлителей: твердого дейтерия или твердых дейтеро-углеводородов при низких температурах $\sim (5–10)$ К [17–22]. Поэтому уже сейчас своевременна разработка методов и аппаратуры для исследований в области конденсированного состояния вещества с применением очень медленных нейтронов. Малая энергия нейтронов требует некоторой модификации приемов, используемых при спектрометрии в области тепловых и холодных нейтронов.

ОПИСАНИЕ СПЕКТРОМЕТРА

Существенным недостатком времяпролетных спектрометров нейтронов с горизонтальным расположением пролетной базы в применении к у.х.н. [23, 24] является необходимость иметь в пролетной базе нейтронпровод, удерживающий нейтроны от падения в поле тяжести (на длине пролетной базы 1 м нейтрон со скоростью 5 м/с падает в поле тяжести на 20 см). Отражаясь при всех углах падения на поверхность, у.х.н., как правило, испытывают много соударений со стенками нейтронпроводов на длине пролетной базы.

Незеркальное отражение нейтронов от поверхности, происходящее с заметной вероятностью даже в лучших зеркальных нейтронпроводах, изменяет измеряемую величину продольной компоненты скорости нейтронов. Более того, в относительно длинных нейтронпроводах с большим числом отражений нейтрона от стенок нейтронвода на пути от прерывателя до детектора, диф-

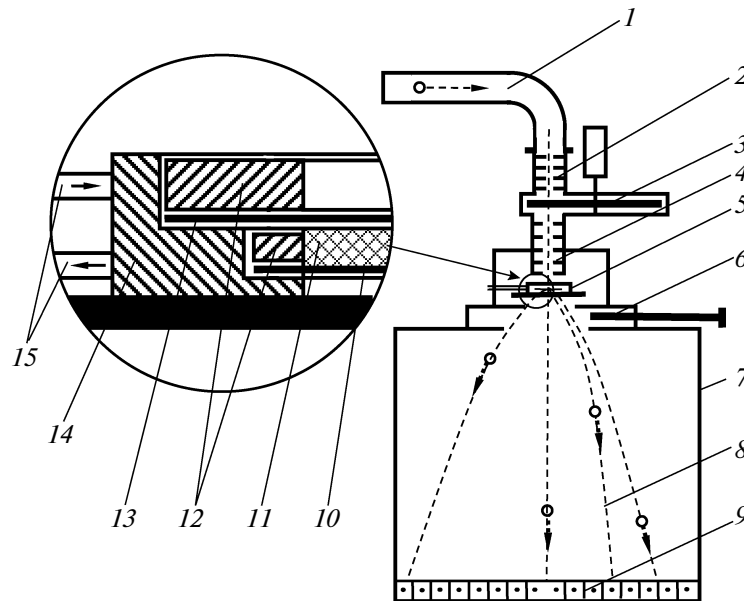


Рис. 1. Схема спектрометра: 1 – нейтронный канал; 2, 4 – коллиматоры; 3 – прерыватель; 5 – держатель образца; 6 – вакуумный клапан VAT BT160; 7 – вакуумная труба пролетной базы; 8 – траектории нейтронов; 9 – кольцевой координатный детектор нейтронов; 10, 13 – кремниевые пластины; 11 – образец; 12 – медные кольца; 14 – медный держатель; 15 – жидкий азот.

фузное рассеяние части нейтронов приводит к тому, что нейтронный канал действует как накопительная камера. Это явление усиливается тем, что нейтроны наиболее низких энергий отражаются от поверхности входных окон детекторов. Все это приводит к задержке рассеянных нейтронов и к искажениям в измеренном спектре. Поэтому нами ранее [25] во времяпролетной спектрометрии с горизонтальным нейтронным каналом в пролетной базе использовались самые короткие из возможных нейтронные каналы (длиной < 50 см), специальный детектор, не отражающий нейтроны, и наиболее быстрая модуляция пучка для достижения приемлемого разрешения $\sim 2\text{--}3$ нэВ.

В описываемом спектрометре использована вертикальная геометрия расположения пролетной базы с горизонтально расположенным детектором большой площади, исключая необходимость нейтронного канала. Кроме того, нейтроны ускоряются на пролетной базе между образцом и детектором в поле тяжести, в результате вероятность отражения нейтрона от поверхности входного окна детектора падает практически до нуля.

В отличие от описанных ранее вертикальных времяпролетных спектрометров медленных нейтронов [26, 27] с расположением пролетной базы до образца, в настоящем спектрометре пролетная база находится после образца. Это позволяет измерять угловые распределения рассеянных нейтронов и, в принципе, измерять дваждыдифференциальные сечения рассеяния $d^2\sigma/d\Omega d\varepsilon$ при условии монохроматизации падающего на обра-

зец пучка нейтронов. Осевая симметрия по отношению к вектору ускорения свободного падения нейтронов позволяет без искажений измерять угловые распределения рассеяния коллимированного пучка нейтронов координатным детектором.

Контроль угловых распределений рассеяния необходим также в тех случаях измерения полных сечений, когда нужно разделить упругую и неупругую компоненты в полном сечении: при очень малых энергиях упругое рассеяние происходит, в основном, на неоднородностях и может быть выделено в угловых распределениях.

Схема спектрометра показана на рис. 1. Нейтроны поступают по загнутому на 90° нейтронному каналу 1 в коллиматор 2 и затем к прерывателю 3 коллимированного пучка. Дополнительная коллимация пучка нейтронов осуществляется коллиматором 4, расположенным после прерывателя. Исследуемые образцы 11 находятся в держателе образца 5 внутри вакуумной камеры и могут охлаждаться до низких температур путем прокачки жидкого азота через держатель образца. Детали держателя образца, показанные на вставке рис. 1, служат для лучшего обеспечения температурного режима. Прошедшие сквозь образец рассеянные нейтроны попадают в вертикальную вакуумированную пролетную базу 7 и движутся по параболическим траекториям 8 в гравитационном поле Земли. Ось этих параболических траекторий совпадает с вертикальной осью кольцевого детектора.

Нейтроны регистрируются горизонтально расположенным газовым координатным детектором 9,

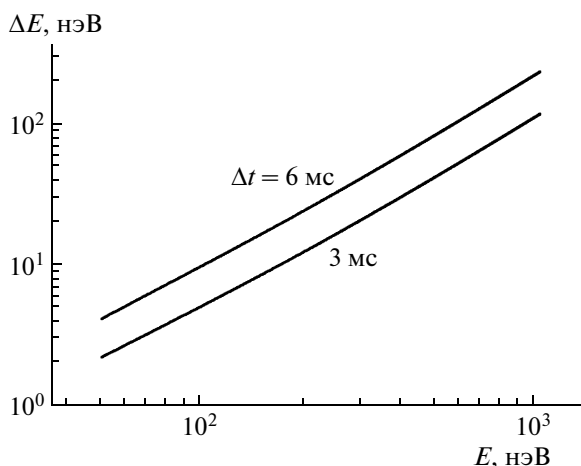


Рис. 2. Рассчитанное энергетическое разрешение при длине пролетной базы 79 см.

имеющим кольцевую геометрию (радиальная ширина кольцевых счетчиков 3.4 см, максимальный радиус 29 см). Вертикальное расстояние от плоскости прерывателя до плоскости детектора может быть равным 79 или 160 см, последний вариант еще не испытывался.

Между времяпролетным объемом 7 и держателем образцов 5 находится вакуумный клапан большого диаметра (VAT DN 160), позволяющий смену образцов без напуска атмосферного воздуха в объем 7.

Диаметр сменных дисков прерывателя, изготовленных из поливинилхлорида толщиной 3 мм, покрытого гадолинийсодержащей краской, равен 42.8 см. Частота вращения прерывателя может варьироваться в пределах от 3 до 8 Гц и стабилизируется с относительной погрешностью $\sim 2 \cdot 10^{-4}$. Для вращения используется мотор постоянного тока СП-361, вращение вводится в вакуум с помощью магнитной муфты.

Трапециевидные окна в прерывателе имеют ширину 2, 4 и 8 см, что соответствует ~ 2 , 4 и 8% времени открытого пучка по отношению к периоду прерывателя. Для балансирования диска использовались свинцовые накладки на диск.

Стартовый сигнал с вращающегося диска создается светодиодом сквозь щель, просверленную в диске на стороне, противоположной от окна прерывателя.

Кольцевой координатный детектор, содержащий восемь колец, имеет толщину 1 см и заполняется смесью 50% ^3He и 50% CF_4 (на первом этапе использовался газ $^{10}\text{BF}_3$) до давления ~ 100 мбар. Это соответствует $n\sigma \sim 1.5$ для нейтронов со скоростью 10 м/с.

В качестве мембраны входного окна детектора используется алюминиевая фольга толщиной 100 мкм, поддерживаемая решеткой из нержавеющей

стали. Внутренняя поверхность времяпролетного объема и поверхность решетки из нержавеющей стали покрыта полиэтиленом для предотвращения отражения нейтронов очень низких энергий.

Этот спектрометр уже использовался для измерений полных и дифференциальных сечений. В дальнейшем предполагаются измерения дваждыдифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega d\epsilon$.

Из выражений для вертикальной и горизонтальной компонент скорости нейтрона

$$v_{\text{vert}} = \frac{h}{t} - \frac{gt}{2}, \quad v_{\text{hor}} = \frac{r}{t}, \quad (1)$$

где h – вертикальное расстояние от плоскости прерывателя до плоскости детектора, t – время пролета от прерывателя до детектора, r – радиальная координата регистрации нейтрона, g – ускорение свободного падения, имеем:

$$v = \left(\frac{r^2 + h^2}{t^2} - gh + \left(\frac{gt}{2} \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Погрешность в определении скорости, зависящая от неопределенности в h , t и r , равна

$$\Delta v_h = \frac{2h - gt^2}{2vt^2} \Delta h, \quad \Delta v_t = \frac{(gt^2)^2 - 4(r^2 + h^2)}{4vt^3} \Delta t, \quad (3)$$

$$\Delta v_r = \frac{r}{vt^2} \Delta r.$$

Ошибка в определении горизонтальной координаты определяется шириной кольца детектора ΔR и неопределенностью, возникающей из-за конечной коллимации $\Delta\theta$ падающего пучка нейтронов, равной $\Delta\theta(r^2 + h^2)/h$.

Погрешности в определении энергии нейтронов показаны на рис. 2 при $\Delta t = 3$ и 6 мс, $h = 79$ см, $\Delta R = 1.7$ см и $\Delta h = 0.5$ см и типичном угле коллимации 0.06 рад. Эти ошибки слабо зависят от радиуса детекторов R , основная неопределенность исходит от Δt .

Переданный волновой вектор Q при рассеянии на угол θ равен

$$\sin\theta = \frac{r}{vt}, \quad Q = 2k \sin(\theta/2), \quad (4)$$

где волновой вектор $k(\text{\AA}^{-1}) = 1.588 \cdot 10^{-5} v$ (см/с).

Выражения для неопределенности в ΔQ с учетом конечной коллимации $\Delta\theta$ первичного пучка и неопределенностей в h , t и r , довольно сложны и здесь не приводятся. Результаты расчета зависимости Q и ΔQ от энергии показаны на рис. 3 для двух значений радиуса колец нейтронного детектора: 6.6 и 27 см, $h = 79$ см, $\Delta\theta = 0.06$ рад и $\Delta t = 3$ мс.

Испытания включали исследование свойств координатного газового детектора нейтронов, заполняемого разными газами: обогащенным $^{10}\text{BF}_3$ и смесью ^3He и CF_4 , оптимизацию коллиматоров и тестовые измерения полных и дифференциальных сечений на разных образцах. Существенны-

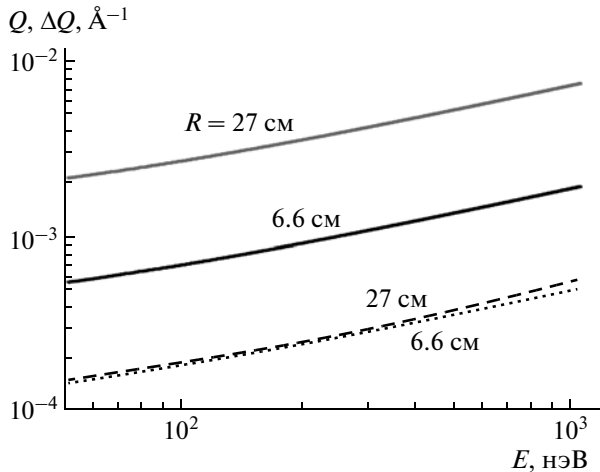


Рис. 3. Рассчитанные разрешения по переданному волновому вектору Q (сплошные линии) и ΔQ (пунктирные); $\Delta t = 3$ мс, длина пролетной базы 79 см.

ми были также минимизация фона и оптимизация защиты детектора в условиях низкого нейтронного потока. Во время всех измерений проводился on line-контроль и запись амплитудных спектров со всех колец детектора.

Полные и дифференциальные сечения измерялись с весьма хорошей для этой области энергий коллимацией падающего пучка, так как при такой коллимации влияние структуры образцов проявляется максимальным образом. Измерения сечений проводились на образцах веществ, существенных для физики у.х.н. и представляющих поэтому практический интерес. Фольги из алюминия и циркония используются в качестве входных окон для детекторов у.х.н. и выходных окон для источников, а также как энергетические фильтры нейтронов в некоторых специфических экспериментах с у.х.н. Полиэтилен используется в качестве “идеального” поглотителя у.х.н., в частности в гравитационных спектрометрах [28, 29] и для калибровки потерь в накопительных камерах у.х.н. Фторполимеры используются как лучшие в настоящее время материалы для покрытия стенок камер хранения у.х.н. [30]. Слой ${}^6\text{LiF}$ используется в некоторых детекторах у.х.н. [31]. Кремниевые монокристаллические пластины интересны в экспериментах с очень медленными нейтронами как очень однородный материал, не уширяющий коллимированный нейтронный пучок и поэтому полезный для камер образцов в экспериментах по рассеянию нейтронов.

ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Некоторые результаты измерений сечений рассеяния очень медленных нейтронов показаны на рис. 4–7.

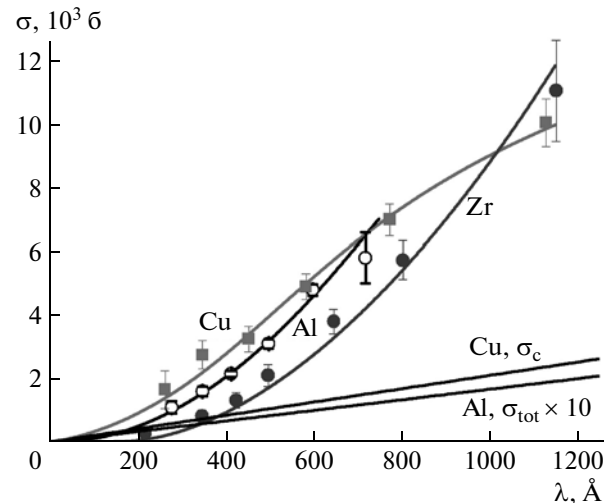


Рис. 4. Полные нейтронные сечения для алюминиевых (Goodfellow, 99.99%), медных (Goodfellow, 99%) и циркониевых (Goodfellow, 99.8%) фольг. Прямые линии – результат экстраполяции по закону $1/v$ сечений из области холодных нейтронов: Al – $\sigma_{\text{tot}} = 1.8$ б при энергии 0.6 мэВ [37], Zr – $\sigma_{\text{tot}} = 1.45$ б при энергии 1 мэВ [37] и сечения захвата нейтронов для Cu.

Кривые через экспериментальные точки – результат фитирования: для Al по уравнению (12): $G_0 = (6.5 \pm 2.7)$ нэВ², $\rho_0 = (456 \pm 190)$ Å, для меди по (12): $G_0 = (13 \pm 3)$ нэВ², $\rho_0 = (294 \pm 35)$ Å, для циркония по (9): $G_0 = (1.9 \pm 0.12)$ нэВ², $\rho_0 = (840 \pm 95)$ Å.

Рис. 4 и 5 иллюстрируют пропускания нейтронов сквозь неоднородную поликристаллическую среду. Прохождение медленных нейтронов через неоднородные среды изучалось раньше [32]. Было показано, что из зависимости пропускания как функции длины волны нейтрона можно получить характеристические параметры неоднородностей, в частности, их размер и плотность. Наши измерения проводились при больших длинах волн (до $\sim 10^3$ Å), где чувствительность к рассеянию на неоднородностях и кластерах существенно увеличена и измеренные сечения на порядки величин превосходят сечения, экстраполированные по закону $1/v$ из области энергий холодных нейтронов.

Известно, что в борновском приближении дифференциальное макроскопическое сечение упругого рассеяния нейтронов, проходящих через изотропную неоднородную среду, имеет вид [33]:

$$\frac{d\Sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \int_0^\infty G(\rho) \frac{\sin(q\rho)}{q\rho} \rho^2 d\rho, \quad (5)$$

где m – масса нейтрона; $q = |\mathbf{k}' - \mathbf{k}|$ – изменение волнового вектора при рассеянии; $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \delta U(\mathbf{r}) \delta U(\mathbf{r}') \rangle$ – корреляционная функция флуктуаций локального потенциала взаимодействия нейтрона со средой, $\rho = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$.

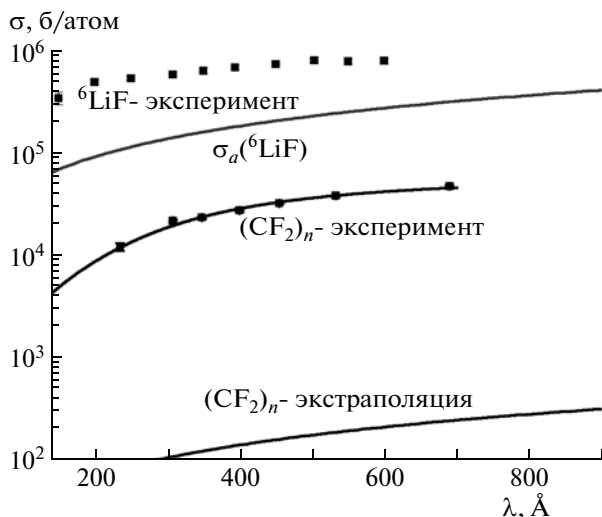


Рис. 5. Полные нейтронные сечения для тефлона (пленка толщиной 10 мкм) и слоя ${}^6\text{LiF}$ толщиной 240 мкг/см². Сплошные линии – результат экстраполяции по закону $1/v$ сечения для тефлона из области холодных нейтронов: $\sigma_{\text{tot}} = 5.18$ б/атом при энергии 0.376 мэВ [35] и фитирования экспериментальных точек по (12): $G_0 = (400 \pm 25)$ нэВ², $\rho_0 = (170 \pm 15)$ Å.

Этот потенциал имеет вид:

$$U = \frac{\hbar^2}{2m} \sum_i 4\pi N_i b_i, \quad (6)$$

где N_i – атомная плотность и b_i – когерентная длина рассеяния ядер в среде, так что $\delta U(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) - \langle U(\mathbf{r}) \rangle$.

Полное сечение, после интегрирования по телесному углу с учетом телесного угла детектора, есть [34]:

$$\Sigma_{el}(k) = 2 \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{k^2} \times \int_0^\infty G(\rho) [\cos(2k\rho \sin \theta_0) - \cos(2k\rho)] d\rho, \quad (7)$$

где $2\theta_0$ – угол, под которым виден детектор из образца. В большей части измерений этот угол ~ 0.12 рад.

Для экспоненциальной корреляционной функции

$$G(\rho) = G_0 e^{-\rho/\rho_0}, \quad (8)$$

где ρ_0 – длина корреляции, выражение для полного сечения имеет вид

$$\Sigma_{el}(k) = 2 \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{G_0 \rho_0}{k^2} \left[\frac{1}{1 + 4k^2 \rho_0^2 \sin^2 \theta_0} - \frac{1}{1 + 4k^2 \rho_0^2} \right], \quad (9)$$

а для дифференциального сечения

$$\frac{d\Sigma_{el}}{dq} = \frac{2\pi q}{k^2} \frac{d\Sigma}{d\Omega} = \frac{4q}{k^2} \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{G_0 \rho_0^3}{(1 + q^2 \rho_0^2)^2}. \quad (10)$$

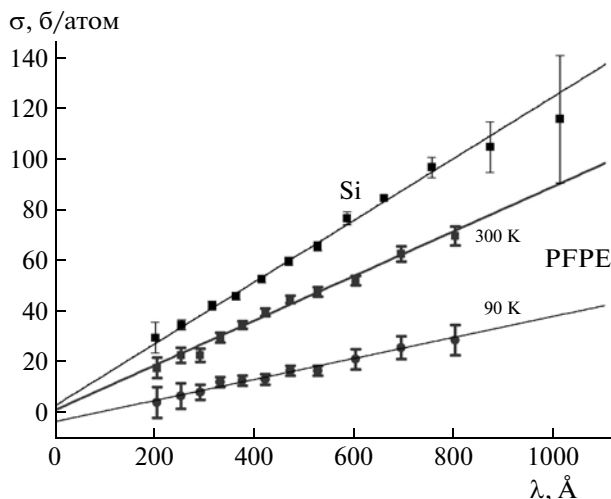


Рис. 6. Полные сечения для кремния и фторполимеров. Прямые через экспериментальные точки – результат фитирования по (14) для кремния: $\sigma_0 = (3.26 \pm 2.3)$ б, $a = (0.122 \pm 0.005)$ б/Å; для жидкого фторполимера при комнатной температуре $\sigma_0 = (1.53 \pm 2.2)$ б, $a = (8.83 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ б/Å; для твердого фторполимера при $T = 90$ К $\sigma_0 = (-3 \pm 3)$ б, $a = (4.15 \pm 0.45) \cdot 10^{-2}$ б/Å.

Для гауссовой корреляционной функции

$$G(\rho) = G_0 e^{-(\rho/\rho_0)^2} \quad (11)$$

соответствующие выражения: для полного сечения

$$\Sigma_{el}(k) = \sqrt{\pi} \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{G_0 \rho_0}{k^2} \left[e^{-(k\rho_0 \sin \theta_0/2)^2} - e^{-(k\rho_0)^2} \right] \quad (12)$$

и для дифференциального сечения

$$\frac{d\Sigma_{el}}{dq} = \frac{2\pi q}{k^2} \frac{d\Sigma}{d\Omega} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{G_0 \rho_0^3 q}{k^2} e^{-(\rho_0 q/2)^2}. \quad (13)$$

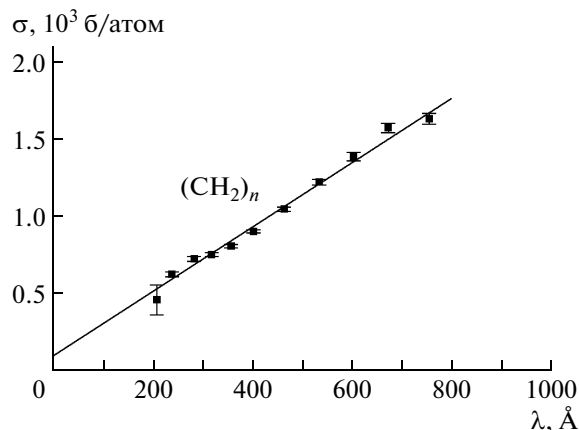


Рис. 7. Полное сечение для полиэтиленовой пленки толщиной 7.88 мкг/см². Прямая через экспериментальные точки – результат фитирования по (14): $\sigma_0 = (96 \pm 18)$ б, $a = (2.073 \pm 0.043)$ б/Å.

Этот формализм использовался для интерпретации измерений полных и дифференциальных сечений рассеяния на неоднородных образцах [32–34]. Было найдено, что в ряде случаев одна из корреляционных функций (гауссова или экспоненциальная) дает лучшее согласие с экспериментом, но в других случаях разница в χ^2 для этих двух моделей незначительна — обе модели дают удовлетворительное описание экспериментальных данных.

Следующие параметры корреляционных функций дают лучшее описание результатов измерений полных сечений:

Al (Гаусс): $G_0 = (6.5 \pm 2.7) \text{ нЭВ}^2$, $\rho_0 = (456 \pm 190) \text{ \AA}$;

Cu (Гаусс): $G_0 = (13 \pm 3) \text{ нЭВ}^2$, $\rho_0 = (294 \pm 35) \text{ \AA}$;

Zr (экспонента): $G_0 = (1.9 \pm 0.12) \text{ нЭВ}^2$,

$\rho_0 = (840 \pm 95) \text{ \AA}$;

тефлон (Гаусс): $G_0 = (400 \pm 25) \text{ нЭВ}^2$,

$\rho_0 = (170 \pm 15) \text{ \AA}$.

Полное сечение тефлона (рис. 5) во много раз превышает полное сечение, экстраполированное из области холодных нейтронов [35], демонстрируя очень высокую степень неоднородности этого материала. Имея эти параметры, можно рассчитать транспорт медленных нейтронов в неоднородной среде и альбедо нейтронов от этой среды.

Измерение пропускания тонких слоев ${}^6\text{LiF}$ (содержание ${}^6\text{Li}$ 90%) показывает, что даже в этом случае полное сечение значительно превышает очень большое экстраполированное сечение захвата нейтронов ядрами ${}^6\text{Li}$ (рис. 5). Это свидетельствует об очень высокой степени неоднородности слоев ${}^6\text{LiF}$, полученных методом термического испарения в вакууме. Следствием такого сильного рассеяния на неоднородностях должно быть заметное альбедо очень медленных нейтронов и уменьшение эффективности детекторов у.х.н. [31], особенно для нейтронов вблизи потенциального барьера вещества детектора.

Рис. 6 и 7 демонстрируют примеры однородных материалов, которые не показывают отклонений от закона $1/v$ в полном сечении. Вид полного сечения (рис. 6) для монокристаллических пластин кремния и фторполимеров при комнатной температуре (жидкое состояние) и при низких температурах (90 К, твердое состояние) не указывают на наличие неоднородностей в этих веществах. Измерения угловых распределений нейтронов для этих материалов не показали никакого уширения коллимированного пучка нейтронов.

Полное сечение для кремния (рис. 6) находится в хорошем согласии с экстраполированным по закону $1/v$ из диапазона энергий холодных нейтронов [36, 37] и может быть аппроксимировано зависимостью

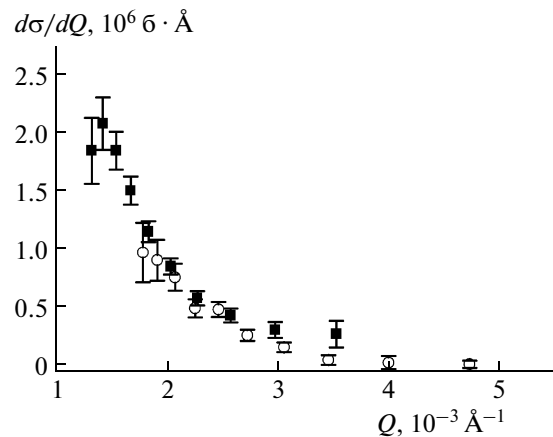


Рис. 8. Дифференциальное сечение рассеяния для меди. Квадраты и кружки соответствуют двум разным детекторным кольцам.

$$\sigma = \sigma_0 + a\lambda', \quad (14)$$

где λ' — длина волны нейтрона в веществе (поправленная на величину потенциала вещества образца) с параметрами $\sigma_0 = (3.26 \pm 2.3) \text{ б}$, $a = (0.122 \pm 0.005) \text{ б/\AA}$. Это сечение есть сумма независимого от энергии упругого некогерентного рассеяния и сечений захвата и нагрева, пропорциональных длине волны нейтрона.

Низкотемпературные жидкие полимеры ПОМ-310 (изготовлены Пермским отделением РНЦ “Прикладная химия”) представляют собой фторполиоксиметилен с общей формулой



с $n:m:l = 65.8:3.1:0.2$ и молекулярным весом 4883. Измеренное полное нейтронное сечение этого полимера дает следующие параметры для (14):

$$\sigma_0 = (1.53 \pm 2.2) \text{ б/атом},$$

$$a = (8.83 \pm 0.5)10^{-2} \text{ б/(\AA \cdot атом)} \text{ при } 300 \text{ К},$$

$$\sigma_0 = (-3 \pm 3) \text{ б/атом},$$

$$a = (4.15 \pm 0.45)10^{-2} \text{ б/(\AA \cdot атом)} \text{ при } 90 \text{ К}.$$

На рис. 7 показано полное сечение для полиэтиленовой пленки. На этом уровне точности тепловых измерений не видно отклонения от закона $1/v$, но пробные измерения дифференциального сечения показывают некоторое упругое рассеяние на неоднородностях плотности даже для такого материала с малой величиной сечения когерентного рассеяния ($U \approx -9 \text{ нЭВ}$). Подгонка полного сечения в соответствии с (14) дает $\sigma_0 = (96 \pm 18) \text{ б}$, $a = (2.073 \pm 0.043) \text{ б/(\AA \cdot атом)}$. Из измерения следует, что с учетом захвата нейтронов сечение нагрева на полиэтилене, экстраполированное к тепловой энергии, равно $\sigma_{\text{ups,extr}} = (2.073 \pm 0.043) \cdot 1.8 - (0.334 \cdot 2/3) = (3.51 \pm 0.08) \text{ б/атом}$.

Рис. 8 показывает пример измеренного дифференциального сечения на меди. Параметры неоднородности образца оказались несколько отлич-

ными от параметров, полученных из полных сечений: Cu (Гаусс) $G_0 = (18 \pm 4) \text{ нЭВ}^2$, $\rho_0 = (420 \pm 45) \text{ \AA}$. Исследование более сложных моделей, описывающих флуктуации плотности в неоднородных средах, требует более детального исследования. Это находится за пределами данной методической работы.

Испытания спектрометра и измерения были выполнены в ходе экспериментов 3-14-110, 3-14-132 и 3-14-152 на канале PF2-test источника у.х.н. в Институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция).

Авторы признательны персоналу реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shapiro F.L.* // Proc. Intern. Conf. "Nuclear Structure with Neutrons". Budapest, 1972 / Ed. J. Ero, J. Szucs // N.Y.: Plenum, 1972. P. 259.
2. *Steyerl A.* // Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, Heidelberg, N.Y.: Springer, 1977. V. 80. P. 57.
3. *Golub R., Pendlebury J.M.* // Rep. Progr. Phys. 1979. V. 42. P. 439.
4. *Игнатович В.К.* // Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
5. *Ignatovich V.K.* // The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford: Clarendon, 1990.
6. *Golub R., Richardson D.J., Lamoreaux S.* // Ultracold Neutrons. Bristol: Adam Hilger, 1991.
7. *Pendlebury J.M.* // Ann. Revs. Nucl. Part. Sci. 1993. V. 43. P. 687.
8. Proc. Intern. Conf. "Fundamental Physics with slow Neutrons". Grenoble, France. 1998 // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. V. A440.
9. Proc. Intern. Conf. "Fundamental Physics with slow Neutrons". Gaithersburg, USA, 2004. // J. Res. NIST. 2005. V. 110. № 3, 4.
10. Proc. Intern. Workshop "Particle Physics with Slow Neutrons". ILL. Grenoble, France, 2008. // Nucl. Instrum. and Methods. 2009. V. A611. Is. 2–3.
11. *Golub R.* // Revs. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 329.
12. *Michaudon A.* // Preprint LA-13197-MS. Los Alamos, 1997.
13. *Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X. et al.* // Phys. Lett. 1986. V. A116. P. 347.
14. *Hill P.E., Anaya J.M., Bowles T.J. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. V. A440. P. 674.
15. *Trinks U., Hartmann F.J., Paul S., Schott W.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. V. A440. P. 666.
16. Workshop on PSI UCN Source. 17–18 Dec. 2001. PSI, Villigen, Switzerland; http://ucn.web.psi.ch/techrev_ucn/htm
17. *Golub R., Böning K.* // Z. Phys. 1983. V. B51. P. 95.
18. *Yu Z. Ch., Malik S.S., Golub R.* // Z. Phys. 1986. V. B62. 1986. P. 137.
19. *Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 728 (JETP Lett. 1994. V. 59. P. 757).
20. *Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 764 (JETP Lett. 1995. V. 62. P. 785).
21. *Serebrov A.P.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. V. A440. P. 653.
22. *Serebrov A., Mityukhlyayev A, Zakharov A. et al.* // Ibid. P. 658.
23. *Van der Grinten M.G.D., Pendlebury J.M., Shiers D. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. V. A423. P. 421; *Atchison F., Blau B., Daum M. et al.* // Phys. Lett. 2006. V. B642. P. 24; *Atchison F., Blau B., Daum M. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2006. V. B260. P. 647.
24. *Altarev I., Daum M., Frei A. et al.* // Eur. Phys. J. 2008. V. A37. P. 9.
25. *Новопольцев М.И., Покотилловский Ю.Н.* Сообщ. РЗ-81-828. Дубна, 1981; *Novopol'tsev M.I., Pokotilovskiy Yu.N., Shelkova I.G.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1988. V. A264. P. 518; *Новопольцев М.И., Покотилловский Ю.Н.* // ПТЭ. 2010. № 5. С. 19.
26. *Steyerl A.* // Phys. Lett. 1969. V. 29B. P. 33; *Steyerl A., Vonach H.* // Z. Phys. 1972. V. 250. P. 166; *Steyerl A.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1972. V. 101. P. 295.
27. *Антонов А.В., Исаков А.В., Кузнецов С.П. и др.* // ФТТ. 1984. Т. 26. P. 1585.
28. *Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1277; *Steyerl A., Malik S.S., Geltenbort P. et al.* // J. Phys. III. France. 1997. V. 7. P. 941; *Bestle T., Geltenbort P., Just H.* // Phys. Lett. 1998. V. A244. P. 217; *Бондаренко Л.Н., Гельтенборт П., Коробкина Е. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. С. 663; *Гельтенборт П., Несвижевский В.В., Карташов Д.Г. и др.* Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. С. 175; *Nesvizhevsky V.V., Strelkov A.V., Geltenbort P., Iaydjiev P.* // Eur. Phys. J. 1999. V. AP6. P. 151; *Lychagin E.V., Muzychka A.Y., Nesvizhevsky V.V. et al.* // Phys. Lett. 2000. V. B479. P. 353; *Лычагин Е.В., Карташов Д.Г., А.Ю. Музыка и др.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 2052; *Бондаренко Л.Н., Гельтенборт П., Коробкина Е. и др.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 13.
29. *Richardson D.J., Pendlebury J.M., Iaydjiev P.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1991. V. A308. P. 568.
30. *Bates J.C.* // Phys. Lett. 1882. V. 88A. P. 427; *Bates J.C.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. V. A216. P. 535; *Ageron P., Mampe W., Bates J.C., Pendlebury J.M.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. V. A249. P. 261; *Mampe W., Ageron P., Bates J.C. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1989. V. A284. P. 111 (Phys. Rev. Lett. 1989. V.63. P. 593); *Pokotilovskiy Yu.N.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1999. V. A425. P. 320; *Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S. et al.* // Phys. Lett. 2000. V. B483. P. 15; *Pichlmaier A., Butterworth J., Geltenbort P. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2000. V. A440. P. 517; *Pichlmaier A.* // Dissertation. (TU München, 1999); *Покотилловский Ю.Н.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. С. 203. (JETP. 2003. V. 96. P. 172); *Serebrov A., Varlamov V., Kharitonov A. et al.* // Phys. Lett. 2005. V. B605. P. 72.; *nucl-ex/0408009; Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G. et al.* // Phys. Rev. 2008. V. C78. P. 035505; *Pokotilovskiy Yu.N., Natkaniec I., Holderna-Natkaniec K.* // Physica. 2008. V. B403. P. 1942.
31. *Baker C.A., Green K., van der Grinten M.G.D. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2002. V. A487. P. 511;

- Baker C.A., Balashov S.N., Green K. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2003. V. A501. P. 517; *Kitagaki T., Sakai K., Hino M. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2004. V. A529. P. 425; *Lasakov M., Serebrov A., Khussainov A. et al.* // J. Res. Natl. Inst. Technol. 2005. V. 110. P. 289.
32. *Lengsfeld M., Steyerl A.* // Z. Phys. 1977. V. B27. P. 117; *Lermer A., Steyerl A.* // Phys. Stat. Sol. 1976. V. A33. P. 531.
33. *Steyerl A.* // Proc II Intern. School on Neutron Physics. Alushta 1974. JINR. Dubna: JINR, 1974. D3-7991. P. 42; Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, Heidelberg, N.Y.: Springer, 1977. V. 80. P. 57; *Семанов А.В.* // Элементарные частицы, атомные ядра. 1976. Т. 7. С. 989.
34. *Гринев В.Г., Исаков А.И., Кузнецов С.П. и др.* // Журн. Моск. физ. об-ва. 1992. Т. 2. С. 243.
35. *Cuello G.J., Santisteban J.R., Mayor R.E. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1995. V. A357. P. 519.
36. *Freund A.K.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1983. V. 213. P. 495.
37. *Mughabghab S.F., Divadeenam M., Nolte N.F.* // Cross Sections. V. 1. Part A. Academic Press INC. 1981; *Mughabghab S.F.* // Cross Sections. V. 1. Part B. Academic Press INC. 1984.