

# ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В ВОЛНОВОМ РЕЗОНАТОРЕ

Е.Д. Колупаев, В.Д. Жакетов, Ю.В. Никитенко

*Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка ОИЯИ, 141980, Дубна, Московская область, Россия*

## **Аннотация**

В фундаментальных экспериментах с нейтронами важными являются величина потока нейтронов и время существования нейтрона в измерительной установке. Для их увеличения может быть использован накопитель нейтронов, генерируемых импульсным источником. Оба параметра в накопителе с материальными стенками определяются вероятностями поглощения и диффузного рассеяния нейтронов при отражении нейтронов от стенок накопителя, а также вероятностью распада нейтрона. В работе рассматривается применение волнового резонатора для измерений диффузного рассеяния нейтронов и приводятся результаты экспериментального определения в резонаторе вероятности диффузного рассеяния нейтронов. Получено, что коэффициент потерь нейтронов из-за диффузного рассеяния на границе “вакуум – медный слой” составляет  $4.1 \times 10^{-4} - 2.8 \times 10^{-3}$  для интервала длин волн нейтронов 5 – 20 Å. Это уже делает возможным проведение экспериментов в накопителе нейтронов по определению фундаментальных характеристик нейтрона.

*Keywords:* диффузное рассеяние нейтронов, волновой резонатор

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время актуальными являются нейтронные эксперименты по определению времени жизни нейтрона по отношению к бета распаду [1, 2], вероятностей преобразования нейтрона в антинейтрон [3–7] и зеркальный нейтрон [8–12]. Для определения этих фундаментальных величин может быть использован кольцевой накопитель холодных нейтронов [13–16]. В накопителе с материальными стенками вероятности поглощения нейтронов атомными ядрами и диффузного рассеяния нейтронов шероховатостями поверхности ограничивают величину потока и время жизни нейтронов. Вероятность диффузного рассеяния нейтронов на два-три порядка превышает вероятность поглощения нейтронов в стенках накопителя из таких, например, отражающих нейтроны материалов как медь и бериллий. В этой связи стоит задача измерения параметров шероховатостей и разработки мер для уменьшения вероятности диффузного рассеяния нейтронов. Измерение параметров шероховатостей можно проводить путём регистрации отражения рентгеновского излучения. Однако поглощение рентгеновского излучения сравнимо с диффузным рассеянием и достаточно велико по сравнению с поглощением нейтронов, что снижает точность определения параметров шероховатостей. В этой связи более адекватным для измерения параметров шероховатостей является использование нейтронов. С другой стороны, вероятность диффузного рассеяния нейтронов достаточно мала и на два порядка меньше вероятности зеркального отражения при их подбарьерном (полном) отражении. В этой связи измерение вероятности диффузного рассеяния на фоне зеркального отражения является достаточно сложной задачей. Для определения вероятности диффузного рассеяния нейтронов был предложен метод измерений в слоистой структуре – волновом резонаторе [17–18], позволяющий увеличить чувствительность измерений. Метод состоит в использовании многократного отражения нейтронной волны от межслойных границ резонатора, два слоя которого выполнены из отражающего материала, а промежуточный слой – из слабопоглощающего.

В работе рассматривается метод измерений и приводятся результаты экспериментального определения вероятности диффузного рассеяния нейтронов в волновом резонаторе.

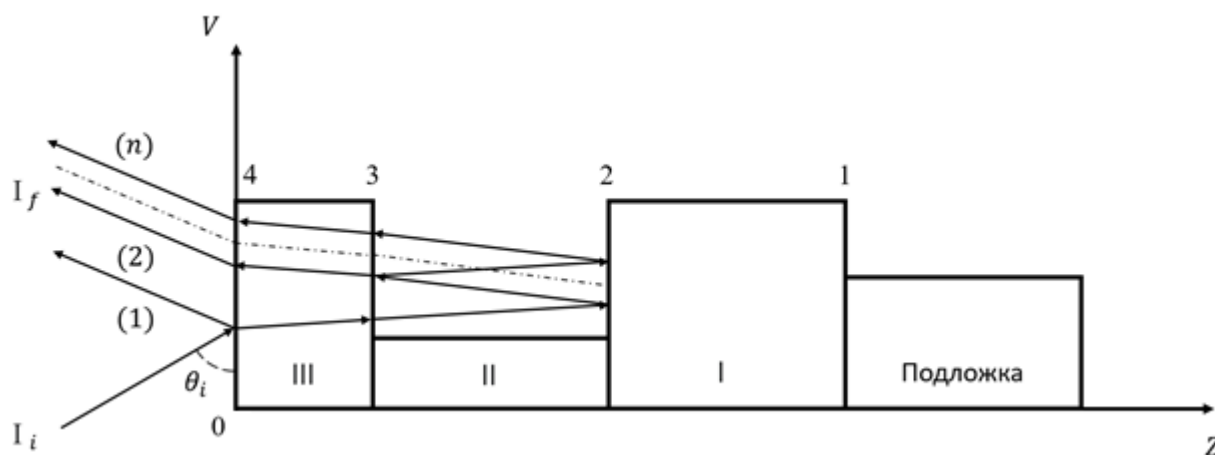
## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Распространение нейтрона при небольших значениях волнового вектора  $k$ , в частности, в пространственно упорядоченной среде при  $k < \pi/L$ , где  $L$  – расстояние между рассеивающими центрами (атомы, кластеры), описывается комплексным потенциалом взаимодействия нейтронов со средой  $U=V-iW=V(1-i\eta)$ [19]. Реальная  $V$  и мнимая  $W$  части потенциала выражаются через соответствующие волновые вектора нейтрона  $k_v$  и  $k_w$

$$V=\hbar^2k_v^2/2m, \quad W=\hbar^2k_w^2/2m \quad (1)$$

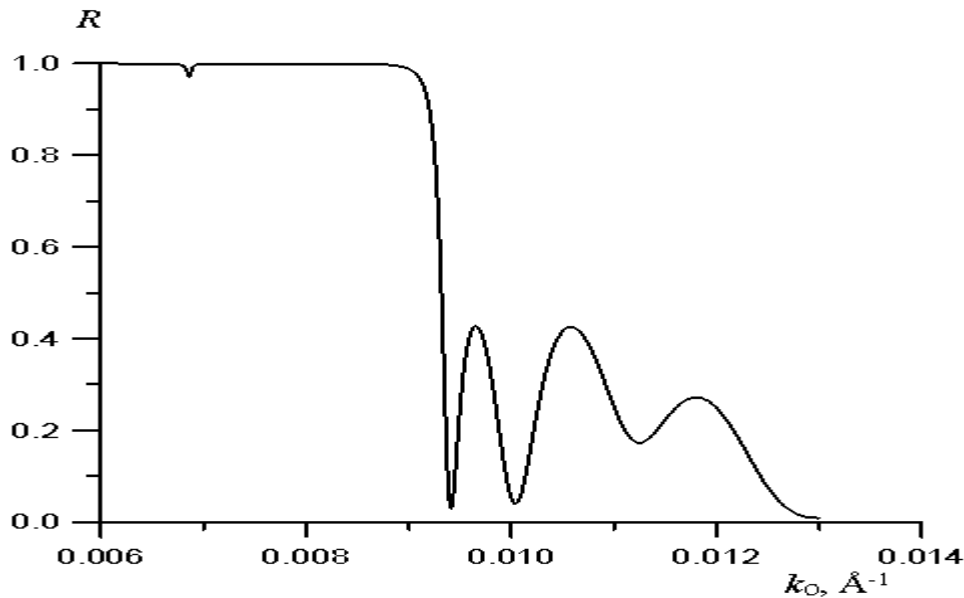
где  $k_v^2=4\pi Nb$ ,  $k_w^2=(m/\hbar)N\sigma v$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $m$ –масса нейтрона,  $b$ –длина рассеяния нейтрона на рассеивающем центре,  $\sigma$ –сечение захвата и рассеяния нейтрона рассеивающими центрами и рассеяния средой,  $N$ –плотность рассеивающих центров,  $v$ –скорость нейтрона.

Нейтронный волновой резонатор представляет собой трёхслойную резонаторную структуру (Рис. 1), в которой крайние слои структуры I и III имеют более высокую реальную часть потенциала взаимодействия нейтронов со средой  $V$  по сравнению со средним слоем II структуры, в котором поглощение нейтронов мало. Нейтроны испытывают от слоёв I и III подбарьерное отражение, которое реализуется при выполнении соотношения  $k_0 < k_v$ , где  $k_0$  – перпендикулярная к границам раздела компонента волнового вектора нейтрона в вакууме.



**Рис. 1.** Зависимость реальной компоненты потенциала  $V$  от координаты  $Z$ , отсчитываемой от поверхности в глубь структуры, для трёхслойной структуры. Номерами I–III указаны слои структуры, номерами 1–4 отмечены границы раздела между слоями. Порядки отражённых нейтронных волн обозначены (1)–(n).

**На рис. 2.** Приведена зависимость коэффициента отражения  $R$  от  $k_0$  для идеальной (потенциалы слоёв прямоугольной формы) структуры Cu(300Å)/Al(400Å)/Cu(1000Å)/стекло(5мм). На плато, где  $R = 1$ , наблюдается провал при резонансном значении волнового вектора  $k_{\text{res}} = 0.00686 \text{ \AA}^{-1}$ , связанный с многократным прохождением нейтронами промежуточного слоя II и подбарьерного их отражения от слоёв I и III.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента отражения  $R$  от перпендикулярной компоненты волнового вектора для структуры Cu(300Å)/Al(400Å)/Cu(1000Å)/стекло.

Для коэффициента поглощения нейтронов в структуре имеет место соотношение [18]

$$M = \int |\psi(k, z)/\psi_0(k_0)|^2 k_w^2(k, z)/k_0 dz \quad (2)$$

где  $\psi_0(k_0)$  – волновая функция налетающего на структуру нейтрона,  $\psi(k, z)$  – волновая функция нейтрона в структуре,  $k$  – перпендикулярная компонента волнового вектора в структуре.

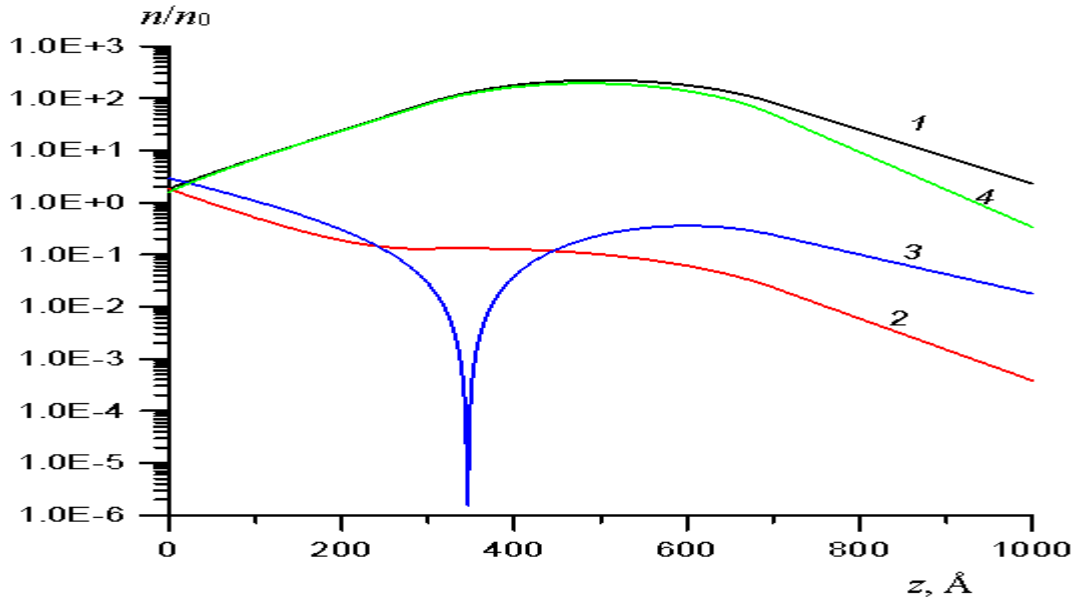
Как следует из (2), значение  $M$  определяется плотностью нейтронов  $n(z) = |\psi(z)|^2$ , а более точно потоком  $j(z) = vn(z)$  (скорость  $v$  входит в выражение для  $k_w^2$ ). В резонаторной структуре  $n(z)$  увеличивается при резонансных значениях волнового вектора, увеличивая тем самым коэффициент  $M$ .

При подбарьерном отражении,  $W \ll V$  и  $|\psi_0|^2 = 1$  уравнение (2) преобразуется к виду [19]

$$M = 2\eta k_0 / (k_v^2 - k_0^2)^{1/2} \quad (3)$$

Из (3) следует, что  $M \rightarrow 0$  при  $k_0 \rightarrow 0$  и  $M = \eta$  при  $k_0^2 = k_v^2/5$ .

На рис. 3 приведены координатные зависимости плотности нейтронов для различных значений волнового вектора для структур  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Cu}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$  и  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Be}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$ .



**Рис. 3.** Пространственная зависимость  $n(z)/n_0$  ( $z$  отсчитывается от поверхности) для структуры  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Cu}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$  при значениях волнового вектора  $k_0 = k_{\text{res}} = 0.00686 \text{\AA}^{-1}$  (1),  $k_0 = 0.006 \text{\AA}^{-1} < k_{\text{res}}$  (2) и  $k_0 = 0.008 \text{\AA}^{-1} > k_{\text{res}}$  (3) и для структуры  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Be}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$  при  $k_0 = k_{\text{res}} = 0.00686 \text{\AA}^{-1}$  (4).

При резонансном значении волнового вектора  $k_0 = k_{\text{res}} = 0.00686 \text{\AA}^{-1}$  (зависимость 1) плотность возрастает начиная с поверхности слоя III, достигает максимума в промежуточном слое II ( $300 \text{\AA} < z < 700 \text{\AA}$ ) и уменьшается с увеличением  $z$  в слое I ( $z > 700 \text{\AA}$ ). При  $k_0 = 0.006 \text{\AA}^{-1} < k_{\text{res}}$  (зависимость 2) плотность с ростом  $z$  уменьшается. При  $k_0 = 0.008 \text{\AA}^{-1} > k_{\text{res}}$  (зависимость 3) при  $z = 340 \text{\AA}$  (слой II) наблюдается минимум связанный с интерференцией встречно распространяющихся волн. При резонансном значении волнового вектора плотность на границах среднего слоя для структуры  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Cu}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$  отличается на 3% и составляют  $n(z=300 \text{\AA})/n_0 = 80.962$  и  $n(z=700 \text{\AA})/n_0 = 83.49$ . Практически равные значения плотности, как мы увидим далее, приводят к тому, что извлекаются средние для двух границ среднего слоя параметры шероховатостей. В структуре  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Be}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$

плотность различная и равна  $n(z=300 \text{ \AA})/n_0 = 77.36$  и  $n(z=700 \text{ \AA})/n_0 = 49.85$ . Разница в значениях плотности для этой структуры составляет 55% и связана с различными значениями фазы амплитуды отражения нейтрона от слоя меди и слоя бериллия, имеющих различные значения  $k_v$ . В этой связи, в структуре  $\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Al}(400\text{\AA})/\text{Be}(1000\text{\AA})/\text{стекло}$ , в которой слои I и III выполнены из разных материалов, в данном случае слой I из бериллия, а слой III из меди, значения параметров шероховатостей границ 2 и 3 могут быть определены независимо.

Чтобы представить качественно физическую картину формирования плотности (потока) нейтронов в резонаторе, приведём соотношения для коэффициентов поглощения в отдельных слоях структуры. Для волновой функции нейтрона в первом отражающем слое структуры выполняется соотношение

$$\psi_I = \psi_0 t_{32} t_{i1} \exp(ik_I) / (1 - r_{23} r_{i1}) \quad (4)$$

где  $t_{32} = t_{32} / (1 - r_2 r_3)$  – амплитуда пропускания бислоя, состоящего из третьего и второго слоя,  $r_{23} = r_2 + t_2^2 r_3 / (1 - r_2 r_3)$  – амплитуда отражения от бислоя, состоящего из второго и третьего слоёв,  $r_{2(3)} = r_{i2(i3)} [1 - (1 - r_{i2(i3)})^2 \exp(2ik_{2(3)} d_{2(3)})] / [1 - r_{i2(i3)}^2 \exp(2ik_{2(3)} d_{2(3)})]$  – амплитуда отражения от второго (третьего слоя),  $t_{2(3)} = (1 - r_{i2(i3)})^2 \exp(ik_{2(3)} d_{2(3)}) / (1 - r_{i2(i3)}^2 \exp(2ik_{2(3)} d_{2(3)}))$  – амплитуда пропускания нейтронов вторым(третьим)слоем,  $t_{11} = 2k_0 / (k_0 + k_1)$  – амплитуда пропускания через границу “вакуум–первый слой”,  $r_{11} = (k_0 - k_1) / (k_0 + k_1)$  – амплитуда отражения от границы “вакуум–первый слой”,  $d_{2(3)}$  – толщина второго(третьего) слоя,  $k_{2(3)}$  – перпендикулярная к границам раздела компонента волнового вектора во втором(третьем) слое.

После преобразований, при резонансном значении волнового вектора  $k_{\text{res}}$ , удовлетворяющем соотношению  $2k_{\text{res}} d_2 + \varphi_1 + \varphi_3 = 2\pi$ , где  $\varphi_1$  и  $\varphi_3$  – фазы амплитуд отражения от первого и третьего слоёв, соответственно, получим для коэффициента поглощения нейтронов в первом слое в приближении  $r_2 \approx 0$ ,  $t_2 \approx \exp(ik_2 d_2)$ ,  $r_3 \approx r_{i3} = |r_{i3}| \exp(i\varphi_3)$  и  $t_{32} \approx t_3 t_2$ ,

$$M_1 = \chi_1 \mu_1 = |t_3|^2 \mu_1 / (\mu_1/2 + \mu_3/2 + \mu_2)^2, \quad (5)$$

где  $\chi_1 = |t_3|^2 / (\mu_1/2 + \mu_3/2 + \mu_2)^2$ ,  $\mu_{1,3} = (1 - |r_{i1,i3}|^2)$  – коэффициент поглощения в первом(отражающем[20]) и третьем(усиливающем[20]) слоях,  $\mu_2 \approx 4d_2 k_{2i}$  – объёмный коэффициент поглощения во втором(фазосдвигающем[20]) слое,  $k_2 = k_{2r} + i \times k_{2i}$ . Фактор увеличения коэффициента поглощения в первом слое  $\chi_1 = M_1 / \mu_1$  обратно пропорционален коэффициентам поглощения в слоях  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_3$ .

Для третьего слоя в том же приближении имеем

$$M_3 \approx \chi_1(1 - \exp(-k_{i3}d_3))\mu_3, \quad (6)$$

В (6) по сравнению с (5) появился множитель  $(1 - \exp(-k_{i3}d_3))$ , зависящий от толщины третьего слоя  $d_3$  (напомним, первый слой считается бесконечной толщины – среда). С увеличением  $d_3$  значение  $M_3$  стремится к  $M_1$ .

На рис. 4 приведены зависимости  $M(z)$  для слоёв I, II и III. Видно, что в резонансе выполняется  $M_I \approx M_{III} > M_{II}$ . Соотношение коэффициентов поглощения, приближённо определяется соотношением параметров  $\eta = (k_w/k_v)^2$ , а именно  $\eta_I = \eta_{III} = 100\eta_{II}$ . В тоже время достижимая плотность нейтронов обратно пропорциональна  $\eta$ . В этой связи, далее в качестве среднего слоя взят алюминий, для которого  $\eta$  на порядок меньше, чем для меди. Слои алюминия находится в режиме надбарьерного отражения нейтронов, в то время как слои меди и бериллия – в подбарьерном режиме.

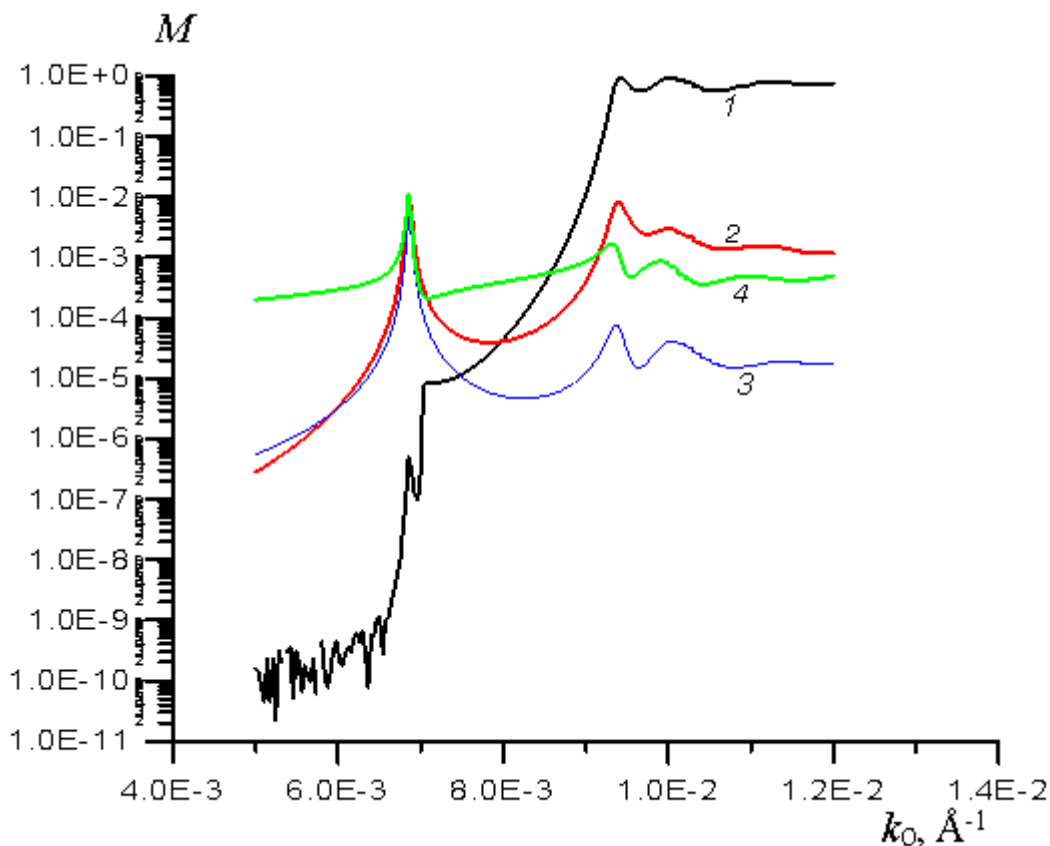


Рис. 4. Зависимости вероятности поглощения  $M(z)$  в подложке (1) и слоях I (2), II(3) и III(4).

## РАСЧЁТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ И РАССЕЙНИЯ НЕЙТРОНОВ

Рассмотрим теперь вероятность диффузного рассеяния. Для вероятности диффузного рассеяния в случае отсутствия корреляции шероховатостей на границах в направлении в глубину структуры имеем[21–23]

$$dS/d\theta_f = (1/4\pi)^2 \sum_{j=1,n} F_j |k_j^2 - k_{j+1}^2|^2 |\psi_{ji}(k_i)|^2 |\psi_{jf}(k_f)|^2, \quad (7)$$

где  $F_j = 2\pi\sigma_{jz}^2 L_{jx}^2 / (1 + q_x^2 L_{jx}^2)^{3/2}$ ,  $\psi_{ji}(k_i)$  и  $\psi_{jf}(k_f)$  – волновые функции нейтрона при перпендикулярных компонентах волнового вектора до и после рассеяния,  $j$  – номер границы раздела,  $q_x = 2\pi/\lambda(\cos(\theta_i) - \cos(\theta_f))$ ,  $\theta_i$  – угол скольжения падающего на структуру нейтрона (индексы “ $i$ ” и “ $0$ ” тождественны),  $\theta_f$  – угол скольжения рассеянного нейтрона,  $k_j^2 = 4\pi N_j b_j$ ,  $L_{jx}$  и  $\sigma_{jz}$  – корреляционная длина и среднеквадратичная амплитуда шероховатостей на границе раздела.

Из (7) следует, что вероятность является суммой вероятностей рассеяния от шероховатостей на отдельных границах. В случае же коррелированных шероховатостей амплитуда рассеяния является суммой амплитуд от отдельных границ и для вероятности имеем[24]

$$dS/d\theta_f = (1/4\pi)^2 \left| \sum_{j=1,n} \psi_{jf}(k_{iz}) F_j^{1/2} (k_j^2 - k_{j+1}^2) \psi_{ji}(k_{iz}) \right|^2, \quad (8)$$

При наличии рассеяния и поглощения нейтронов в структуре выполняется условие баланса потоков

$$R + T + M + S = 1, \quad (9)$$

$R$  – коэффициент отражения нейтронов от структуры,  $T$  – коэффициент пропускания нейтронов через структуру,  $M$  – коэффициент поглощения нейтронов в структуре,  $S$  – коэффициент рассеяния нейтронов структурой.

При подбарьерном отражении, когда  $T = 0$ , коэффициент отражения есть

$$R = 1 - M - S \quad (10)$$

Введём три характерных размера. Это – среднее квадратичное изменение угла скольжения нейтронов в падающем пучке  $\sigma_\theta$ , интервал углов скольжения нейтронов в падающем пучке  $\theta_{d1} \div \theta_{d2}$  и интервал углов регистрации нейтронов детектором  $\theta_{r1} \div \theta_{r2}$ . В общем случае выполняется  $\sigma_\theta < (\Delta_r = \theta_{r2} - \theta_{r1}) < (\Delta_d = \theta_{d2} - \theta_{d1})$  и для среднего значения коэффициента отражения  $R_a$  в диапазоне углов регистрации имеем

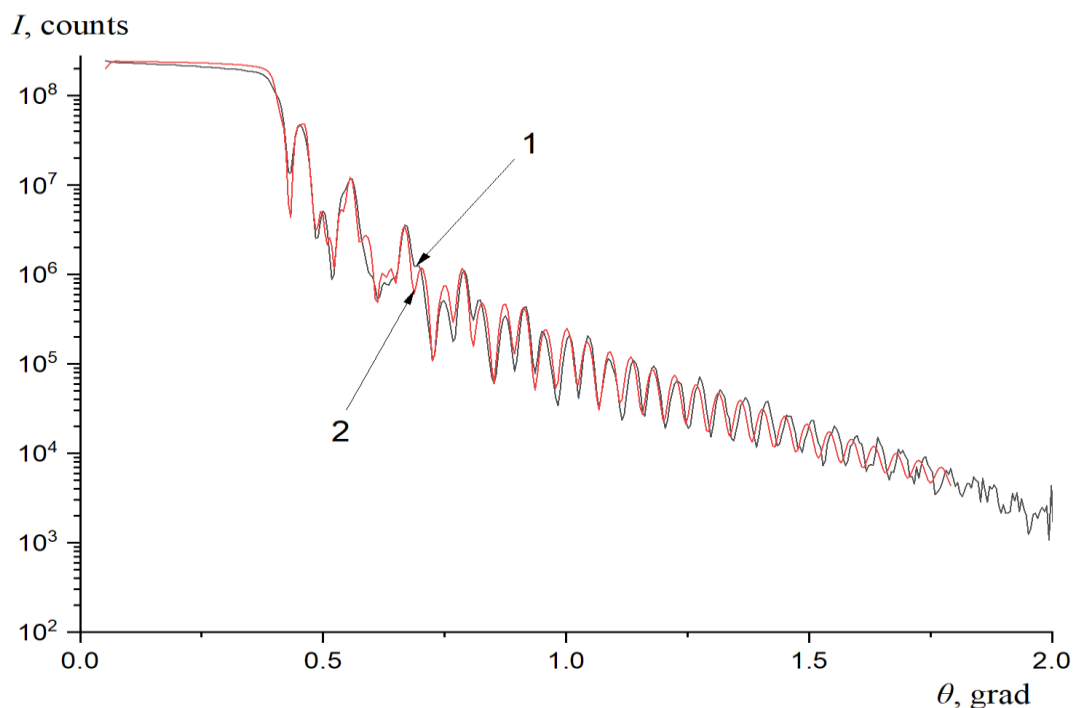
$$R_a = \left[ \int R(\theta) - \left[ \int (dS(\theta_i, \theta_{f1}) / d\theta_{f1}) d\theta_{f1} \right] f(\theta_i, \theta_a) d\theta_i + \left[ \int (dS(\theta_{f2}, \theta_i) / d\theta_i) d\theta_i f(\theta_{f2}, \theta_a) d\theta_{f2} \right] \right] \quad (11)$$

где  $\theta_a$  – среднее значение угла регистраци,  $f(\theta, \theta_a) = \exp(-(\theta - \theta_a)^2 / 2\sigma_\theta^2)$  – функция разрешения спектрометра. Интегрирование по  $\theta_i$  выполняется в интервале углов регистраци  $\theta_{r1} \div \theta_{r2}$ . Интегрирование по  $\theta_{f1}$  выполняется в интервалах  $\theta_{r2} \div \pi/2$  и  $0 \div \theta_{r1}$ . Интегрирование по  $\theta_{f2}$  выполняется в интервалах  $\theta_{r2} \div \theta_{d2}$  и  $\theta_{d1} \div \theta_{r1}$ . В эксперименте выполнялись соотношения  $\theta_{r1} = \theta_{d1}$  и  $\theta_{r2} = \theta_{d2}$ , так что третье слагаемое в выражении  $R_a$  отсутствует.  $R_a$  можно также рассчитать рекуррентным способом [25], зная амплитуды отражения и пропускания отдельных слоёв и эффективных рассеивающих областей толщиной  $\Delta z = 2\sigma_z$  на границах раздела слоёв [18].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для исследований была выбрана резонаторная структура  $\text{Cu}(300\text{Å})/\text{Al}(400\text{Å})/\text{Cu}(1000\text{Å})/\text{стекло}$ , изготовленная в ПИЯФ(Гатчина). Предварительно была проведена аттестация параметров структуры путём измерения отражения рентгеновского излучения. Рентгеновские исследования проводились на платформе серии Empyrean от компании Malvern Panalytical. Её параметры: длина волны  $1.79 \text{ Å}$ , интервал угла скольжения  $0.0526 - 2.15$ , шаг по углу  $\Delta\theta = 0.001$  град, щелевая диафрагма на источнике  $0.13 \text{ мм}$ , расстояние от источника до образца  $240 \text{ мм}$ , расстояние от образца до детектора  $240 \text{ мм}$ , щелевая диафрагма на детекторе  $0.1 \text{ мм}$ . Геометрия измерений  $\theta - 2\theta$ . Данные обрабатывались в пакете программ «X'Pert Reflectivity». Было проведено фитирование сегментным алгоритмом [26].

На рис. 5 представлены результаты аппроксимации экспериментальных данных по отражению рентгеновского излучения от резонаторной структуры. Видно, что до  $\theta = 1.25$  град расчётная зависимость соответствует экспериментальным данным. При  $\theta > 1.25$  град расчётная зависимость сдвинута относительно экспериментальной по углу  $\theta$ , что, возможно, связано с ошибкой в определении угла  $\theta$ .



**Рис 5.** Зависимость экспериментальной (1) и расчётной (2) интенсивности отражённого от структуры  $\text{Cu}(30\text{nm})/\text{Al}(40\text{nm})/\text{Cu}(100\text{nm})/\text{стекло}$  рентгеновского излучения от угла скольжения падающего пучка.

В таблице 1, представлены значения параметров структуры, полученные в результате подгонки расчёта к эксперименту.

**Таблица 1:** Параметры структуры  $\text{Cu}(30\text{nm})/\text{Al}(40\text{nm})/\text{Cu}(100\text{nm})/\text{стекло}$ , полученные из подгонки расчёта к экспериментальным данным рентгеновских измерений. Значения толщины слоёв близки к номинальным значениям.

№ слоя	материал	плотность слоя, $\text{г/см}^3$	Толщина слоя, $\text{Å}$
Подложка	Стекло $\text{Na}_2\text{O}\cdot\text{CaO}\cdot 6\text{SiO}_2$	2.52	5 мм

I	Cu	8.94	1040
II	Al	2.42	401
III	Cu	8.91	338
	вакуум	0	

На рис. 6 приведена схема нейтронных рефлектометрических измерений, проведённых в диапазоне длин волн нейтронов 1–15 Å. Падающий на исследуемую структуру пучок нейтронов коллимировался диафрагмами  $D_1$  и  $D_2$ . Ширина окна  $D_1$  составляла  $h_1=1.2$  мм. Роль диафрагмы  $D_2$  выполнял сам образец, ширина окна диафрагмы определялась из соотношения  $h_2=L*\sin(\theta)$ , где  $L=85$  мм – длина образца,  $\theta=0.0035$  – среднее значение угла скольжения пучка нейтронов, и составлял  $h_2=0.3$  мм. При измерениях пространственного разрешения детектора нейтронов коллимировался диафрагмой  $D_3$  с  $h_3=0.1$  мм. Расстояние от диафрагмы  $D_1$  до образца равно 4500 мм, расстояние от образца до детектора 5030 мм. Пространственное разрешение детектора составляло 1.56 мм.

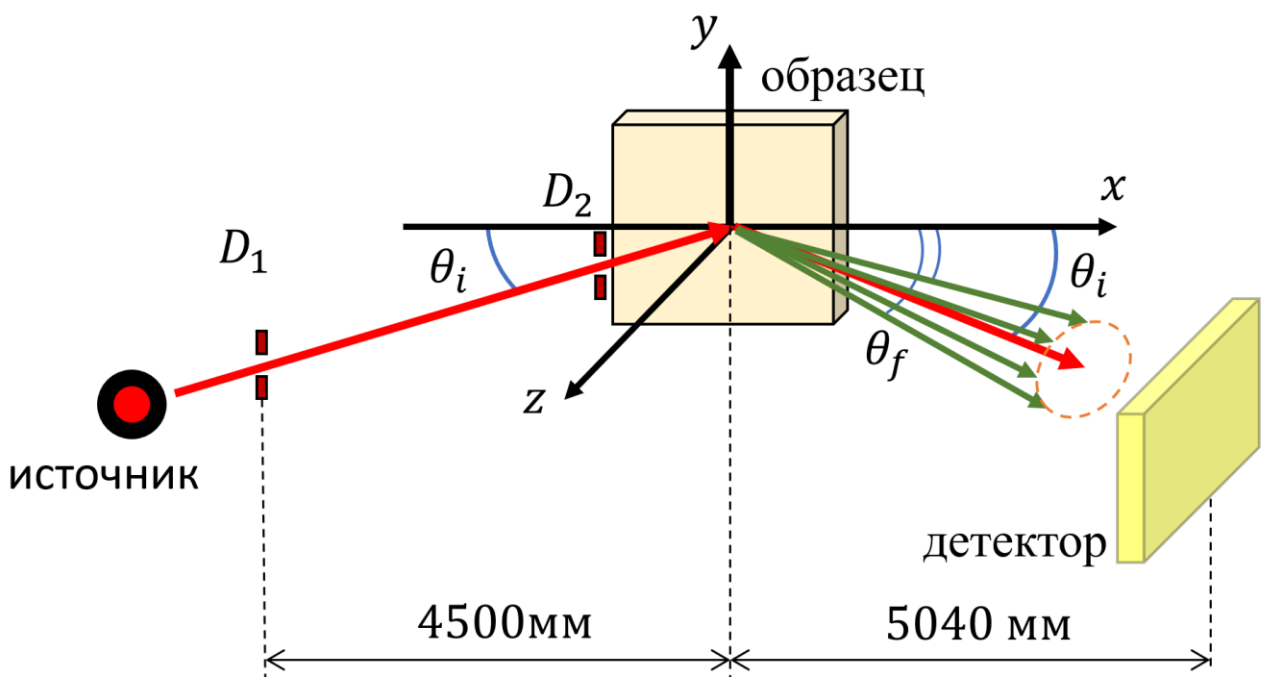
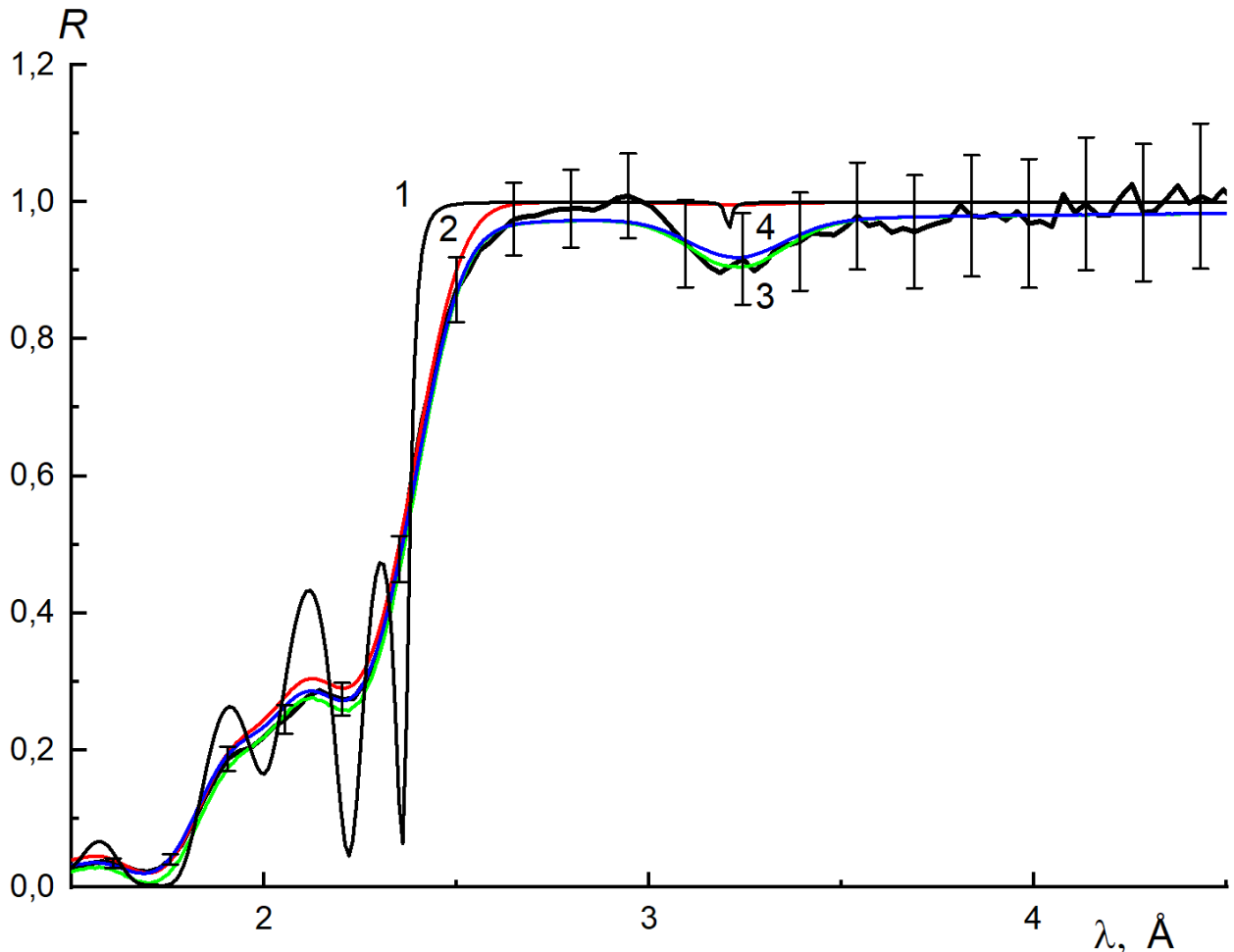


Рис. 6. Схема измерений:  $D_{1,2}$  – диафрагмы,  $\theta_i$  и  $\theta_f$  – углы скольжения падающего на структуру и отражённого от неё пучков нейтронов.



**Рис 7.** Экспериментальные данные и расчётные (1–4) зависимости коэффициента отражения от длины волны нейтронов при угле скольжения 3.5 мрад и угловом разрешении  $\sigma_\theta = 0.13$  мрад: (1) – без учёта разрешения и шероховатостей, (2) – учёт разрешения и с интервалом регистрации 2.84–4.16 мрад, (3) – дополнительно к условиям (2) учёт рассеяния на шероховатостях используя соотношение (11), (4) – дополнительно к условиям (2) учёт рассеяния на шероховатостях используя рекуррентные соотношения и значения  $k_{d,w}^2$  для границ 1–4.

На рис. 7 приведены экспериментальные данные и расчётные (1-4) зависимости коэффициента отражения от длины волны нейтронов при угле скольжения 3.5 мрад и угловом

разрешении  $\sigma_\theta = 0.13$  мрад. При расчётах потенциал области толщиной  $\Delta z = 2\sigma_z$  на границе между слоями представлялся зависящим от потенциалов смежных  $j$  и  $j+1$  слоёв. Так, реальная часть потенциала определялась из соотношения  $V = (V_j + V_{j+1})/2$ . Мнимая часть потенциала представлялась в виде  $W = W_{c,j} + W_{c,j+1} + W_d$ , где  $W_{c,j}$ ,  $W_{c,j+1}$  есть потенциалы, обусловленные сечениями захвата смежных слоёв,  $W_d$  – часть мнимого потенциала, обусловленная диффузным рассеянием. Провал на рис. 8 в зависимости коэффициента отражения при  $\lambda = 3.30 \text{ \AA}$  связан в основном с диффузным рассеянием нейтронов на шероховатостях границ раздела слоёв, коэффициент поглощения здесь составляет 0.094. Коэффициент поглощения при критическом значении длины волны  $2.88 \text{ \AA}$  составляет 0.023. Зависимости 3 и 4 в резонансе при  $\lambda = 3.30 \text{ \AA}$  отличаются на 1%. Такая точность совпадения расчётов выполненных по соотношению (10) и выполненных по рекуррентным соотношениям подтверждает возможность представления границы раздела в виде области, в которой потенциал имеет слагаемое, соответствующее диффузному рассеянию на шероховатостях.

В таблице 2 приведены значения параметров слоёв и границ раздела. Границы 2-4 имеют одинаковые значения параметров шероховатостей. Для границы 1 мы указываем максимальные значения параметров, которые начинают ухудшать подгонку расчётной зависимости к экспериментальной. На самом деле значения параметров для границы 1 могут быть меньше или равны значениям для границ 2-4. При предположении корреляции шероховатостей границ расчётные параметры границ 2–4 уменьшаются на 1.8 % до  $\sigma_z = 11.8 \text{ \AA}$  и  $L_x = 4026 \text{ \AA}$ .

**Таблица 2.** Нейтронные исследования: значения параметров слоёв и границ раздела при отсутствии корреляции границ раздела.

Слой	Материал слоя	$k_v, \text{ нм}^{-1}$	$k_w, \text{ нм}^{-1}$	Толщина слоя, $\text{ \AA}$	Граница раздела	
					$\sigma_z, \text{ \AA}$	$L_x, \text{ мкм}$
Подложка	Стекло: $\text{Na}_2\text{O} \cdot$ $\text{CaO} \cdot$ $6\text{SiO}_2$	$7.0 \times 10^{-2}$	$1.2 \times 10^{-3}$	5мм		
					1–Cu/стекло < 16	1–Cu/стекло

I	Cu	$9.05 \times 10^{-2}$	$1.06 \times 10^{-3}$	1050		< 0.55
					2–Al/Cu $12 \pm 0.3$	2–Al/Cu $0.41 \pm 0.01$
II	Al	$5.1 \times 10^{-2}$	$2.2 \times 10^{-3}$	401	3–Cu/Al $12 \pm 0.3$	3–Cu/Al $0.41 \pm 0.01$
					4–вакуум/Cu $12 \pm 0.3$	4–вакуум/Cu $0.41 \pm 0.01$
III	Cu	$9.05 \times 10^{-2}$	$1.06 \times 10^{-3}$	338		
					4–вакуум/Cu $12 \pm 0.3$	4–вакуум/Cu $0.41 \pm 0.01$
	вакуум	0	0			

В резонаторной структуре диффузное рассеяние от отдельных границ раздела является определяющим для различных участков в полном диапазоне волнового вектора падающих на структуру нейтронов. Действительно, для первой границы раздела это диапазон  $k \gg (k_v(I), k_v(III))$ . Для второй и третьей границ это окрестность резонансного значения волнового вектора  $k \approx k_{рез}$ . Для четвертой границы  $k_v(II) \leq k \leq (k_v(I), k_v(III))$ . В этой связи в принципе представляется возможным определение параметров шероховатостей для всех четырех границ раздела между слоями, если слои I и III выполнены с различными значениями  $k_v$ . Для экспериментально исследованной структуры  $k_v(I) = k_v(III)$ . В этом случае определяются, как было отмечено при объяснении зависимостей на Рис. 3, только средние значения параметров для границ 2 и 3. Значения параметров шероховатостей для границы 4 совпали со средними значениями для границ 2 и 3, что не исключает корреляции шероховатостей для границ 2–4. Для границы 1 из-за большой статистической ошибки мы указываем только максимальные предельные значения параметров шероховатостей.

Итак, коэффициент потерь из-за диффузного рассеяния составил  $\mu_{дифф} = 2.8 \times 10^{-3}$ ,  $8 \times 10^{-4}$  и  $4.1 \times 10^{-4}$  для длины волны нейтронов 5, 10 и 20 Å, соответственно. Или, считая, что как в случае не зависящих от скорости (длины волны) реального и мнимого потенциалов выполняется соотношение  $\mu = 2\eta x / (1-x^2)^{1/2}$ , где  $x = \lambda_{гр} / \lambda$  и  $\lambda_{гр} = 2.36$  Å, получим для

соответствующих значений длины волны  $\eta_{\text{дифф}} = 1.44 \times 10^{-3}$ ,  $1.64 \times 10^{-3}$  и  $1.72 \times 10^{-3}$ . Из данных для  $\eta_{\text{дифф}}$  следует, что мнимый потенциал, ответственный за диффузное рассеяние, не постоянный, а увеличивается с ростом длины волны.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование показывает, что коэффициент потерь на границе вакуум–медь находится в пределах  $\mu_{\text{дифф}} = 0.0004–0.03$  в интервале  $\lambda_{\text{гр}}/\lambda$  от 0.12 до 1 при параметрах шероховатостей  $\sigma_z = 12 \text{ \AA}$  и  $L_x = 0.41$  мкм. Это уже делает возможным проведение некоторых экспериментов в накопителе нейтронов. Так, например, при определении фундаментальных характеристик нейтрона достаточно уже иметь значения  $\mu = 10^{-3}–10^{-2}$ . Но, конечно, для увеличения измерительных возможностей, а значит, уменьшения  $\mu_{\text{дифф}}$ , необходимо уменьшать оба параметра  $\sigma_z$  и  $L_x$ , или уменьшать  $\sigma_z$  и увеличивать  $L_x$  больше критического значения когда вероятность рассеяния начинает падать. Во втором случае диффузное рассеяние концентрируется вблизи зеркального отражения, что соответствует уменьшению коэффициента поглощения в заданном угловом диапазоне благодаря увеличению допустимого числа отражений нейтрона при его распространении в накопителе нейтронов. В этой связи следует рассмотреть и исследовать отражение от стенки, покрытой слоем жидкости на поверхности, для которой  $L_x$  достигает значения 1мм.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ezhov V.F. et al.* // Pis'ma v ZhETF. 2018. V. 107. Iss. 11. P. 707.
2. *Серебров А. П.* // УФН. 2019. Т.189, № 6. С.635.
3. *Chetyrkin K.G., M.V. Kazarnovsky, Kuzmin V.A., Shaposhnikov* // Physics Letters. 1981. V. 99B. № 4. P. 358.
4. *Лущиков В.И., Попов А.Б. Самосват Г.С., Таран Ю.В.* // Сообщения ОИЯИ РЗ-81-313, Дубна, 1981.
5. *M. Baldo-Ceolin et al.* // Physics Letters B. 1990. V. 236. № 1. P. 95.
6. *Nesvizhevsky V.V., Gudkov V., Protasov K.V., Snow W.M., Voronin A.Yu.* // EPJ Web of Conferences. 2018. V. 191. P. 01005.
7. *Mistead D.* // arXiv: 2015. 1510.015v1.
8. *Pokotilovsky Yu.N.* // Phys. Lett. 2006. V. 639. P. 214–217.
9. *Окунь Л.Б.* // УФН. 2007. Т. 177ю № 4. С. 397.
10. *Serebrov A.P.* // Phys. Lett. 2008. V. 663. P. 181–185.
11. *Broussard L. J., Bailey K. M., Bailey W. B. et al. (18)* // EPJ Web of Conf. 2019, V. 219. P. 07002.
12. *Addazi A., Anderson K., Ansell S. et al. (111)* // J. Phys. G: Nucl.Part.Phys.2021. V.48. P.070501.
13. *Kugler K.J, Moritz K., Paul W., Trinks U.* // NIM A, 1985. V. 228. P. 240.),

14. *Paul W., Anton F., Paul L., Paul S., Mampe W.*// *Z. Phys. C.* 1989. V.45. P. 25.)
15. *Никитенко Ю.В.* // Накопитель холодных нейтронов. Патент на изобретение № 2772969 от 30.05.2022.),
16. *Никитенко Ю.В.* // Накопитель холодных и очень холодных нейтронов, Препринт P13-2023-28, Дубна, 2023).
17. *Никитенко Ю.В.* Способ измерения вероятности поглощения нейтронов при их подбарьерном отражении от поверхности и структура для его осуществления. Патент на изобретение № 2761053 от 02.12.21г.
18. *Никитенко Ю.В.* Поглощение и рассеяние нейтронов при подбарьерном отражении от поверхности. *Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, V.18. Supplement, 2024.
19. *Шапиро Ф.Л.* // Нейтронные исследования. Москва, Наука, 1976.
20. *Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V.*// *Physica B.* 2001. V.297. P. 101–112.
21. *Sinha S.K, Sirota E.B., Garoff S., Stanley H.B.*// *Phys. Rev. B.*1988. V. 38. P. 2297.
22. *Deak L., Bottyan L., Nagy D. L., Spiering H., Khaidukov Y. N, Yoda Y.*// *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. P. 224420.
23. *Khaidukov Yu., Morari R., Soltwedel O., Keller T., Christiani G., Logvenov G., Kupriyanov M., Sidorenko A., and Keimer B.* // *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS.* 2015. V. 118. P. 213905.
24. *Никитенко Ю.В., Сыромятников В.Г.*// Рефлектометрия поляризованных нейтронов. Москва, Физматлит, 2013.
25. *Игнатович В.К.* // Нейтронная оптика. Москва, Физматлит, 2006.
26. *A.C. Atkinson*, A segmented algorithm for simulated annealing // *Statistics and Computing.* 1992. V. 2.