

PЗ-2014-59

В. Л. Аксенов<sup>1,3</sup>, К. Н. Жерненков<sup>2</sup>, В. К. Игнатович<sup>3</sup>,  
Ю. В. Никитенко<sup>3</sup>, Х. Цабель<sup>4</sup>

РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
В СВЯЗИ С ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ НЕЙТРОНА  
ВОЛНОВЫМ ПАКЕТОМ

---

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,  
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,  
Гатчина, Россия

<sup>2</sup> CNRS, Гренобль, Франция

<sup>3</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>4</sup> Рурский университет, Бохум, Германия

Аксенов В.Л. и др.

P3-2014-59

Рефлектометрические исследования в связи  
с представлением нейтрона волновым пакетом

Описан предварительный эксперимент по регистрации нейтронов от падающего на стеклянную пластину пучка нейтронов с волновыми векторами меньше критического значения. Экспериментальные данные анализировались исходя из представления нейтрона волновым пакетом. Значение пропускания нейтронов через пластину из стекла, ограничивающее представление нейтрона волновым пакетом, составило  $(3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2014

Aksenov V. L. et al.

P3-2014-59

Reflectometric Investigations in Connection with Neutron Wave  
Packet Representation

A preliminary experiment on neutron reflection from a glass plate with wave vectors lower than the critical one is described. The data have been analyzed by neutron wave packet representation. The limiting value of neutron transmission through the glass plate for the neutron wave packet representation is defined as  $(3.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$ .

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2014

## ВВЕДЕНИЕ

В [1, 2] показано, что настоящая квантовая теория рассеяния противоречива. Чтобы разрешить противоречия, необходимо описание нейтрона плоской волной заменить представлением волновым пакетом и ввести нелинейность во взаимодействие нейтрона с веществом. В связи с этим любое возможное экспериментальное проявление представления нейтрона волновым пакетом является важным. Одно такое проявление может быть соотнесено с аномалией ультрахолодных нейтронов (УХН) — высоким коэффициентом потерь при однократном столкновении нейтрона со стенками в экспериментах по хранению УХН [3]. Возможное объяснение этой аномалии [4] состоит в представлении волновой функции свободного нейтрона волновым пакетом. Соответственно с этой идеей волновая функция нейтрона может быть описана сингулярным волновым пакетом де Бройля [5]

$$\psi_{dB}(s, k, r, t) = C \exp(ikr - iwt) \{ \exp(-s|r - kt|) / |r - kt| \}, \quad (1)$$

где  $k = v$  — скорость нейтрона (в единицах  $\hbar = m = 1$ );  $C = (s/2\pi)^{1/2}$ ;  $w = (k^2 - s^2)/2$  — граничная энергия пакета;  $s$  — ширина пакета в пространстве момента.

Волновой пакет представим разложением Фурье

$$\psi(s, k, r, t) = \int a(p, k, s) \exp[ipr - iw(p, k)t] d^3p, \quad (2)$$

где в спектре  $|a(p, k, s)|^2$  есть значения волнового вектора  $p$ , превышающие критическое значение:  $p = (U_0)^{1/2}$ ,  $U_0 = 4\pi N_0 b$ .

Мы можем предположить, что с вероятностью  $\eta \approx \int_{P > P_c} |a(p, k, s)|^2 d^3p \approx s/p_c$ , равной доле таких значений волнового вектора в полном спектре, нейтрон может проникать через стенки над ее потенциалом. В случае толстых стенок вероятность такого прохождения может быть значительно больше вероятности туннелирования через стенку.

В линейной теории такое объяснение не срабатывает, потому что отражение от стенки работает подобно фильтру. Часть волнового пакета с  $p^2 > p_c^2$  выходит через стенку, часть с  $p^2 < p_c^2$  остается в сосуде, и эти компоненты образуют УХН. В нелинейной теории мы можем предположить, что пакет

есть свойство нейтрона, и поэтому нейтроны, которые остаются в сосуде, восстанавливают форму пакета. Таким образом, доля компонент плоской волны с  $p^2 > p_c^2$  дает вероятность проникновения нейтрона через стенку.

Если аномальные потери УХН в сосуде происходят по этому механизму, тогда они дают информацию о значении  $s$ . Оценки в [4] показывают, что ширина  $s$  для УХН должна быть порядка  $5 \cdot 10^{-5}k$  или ширина пакета в пространстве должна уменьшаться с энергией нейтрона. Первый эксперимент по подкритическому пропусканию [6–8] дал результаты о предпочтительной независимости размера волнового пакета от энергии нейтрона. Эксперимент по пропусканию холодных нейтронов через газ  $^4\text{He}$  [9] показывает, что ширина волнового пакета пропорциональна волновому числу нейтрона. Это разногласие может быть решено проведением новых экспериментов. Проблема состоит в том, что мы не знаем, как пакет распространяется внутри среды, когда средняя нормальная компонента скорости есть мнимая. Однако мы знаем, что компонента, параллельная границе раздела, внутри среды должна быть такой же, как вне среды. Поэтому мы можем ожидать, что пропущенные нейтроны выходят в основном с торца зеркала и вероятность пропускания есть порядка  $10^{-5}$ . Мы также должны брать в расчет, что пакет долго остается в среде, и поэтому тепловые флуктуации могут добавить энергию, достаточную для «вытряхивания» нейтрона из зеркала с энергией выше критической.

Недавнее исследование показывает, что на самом деле происходит небольшое нагревание нейтронов внутри сосуда и переданная энергия составляет величину порядка оптического потенциала стенки. Поэтому мы должны посмотреть на пропущенные нейтроны через торец без изменения их энергии и нейтроны, выходящие через обратную сторону зеркала с небольшим изменением энергии. Также в эксперименте по пропусканию нейтронов через зеркало могут быть диффузно рассеянные нейтроны на шероховатостях поверхности, концентрирующиеся вокруг направления падающего и отраженного пучков нейтронов.

## **МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ**

Исследования по пропусканию и отражению нейтронов проведены на рефлектометре «Адам» (ILL, Гренобль, Франция). Схема измерений включала монохроматор из высокоориентированного пиролитического графита, бериллиевый фильтр, первую диафрагму из кадмия, вторую диафрагму перед исследуемым образцом, образец, третью диафрагму перед детектором нейтронов и сам детектор. Монохроматор имеет вертикальную фокусировку с радиусом кривизны 6428 мм. Он собран из семи пластин размером  $50 \times 17 \times 2$  мм.

В кристалле графита отражающей является плоскость (002) с углом отражения  $\theta_B = 40,968^\circ$  и параметром решетки  $d_{002} = 3,3555 \text{ \AA}$ . Мозаичность графита (FWHM — Full Width at Half Maximum) составляет по вертикали  $0,614^\circ$ , по горизонтали  $0,568^\circ$ . Коллимация монохроматора  $\alpha$  ( $\Delta\lambda/\lambda = \Delta d/d + \alpha \cot(\theta_B)$ ) по вертикали  $6,127^\circ$ , по горизонтали  $0,95^\circ$ . Монохроматизация пучка  $\Delta\lambda/\lambda$  без коллимации составляет  $1,91\%$ , с коллимацией  $2 \text{ мрад}$  —  $0,59\%$  (расчет —  $0,65\%$ ). С помощью монохроматора, бериллиевого фильтра и двух первых диафрагм был сформирован монохроматичный и коллимированный пучок с длиной волны  $4,41 \text{ \AA}$ . Поток нейтронов на образце без коллимации пучка и высоте  $52 \text{ мм}$  при максимальной мощности реактора  $58,2 \text{ МВт}$  составляет  $(2,55 \pm 0,004) \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Образцом служила пластина стекла «float glass» размером  $15 \times 15 \times 0,4 \text{ см}$ . Пучок нейтронов направлялся под углом скольжения  $4,35 \text{ мрад}$  ( $0,25^\circ$ ), в то время как критический угол нейтронов с длиной волны  $4,4 \text{ \AA}$  на стекле составлял  $4,8 \text{ мрад}$  ( $0,275^\circ$ ). Для исключения прохождения пучка мимо преломляющей нейтроны поверхности образца и, соответственно, исключения его влияния на детектор были установлены кадмиевые ограничители пучка (рис. 1). Так, во-первых, торец образца со стороны пучка (входной торец) перекрывался заподлицо с преломляющей поверхностью кадмиевой лентой толщиной  $0,5 \text{ мм}$ . Во-вторых, прямоугольник размером  $1 \times 2 \text{ см}$  из кадмия толщиной  $0,75 \text{ мм}$  устанавливался стороной  $1 \text{ см}$  преломляющей поверхности вблизи выходного торца образца.

Детектор нейтронов представлял собой газообразный гелиевый счетчик диаметром  $1 \text{ см}$ , окруженный слоем защиты из борированного полиэтилена толщиной  $5 \text{ мм}$ . Детектор был защищен дополнительно вторым слоем защиты

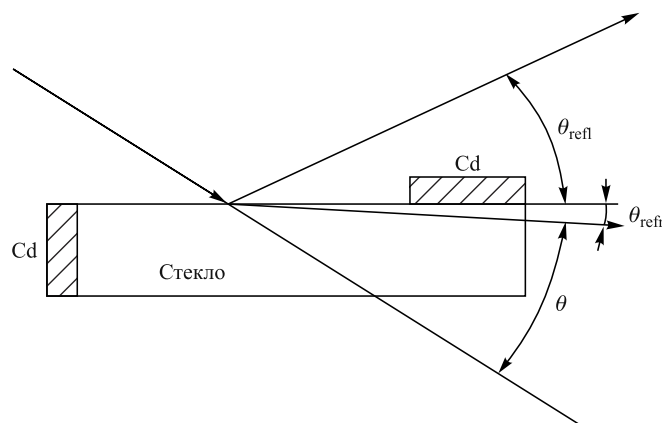


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению пропускания нейтронов через границу раздела «вакуум-стекло»

из полиэтилена толщиной 5 мм и слоем кадмия толщиной 0,75 мм. Это позволило снизить фоновый счет в 10 раз — до  $0,004 \text{ с}^{-1}$ .

Были сделаны две экспозиции по 8 и 6 ч соответственно, с входными диафрагмами 0,2 и 0,4 мм. При этом интенсивность отраженного пучка  $I_R$  для этих диафрагм составила соответственно 100 и  $400 \text{ с}^{-1}$ .

На рис. 2 приведена зависимость отношения  $\eta = I(\theta)/I_R$  интенсивности счета  $I(\theta)$  к интенсивности счета отраженного пучка  $I_R$  от угла детектора  $\theta$ . Зависимость для диафрагм шириной 0,4 мм проходит ниже зависимости для диафрагм шириной 0,2 мм. Зависимости в диапазонах  $\theta$ , равных  $0,08\text{--}0,15^\circ$  и  $0,23\text{--}0,27^\circ$ , можно описать формулой  $\eta = \chi + I_b/I_R$ , где  $\chi = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $I_b = 4 \cdot 10^{-3}$  — интенсивность фонового счета. В то же время у зависимости для диафрагм 0,4 мм при угле скольжения  $0,05^\circ$  ( $0,8725$  мрад) ( $\theta = 0,2^\circ$ ) наблюдается максимум  $\eta_{\text{макс}} \approx 9 \cdot 10^{-5}$ . Этот максимум может объясняться рассеянием нейтронов на поверхности стеклянной пластины, наличием преломленных нейтронов и рассеянием преломленных нейтронов на неоднородностях плотности в стеклянной пластине.

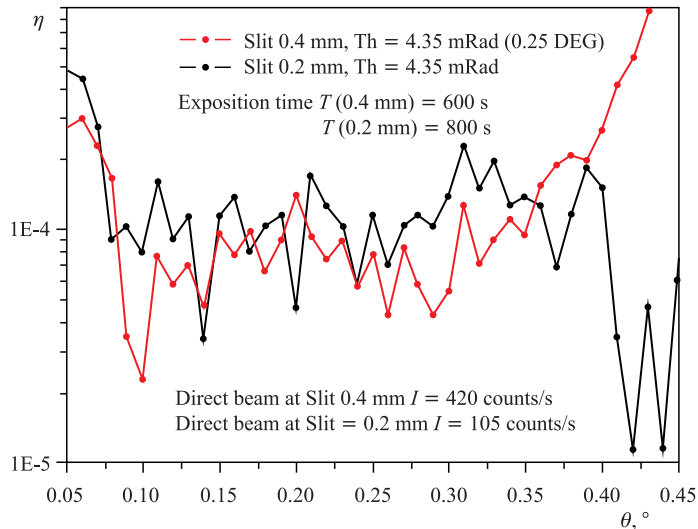


Рис. 2. Зависимость отношения  $\eta = I(\theta)/I_R$  интенсивности счета  $I(\theta)$  к интенсивности счета отраженного пучка  $I_R$  от угла детектора  $\theta$

Посмотрим, может ли расходимость падающего на пластину пучка нейтронов объяснить искомый эффект наличия преломленных нейтронов. Для угла скольжения падающего пучка  $\theta_i$ , соответствующего преломленному пучку с углом скольжения  $\theta_{\text{refr}} = 0,8725$  мрад в стеклянной пластине с критиче-

ским углом скольжения  $\theta_c = 4,8$  мрад, имеем  $\theta_i = ((0,8725)^2 + (4,8)^2)^{1/2} = 4,88$  мрад. Для среднеквадратичного отклонения угла скольжения при диафрагмах шириной 0,4 мм имеем расчетное значение  $\delta\theta_i = 0,078$  мрад, а изменение угла скольжения от его среднего значения  $\theta_{av} = 4,35$  мрад составляет  $\Delta\theta_i = 0,53$  мрад.

Используя гауссово распределение угла скольжения, получаем для интенсивности нейтронов по направлению с углом скольжения 4,88 мрад по отношению к интенсивности нейтронов по направлению с углом скольжения 4,35 мрад значение  $\exp(-(\Delta\theta_i/\delta\theta_i)^2/2) = 9,4 \cdot 10^{-11}$ , что гораздо меньше наблюдаемого увеличения интенсивности над средним уровнем, равного  $\Delta\eta = (3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$ . В результате можно предположить, что имеется более плавно спадающее по сравнению с гауссовым распределение потока нейтронов. Это спадание может быть связано, в частности, с проявлением нейтронного волнового пакета.

Очевидно, что для надежности выводов относительно проявления волнового пакета измерения необходимо продолжить, приняв меры как для увеличения интенсивности пучка нейтронов, так и для понижения уровня фонового счета. Для определения природы фонового счета необходимо выполнить исследования диффузного рассеяния нейтронов на шероховатостях поверхности и выхода каналируемых в стеклянной пластине нейтронов с ее торца.

В настоящее время можно сделать вывод, что эффект возможного проявления ширины волнового пакета в пропускании нейтронов через границу вакуума со стеклом не превышает  $(3,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Ignatovich V. K.* Contradictions in Scattering Theory // Concepts of Physics. 2004. V. 1. P. 51.
2. *Игнатович В. К.* Нейтронная оптика. М: Физматлит, 2006. Ч. 5.
3. *Ignatovich V. K.* The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford: Clarendon Press, 1990.
4. *Ignatovich V. K., Utsuro M.* // PLA. 1997. V. 225. No. 4–6. P. 195.
5. *de Broglie L.* Non-Linear Wave Mechanics: A Causal Interpretation. Amsterdam: Elsevier, 1960.
6. *Utsuro M., Ignatovich V. K.* // Phys. Lett. A. 1998. V. 246. P. 7–15.
7. *Utsuro M. et al.* Experimental Test of the de Broglie Wave Packet Nature of the Neutron // Proc. of SPIE V. 3767: EUV, X-Ray and Neutron Optics and Sources. 21–23 July 1999, Denver, Colorado / Eds: C. A. MacDonald, K. A. Goldberg, J. R. Maldonado, H. Heather Chen-Mayer, S. P. Vermon: SPIE — International Society for Optical Engineering, Bellingham, Washington, 1999. P. 372–379.

8. *Utsuro M. et al.* An Experimental Search of Subcritical Transmission of Very Cold Neutrons (VCN) Described by the de Broglie Wave-Packet // Proc. of VII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics. Dubna, May 25–28, 1999. P. 110–125; JINR Preprint E3-98-212. Dubna, 1998.
9. *Ignatovich V. K.* Temperature Dependence of Neutron Scattering in He-4 Gas // Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics. Proc. of XIV Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna, 24–27 May 2006. Dubna: JINR, 2007. P. 41–63.

Получено 16 июля 2014 г.



Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 07.10.2014.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,38. Уч.-изд. л. 0,45. Тираж 295 экз. Заказ № 58347.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)