

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТА АНОМАЛЬНОГО ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ ПРИ ПРЕИМУЩЕСТВЕННО РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ НА СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ InSb

© 2019 г. Ю. Г. Абов^{1),2)}, Н. О. Елютин¹⁾, Д. В. Львов^{1),2)}, А. Н. Тюлюсов^{1),2)*}

Поступила в редакцию 07.12.2018 г.; после доработки 07.12.2018 г.; принята к публикации 07.12.2018 г.

Теоретически проанализирована динамическая дифракция нейтронов на совершенных кристаллах InSb в условиях как преимущественно потенциального, так и резонансного рассеяния. Основное внимание уделено эффекту аномального пропускания нейтронов. Предложен проект эксперимента по изучению этого эффекта при преимущественно резонансном рассеянии нейтронов с одновременной регистрацией отраженного, прошедшего пучков и вторичных γ -квантов. Показана возможность проведения такого опыта на пучках высокопоточных реакторов.

DOI: 10.1134/S0044002719040032

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект аномального пропускания (ЭАП) нейтронов является аналогом эффекта Борманна [1] для рентгеновских лучей, представляющего заметное уменьшение поглощения в совершенном кристалле при углах падения, близких к брэгговскому положению. Первые попытки наблюдать ЭАП в дифракции тепловых нейтронов были сделаны Нолсом в 1956 г. на кристалле кальцита CaCO_3 [2] и Зиппелем в 1964 г. на кристаллах InSb [3]. Предпосылкой было то, что еще в 1947 г. Гольдбергер и Зейтц [4] показали глубокую аналогию в процессах динамической дифракции (ДД) рентгеновских лучей и тепловых нейтронов на совершенных кристаллах. Теоретический анализ ЭАП для случая рассеяния в геометрии Лауэ был проведен в 1965 г. [5] и получил название “Нейтроннооптический эффект Кагана–Афанасьева”.

Подробные исследования ДД на нейтронном пучке были проведены Зиппелем с сотрудниками [6] на совершенных слабо поглощающих нейтроны кристаллах (Si, Ge). Очевидно, что в кристалле Si эффект практически не наблюдаем, хотя впоследствии ЭАП был наблюден на кристалле Ge в геометрии Брэгга [7, 8], при этом было достигнуто хорошее согласие с теорией. Случай геометрии Лауэ на кристаллах Si при углах Брэгга, близких к $\pi/2$,

был подробно исследован в [9]. Случай сильного поглощения изучался Соменковым с сотрудниками на кристаллах CdS при рассеянии в геометрии Лауэ как для случая в основном потенциального рассеяния нейтронов, так и вблизи от области резонанса для ядер ^{113}Cd ($E_{\text{рез}} = 0.178$ эВ) [10–12]. Это было первым опытным доказательством аномального пропускания, хотя количественного согласия с теорией достигнуто не было, что связывалось с невысоким совершенством кристаллов. Кроме того, в этих измерениях отдельно регистрировался либо прошедший, либо отраженный пучок.

За прошедшее время заметно усовершенствовалась как техника эксперимента, так и методы выращивания кристаллов, что дает возможность продолжить изучение ЭАП. Кроме того, несомненную пользу может принести использование опыта, накопленного в рентгеновской кристаллооптике. Эффект аномального пропускания рентгеновских лучей гораздо подробнее изучен, чем нейтронный случай, более того, регистрация вторичного излучения при ДД X-лучей уже давно стала методом исследования неорганических материалов [13].

В качестве проекта опыта, практически свободного от описанных недостатков, предлагается изучение ЭАП нейтронов при дифракции на совершенном кристалле InSb в схеме двухкристального спектрометра, при одновременной регистрации прошедшего и отраженного пучков нейтронов, а также γ -квантов как вторичного излучения, обусловленного реакцией нейтронов и ядер ^{115}In .

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: antyulyusov@mephi.ru

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Проведем теоретический расчет отражения и прохождения нейтронов через кристалл InSb, основываясь на теории динамической дифракции нейтронов [14]. Поведение нейтронов внутри кристалла описывается уравнением Шредингера [15]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \cdot \Psi(\mathbf{r}) = E \cdot \Psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\Psi(\mathbf{r})$ — волновая функция нейтронов; $V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{R}_n)$ — периодический потенциал взаимодействия между нейтронами и ядрами, составляющими решетку кристалла; \mathbf{R}_n — вектор трансляции этой решетки, а $E = \hbar k_0^2/2m$ — полная энергия нейтронов в кристалле, равная их кинетической энергии в вакууме, \mathbf{k}_0 — волновой вектор в вакууме.

Запишем волновую функцию в виде разложения по векторам обратной решетки:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_B \Psi_B(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_B \mathbf{r}), \quad (2)$$

здесь $\mathbf{k}_B = \mathbf{k}_0 + \mathbf{B}$, а $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{hkl} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3$ — вектор обратной решетки кристалла. Потенциал имеет вид

$$V(\mathbf{r}) = \sum_B V_B \cdot \exp(i\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}). \quad (3)$$

Для оценки масштаба, на котором изменяется $\Psi_B(\mathbf{r})$, оставим только нулевую компоненту в разложении (3), что соответствует рассеянию на среднем потенциале:

$$V(\mathbf{r}) = V. \quad (4)$$

Тогда в (2) остается одно слагаемое и уравнение Шредингера принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial z^2} + 2ik_{0z} \frac{\partial \Psi_0}{\partial z} - \frac{2mV}{\hbar^2} \Psi_0 = 0. \quad (5)$$

Ищем решение (5) в виде

$$\Psi_0(z) = \exp(i\lambda z), \quad (6)$$

тогда получаем характеристическое уравнение

$$\lambda^2 + 2k_{0z}\lambda + \frac{2mV}{\hbar^2} = 0, \quad (7)$$

решая которое, получаем

$$\lambda_{1,2} = -k_{0z} \pm \sqrt{k_{0z}^2 - \frac{2mV}{\hbar^2}}. \quad (8)$$

Учтем, что $V/E \sim 10^{-6}$:

$$\lambda_{1,2} = -k_{0z} \pm k_{0z} \left(1 - \frac{mV}{\hbar^2 k_{0z}^2} \right). \quad (9)$$

Решение с $\lambda_1 \approx -2k_{0z}$ нефизично, так как соответствует волне, идущей снизу. Следовательно,

остается решение с $\lambda_2 = -\frac{mV}{\hbar^2 k_{0z}^2} k_{0z}$, откуда видно, что масштаб, на котором изменяется медленная часть, отличается от быстрой на величину порядка V/E .

Далее, подставляя (2) и потенциал вида (3) в уравнение (1), получим бесконечную систему уравнений дифракции:

$$\begin{aligned} \left(\frac{2mE}{\hbar^2} - k_B^2 \right) \Psi_B + 2i\mathbf{k}_B \nabla \Psi_B = \\ = \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{B'} V_{B-B'} \Psi_{B'}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь в силу медленного изменения $\Psi_B(\mathbf{r})$ по сравнению с $\Psi(\mathbf{r})$ пренебрегаем второй производной по пространственным координатам. Для определения главных членов суммы запишем систему (10), пренебрегая и первой производной $\Psi_B(\mathbf{r})$, учитывая при этом, что $E = \hbar k_0^2/2m$:

$$\Psi_B(\mathbf{r}) = \left(\frac{k_0^2}{k_0^2 - k_B^2} \right) \sum_{B'} \left(\frac{V_{B-B'}}{E} \right) \Psi_{B'}(\mathbf{r}). \quad (11)$$

Очевидно, что, поскольку $(V/E) \sim 10^{-6}$, то возможность нетривиального решения требует выполнения соотношения:

$$(k_0^2 - k_B^2)/k_0^2 \ll 1, \quad (12)$$

таким образом, осуществляется выбор сильного отражения.

Рассмотрим задачу в двулучевом приближении, когда соотношение (12) выполняется только для одного вектора обратной решетки, когда в кристалле имеется две сильные волны — отраженная и проходящая. В этом случае система (10) принимает вид

$$\begin{cases} 2i\frac{\mathbf{k}_0}{k_0^2} \nabla \Psi_0 = \frac{V_0}{E} \Psi_0 + \frac{V_{-B}}{E} \Psi_B, \\ 2i\frac{\mathbf{k}_B}{k_0^2} \nabla \Psi_B = \frac{V_B}{E} \Psi_0 + \left(\frac{V_0}{E} - \alpha \right) \Psi_B, \end{cases} \quad (13)$$

где $\alpha = \frac{k_0^2 - k_B^2}{k_0^2} = 2(\theta - \theta_B) \sin 2\theta_B$ — угловая отстройка кристалла, θ — угол скольжения, θ_B — угол Брэгга.

Предположим, что на кристалл падает плоская нейтронная волна, тогда граничные условия в (13) примут вид

$$\Psi_0(z=0) = 1, \quad (14)$$

где ось z направлена вглубь кристалла нормально к его поверхности, так что входной поверхности соответствует $z=0$.

Другое граничное условие запишем в случае геометрии Брэгга, учитывая отсутствие входящего излучения на нижней поверхности кристалла:

$$\Psi_B(z=t) = 0, \quad (15)$$

где t — толщина кристалла. Для случая Лауэ второе граничное условие должно означать, что отраженное излучение отсутствует на входной поверхности:

$$\Psi_B^L(z=0) = 0. \quad (16)$$

Исходя из симметрии условий (14)–(16) представляется возможным считать медленно меняющиеся амплитуды волновых функций функциями только

координаты z . Тогда систему (13) перепишем в следующем виде:

$$\begin{cases} 2i \frac{k_{0z}}{k_0^2} \frac{\partial \Psi_0(z)}{\partial z} = \frac{V_0}{E} \Psi_0(z) + \frac{V_{-B}}{E} \Psi_B(z), \\ 2i \frac{k_{Bz}}{k_0^2} \frac{\partial \Psi_B(z)}{\partial z} = \frac{V_B}{E} \Psi_0(z) + \\ + \left(\frac{V_0}{E} - \alpha \right) \Psi_B(z), \end{cases} \quad (17)$$

где k_{0z} и k_{Bz} — проекции векторов \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_B на ось z . Решая систему (17), получаем следующие выражения для волновых функций для геометрии Брэгга:

$$\begin{cases} \Psi_0 = \frac{1}{2} \frac{(y - \sqrt{y^2 - 1}) \exp[i\xi \sqrt{y^2 - 1}(t - z)] - (y + \sqrt{y^2 - 1}) \exp[i\xi \sqrt{y^2 - 1}(z - t)]}{iy \sin(\xi \sqrt{y^2 - 1}t) - \sqrt{y^2 - 1} \cos(\xi \sqrt{y^2 - 1}t)}, \\ \Psi_B = \frac{\sin[\xi \sqrt{y^2 - 1}(z - t)]}{y \sin(\xi \sqrt{y^2 - 1}t) + i\sqrt{y^2 - 1} \cos(\xi \sqrt{y^2 - 1}t)}, \end{cases} \quad (18)$$

где введены следующие обозначения: $\delta = \frac{k_0^2}{2k_{0z}} \alpha$, $\xi = \frac{k_0^2}{k_{0z}} \frac{\sqrt{V_B V_{-B}}}{E}$, $y = \frac{E}{\sqrt{V_B V_{-B}}} \left(\frac{V_0}{E} - \alpha \right)$.

Для геометрии Лауэ решение имеет вид

$$\begin{cases} \Psi_0^L = \exp(i\delta z) (y \cos(\xi z) - i\xi \sin(\xi z)), \\ \Psi_B^L = i \exp(i\delta z) \xi \frac{y^2 - 1}{k_0^2/k_{0z}} \sin(\xi z). \end{cases} \quad (19)$$

Очевидным представляется переход от соотношений (18), (19) к выражениям для коэффициентов дифракционного отражения (КДО) и прохождения (КДП) в геометрии Брэгга:

$$R = |\Psi_B(z=0)|^2, \quad T = |\Psi_0(z=t)|^2, \quad (20)$$

и в геометрии Лауэ:

$$R = |\Psi_B^L(z=t)|^2, \quad T = |\Psi_0^L(z=t)|^2. \quad (21)$$

Наиболее часто используемым в теории взаимодействия нейтронов с кристаллами является псевдопотенциал в форме Ферми [14], который для случая идеального кристалла без учета тепловых колебаний и в предположении, что пучок нейтронов не поляризован, запишется в виде

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \sum_{n,j} b_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{n,j}). \quad (22)$$

Суммирование в (22) проводится по всем ячейкам кристалла n и по атомам в ячейке j , а b_j — длина когерентного рассеяния. Из оптической теоремы следует, что длина когерентного рассеяния связана с длиной упругого рассеяния b^{el} и сечением поглощения σ^a как

$$b_j = b_j^{\text{el}} - i\sigma_j^a \frac{\sqrt{2mE}}{4\pi\hbar}. \quad (23)$$

В этом случае фурье-компоненты потенциала принимают вид

$$V_B = \frac{2\pi\hbar^2}{V_0 m} \sum_j b_j \exp(-i\mathbf{B}\mathbf{R}_j), \quad (24)$$

где суммирование ведется по элементарной ячейке кристалла, а V_0 — ее объем.

При изучении дифракции нейтронов на совершенных кристаллах обычно используется методика двухкристального спектрометра, при этом на опыте наблюдаются не угловые зависимости самих КДО и КДП, а интенсивности отраженных (I_R) и прошедших (I_T) через кристалл-анализатор нейтронов, который здесь служит образцом. В области в основном потенциального рассеяния они могут быть записаны в виде комбинации КДО и КДП [14], которые получены в предположении о постоянстве сечения неупругого рассеяния в интервале длин волн, определяемом немонахроматичностью пучка. Однако вблизи резонанса ядер ^{115}In это

предположение становится неприменимым, а расчет линии двухкристального спектрометра требует отдельного рассмотрения с учетом зависимости сечения поглощения нейтронов от длины волны [16].

3. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Предполагаемым объектом исследования является совершенный кристалл InSb, в структуре которого два типа атомов образуют две взаимопроникающие гранецентрированные кубические решетки [17]. Эта структура имеет тетраэдрические координации: ближайшее окружение каждого атома состоит из четырех атомов противоположного типа и позиционируется как четыре вершины правильного тетраэдра. В целом расположение атомов такое же, как у кристаллов алмаза, но с чередованием типов атомов в различных узлах решетки. Примеры соединений с этой структурой включают в себя цинковую обманку, свинец азотнокислый и много полупроводниковых соединений (например, арсенид галлия и теллурид кадмия).

Преимущества постановки опытов на InSb-кристаллах, обладающих высоким совершенством структуры и резонансным пиком поглощения нейтронов на ^{115}In (95.71% в природном In), в котором оно возрастает более чем в 250 раз ($E_{\text{рез}} = 1.46$ эВ; $\lambda_n^{\text{рез}} = 0.24$ Å), в данном случае очевидны. Подобные условия позволяют использовать весьма тонкие кристаллы и наблюдать не только аномальное поглощение нейтронов, но также поведение интенсивности γ -излучения, появляющегося как результат (n, γ) -реакции на ^{115}In .

На рис. 1 линиями 1 и 2 отмечен диапазон длин волн, в котором предполагается проводить измерения. Выбор границ обусловлен, с одной стороны, широко используемой в опытах λ , лежащей вблизи максимума теплового спектра ($\lambda = 1.7$ Å), а с другой, ограничивается потерями интенсивности, причины которых будут обсуждены ниже. Пошаговое изменение λ возможно производить, используя двойной монохроматор нейтронов [18].

4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В основу экспериментов предлагается положить метод двухкристального спектрометра, ранее апробированный при изучении эффекта аномального пропускания на монокристалле Ge [7], где основной особенностью методики являлось одновременное и синхронное измерение интенсивностей прямого и отраженного пучков.

Предлагаемая схема опытов с использованием отражения по Брэггу для кристалла-монохроматора и по Лауэ для кристалла образца

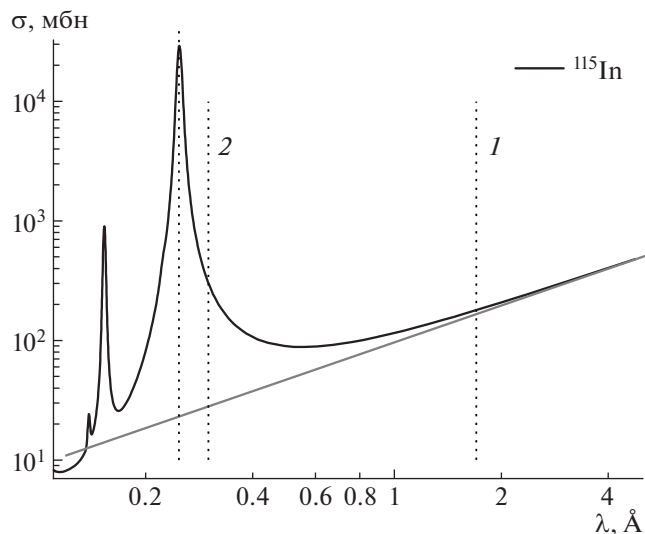


Рис. 1. Вид сечения поглощения медленных нейтронов для изотопа ^{115}In . На область изменения сечения по закону $1/v$ накладывается зависимость сечения (n, γ) -реакции. Для ^{115}In отчетливо наблюдаются три резких резонанса при энергии 1.46; 3.8; 8.5 эВ.

А приведена на рис. 2. “Белый” пучок нейтронного реакторного излучения n проходит через фильтр [19], состоящий из монокристалла Pb и монокристалла SiO_2 , подавляющего высшие порядки отражений при работе в правой части теплового спектра 1–2 Å и ослабляющего интенсивность основного излучения лишь в 1.3 раза. При работе в левой части нейтронного спектра 0.3–1 Å монокристалл SiO_2 снимается с пучка, где остается лишь монокристалл Pb, поглощающий реакторные (фоновые) γ -кванты.

Далее пучок падает на кристалл M (монохроматор), первый кристалл спектрометрической пары, после чего на кристалл A (анализатор). Здесь он разделяется на два: прямо прошедший и отраженный, регистрирующиеся идентичными детекторами полного поглощения DR и DT. Поворот кристалла A должен быть в диапазоне порядка $100''$ с точностью порядка $0.1''$. Детектором DR снимается угловая зависимость отраженной интенсивности, и детектором DT — прошедшей. Также предлагается одновременная регистрация гамма-излучения детекторами $D\gamma$. Тем самым будет производиться одновременная регистрация продуктов всех каналов рассеяния нейтронов: как упругих — интенсивности отраженного и прошедшего пучков нейтронов, так и неупругих — продуктов (n, γ) -реакции.

Прибор следует оснастить защитой от вибраций и системой коррекции температурных колебаний. Для компенсации возможных колебаний потока

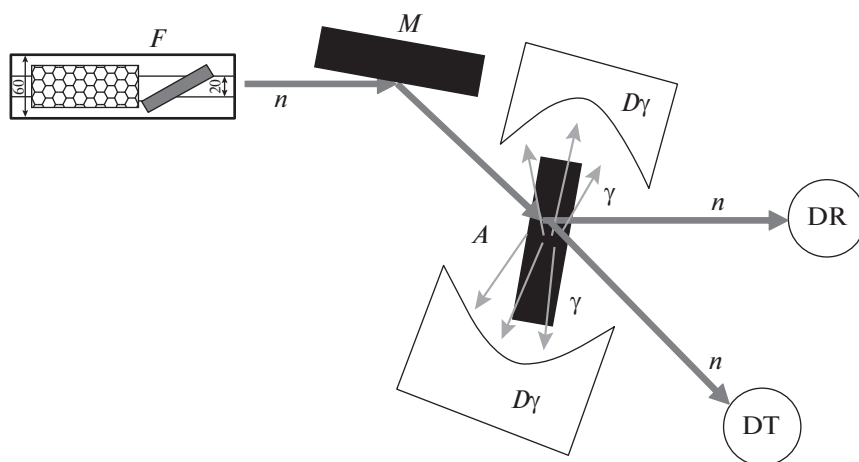


Рис. 2. Схема эксперимента. *M* — монохроматор (отражение по Брэггу), *A* — анализатор (отражение по Лауэ), играет роль образца, *DT* — детектор прошедшего пучка, *DR* — детектор отраженного пучка, *Dγ* — детектор γ -квантов, *F* — фильтр нейтронов и γ -квантов.

нейтронов от АЗ реактора может использоваться мониторинговая низкоэффективная камера деления. Таким образом, время набора статистики станет не постоянной величиной, а будет привязано к заданному количеству импульсов, зарегистрированных мониторинговой камерой. Время набора данного числа таких импульсов определяет единицу “условного времени”, к которой и приводятся измеряемые интенсивности. Это, а также обеспечение хороших фоновых условий, должно позволить проводить измерения с точностью порядка 1% по интенсивности, что подтверждается опытом работы Универсального нейтронного дифрактометра МИФИ–ИТЭФ [20].

Эффективности регистрации γ -квантов, излучаемых кристаллом InSb (*A*), можно оценить в 30%, так как существует реальная возможность почти полностью использовать верхнее полупространство для размещения кристалла-конвертора и ФЭУ.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА НАБЛЮДАЕМОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

По формулам (18), (20) для отражения (111) InSb были рассчитаны кривые дифракционного отражения и пропускания для длин волн нейтронов — 0.3 и 1.7 Å (рис. 3) в геометрии Брэгга.

Отклонение центра столика Дарвина от строгого брэгговского положения объясняется преломлением нейтронов на среднем потенциале решетки. При удалении от угла Брэгга крылья кривых прохождения выходят на положение, определяемое законом Бугера–Ламберта–Бера. При этом разница в геометрическом пути слева и справа от центра кривых приводит к разным значениям асимптотик.

Из сравнения кривых на рис. 3 хорошо видно, что в случае меньшей длины волны линия отражения заметно уже, что приводит к потерям интенсивности. Для их учета были подсчитаны интегральные отражающие способности кристаллов (табл. 1), которые представляют собой интеграл коэффициента отражения (рис. 3а) по всей области углов.

Из таблицы видно, что потери в интегральном отражении при переходе от длины волны 1.7 к 0.3 Å составят около 6 раз.

Кроме этого, заметные потери придутся на спадание спектра реактора. Для оценки спектральных потерь при переходе к малой длине волны воспользуемся результатами, полученными на касательном канале ГЭК-4 реактора ИРТ МИФИ [21]. Поскольку горизонтальные каналы реактора ПИК (ПИЯФ) также являются касательными, мы предположили, что такая оценка будет адекватной. Используя приведенную в работе [21] аппроксимационную формулу для спектра тепловых нейтронов, был рассчитан относительный спектр (см. рис. 4).

Таблица 1. Расчетные интегральные коэффициенты отражения нейтронов

λ_n нейтронов, Å	Отражение	Интегральный коэффициент отражения
1.7	Ge (111)	1.5×10^{-5}
1.7	InSb (111)	1.4×10^{-5}
0.3	InSb (111)	2.5×10^{-6}
0.24	InSb (111)	7.4×10^{-7}

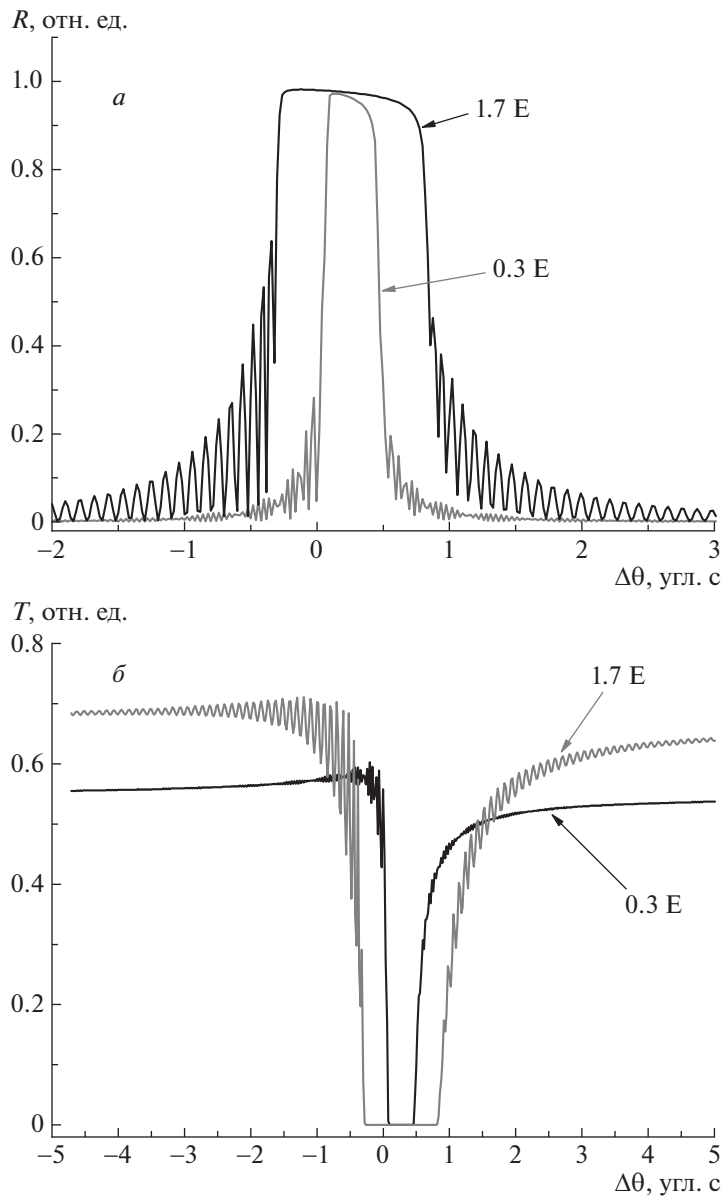


Рис. 3. Кривые дифракционного отражения R (а) и дифракционного пропускания T (б). Длина волны 0.3 и 1.7 Å, толщина кристаллов 500 мкм.

Измерения предлагается проводить в диапазоне нейтронного спектра от 1.7 Å (0.02 эВ) до 0.3 Å (1.35 эВ), в котором сечение резонансного рассеяния индия нарастает от нулевого до 10-кратного превышения над потенциальным (см. рис. 1). Результаты расчета, приведенные на рис. 4, показывают, что плотность потока нейтронов при переходе от $\lambda = 1.7$ к 0.3 Å уменьшается в ~ 500 раз.

Одним из путей повышения интенсивности может быть использование для кристалла-монокроматора отражения InSb(333). В этом случае при брэгговском отражении (111) нейтронов в максимуме теплового спектра в третьем порядке будут отражаться нейтроны с длиной волны в три раза

меньшей. При этом необходимо подавить нейтроны, отраженные в первом и, возможно, втором порядке (запрещенном для слабопоглощающих материалов), что делается с помощью пластин из Cd.

Заметно снизить потери при переходе к коротковолновой части спектра может использование источника горячих нейтронов (ИГН) реактора ПИК. На рис. 5 представлены рассчитанные с помощью программы “ОМЕГА” нормированные на единицу спектры нейтронного потока, отходящего от графита в сторону горизонтального экспериментального канала ГЭК-8, для разных температур графитового блока, а также спектр нейтронного потока в массивном объеме D₂O, почти совпа-

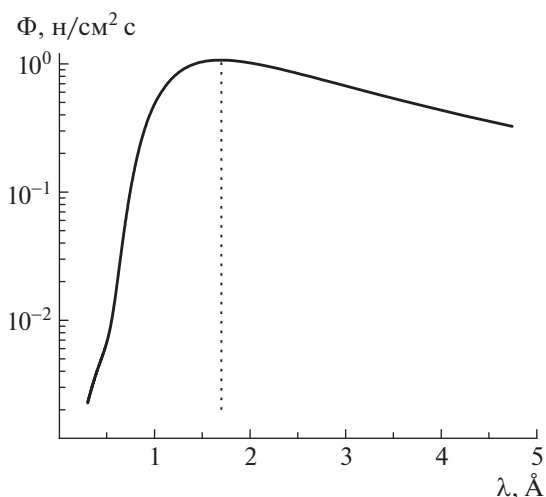


Рис. 4. Тепловой спектр нейтронов, рассчитанный по формулам работы [21]. Хорошо видно, что соотношение потока нейтронов с длиной волны 1.7 и 0.3 Å составляет порядка 500.

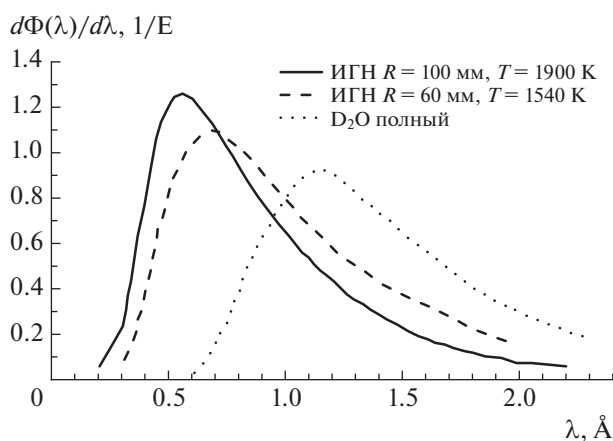


Рис. 5. Нормированные спектры нейтронного потока в ИГН [22].

дающий со спектром Максвелла [22]. При этом потери интенсивности нейтронов при переходе к длине волны $\lambda = 0.3 \text{ \AA}$ от ИГН с температурой 1900 К составят всего 2 раза относительно $\lambda = 1.7 \text{ \AA}$ от тяжеловодного отражателя. Таким образом, выигрыш составит два порядка по сравнению с тепловым каналом. Необходимо отметить снижение эффективности пропорциональных газовых счетчиков, которая падает примерно в 3 раза [23].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как отмечалось в работах [11, 24], при энергии нейтрона, близкой к резонансной, может происходить образование составного ядра, т.е. нейтрон “живет” в ядре в течение промежутка времени

($\sim 10^{-14}$ с), большого в ядерных масштабах. Сложный механизм взаимодействия нейтронов с ядрами вблизи резонанса вызывает вопрос, сохраняются ли динамические эффекты при наличии резонансного рассеяния и можно ли ожидать появления новых специфических эффектов. Хотя теория [5] предсказывает сохранение картины динамической дифракции, ее точная экспериментальная проверка до сих пор не проведена. Дифракция нейтронов на совершенных кристаллах, ядра которых имеют низкоэнергетичный резонансный уровень, изучалась ранее на кристаллах InSb Зиппелем и CdS Соменковым. Но Зиппель использовал совершенные кристаллы, хотя измерения проводились далеко от резонанса, а во втором случае — близко к резонансу ядер ^{113}Cd , но кристаллы были недостаточно совершенными. Далее, регистрировались при этом отдельно либо прошедший, либо отраженный пучки, и не фиксировался выход из кристалла γ -квантов, возникающих как результат (n, γ) -реакции, поэтому результаты на настоящее время представляются недостаточно убедительными. Данные, полученные по пропусканию и отражению на Ge с одновременной регистрацией двух пучков, свидетельствуют о возможности получения более убедительных результатов по сравнению с результатами на CdS.

На первый взгляд форма угловой зависимости испускания γ -квантов должна зеркально повторять сумму кривых прохождения и отражения. Другими словами, каждый нейтрон, потерянный для динамической задачи в результате ядерной реакции, порождает γ -квант. Вероятность реакции зависит от того, в максимуме или в минимуме волновой функции нейтрона оказалось ядро. При этом само γ -излучение может быть подвергнуто влиянию периодической решетки, расположенной вокруг излучившего γ -квант ядра. Подтвердить это или обнаружить нечто другое возможно при одновременной регистрации трех каналов излучения из кристалла — прошедшего, отраженного нейтронных пучков и γ -квантов.

При проведении этих опытов, очевидно, следует снять серию угловых зависимостей в предлагаемом диапазоне длин волн (от 1.7 до 0.3 Å) с тем, чтобы установить влияние увеличения вклада резонансного рассеяния на вид всех дисперсионных кривых с изменением длины волны нейтронов, при этом обращая внимание на соответствие им форм кривых испускания γ -квантов.

В работе приводятся оценки, необходимые для постановки опытов на кристаллах InSb, из которых можно сделать вывод о суммарных потерях интенсивности при переходе к коротковолновым нейтронам порядка 10^{-4} . При потерях такого уровня возможно проведение предлагаемых экспериментов на

реакторах с высоким потоком нейтронов, например, на реакторе ИБР-2М или реакторе ПИК с использованием источника горячих нейтронов.

Авторы благодарят д.ф.-м.н. Фридриха Саламоновича Джепарова за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Borrmann, *Z. Phys.* **42**, 57 (1941).
2. J. W. Knowles, *Acta Cryst.* **9**, 61 (1956).
3. D. Sippel, K. Kleinstück, and G. E. R. Schulze, *Phys. Lett.* **8**, 241 (1964).
4. M. L. Goldberger and F. Seitz, *Phys. Rev.* **71**, 294 (1947).
5. Ю. Каган, А. М. Афанасьев, *ЖЭТФ* **49**, 1504 (1965) [*Sov. Phys. JETP* **22**, 1032 (1966)].
6. D. Sippel, K. Kleinstück, and G. E. R. Schulze, *Phys. Lett.* **14**, 174 (1965).
7. A. N. Tyulyusov, N. O. Elyutin, and Yu. I. Smirnov, *Cryst. Rept.* **49** (Suppl. 1), s55 (2004).
8. Ю. Г. Абов, Ф. С. Джепаров, Н. О. Елютин, Д. В. Львов, А. Н. Тюлюсов, *ЯФ* **79**, 403 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 617 (2016)].
9. Е. О. Вежлев, В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 3 (2012) [*JETP Lett.* **96**, 1 (2012)].
10. С. Ш. Шильштейн, В. И. Марухин, М. Каланов, В. А. Соменков, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 80 (1970) [*JETP Lett.* **12**, 56 (1970)].
11. С. Ш. Шильштейн, В. А. Соменков, В. П. Докашенко, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 301 (1971) [*JETP Lett.* **13**, 214 (1971)].
12. С. Ш. Шильштейн, В. А. Соменков, *Кристаллография* **20**, 1096 (1975).
13. М. В. Ковальчук, В. Г. Кон, *УФН* **149**, 69 (1986) [*Sov. Phys. Usp.* **29**, 426 (1986)].
14. Ю. Г. Абов, Н. О. Елютин, А. Н. Тюлюсов, *ЯФ* **65**, 1989 (2002) [*Phys. At. Nucl.* **65**, 1933 (2002)].
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (Физматлит, Москва, 2004).
16. Й. Шмайсер, Д. В. Львов, Н. О. Елютин, А. Н. Тюлюсов, в сб.: *LI Школа ПИЯФ по физике конденсированного состояния, ФКС-2017* (Санкт-Петербург, 2017), с. 223.
17. Yu. A. Goldberg, *Handbook Series on Semiconductor Parameters, vol. 1*, Ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur (World Sci., London, 1996), p. 191.
18. Н. О. Елютин, Ф. Г. Кулиджанов, С. Н. Низовой, *Сборник ЭМЯФ* (Энергоатомиздат, Москва, 1983), с. 128.
19. N. O. Elyutin, D. V. Lvov, and A. N. Tyulyusov, *Cryst. Rept.* **56**, 1200 (2011).
20. Ю. Г. Абов, Н. О. Елютин, Д. С. Денисов, С. К. Матвеев, А. О. Эйдлин, *ПТЭ*, № 6, 67 (1994).
21. В. С. Трошин, К. Н. Зайцев, В. И. Квасов, А. А. Портнов, *Научная сессия МИФИ-1999. Сборник научных трудов, ч. 1* (МИФИ, Москва, 1999), с. 97.
22. А. Л. Воинов, Н. А. Грошева, Г. А. Кирсанов, С. В. Нагаев, В. П. Плахтий, Т. А. Смирнова, В. А. Шустов, *Препринт ЛИЯФ-1410* (Гатчина, 1988).
23. Ф. Г. Кулиджанов, Ю. Б. Засадыч, С. Н. Низовой, Н. О. Елютин, *ПТЭ*, № 2, 68 (1986).
24. Ю. Г. Абов, *УФН* **166**, 949 (1996) [*Phys. Usp.* **39**, 891 (1996)].

ON THE POSSIBILITY OF OBSERVING THE ANOMALOUS TRANSMISSION OF NEUTRONS WITH PREDOMINANTLY RESONANT ABSORPTION ON PERFECT InSb CRYSTALS

Yu. G. Abov^{1),2)}, N. O. Elyutin¹⁾, D. V. Lvov^{1),2)}, A. N. Tyulyusov^{1),2)}

¹⁾National Research Center "Kurchatov Institute" — ITP, Moscow, Russia

²⁾National Research Nuclear University MEPHI, Moscow, Russia

Dynamic neutron diffraction by perfect InSb crystals under conditions of both potential and resonant scattering is theoretically analyzed. The main attention is paid to the effect of anomalous transmission of neutrons. A project of an experiment to study this effect is proposed for predominantly resonant neutron scattering with simultaneous detection of reflected, transmitted beams and secondary γ quanta. It is shown that this experiment can be carried out on beams of high-flow reactors.