



Термализация холодных нейтронов на жидкостной мишени

Й. Шмайсер^{1,2}, А. Н. Тюлюсов^{1,2}

¹ ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Широко используемым ядерно-физическим методом исследования вещества является метод малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН). Он применяется для исследования объектов, имеющих надатомные размеры, таких, как структурные неоднородности в твердых телах, коллоидные частицы и взвеси. В качестве образца может использоваться взвесь рассеивающих частиц в растворителе, которым чаще всего выступает вода комнатной температуры, что удобно при исследовании биологических объектов.

Данные экспериментальных наблюдений на малоугловом дифрактометре KWS-2 (рис. 1) показали, что при прохождении мишеней, содержащих воду, пучок содержит нейтроны с энергиями, соответствующими температуре рассеивающей среды. Появление примеси нейтронов с меньшей длиной волны искажает малоугловые спектры, что может привести к ошибкам в определении параметров рассеивателей.

Рассмотрен эффект термализации в приближениях однократного и двукратного рассеяния и проведено численное моделирование процесса.

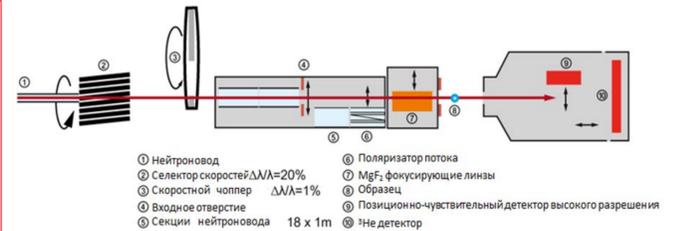


Рисунок 1. Схема дифрактометра KWS-2. Гархин, Германия. [1]

1. Анализ однократного рассеяния на молекуле воды.

Рассмотрим однократное рассеяние медленного нейтрона на молекуле H₂O в трехмерной сферической системе координат:

Нейтрон с начальной скоростью $\{0, 0, V_0\} = \vec{V}_n$ рассеивается на движущейся молекуле воды массой A , летящей со скоростью $\{V_{gx}, V_{gy}, V_{gz}\} = \vec{V}_g$, как показано на рисунке 4. В процессе соударения нейтрон приобретает скорость:

$$\vec{V}_1 = V_1 (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta). \quad (1.1)$$

Конечная скорость нейтрона V_1 выражается через начальные величины в виде:

$$V_1 = \left(\frac{A}{A+1} \right) * \gamma * [1 + \sqrt{1 - \eta}] \quad (1.2)$$

$$\gamma = V_{gx} * \sin \theta \cos \varphi + V_{gy} * \sin \theta \sin \varphi + V_{gz} * \cos \theta + \frac{1}{A} V_0 * \cos \theta \quad (1.3)$$

где

$$\eta = \frac{2V_{gx}V_0(A+1)}{A\gamma^2} \quad (1.4)$$

и

Связь скорости нейтрона с его энергией легко найти по формуле кин. энергии: $E_1 = \frac{V_1^2}{2}$. В силу сферически симметричного рассеяния нейтронов на молекуле воды считаем распределение по углам φ и θ равномерным.

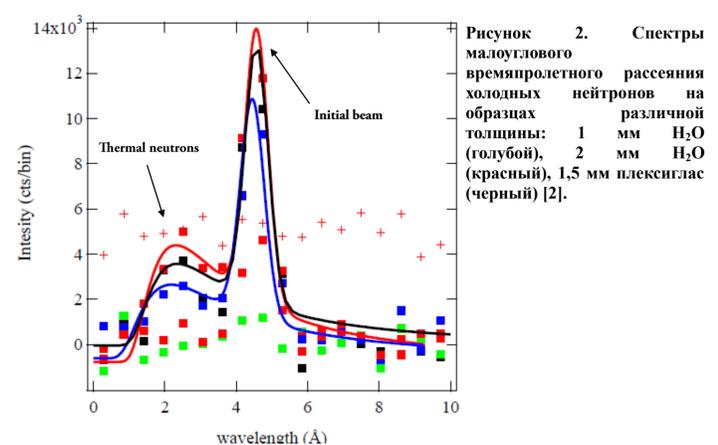


Рисунок 2. Спектры малоуглового времяпролетного рассеяния холодных нейтронов на образцах различной толщины: 1 мм H₂O (голубой), 2 мм H₂O (красный), 1,5 мм плексиглас (черный) [2].

2. Описание вычислительной методики в рамках геометрии и приближений.

Поведение интенсивности пучка при прохождении им среды будет иметь вид:

$$I = I_0 \exp(-\mu l), \quad (2.1)$$

где I_0 – начальная интенсивность пучка, μ – коэффициент поглощения, равный $\mu = \sigma n$ (σ – сечение рассеяния, n – концентрация молекул), и l – толщина образца (куветы).

В осях x и y вероятность рассеяния будет иметь вид (см. рис. 5):

$$dP_x = \sigma n dx, \quad (2.2)$$

$$dP_y = \sigma n dy. \quad (2.3)$$

Переходя к плотности потока, получаем:

$$dj_0 = -\mu j_0 dl = -\sigma n j_0 dl. \quad (2.4)$$

Представим всю совокупность плотности потока нейтронов в образце как сумму трех величин:

$$j = j_0 + j_1 + j_2. \quad (2.5)$$

Здесь j_0, j_1, j_2 – плотности потока нейтронов исходного пучка, после первого и после второго рассеяния соответственно. В двумерной системе координат изменение величины плотности потока будет иметь вид:

$$dj_0 = -\mu j_0 dl = -\sigma n j_0 dl \quad (2.6)$$

$$dj_1 = \mu j_0 dx - \mu j_1 dy \quad (2.6)$$

$$dj_2 = \mu j_1 dx. \quad (2.6)$$

В новой радиально симметричной системе (см. рис. 6) уравнения переписываются в виде:

$$dj_0 = -\mu j_0 dz. \quad (2.7)$$

Выражение описывает поведение начальной плотности j_0 потока нейтронов при прохождении ими кюветы в прямом направлении z без рассеяния.

$$dj_1 = \mu j_0 dz * v(\varphi_0, \varphi, \theta_0, \theta) d\varphi d\theta - \mu j_1 dr'. \quad (2.8)$$

Множитель $v(\varphi_0, \varphi, \theta_0, \theta) d\varphi d\theta$ является геометрическим фактором для плотности потока j_1 . Слагаемое $\mu j_1 dr'$ – есть поток нейтронов вдоль направления ко второй точке рассеяния в плоскости.

$$dj_2 = \mu j_1 dr' * v(\varphi_1, \varphi_2, \theta_1, \theta_2) d\varphi_2 d\theta_2. \quad (2.9)$$

, где множитель $v(\varphi_1, \varphi_2, \theta_1, \theta_2) d\varphi_2 d\theta_2$ – геометрический фактор.

Функция распределения нейтронов по энергиям $f(E)$ непосредственно на детекторе состоит из функций распределения нейтронов по энергиям исходного пучка и после двукратного рассеяния, умноженных соответственно на плотности потоков для двух случаев рассеяния:

$$f(E) = f(E_0) * j_0 + f(E_2) * j_2. \quad (2.10)$$

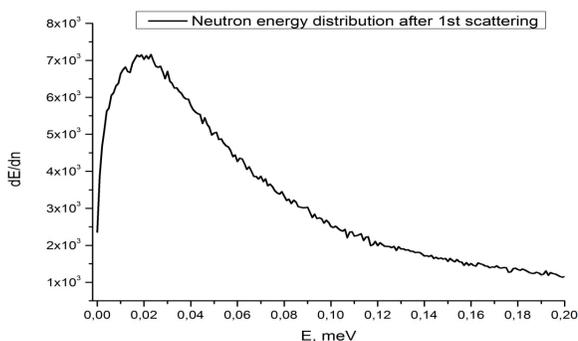


Рисунок 7. Распределение нейтронов по энергии после однократного рассеяния на все углы.

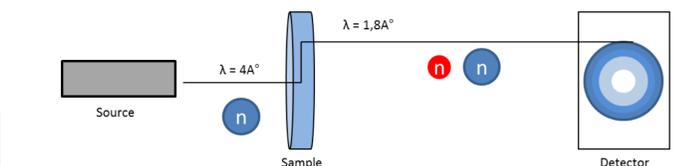
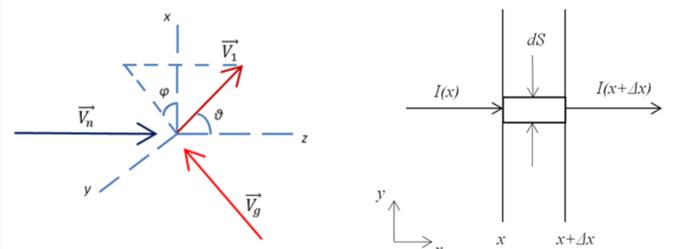


Рисунок 3. Схема установки по малоугловому рассеянию нейтронов.



Рисунки 4-6. Принципиальные схемы рассеяния пучка холодных нейтронов в кювете на молекулах воды

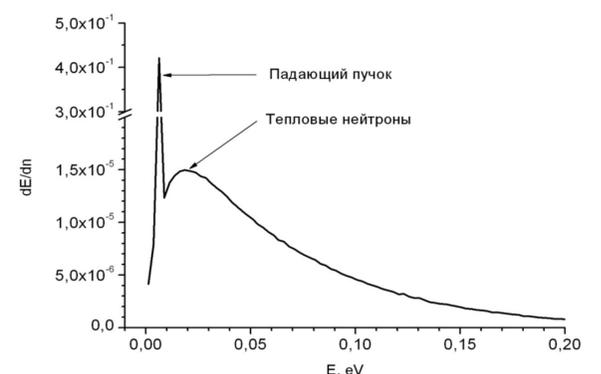


Рисунок 8. График распределения нейтронов по энергии после $\pi/2 - \pi/2$ рассеяния. Интенсивность исходного пучка принята за единицу.

[1] Radulescu, A. et al., J. Phys. Conf. Series 351, 012026 (2012)

[2] E. Babcock, Z. Salhi, M-S. Appavou, A. Feoktystov, V. Pipich, A. Radulescu, V. Ossovyi, S. Staringer, A. Ioffe, Polarization analysis with 3He spin filters for separating coherent from incoherent scattering in soft matter studies, PNCMI 2012.