

P3-2018-20

М. А. Захаров, А. И. Франк, Г. В. Кулин, С. В. Горюнов

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО НАБЛЮДЕНИЮ НЕСТАЦИОНАРНОЙ
ДИФРАКЦИИ УХН НА ДВИЖУЩЕЙСЯ РЕШЕТКЕ**

Захаров М. А. и др.

P3-2018-20

Численное моделирование эксперимента по наблюдению нестационарной дифракции УХН на движущейся решетке

Создан комплекс программ для моделирования эксперимента по дифракции УХН на движущейся решетке. Задача о дифракции нейтронов на решетке с параметрами, соответствующими реальному эксперименту, решалась численно на основе уравнений динамической теории дифракции. Процедура измерения дифракционного спектра времяпролетным фурье-дифрактометром моделировалась методом Монте-Карло. Исследованы систематические погрешности при восстановлении спектра нейтронов методом обратной фурье-спектрометрии. Проведено сравнение результатов численных расчетов с данными экспериментов.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2018

Zakharov M. A. et al.

P3-2018-20

Numerical Simulation of the Experiment on Observing Non-Stationary Diffraction of UCNs on a Moving Lattice

A set of programs has been created for modeling the experiment to study UCN diffraction on a moving grating. The problem of diffraction of neutrons on a lattice with parameters corresponding to the actual experiment was solved numerically on the basis of the equations of the dynamic theory of diffraction. The process of measuring the diffraction spectrum by a time-of-flight Fourier diffractometer was simulated by the Monte Carlo method. Systematic errors in the reconstruction of the neutron energy spectrum by the inverse Fourier spectrometry method are investigated. The results of numerical calculations are compared with experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2018

1. ДИФРАКЦИЯ УХН НА ДВИЖУЩЕЙСЯ РЕШЕТКЕ

Явление дифракции нейтронов на движущейся решетке исследовалось в ряде теоретических и экспериментальных работ [1–9]. В работе [1] дифракция ультрахолодных нейтронов (УХН) на поверхностных волнах Рэля рассматривалась в качестве возможного механизма неупругого рассеяния УХН. В работе [2] экспериментально наблюдалась дифракция тепловых нейтронов на поверхностной ультразвуковой волне.

Дифракция на движущейся периодической структуре — дифракционной решетке — теоретически исследовалась в работе [3]. Предсказанный в ней эффект дискретного преобразования спектра был экспериментально обнаружен и исследован в работах [4, 5]. Явление дискретного расщепления монохроматического спектра нейтронов использовалось в экспериментах по проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона [6, 7]. Исследование нестационарной дифракции продолжается и в настоящее время [8, 9].

Теоретический анализ основан на решении стационарной задачи в системе координат, движущейся вместе с решеткой [2, 3, 8]. При этом в лабораторной системе координат энергия нейтронов оказывается квантованной, спектр — линейчатым, а соседние линии энергетического спектра отличаются на постоянную величину (рис. 1).

Исходя из требования соответствия условиям осуществленных экспериментов везде ниже будем полагать, что речь идет о пропускающей, а не отражающей решетке. Если решетка с периодом d движется вдоль оси X со

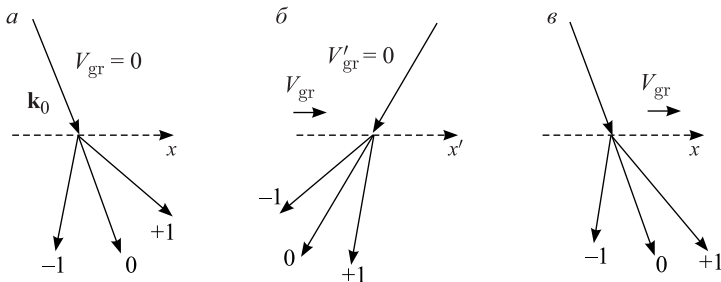


Рис. 1. Схемы дифракции нейтронов на решетке: а) неподвижная решетка, $\omega_n = \omega_0$; б) система координат движется вместе с решеткой, $\omega_n = \omega'$; в) движущаяся решетка в лабораторной системе координат, $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$

скоростью V_{gr} , то состояние нейтронов после дифракции представляет собой суперпозицию плоских волн

$$\Psi(x, z, t) = \sum_m A_m \exp[i(k_{xm}x + k_{zm}z - \omega_m t)], \quad (1)$$

где m — номер дифракционного порядка, проекции результирующих волновых векторов есть

$$k_{xm} = k_{x0} + g_m, \quad k_{zm} = [k_{z0}^2 + 2(k_V - k_{x0})g_m - g_m^2]^{1/2}, \quad (2)$$

$k_V = MV_{gr}/\hbar$, $g_m = mg_0$, $g_0 = \frac{2\pi}{d}$ — величина вектора обратной решетки, $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, $\omega_0 = \hbar k_0^2/2M$, $\Omega = g_0 V_{gr}$, $k_{x0} = MV_{x0}/\hbar$, $k_{z0} = MV_{z0}/\hbar$, V_{x0} и V_{z0} — тангенциальная и нормальная компоненты начальной скорости нейтронов, M — масса нейтрона, \hbar — постоянная Планка. Предположив, что штрихи решетки ориентированы вдоль оси y , мы исключили из рассмотрения компоненту волнового вектора k_{0y} .

При кинематическом подходе к задаче о дифракции амплитуды волн в движущейся системе координат есть фурье-амплитуды функции пропускания решетки $T(x)$:

$$a_m = \frac{1}{d} \int_0^d T(x) e^{-ig_m x} dx. \quad (3)$$

Амплитуды волн A_m в лабораторной системе координат определяются из условия сохранения потока $A_m = \left(\frac{k_{x0}^2 + k_{z0}^2}{k_{xm}^2 + k_{zm}^2}\right)^{1/4} a_m$ [8].

Кинематическая теория дифракции справедлива для бесконечно тонких решеток, когда влияние волн друг на друга отсутствует. Однако в реальном эксперименте используются решетки ненулевой толщины (рис. 2), волны распространяются в веществе решетки конечное время и их взаимное влияние должно учитываться. Этим условиям удовлетворяет динамическая теория дифракции [8].

В некоторых предположениях, оправдывающих условия экспериментов [4–6, 9], задача о дифракции на объемной решетке может быть сведена к решению системы дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{d\Psi_m}{dz} = -i\gamma_m \Psi_m - i \sum_{n \neq 0} \beta_n \Psi_{m-n}, \quad (4)$$

где Ψ_m — амплитуды плоских волн, соответствующие различным дифракционным порядкам; γ_m , β_n — коэффициенты, зависящие от параметров решетки и начального спектра нейтронов.

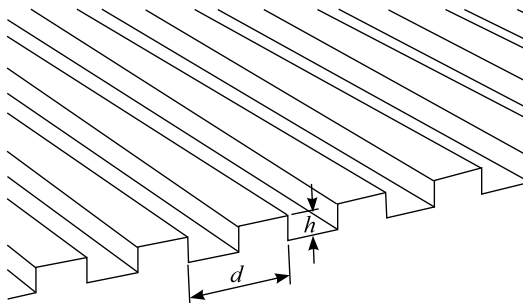


Рис. 2. Идеализированный профиль дифракционной решетки

Работы по исследованию дифракции ультрахолодных нейтронов на движущейся решетке в течение долгого времени ведутся группой ЛНФ ОИЯИ. Основной целью настоящей работы является разработка программного обеспечения для математического моделирования таких экспериментов, анализа экспериментальных результатов и сравнения их с расчетом.

2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ИНТЕНСИВНОСТИ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОРЯДКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С УХН

В экспериментах по нестационарной дифракции УХН [4–6] вместо поступательно движущейся решетки использовалась вращающаяся фазовая решетка, занимавшая периферическую область кремниевого диска. В этой области методом электронной эмиссии были приготовлены радиальные канавки (рис. 3, а). Волны, прошедшие через разные участки решетки, различались по фазе из-за преломления в веществе. Угловой период структуры $\Delta\vartheta = 2\pi/N$ определялся числом канавок N . В идеале ширина канавок должна была быть равной половине периода, однако на практике канавки имели трапециевидное сечение. Поскольку как пространственный период решетки $d = 2\pi R/N$, так и линейная скорость ее движения $V_{gr} = 2\pi Rf$ пропорциональны радиусу, то при заданном N спектральное расщепление $\Omega = \frac{2\pi V}{d} = 2\pi Nf$ зависит только от частоты ее вращения f .

Поток УХН подводился к решетке по кольцевому коридору, на выходе которого установлен монохроматор (рис. 3, б). В качестве последнего использовался нейтронный интерференционный фильтр [10, 11] — квантовый аналог оптического интерферометра Фабри–Перо. Типичная ширина линии пропускания монохроматора — 3–4 нэВ.

Первая задача данной работы — расчет дифракционных порядков в описанных выше условиях, основанный на численном решении системы уравнений (4). В программу закладывались геометрические размеры решетки, число

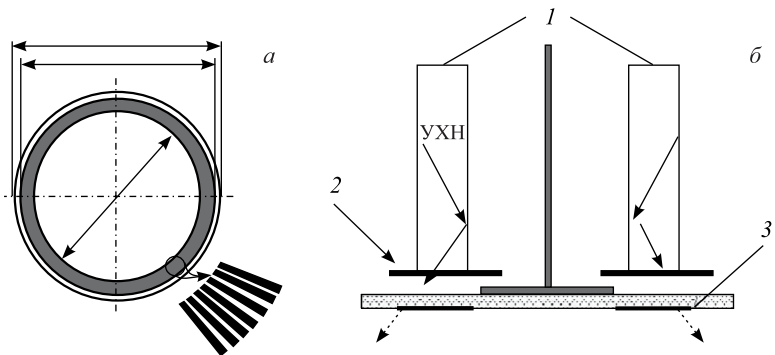


Рис. 3. *а*) Радиальная дифракционная решетка. *б*) Схема эксперимента: 1 — кольцевой коридор; 2 — монохроматор; 3 — радиальная решетка

учитываемых порядков дифракции Ξ (число уравнений в системе (4)), количество канавок, параметры материала решетки: атомная плотность и длина когерентного рассеяния для нейтронов материала решетки.

Имелась возможность проводить расчеты для решетки как с прямоугольным, так и с трапециевидным профилями структуры. Форма профиля задавалась геометрическим параметром $\xi(z) = \Delta(z)/d$, где величина $\Delta(z)$ — ширина зуба на высоте z (рис. 4).

В программе проводилось пошаговое численное решение системы (4). Область решетки делилась на кольца одинаковой ширины (рис. 5), причем принималось, что в каждой кольцевой области линейный период решетки постоянный и не зависит от радиуса. Расчеты проводились с числом разбиений, равным 100, хотя в программе это значение можно было задавать.

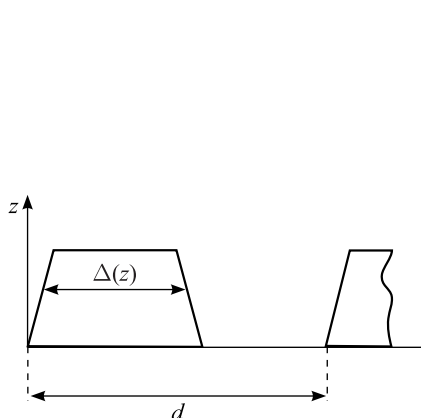


Рис. 4. Профиль решетки

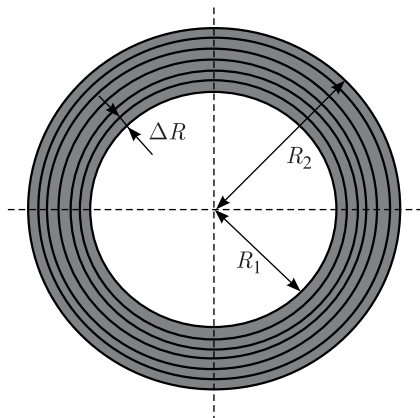


Рис. 5. Разбиение решетки на кольцевые участки

Решение системы уравнений (4) находилось методом Рунге–Кутты 4-го порядка. При этом каждая кольцевая область делилась на тонкие горизонтальные слои одинаковой толщины, с заданной вертикальной координатой z и локальной шириной зуба $\xi(z)$. Количество слоев можно было задавать, однако и в этом случае разбиение на 100 слоев оказывалось, как правило, достаточным.

Расчет начинался со слоя $z = 0$, на который падает исходная волна. Полученное для этого слоя решение определяло волны всех дифракционных порядков, падающих на следующий по высоте слой. На выходе из последнего слоя по z для каждого кольцевого участка решение представляло собой набор амплитуд плоских волн. Полученные амплитуды каждого кольцевого участка нормировались по площади данного кольцевого участка. Затем амплитуды одинаковых дифракционных порядков для всех кольцевых участков суммировались. После решения задачи в движущейся системе координат находились квадраты модулей волн соответствующих порядков в лабораторной системе координат $|A_m|^2$. Именно они и определяли интенсивности волн в результирующем спектре. В программе учитывалось, что результаты расчета относятся к интенсивностям разнонаправленных дифракционных пучков, в то время как скорость счета физического детектора пропорциональна проекции потока на его ось.

Полученное таким образом решение соответствовало монохроматической падающей волне. Его еще следовало усреднить по падающему спектру, задаваемому монохроматором. Последний считался гауссовым.

Кроме того, принималось во внимание, что ширина итогового спектра определялась не только спектром монохроматора, но и распределением начального потока по горизонтальным скоростям. Из формулы (2) видно, как горизонтальные скорости нейтронов $v_{x0} = \hbar k_{x0}/m$ влияют на распределение по вертикальным скоростям. При этом уширение линии, связанное с горизонтальными скоростями нейтронов, пропорционально номеру дифракционного порядка. К сожалению, информация о распределении потока по горизонтальным скоростям в условиях реального эксперимента отсутствовала. Поэтому несколько произвольно это распределение также полагалось гауссовым с некоторой эффективной дисперсией σ_{vx} . Таким образом, форма линий итогового спектра определялась выражением

$$S_m(E) = \sum_m \frac{|A_m|^2}{\sigma_m \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - E_m)^2}{2\sigma_m^2} \right], \quad (5)$$

где

$$\sigma_m^2 = \sigma_z^2 + m^2 \sigma_x^2, \quad \sigma_x = \hbar g_0 \sigma_{vx}. \quad (6)$$

В программе была заложена возможность задавать ширину распределения нейтронов по горизонтальным и вертикальным скоростям. Расчеты проводи-

лись для решетки с числом штрихов $N = 84\,000$, вращающейся со скоростью 4800 об./мин. Глубина штрихов принималась равной 0,14 и 0,22 мкм для прямоугольного и трапециевидного профилей с разницей ширин в верхнем и нижнем сечении канавки 0,2 мкм соответственно.

Результаты расчета показали, что в случае трапециевидного профиля амплитуды ± 1 порядков различаются на 23 % для глубины штрихов 0,22 мкм и 15 % для глубины штрихов 0,14 мкм. Для более высоких порядков эта разница меньше. Таким образом, отклонение стенок канавки от вертикали нарушает симметрию амплитуд порядков. Меняя глубину профиля, можно менять относительную интенсивность порядков, что отмечалось ранее в работе [8].

3. ПРИНЦИП ВРЕМЯПРОЛЕТНОЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРИИ

Измерение результирующего энергетического спектра производится с помощью прибора, называемого спектрометром или дифрактометром, свойства которого должны учитываться при сравнении экспериментальных данных с рассчитанными. В экспериментах, моделированию которых посвящена данная работа, измерения спектров осуществлялись методом фурье-спектрометрии по времени пролета [12–14]. Существует несколько способов аппаратной реализации такого метода. В данном случае речь идет о так называемом обратном методе фурье-спектрометрии [15–17]. Поясним коротко его идею.

Пусть необходимо измерить спектр $I(t)$ по времени пролета нейтронами известной пролетной базы. В общем случае скорость счета детектора определяется формулой

$$Z(t) = \int_0^{\infty} I(t') \mu(t - t') dt', \quad (7)$$

где $\mu(t)$ — функция зависимости исходного потока нейтронов от времени.

Предположим, что исходный поток модулируется по гармоническому закону $\mu(t) = \sin[\omega(t)]$, тогда

$$Z(t) = \int_0^{\infty} I(t') \sin[\omega(t - t')] dt'. \quad (8)$$

Каждый бесконечно малый элементарный участок спектра дает гармонический вклад в скорость счета детектора, а сдвиг фазы осцилляции по отношению к фазе модуляции определяется временем пролета. При другой частоте модуляции этот сдвиг будет иным.

Временной спектр, как и любую функцию, можно представить в виде фурье-разложения:

$$I(t) = \int_0^{\infty} R(\omega) \sin[\omega t - \varphi(\omega)] d\omega. \quad (9)$$

Тогда $Z(t)$ в (8) можно рассматривать как одну фурье-гармонику исходного спектра, и для того, чтобы восстановить исходный спектр, необходимо определить функции $R(\omega)$ и $\phi(\omega)$ в бесконечно широком непрерывном диапазоне частот.

Для периодической модуляции потока в спектрометрах применяется некоторый модулятор. Как правило, он состоит из подвижного элемента (ротора) и неподвижного (статора). При вращении ротора последний периодически открывает и преграждает путь нейтронам, проходящим через окна статора. На практике обычно используются модуляторы с большим количеством окон или щелей. Периодическая функция модуляции потока $\Phi(t)$ имеет в этом случае треугольный вид.

Функция модуляции непрерывно вычисляется или фиксируется аппаратным способом в некотором запоминающем устройстве. В момент t_0 регистрации нейтрона детектором, отстоящим от модулятора на величину пролетной базы L , запоминается участок функции модуляции $\Phi(t)$ на временном интервале от $t_1 = t_0 - t_{\max}$ до $t_2 = t_0 - t_{\min}$, где значения t_{\min} и t_{\max} определяют границы измеряемого временного спектра.

После регистрации следующего нейтрона этот участок функции модуляции суммируется со вторым, отличающимся от первого только фазой. После регистрации достаточного количества событий накопленная сумма будет представлять собой обратный времяпролетный спектр, в котором начало координат отвечает наибольшему времени пролета t_{\max} . Для получения восстановленного спектра нужно инвертировать этот накопленный спектр. Впрочем, такое инвертирование может осуществляться и на предшествующей стадии.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА УХН

Устройство фурье-спектрометра [17], с которым был поставлен эксперимент [10], представлено на рис. 6. В этом приборе нейтроны падают на прерыватель из кольцевого нейтроновода. Щель статора, имевшая форму углового сектора, перекрывала часть нейтроновода, оставляя свободными для пролета нейтронов два дугообразных участка (рис. 7). Угловой размер щели и лопасти ротора составляет $\theta = 10^\circ$. Оба элемента модулятора имеют конечную толщину. Кроме того, между статором и ротором имеется некоторый зазор. Это обстоятельство имеет важное значение.

Дело в том, что из-за своей маленькой скорости, равной нескольким метрам в секунду, нейтрон может столкнуться с движущимся торцом окна ротора и поглотиться им. Вероятность такой потери зависит как от скорости нейтрона, так и от линейной скорости ротора. Это искажает функцию модуляции, что показано на рис. 8. Величина фазового сдвига δ одной из сторон изначально треугольной функции модуляции составляет $\delta = 2\pi f_M \Delta / V_z$,

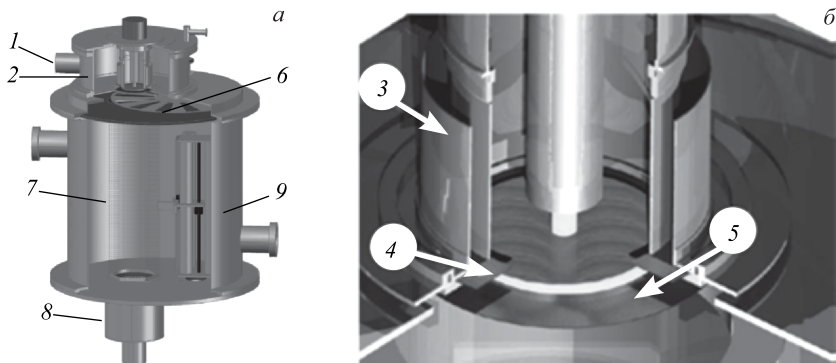


Рис. 6. Времяпролетный фурье-спектрометр — общий вид (а) и его верхняя часть (б): 1 — подводящий нейтронпровод; 2 — входная камера; 3 — кольцевой коридор; 4 — фильтр-монохроматор; 5 — радиальная вращающаяся решетка; 6 — ротор фурье-модулятора; 7 — вертикальный зеркальный нейтронпровод; 8 — детектор; 9 — вакуумная камера

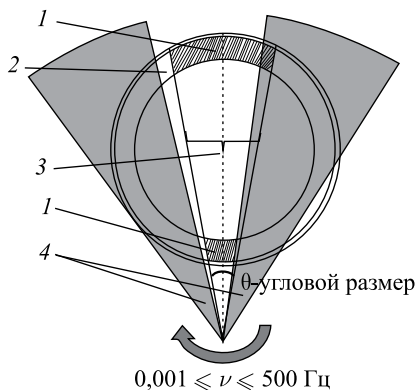


Рис. 7. Схема взаимодействия ротора и статора (вид сверху): 1 — область прохождения нейтронов; 2 — кольцевой коридор; 3 — щель статора; 4 — лопасти ротора

где f_M — частота модуляции, Δ — толщина статора и V_z — вертикальная скорость нейтрона.

Для исследования роли этой систематической погрешности были проведены тестовые расчеты. Начальный спектр представлял собой узкий пик с заданной энергией. При этом восстановленный спектр был смещен относительно ожидаемого (рис. 9). Это смещение не возникало при использовании

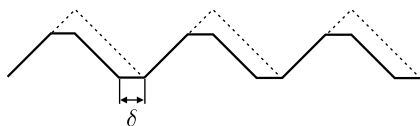


Рис. 8. Искажение функции модуляции, возникающее из-за конечной толщины ротора

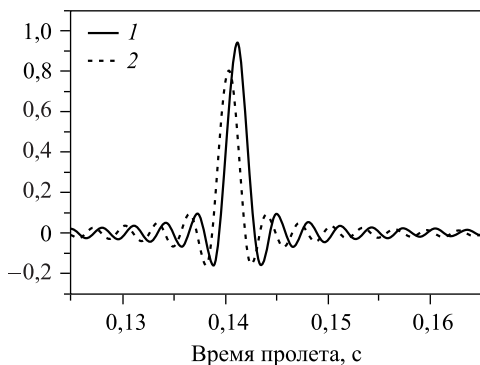


Рис. 9. Сравнение времяпролетных спектров для тонкого (1) и толстого (2) прерывателей

модулятора нулевой толщины. Такие расчеты были проведены для нейтронов с различной начальной энергией. Это позволило определить зависимость временной погрешности от энергии нейтронов. Аналогичным образом исследовалась и скорость счета в зависимости от энергии, также обусловленная потерями, связанными с движением ротора. Полученные результаты представлены на рис. 10.

Для оценки значимости эффекта сдвига линии из-за поглощения в роторе необходимо данные рис. 10, *a* соотнести с полным временем пролета, составляющем около 140 мс. Таким образом, относительная погрешность в измерении времени пролета составляет несколько процентов. Более существенно искажение интенсивностей линий, отличающихся по энергии.

На основании полученных результатов был сделан вывод, что фурье-спектрометр [16] не свободен от систематических погрешностей и вносит

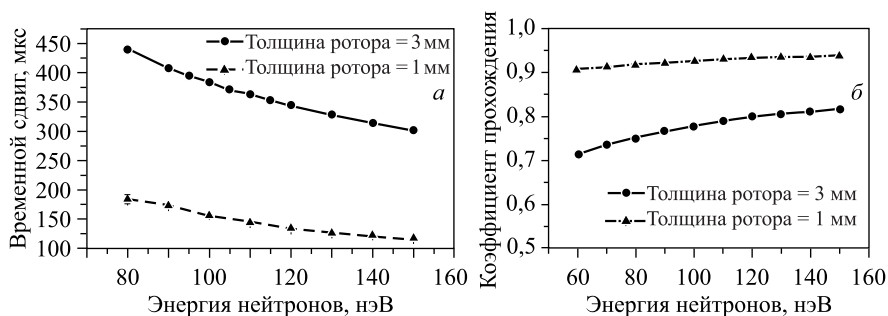


Рис. 10. Систематические эффекты, обусловленные потерями нейтронов в движущемся роторе, для двух значений его толщины: *a*) зависимость временного сдвига линии от энергии нейтронов; *б*) зависимость коэффициента пропускания модулятора от энергии нейтронов. За единицу принято пропускание бесконечно тонкого ротора

определенные искажения в измеряемый спектр. Для анализа результатов эксперимента последние надо сравнить с результатами модельных расчетов, в которых учитывается реальная геометрия прибора.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО НАБЛЮДЕНИЮ ДИФРАКЦИИ НА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ РЕШЕТКЕ

Эксперимент, результаты которого следовало смоделировать, был поставлен на источнике ультрахолодных нейтронов PF2 EDM Института им. Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция). Монохроматором служил интерференционный фильтр с резонансной линией пропускания, имеющей максимум при 120 нэВ и ширину 4 нэВ. Число полос решетки составляло $N = 84000$. Разница ширин канавки (и зуба), измеренных в верхнем и нижнем сечениях с помощью микроскопа атомных сил, составляла около 0,2 мкм.

С помощью описанного выше комплекса двух программ было выполнено моделирование измерения, проведенного с частотой вращения решетки $f = 4800$ об./мин, наиболее интересного для сравнения с теорией.

С учетом того, что горизонтальная скорость нейтронов может быть порядка вертикальной, было принято, что полная ширина гауссова распределения по горизонтальным скоростям (FWHM) составляет значение $\Delta V_x = 5$ м/с. Высота пролетной базы известна и равна 0,729 м. Толщины ротора и статора одинаковы и составляют 2 мм при расстоянии между ними 3 мм.

Весь процесс численного моделирования эксперимента состоит из следующих этапов.

1. На первом этапе рассчитывается энергетический спектр, возникающий при дифракции нейтронов с заданным исходным спектром на решетке с указанными выше параметрами.

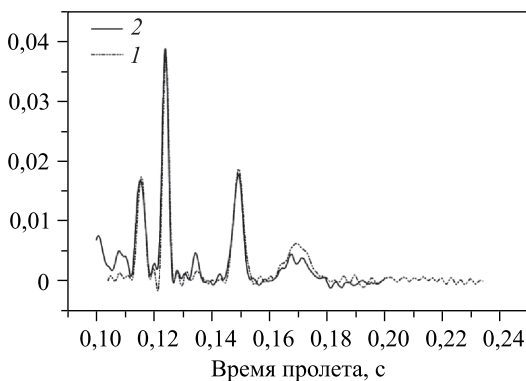


Рис. 11. Спектры времени пролета, возникающие при дифракции на вращающейся решетке: 1 — эксперимент; 2 — расчет

2. Полученный энергетический спектр вносится в программу модели фурье-спектрометра в качестве начального. Производится расчет по методу Монте-Карло с данным спектром, и восстанавливается времяпролетный спектр методом обратной фурье-спектрометрии.

3. Восстановленный времяпролетный спектр сравнивается со спектром, полученным в эксперименте.

Результат такого сравнения показан на рис. 11. На рис. 12 приведены те же данные, пересчитанные в шкалу энергий нейтронов.

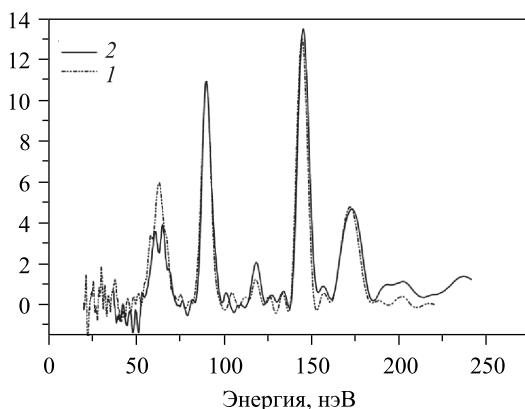


Рис. 12. Спектры рис. 11, пересчитанные в шкалу энергий: 1 — эксперимент; 2 — расчет

6. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Создана математическая модель эксперимента по измерению спектров УХН, возникающих при дифракции УХН на движущейся решетке. Модель состоит из двух независимых программ.

С помощью первой программы рассчитывается спектр ультрахолодных нейтронов, возникающий в результате их прохождения через вращающуюся дифракционную решетку с радиальной структурой. Расчет основан на выводах динамической теории дифракции [8] и учитывает реалистические геометрические параметры решетки.

С помощью второй программы методом Монте-Карло осуществлялось моделирование процедуры измерения спектра нейтронов методом обратной времяпролетной фурье-спектрометрии.

Получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных, что подтверждает основные выводы динамической теории дифракции.

Исследованы систематические погрешности метода, связанные с использованием фурье-прерывателя потока УХН ненулевой толщины, что может быть полезным для проектирования новых фурье-спектрометров для УХН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк И. М. О возможной причине аномалии во времени хранения ультрахолодных нейтронов. Сообщ. ОИЯИ Р4-8851. Дубна, 1975.
2. Hamilton W. A., Klein A. G., Opat G. I., Timmins P. A. Neutron Diffraction by Surface Acoustic Waves // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2770.
3. Frank A. I., Nosov V. G. Neutron Diffraction on a Moving Grating and Quasi-Energy of Cold Neutrons // Phys. Lett. A. 1994. V. 188. P. 120.
4. Frank A. I., Balashov S. N., Bondarenko I. V., Geltenbort P. et al. Phase Modulation of a Neutron Wave and Diffraction of Ultracold Neutrons on a Moving Grating // Phys. Lett. A. 2003. V. 311. P. 6.
5. Франк А. И., Гелтенборт П., Кулин Г. В. и др. Дифракция нейтронов на движущейся решетке как нестационарное квантовое явление // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81. С. 541.
6. Франк А. И., Гелтенборт П., Жентшель М. и др. Новый гравитационный эксперимент с ультрахолодными нейтронами // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 255.
7. Kulin G. V., Frank A. I., Goryunov S. V. et al. Spectrometer for New Gravitational Experiment with UCN // Nucl. Instr. Meth. A. 2015. V. 792. P. 38.
8. Бушуев В. А., Франк А. И., Кулин Г. В. Динамическая дифракция нейтронов на движущейся решетке // ЖЭТФ. 2016. Т. 149, вып. 1.
9. Kulin G. V., Frank A. I., Goryunov S. V., Geltenbort P., Jentschel M., Bushuev V. A., Lauss B., Schmidt-Wellenburg Ph., Panzarella A., Fuchs Y. Spectroscopy of Ultracold Neutrons Diffraction by a Moving Grating // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. P. 033606.
10. Frank A. I., Balashov S. V., Bodnarchuk V. I. et al. Neutron Multilayers Structures for Fundamental Experiments in UCN Optics // Proc. SPIE. 1999. V. 3767. P. 360.
11. Бондаренко И. В., Боднарчук В. И., Балашов С. Н. и др. Нейтронные интерференционные фильтры в фундаментальных экспериментах с ультрахолодными нейтронами // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 775.
12. Virjo A. The Fourier Method in Slow Neutron Time-of-Flight Spectrometry // Nucl. Instr. Meth. A. 1969. V. 73. P. 189.
13. Colwell J. F., Lehinan S. R., Miller P. H., Jr., Whittemore W. L. Fourier Analysis of Thermal Neutron Time-of-Flight Data // Nucl. Instr. Meth. A. 1969. V. 76. P. 135.
14. Кулин Г. В., Кустов Д. В., Франк А. И., Гелтенборт П., Горюнов С. В., Жентшель М., Стрелетов А. Н., Бушуев В. А. Времяпролетная фурье-спектрометрия УХН. Сообщ. ОИЯИ Р3-2014-72. Дубна, 2014.
15. Pöyry H., Hiismäki P., Virjo A. Principles of Reverse Neutron Time-of-Flight Spectrometry with Fourier Chopper Applications // Nucl. Instr. Meth. 1975. V. 126, No. 3. P. 421.
16. Pöyry H. Practical Aspects of Reverse Fourier Time-of-Flight Analysis of Slow Neutrons with Mechanical Beam Choppers // Nucl. Instr. Meth. 1978. V. 156. P. 499.
17. Kulin G. V., Frank A. I., Goryunov S. V., Kustov D. V., Geltenbort P., Jentschel M., Lauss B., Schmidt-Wellenburg Ph. Time-of-Flight Fourier UCN Spectrometer // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 819. P. 67–72.

Получено 6 апреля 2018 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 26.06.2018.

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

Усл. печ. л. 1,0. Уч.-изд. л. 1,12. Тираж 210 экз. Заказ № 59434.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/