

P3-2006-113

А. И. Франк\*, П. Гелтенборт<sup>1</sup>, Д. В. Кустов<sup>3</sup>, Г. В. Кулин,  
В. Г. Носов<sup>2</sup>, А. Н. Стрепетов<sup>2</sup>

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ  
С УСКОРЯЮЩИМСЯ ВЕЩЕСТВОМ**

---

<sup>1</sup> Институт Лауэ–Ланжевена, Гренобль, Франция

<sup>2</sup> Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

<sup>3</sup> Институт ядерных исследований, Киев

\*e-mail: frank@nf.jinr.ru

Франк А. И. и др.

P3-2006-113

Взаимодействие нейтронов с ускоряющимся веществом

Сообщается о результатах эксперимента по наблюдению изменения энергии нейтрона при его прохождении через преломляющий образец, движущийся с ускорением. Эксперимент поставлен с ультрахолодными нейтронами, а величина передаваемой энергии составляла  $\pm 2 \cdot 10^{-10}$  эВ. Результаты свидетельствуют о существовании эффекта и соответствуют теоретическим предсказаниям с точностью порядка 15 %.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Frank A. I. et al.

P3-2006-113

Interaction of Neutrons with Accelerating Matter

The experiment for the detection of neutron energy change at its passing through the refracting accelerating sample is reported. The experiment was performed with ultracold neutrons and the value of the transferred energy was  $\pm 2 \cdot 10^{-10}$  eV. The obtained results confirm the existence of the effect and correspond to the theoretical predictions with an accuracy of about 15 %.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Среди большого разнообразия работ по нейтронной оптике особое положение занимают исследования взаимодействия нейтронов с движущимся веществом. Начало им было положено работой Хорна и Цайлингера [1], обратившими внимание на то обстоятельство, что поступательное движение образца должно приводить к изменению фазы прошедшей волны. Исходя из общепринятого закона дисперсии нейтронных волн в веществе [2]

$$k_i^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \quad b = \text{const}, \quad (1.1)$$

где  $\rho$  — пространственная плотность рассеивающих ядер в веществе;  $b$  — средняя по объему их когерентная длина рассеяния;  $k_i$  и  $k_0$  — волновые числа нейтрона в среде и в вакууме соответственно, авторы заключили, что такое изменение фазы имеет место только за счет движения границ вещества. Действительно, специфический закон дисперсии (1.1) позволяет описать взаимодействие нейтрона со средой с помощью ее эффективного потенциала

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\rho b. \quad (1.2)$$

Движение же области действия потенциала вдоль одной из ее границ неотличимо от случая покоящегося потенциала. Работа [1] стимулировала появление ряда экспериментальных [3–6] и теоретических [7–9] работ, подтверждающих и развивающих ее основные выводы. В частности, было продемонстрировано существование эффекта при движении образца вдоль направления импульса нейтрона [3, 5] и его отсутствие при движении образца параллельно своей поверхности [4]. Важным результатом этих работ явилось подтвержденное на опыте представление [6], что наблюдение физических явлений, возникающих при движении образца параллельно своей поверхности, может свидетельствовать о несправедливости закона дисперсии (1.1) [10, 11].

Фактически во всех этих работах рассматривался только случай равномерного и прямолинейного движения\*. Последний, однако, является несколько выделенным, поскольку с помощью преобразования Галилея всегда

---

\*Строго говоря, это относится только к теоретическим работам, поскольку в экспериментах использовался, как правило, вращающийся образец. Однако при интерпретации результатов авторы исходили в основном из представления о местной линейной скорости образца.

можно преобразовать волновую функцию так, чтобы перейти в систему координат, где образец покоится [12]. Очевидно, что в этих условиях изменение фазы прошедшей через образец волны является единственным в принципе наблюдаемым явлением. Случай же произвольного движения образца оставался неисследованным.

Исключение составляла работа В. И. Микерова [13]. Анализируя возможность наполнения ловушки для ультрахолодных нейтронов (УХН) без ее разгерметизации, автор предложил использовать мембрану, движущуюся по гармоническому закону по и против движения УХН. При этом было найдено, что энергия УХН после прохождения колеблющейся пленки должна меняться. Будучи неопубликованным, этот результат долгое время оставался неизвестным.

Спустя много лет появилась работа Ковальского [14], целью которой было предложение проверки принципа эквивалентности в нейтронном эксперименте нового типа. Он рассмотрел вопрос о прохождении нейтронов через материальный слой, движущийся с ускорением. Апеллируя главным образом ко времени распространения нейтронов от источника до детектора, автор пришел к выводу, что на выходе из пластинки их энергия отличается от начальной на величину

$$\Delta E \cong mwd \frac{1-n}{n}. \quad (1.3)$$

Здесь  $m$  — масса нейтрона;  $w$  — ускорение пластинки, направленное по скорости нейтрона;  $d$  — толщина пластинки;  $n$  — показатель преломления вещества пластинки. Позднее этот же результат был получен другим методом в работе [15]. Вопрос о фазе волны, прошедшей через ускоряющийся образец, рассматривался в работах [16, 17].

Настоящая работа посвящена описанию первого эксперимента по наблюдению изменения энергии УХН при прохождении через вещество, движущееся с ускорением.

## 2. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ. КЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

При взаимодействии с произвольно движущимся веществом нейтрон находится в переменных внешних условиях, и задача, вообще говоря, является нестационарной. Соответствующие квантовые эффекты могут быть весьма значимыми. В частности, в работе [18] рассмотрена задача о рассеянии частиц на осциллирующем в пространстве потенциале. Квантовые эффекты при отражении нейтронов от осциллирующей поверхности наблюдались в эксперименте [19]. Однако при определенных условиях вполне корректным является и классический подход к данной проблеме. Общим критерием справедливости квазиклассического подхода является выполнение условия

$$E(t) \gg \frac{\hbar}{\tau}, \quad (2.1)$$

где  $\tau$  — оценка величины некоторого характерного времени, за которое существенно меняется переменное слагаемое  $E(t)$  энергии нейтрона. Везде ниже мы будем полагать, что условие (2.1) выполняется.

Покажем, что к выводу об изменении энергии нейтрона при прохождении через ускоряющееся вещество можно прийти исходя из принципа эквивалентности. Для этого обратимся к мысленному эксперименту, рассмотренному Ковальским [14] (см. рис. 1).

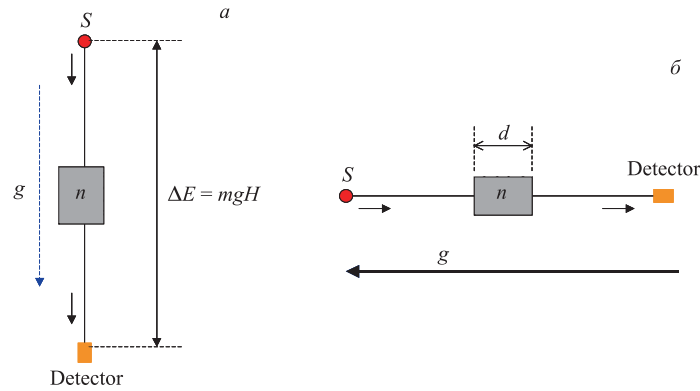


Рис. 1. Прохождение нейтрона через преломляющий образец в инерциальной системе в присутствии гравитации (*a*) и в неинерциальной системе координат (*б*)

На рис. 1, *a* представлен случай, когда нейтрон движется от источника к детектору, ускоряясь под действием силы тяжести. Очевидно, энергия нейтрона в точке регистрации превышает начальную энергию на величину  $mgH$ , где  $H$  — расстояние по высоте между источником и детектором, а  $g$  — ускорение свободного падения. Введение на пути нейтрона преломляющей пластинки не меняет этого вывода. В противном случае можно было бы замкнуть траекторию в виде петли (например, с помощью зеркал) так, чтобы по пути вверх нейтрон двигался бы в свободном пространстве, и прийти к противоречию с законом сохранения энергии. (Мы, разумеется, предполагаем здесь отсутствие диссипативных процессов и излучения.)

Обратимся теперь к случаю, изображенному на рис. 1, *б*. Здесь источник, преломляющая пластинка и детектор движутся все вместе с ускорением  $w = g$ , находясь в неинерциальной системе координат, а движение нейтрона, наблюдаемого в лабораторной системе координат, является равномерным. В силу принципа эквивалентности результаты всех измерений в неинерциальной

системе должны быть такими же, как в инерциальной системе с гравитацией, что в полной мере относится к измеряемой детектором энергии.

В случае, когда на пути нейтрона нет вещества, изменение энергии нейтрона на пути от источника к детектору равно, как и ранее,  $mgH$ . Введение на пути нейтрона преломляющей пластинки, движущейся с тем же ускорением, приводит к задержке во времени пролета нейтрона, поскольку скорость нейтрона в веществе меньше, чем в вакууме\*. Для случая неподвижной пластинки эта задержка составляла бы величину

$$\Delta t = \frac{d}{nv} - \frac{d}{v} = \frac{d(1-n)}{vn}, \quad (2.2)$$

что подтверждается прямым экспериментом [20]. В случае ускоряющейся пластинки величина  $\Delta t$  несколько иная, но этим различием, порядка  $wd^2/v^3$ , мы пренебрежем. За время задержки  $\Delta t$  детектор будет продолжать ускоряться, и дополнительное изменение его скорости (в сравнении со случаем отсутствия пластинки) составит величину  $\Delta v = w\Delta t$ . Таким образом, если бы роль преломляющей пластинки сводилась только к временной задержке, то в момент достижения детектора скорость нейтрона относительно последнего и, стало быть, измеренная энергия должны были бы отличаться от тех же величин в отсутствие вещества. Это противоречит принципу эквивалентности. Следовательно, при пролете через ускоренную пластинку кроме задержки во времени должно происходить еще и изменение энергии нейтрона, причем такое, чтобы скомпенсировать эффект дополнительного ускорения детектора за время  $\Delta t$ . Вычисляя величину необходимого изменения энергии в соответствии с  $\Delta E = mv \cdot w\Delta t$ , приходим к формуле (1.3).

В работе [15] было показано, что при анализе задачи о прохождении нейтрона через ускоренную пластинку можно вовсе не прибегать к аргументам, апеллирующим к принципу эквивалентности. Будем полагать, что закон дисперсии нейтронных волн (1.1) и представление о постоянном эффективном потенциале (1.2) остаются справедливыми и в случае, когда вещество движется с ускорением. В силу закона сохранения энергии влияние потенциала  $U$  при вхождении нейтрона в вещество сводится к изменению квадрата его скорости на некоторую постоянную и характерную для данного вещества величину

$$v_b^2 = \frac{2U}{m} = \frac{4\pi\hbar^2}{m^2}\rho b. \quad (2.3)$$

В наиболее распространенном случае  $b, U > 0$  вещественную и положительную величину  $v_b$  принято называть граничной скоростью данного вещества.

---

\*Для определенности мы полагаем  $n < 1$ , что справедливо для большинства веществ. Вполне аналогичные рассуждения можно провести и для случая  $n > 1$ .

Рассмотрим произвольно движущийся плоскопараллельный слой вещества, ограниченный поверхностями 1 и 2. Пусть на него падают нейтроны со скоростью  $v_0$ . Введем движущуюся со скоростью  $V_1$  систему отсчета (обозначенную штрихом), в которой поверхность 1 покоится в момент  $t = t_1$  пересечения ее нейтроном. Имеем

$$v'_0 = v_0 - V_1, \quad v'^2_0 = v'^2_i + v^2_b. \quad (2.4)$$

Поскольку по основному предположению движение области потенциала не сказывается на величине  $v_i$ , в лабораторной системе скорость нейтрона внутри образца составляет  $v_i = v'_i + V_1$ . Аналогичным образом, по достижении нейтроном поверхности 2 в момент  $t = t_2$  скорость слоя равна уже  $V_2$ . В системе, движущейся с той же скоростью  $V_2$ , при выходе из вещества

$$v''_i = v_i - V_2, \quad v''^2_f = v''^2_i + v^2_b. \quad (2.5)$$

После несложных выкладок получаем соотношение

$$v_f = V_2 + \sqrt{v^2_0 - 2V_1v_0 + V_2^2 - 2(V_2 - V_1) \left[ V_1 + \sqrt{(v_0 - V_1)^2 - v^2_b} \right]}, \quad (2.6)$$

справедливое для произвольного закона поступательного движения. Перейдем теперь к простейшему случаю равноускоренного движения

$$W = \text{const}, \quad V(t) = Wt \quad (2.7)$$

и упростим задачу, положив, что при вхождении в слой нейтрон оказывается в мгновенно покоящейся еще материи  $V_1 = 0$ . Решая затем квадратное уравнение для времени его контакта с другой поверхностью 2, после элементарных вычислений находим, что к этому моменту скорость среды составляет уже

$$V_2 = \sqrt{v^2_0 - v^2_b} - \sqrt{v^2_0 - v^2_b - 2Wd}. \quad (2.8)$$

В результате получаем окончательно

$$v_f = \sqrt{v^2_0 - v^2_b} - \sqrt{v^2_0 - v^2_b - 2Wd} + \sqrt{v^2_0 - 2Wd}. \quad (2.9)$$

Замечая, что  $v^2_0 - v^2_b = v^2_i$ , и определяя обычным образом величину показателя преломления

$$n = \frac{k_i}{k_0}, \quad (2.10)$$

полагаем, что ускорение не слишком велико, так что  $Wd \ll v^2_0, v^2_i$ . Для изменения скорости тогда получаем

$$v_f - v_0 = \frac{Wd}{v_0} \left( \frac{1}{n} - 1 \right). \quad (2.11)$$

Полагая его малым и вычисляя изменение энергии в соответствии с

$$\varepsilon_f - \varepsilon_0 \cong mv_0 (v_f - v_0), \quad (2.12)$$

приходим снова к формуле (1.3).

С практической точки зрения представляет определенный интерес случай, когда нейтрон, проходя через ускоряющуюся пластину, сам движется с постоянным ускорением, например под действием силы тяжести. Скорость нейтрона после выхода из пластины описывается в этом случае формулой, лишь слегка отличающейся от (2.6):

$$v_f = V_2 + \sqrt{v_0^2 - 2V_1v_0 - 2(V_2' - V_1) \left[ V_1 + \sqrt{(v_0 - V_1)^2 - v_b^2} \right]}, \quad (2.13)$$

где

$$V_2' = V_2 + \frac{gd}{\sqrt{v_0^2 - v_b^2}}. \quad (2.14)$$

Вместо формулы (1.3) получаем в этом случае

$$\Delta E \cong mvd \frac{1-n}{n} + mgd. \quad (2.15)$$

Таким образом, воздействие ускоряющегося образца на движение нейтрона и в этом случае описывается формулой (1.3).

Обратимся, наконец, к случаю, когда образец колеблется по гармоническому закону

$$\xi(t) = A \sin \Omega t, \quad (2.16)$$

что в наибольшей степени отвечает условиям реалистического эксперимента. Здесь  $\xi$  — линейное смещение слоя. Условие квазиклассичности (2.1) в этом случае имеет вид

$$E(t) \gg \hbar \Omega. \quad (2.17)$$

Дело в том, что после прохождения нейтроном образца уровни его точной, истинной энергии дискретны и расположены эквидистантно с интервалом  $\hbar \Omega$  (см., например, [21–23]). Однако если критерий (2.17) выполнен, то уровни расположены настолько плотно, что интересующую нас энергию прошедшего нейтрона  $\varepsilon_f(t)$  можно, вообще говоря, считать практически непрерывной функцией от времени.

Исходя из формулы (2.6) легко получить, что при сравнительно медленном колебательном движении вещества

$$V = \frac{d\xi}{dt} \approx A\Omega \ll \sqrt{v_0^2 - v_b^2}, v_0 \quad (2.18)$$



изменение энергии нейтрона при прохождении через колеблющийся образец выражается следующим образом [15]:

$$\varepsilon_f - \varepsilon_0 = mA\Omega \left( v_0 - \sqrt{v_0^2 - v_b^2} \right) \left[ \cos \Omega t - \cos \Omega \left( t - \frac{d}{\sqrt{v_0^2 - v_b^2}} \right) \right]. \quad (2.19)$$

Если время пролета через образец много меньше периода, то для изменения энергии нейтрона получим

$$\Delta E \cong -mA\Omega^2 d \frac{1-n}{n} \sin \Omega t, \quad \Omega \ll \frac{v_i}{d}, \quad (2.20)$$

где мы перешли к оптическим обозначениям так же, как это было сделано при переходе от формулы (2.9) к (2.11). Изменения энергии нейтрона при его прохождении через преломляющий ускоряющийся образец будем для краткости называть эффектом ускоряющегося вещества.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ИДЕЯ ОПЫТА

Фактор  $(1-n)$ , определяющий величину эффекта ускоряющегося вещества, в большинстве случаев весьма мал. Как видно из (1.1) и (2.10),

$$1 - n \cong \frac{k_b^2}{2k^2}, \quad \text{где } k_b^2 = 4\pi\rho b. \quad (3.1)$$

Волновое число для тепловых нейтронов  $k \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ , тогда как типичная величина  $k_b \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому в эксперименте с тепловыми нейтронами эффект вряд ли можно наблюдать. Более предпочтительно использовать УХН, для которых величина волнового числа  $k$  может лишь незначительно превосходить граничное значение  $k_b$ . Однако при этом малость скорости нейтрона  $k_i$  внутри вещества  $k_i = \sqrt{k^2 - k_b^2}$  приводит к существенным ограничениям толщины образца, поскольку сечения радиационного захвата и неупругого нагрева УХН обратно пропорциональны  $k_i$  [24]. Оценки показывают, что при реалистических значениях толщины образца и величины ускорения величина эффекта составляет  $\Delta E \approx 10^{-10} - 10^{-9} \text{ эВ}$ . В работе [15] для наблюдения эффекта предлагалось использовать гравитационный спектрометр УХН с интерференционными фильтрами [25, 26]. Впоследствии такой спектрометр был создан, и с его помощью было осуществлено несколько нейтронно-оптических экспериментов [11, 27–29]. Этот же прибор применялся и в настоящей работе. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.

Ультрахолодные нейтроны поступали из подводящего нейтронновода в камеру хранения, где испытывали многократные отражения от стенок, что существенно очищало спектр от наиболее быстрых нейтронов. Выходом из этой

камеры служил кольцевой коридор, нижний торец которого перекрывался интерференционным фильтром — монохроматором 1.

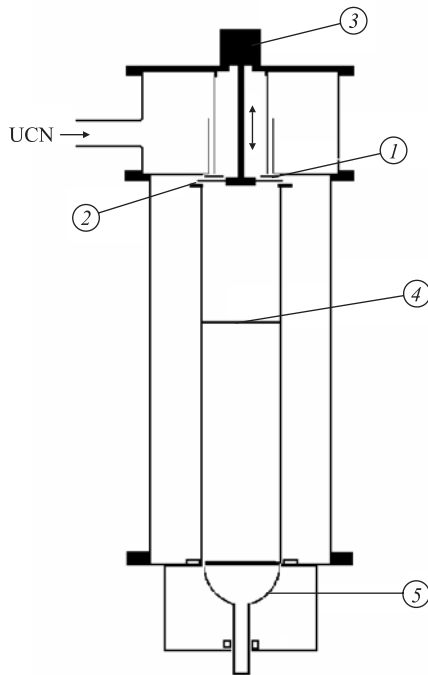


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

трехслойные, а более сложные фильтры (подробнее см. [27]), однако принцип их устройства остается тем же.

Ниже монохроматора размещался образец 2 — кремниевая пластина толщиной 0,6 мм, диаметром 152 мм. Пластина-образец приводилась в гармоническое движение специальным устройством 3. При этом ускорение образца зависело от времени и в соответствии с (2.20) было равно  $A\Omega^2 \sin(\Omega t)$ , где  $A$  и  $\Omega$  — амплитуда и частота осцилляции соответственно. Частота колебаний пластины составляла 40 Гц, а достигаемое при этом ускорение составляло примерно  $75 \text{ м/с}^2$ . Максимальное изменение энергии, определяемое формулой (2.20), составляет при этом около 0,2 нэВ.

Пройдя монохроматор и образец, нейтроны попадали в вертикальный зеркальный нейтронный волновод, внутри которого имелся второй фильтр — анализатор 4, положение которого можно было менять по высоте.

Интерференционный фильтр (ИФ) является нейтронным аналогом оптического интерферометра Фабри–Перо. В простейшем случае он представляет собой трехслойную структуру из пленок двух сортов вещества, нанесенных на подложку, прозрачную для УХН. Материалы для фильтра выбираются таким образом, что для внешних слоев эффективный потенциал взаимодействия нейтронов с веществом (1.2) больше, чем для внутреннего слоя и подложки. Поэтому потенциальная структура фильтра представляет собой два барьера и яму между ними.

При не слишком малой толщине внутреннего слоя ширина ямы достаточна для образования уровней квазисвязанных состояний. Вблизи этих уровней структура становится проницаемой для подбарьерных нейтронов, а функция пропускания фильтра приобретает существенно резонансный характер. На практике используются не

На всем пути от монохроматора к детектору нейтроны ускорялись в гравитационном поле, меняя свою энергию на величину 1,026 нэВ на 1 см высоты. Поэтому, чтобы система пропускала нейтроны, надо, чтобы энергетическое положение линий пропускания фильтров было различным. Параметры фильтров были выбраны так, чтобы максимумы пропускания монохроматора и анализатора составляли 107 и 127 нэВ соответственно. При этом максимальное пропускание пары фильтров достигалось, когда расстояние между ними было около 20 см.

Зависимость скорости счета от расстояния между фильтрами качественно иллюстрируется рис. 3. Поскольку 1 см по высоте соответствует изменению нейтрона примерно на 1 нэВ, то ширина линии, выраженная в сантиметрах высоты, почти соответствует разрешению прибора в наноэлектронвольтах (нэВ). Поэтому по оси  $X$  на рис. 3 можно было бы отложить не расстояние между фильтрами, а разность энергий нейтронов (в нэВ) в точках расположения монохроматора и анализатора. Очевидно, что изменение энергии

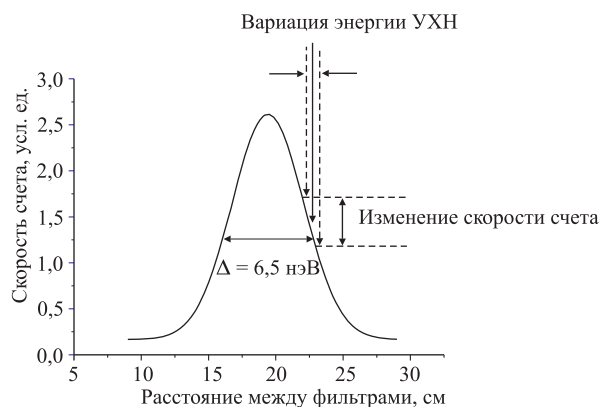


Рис. 3. Зависимость скорости счета от расстояния между фильтрами (кривая сканирования) и принцип детектирования периодического изменения энергии

нейтрона на пути между фильтрами, возникшее по какой-либо иной причине помимо гравитации, эквивалентно смещению по кривой пропускания, что приводит к изменению скорости счета. Следовательно, движение образца с переменным ускорением должно в соответствии с (2.20) приводить к знакопеременному изменению энергии и, как следствие, к периодической вариации скорости счета, как показано пунктиром на рис. 3.

Скорость счета измерялась сцинтилляционным детектором 5 синхронно с фазой движения. По оценкам, разброс времен пролета нейтронов от образца до детектора был заметно меньше периода колебаний образца.

Необходимость приведения образца в колебательное движение потребовала создания специального привода. В качестве последнего мы использо-

вали вибростенд компании «Виконт». Вибратор устанавливался на верхнем фланце спектрометра. Его подвижная часть была жестко связана через шток и сильфон из нержавеющей стали с пластиной-образцом, находящейся в вакууме. Для уменьшения уровня вибраций спектрометра вибратор был жестко закреплен на массивной опоре, которая, в свою очередь, лежала на упругой пневматической подушке в виде тора, что позволило кардинально улучшить условия измерений (см. рис. 4).

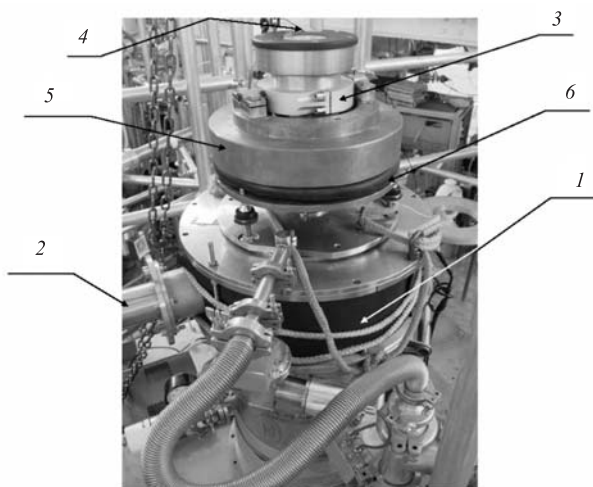


Рис. 4. Вид спектрометра с виброприводом. 1 — камера очистки спектра; 2 — подводящий нейтронный провод; 3 — электромагнитный вибратор; 4 — датчик ускорения; 5 — массивная опора; 6 — демпфирующая подушка

Вибратор управлялся синусоидальным сигналом от высокостабильного генератора, подаваемым через усилитель мощности. Величина ускорения образца в процессе работы непрерывно контролировалась с помощью пьезоэлектрического датчика. Последний был откалиброван с помощью оптического прибора VN300 фирмы OMETRON, специально предназначенного для измерения знакопеременных скоростей.

В эксперименте измерялись фаза и амплитуда модуляции скорости счета при различных положениях фильтра-анализатора. Зависимость скорости счета от времени фиксировалась на временном интервале, равном периоду колебаний. Начало шкалы отсчета задавалось генератором, управлявшим движением образца. Полученные данные нормировались на величину усредненной скорости счета и фитировались функцией  $f(t) = 1 + B \sin(\Omega t - \varphi)$  с двумя свободными параметрами  $B$  и  $\varphi$ . На рис. 5 приведены результаты одного из таких измерений вместе с аппроксимирующей их синусоидой.

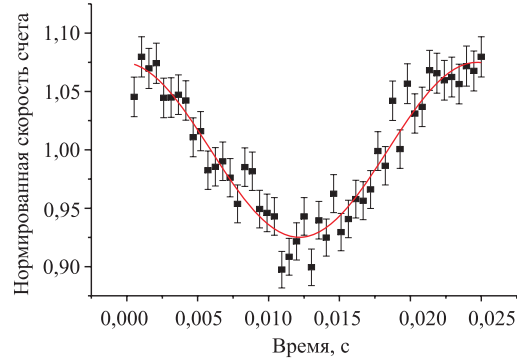


Рис. 5. Осцилляция скорости счета при прохождении нейтронов через колеблющуюся пластинку. Сплошная линия — аппроксимирующая синусоида

#### 4. МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ

**4.1. Модуляция потока УХН, обусловленная переменной скоростью образца.** При движении пластины меняется не только ее ускорение, но и скорость. При указанном выше значении частоты и ускорения максимальная скорость пластинки составляла примерно 30 см/с, в то время как скорость нейтронов у образца была порядка 450 см/с. Периодическое изменение относительной скорости нейтрона и пластины приводило к изменению ее прозрачности и тем самым модулировало интенсивность с относительной амплитудой около 8 %.

Таким образом, при прохождении УХН через колеблющуюся пластину имели место два эффекта. Во-первых, энергия нейтронов менялась на величину, пропорциональную ускорению пластины  $w = -A\Omega^2 \sin(\Omega t)$ , что приводило к осцилляции интенсивности, как показано на рис. 3. И, кроме того, интенсивность пучка модулировалась скоростным эффектом в пропускании в соответствии с  $I = I_0 [1 - b\Omega \cos(\Omega t)]$ . Таким образом, скорость счета детектора определялась произведением

$$I = I_0 [1 + a \sin(\Omega t)] \cdot [1 - b \cos(\Omega t)] \approx I_0 [1 + a \sin(\Omega t) - b \cos(\Omega t)], \quad a, b \ll 1. \quad (4.1)$$

Здесь  $a$  и  $b$  — амплитуды модуляции, связанные с эффектом ускорения и скорости образца соответственно. Относительное изменение интенсивности определялось, таким образом, соотношением

$$P(t) = \frac{I(t)}{I_0} = 1 - B \cdot \cos(\Omega t + \alpha), \quad B = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{a}{B}\right). \quad (4.2)$$

Амплитуда  $a$ , определяемая ускорением образца, пропорциональна производной кривой сканирования и зависит от положения анализатора. В макси-

муме этой кривой она равна нулю, и осцилляция интенсивности определяется в этом случае только скоростным эффектом в пропускании с амплитудой  $b$ .

Формулы (4.2) фактически определяют стратегию эксперимента. Измерив амплитуду и фазу модуляции при различных положениях анализатора, можно, зная кривую сканирования, определить величину периодического изменения энергии нейтрона при его прохождении через образец, движущийся с ускорением.

**4.2. Прямое влияние положения анализатора на фазу модуляции интенсивности.** В приведенных выше формулах фазовый угол  $\Omega t$  соответствовал фазе движения пластины. Однако измерение интенсивности потока нейтронов осуществлялось детектором, расположенным значительно ниже образца (см. рис. 2). Поэтому в области детектора периодическое изменение скорости счета характеризуется фазой  $\Omega(t + \tau_f) + \alpha$ , где  $\tau_f$  — время пролета. С учетом ускорения нейтрона в поле тяжести Земли

$$\tau_f = \frac{v}{g} \left( \sqrt{1 + \frac{2gH}{v^2}} - 1 \right) \approx \frac{H}{v} \left( 1 - \frac{gH}{2v^2} \right), \quad (4.3)$$

где  $v$  — начальная скорость нейтрона, а  $H$  — расстояние от образца до детектора. Отметим здесь, что в нашем эксперименте время пролета  $\tau_f \approx 0,14$  с в несколько раз превосходило период колебания пластинки  $T \approx 0,025$  с.

Весьма существенно, что время пролета  $\tau_f$  и, стало быть, регистрируемая детектором фаза зависят от скорости нейтронов. Это обстоятельство приводит к нескольким важным следствиям, одно из которых мы здесь рассмотрим.

Дело в том, что при изменении взаимного расположения фильтров меняется также эффективный спектр нейтронов, прошедших на детектор, и, соответственно, среднее время пролета  $\langle \tau_f \rangle$  и фаза  $\Omega \langle \tau_f \rangle$ . Таким образом, фаза осцилляции интенсивности в формуле (4.2) представляет собой сумму двух членов, каждый из которых зависит от расстояния между фильтрами  $h$

$$\varphi(h) = \Omega [\langle \tau_f \rangle(h)] + \alpha(h). \quad (4.4)$$

Очевидно, что фаза осцилляции меняется при изменении  $h$  и в отсутствие эффекта ускоренного вещества. Этот методический эффект является неустрашимым и должен быть учтен при анализе экспериментальных результатов.

Для оценки его значимости приведем здесь лишь результаты простых выкладок. Легко показать, что если ширина линий пропускания монохроматора и анализатора одинакова ( $\Delta_1 = \Delta_2$ ), то смещение анализатора вниз на малую величину  $\Delta h$  ( $mh\Delta h \ll \Delta_{1,2}$ ) ведет к уменьшению средней энергии нейтронов на величину  $mg\Delta h/2$ . Грубо говоря, смещение анализатора на 1 см уменьшает энергию нейтронов на 0,5 нэВ. Относительное изменение энергии составляет при этом величину порядка  $5 \cdot 10^{-3}$ , а фаза осцилляции скорости счета меняется примерно на 0,065 рад.

В случае, если ширины линий пропусканий двух фильтров различаются, картина может быть существенно иной. Действительно, в случае широкой линии анализатора его движение вообще никак не влияет на смещение спектра. В другом же предельном случае относительно широкой линии монохроматора смещение фильтра на величину  $\Delta h$  приводит к изменению средней энергии на величину  $mg\Delta h$ . При произвольном отношении ширин  $\Delta_{1,2}$  линий пропускания монохроматора и анализатора смещение анализатора на величину  $\Delta h$  ведет к изменению средней энергии нейтронов на величину

$$\Delta E = \frac{\gamma}{1 + \gamma} mg\Delta h, \quad (4.5)$$

где  $\gamma = \Delta_1^2/\Delta_2^2$ .

**4.3. Роль вибраций фильтров.** Вибропривод, приводивший образец в гармоническое движение, располагался на верхнем фланце спектрометра (см. рис. 4). Масса его подвижной части более 1 кг, а амплитуда возвратно-поступательного движения превышала 1 мм. Очевидно, что движение подвижной части привода неизбежно вызывает вибрацию спектрометра с той же частотой  $\Omega$ . Рассмотрим, к каким методическим эффектам это приводит.

Гармоническое движение монохроматора со скоростью

$$v_{\text{vibr}} = u_{\text{vibr}}\Omega \cos(\Omega t) \quad (4.6)$$

приводит к периодическому изменению скорости нейтронов (в лабораторной системе) и, следовательно, их энергии. При этом

$$\Delta E_v = \frac{m}{2} \left[ (v + v_{\text{vibr}})^2 - v^2 \right] \approx mv \cdot v_{\text{vibr}} = 2E \frac{v_{\text{vibr}}}{v}, \quad (4.7)$$

где  $v$  и  $E$  — соответственно скорость и энергия нейтрона в системе координат фильтра. Это периодическое смещение спектра, обусловленное вибрацией монохроматора, добавляется к периодическому смещению спектра, порождаемому искомым эффектом ускоренного вещества. Оба эффекта приводят к осцилляции скорости счета, амплитуда (и знак) которой определяются положением анализатора. Они характеризуются одной частотой  $\Omega$ , но имеют различающиеся фазы. Будучи скоростным, вибрационный эффект, так же как и эффект модуляции пропускания, пропорционален  $\cos(\Omega t)$ , в то время как эффект ускорения пропорционален  $\sin(\Omega t)$ . В обоих случаях периодическая вариация спектра приводит к вариации интенсивности после прохождения нейтронами анализатора. Таким образом, если принять во внимание только вибрацию монохроматора, то скорость счета определяется выражением

$$I \approx I_0 [1 + a \sin(\Omega t) - (b + b_{\text{vibr}}) \cos(\Omega t)], \quad (4.8)$$

а относительное изменение интенсивности определяется теперь амплитудой  $B'$  и фазой  $\alpha'$ , где

$$B' = \sqrt{a^2 + (b + b1_{\text{vibr}})^2}, \quad \alpha' = \arcsin\left(\frac{a}{B'}\right). \quad (4.9)$$

В отличие от практически постоянной величины  $b$ , величина амплитуды дополнительной осцилляции интенсивности  $b1_{\text{vibr}}$ , так же как и искомая амплитуда  $a$ , определяется значением производной кривой сканирования и зависит от положения анализатора. В максимуме кривой сканирования обе эти величины обращаются в нуль.

Оценки показывают, что в условиях нашего эксперимента изменение энергии нейтрона, обусловленное вибрацией монохроматора (4.6), оказывается такого же порядка, что и эффект ускорения (1.3) при амплитуде вибрации порядка 15 мкм.

К аналогичному эффекту приводит вибрация фильтра-анализатора. Полагая, что движения монохроматора и анализатора синфазны, отметим, что нейтроны достигают последнего с задержкой во времени  $\tau_a$ , обусловленной временем пролета до анализатора. Таким образом, осцилляция скорости счета, связанная с периодическим изменением относительной скорости нейтрона и анализатора, сдвинута по фазе на величину  $\Omega\tau_a$ . Кроме того, при движении анализатора вверх скорость нейтрона в его системе координат увеличивается, а не уменьшается, в то время как такое же движение монохроматора приводит к обратному эффекту. Таким образом, если оба фильтра колеблются синфазно, то скорость счета описывается выражением

$$I \approx I_0 [1 + a \sin(\Omega t) - (b + b1_{\text{vibr}}) \cos(\Omega t) + b2_{\text{vibr}} \cos[\Omega(t - \tau_a)]], \quad (4.10)$$

где величины  $b1_{\text{vibr}}$ ,  $b2_{\text{vibr}}$  и  $\tau_a$  зависят от положения анализатора. При этом эффект от вибраций пропадает, когда положение анализатора соответствует максимуму пропускания.

## 5. КАЛИБРОВочНЫЕ И КОНТРОЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

**5.1. Кривая сканирования.** Как указывалось выше, амплитуда модуляции скорости счета, обусловленная эффектом ускорения, определяется величиной производной кривой сканирования. Поэтому для сравнения результатов с расчетом кривая сканирования должна быть известна с разумной точностью. К сожалению, при планировании и подготовке эксперимента это обстоятельство было недооценено. Не планировалось также измерение амплитуды и фазы модуляции в широком диапазоне значений расстояния между фильтрами. Поэтому в установке не была предусмотрена возможность изменения положения



анализатора без нарушения вакуума. Это обстоятельство существенно осложнило работу и в определенной степени повлияло на качество эксперимента в целом.

На рис. 6 приведена кривая сканирования и аппроксимирующая ее функция, измеренная с неподвижным образцом. Приведены данные, полученные до и во время основных измерений. Видно, что в процессе измерений, длившихся несколько недель, имела место нестабильность скорости счета. Причина этой нестабильности осталась невыясненной. К счастью, «выпавшие» точки близки к максимуму кривой сканирования, где ее производная близка к нулю.

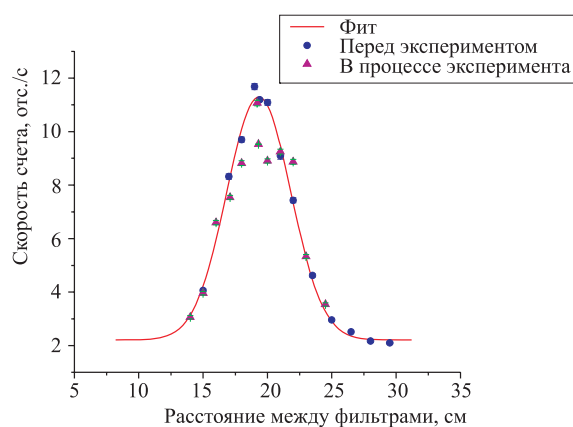


Рис. 6. Кривая сканирования, измеренная до и в процессе основных измерений

**5.2. Зависимость фазы модуляции интенсивности от положения анализатора в отсутствие эффекта ускорения.** Как отмечалось в п. 4.2, фаза осцилляции скорости счета зависит от положения анализатора и отсутствия эффекта ускорения. Для правильной интерпретации экспериментальных данных эта зависимость должна быть установлена. Для решения этой задачи следовало бы поставить «нулевой» опыт, в котором все элементы установки работали так же, как и в основном эксперименте, а эффект ускорения был бы исключен. Наилучшим образом это можно было бы сделать, если поменять местами монохроматор и колеблющийся образец. К сожалению, мы не нашли возможности осуществить эксперимент в точности таким образом. Причина этого состояла в том, что фильтр-монохроматор, расположенный на выходе кольцевого коридора, имел форму довольно узкого кольца (см. рис. 2). Будучи расположенным ниже образца, он перекрывал бы лишь малую долю сечения, занимаемую потоком УХН, вышедших из кольцевой апертуры коридора. К счастью, мы располагали вторым фильтром большой площади, параметры которого, как мы полагаем, были очень близки к па-

раметрам фильтра-монокроматора. Оба фильтра были приготовлены в один день, на одной установке и имели одинаковые расчетные значения толщин. Этот фильтр был укреплен на 3 см ниже образца, который приводился в гармоническое движение с той же частотой, что и в основном опыте. Для увеличения глубины модуляции использовался образец толщиной 2 мм.

Измерения фазы осцилляции скорости счета проводились в трех точках, соответствующих максимуму кривой сканирования и максимальным значениям ее производной. Результаты измерения представлены на рис. 7 кружками. Прямая 1 представляет результат линейной аппроксимации этих данных.

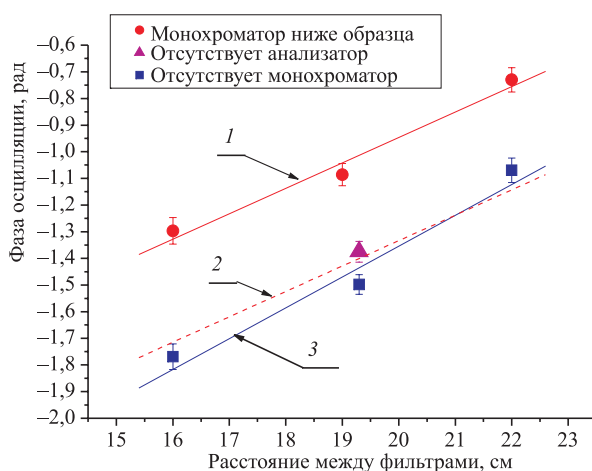


Рис. 7. Результаты измерений фазы осцилляции скорости счета в отсутствие эффекта ускорения

Поскольку в этом опыте монокроматор располагался ниже, чем в основном эксперименте, то и энергия нейтронов была меньше, чем в рабочих условиях, что увеличивало время пролета и фазу. Соответствующая поправка к фазе была определена расчетом, а полученная таким образом зависимость фазы от положения анализатора представлена на рис. 7 пунктирной прямой 2.

Для того, чтобы убедиться в правильности этого расчета, было поставлено еще два эксперимента. В первом из них монокроматор находился в своем штатном положении, а анализатор отсутствовал. Как и ранее, модуляция интенсивности имела место благодаря скоростному эффекту в пропускании колеблющегося образца. Величина измеренной таким образом фазы составляла  $-1,375 \pm 0,039$  рад. На рис. 7 она отмечена треугольником. Положение этой точки на оси абсцисс, вообще говоря, произвольно, так как в отсутствие анализатора понятие расстояния между фильтрами, обозначенное на графике, теряет смысл. Однако энергия нейтронов, а стало быть, время

пролета и фаза должны быть в этом случае теми же, что и для системы двух фильтров, настроенных на максимум пропускания. Поэтому для наглядности мы приписали этой точке именно такое значение абсциссы. Видно, что полученная таким образом фаза очень близка к прямой 2, полученной пересчетом результатов первого тестового опыта.

Еще одно измерение было сделано в отсутствие монохроматора. В этом случае нейтроны с широким спектром энергии проходили через осциллирующий образец, а анализатор пропускал на детектор нейтроны определенной энергии, величина которой зависела от его положения. Результаты этих измерений представлены на рис. 7 квадратами. Положение точек на оси абсцисс соответствует в этом случае расстоянию между анализатором и местом расположения монохроматора в рабочих условиях. Прямая 3 на графике рис. 7 есть результат линейной аппроксимации этих данных. Наклон этой прямой, выражающей зависимость фазы от положения анализатора, составил  $0,116 \pm 0,025$  рад/см, что в пределах ошибки соответствует расчетному значению  $0,128$  рад/см. В идеале она должна проходить через точку, полученную во втором эксперименте, и в ней же пересекать прямую 2. Экспериментальное значение этой прямой в точке  $X = 19,3$ , соответствующей максимуму кривой сканирования, составляет  $-1,43 \pm 0,11$ , что в пределах ошибки удовлетворяет этим требованиям.

Несколько неожиданным было то, что наклон прямой 2, составлявший величину  $0,095 \pm 0,011$  рад/см, оказался близок к наклону прямой 3, полученной в отсутствие монохроматора. В то же время, как отмечалось выше в п. 4.2, при равенстве ширин линий пропускания анализатора и монохроматора наклоны этих прямых должны отличаться вдвое. Этот результат может объясняться различием в ширине функций пропускания двух фильтров, если величина  $\gamma$ , связывающая соответствующие ширины, имеет значение порядка 2,5 (см. формулу (4.5)).

Зная дисперсию кривой сканирования  $\sigma_{\text{conv}} = 2,79 \pm 0,05$  нэВ, полученную нами в отдельном эксперименте, и положив  $\gamma = 2,5$ , легко оценить величины дисперсий линий пропускания каждого из фильтров. Элементарные оценки в предположении о гауссовской форме линий дают для дисперсий линии пропускания анализатора и монохроматора соответственно  $\sigma_1 = 1,49 \pm 0,05$  нэВ и  $\sigma_2 = 2,36 \pm 0,06$  нэВ.

К счастью, функция пропускания монохроматора была измерена нами методом времени пролета в 2004 г. Обработка результатов этого эксперимента позволила получить независимую оценку дисперсии  $\sigma_2 = 2,45 \pm 0,25$  нэВ, что неплохо согласуется с приведенными выше данными. Таким образом, гипотеза о различной ширине функций пропускания фильтров имеет независимое экспериментальное подтверждение.

Следовательно, имеются достаточные основания считать, что прямая 2, полученная пересчетом результатов тестового опыта, соответствует фазе ос-

циляции, которая имела бы место в отсутствие искомого эффекта ускоренного вещества. Поэтому при интерпретации результатов основного эксперимента мы сочли возможным использовать ее в качестве калибровки.

**5.3. Проверка роли вибраций.** Еще один эксперимент был поставлен для проверки возможной роли вибраций. Этот опыт отличался от основного только отсутствием на пути нейтронов кремниевой пластины-образца. При этом привод-вибратор и все механические детали крепления образца двигались с той же частотой и амплитудой, что и в основных измерениях. При этом анализатор находился в точке максимума производной кривой сканирования, т. е. в позиции, наиболее чувствительной к вибрациям. Осцилляции счета в этом эксперименте обнаружено не было (см. рис. 8). Обработка результатов дала для амплитуды осцилляции с частотой 40 Гц величину  $0,005 \pm 0,005$ . Эти данные допускают возможность «вибрационной» модуляции скорости счета с относительной амплитудой порядка 0,01. Как показали модельные расчеты, к такой модуляции скорости счета приводит синфазная вибрация обоих фильтров с амплитудой порядка 4 мкм.

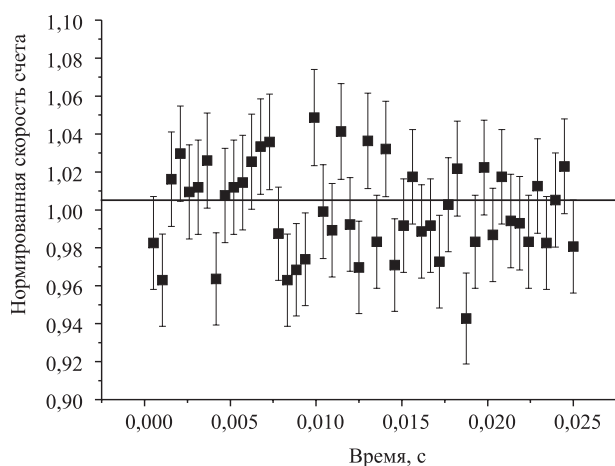


Рис. 8. Результаты контрольного эксперимента. Зависимость скорости счета от фазы вибратора в отсутствие образца

## 6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

**6.1. Амплитуда модуляции скорости счета.** На рис. 9 представлены результаты измерения амплитуды  $B$  (см. формулу (4.2)) модуляции скорости счета в зависимости от расстояния между фильтрами. Кривая 1 — результаты модельного расчета. Расчет был полностью основан на теоретических пред-

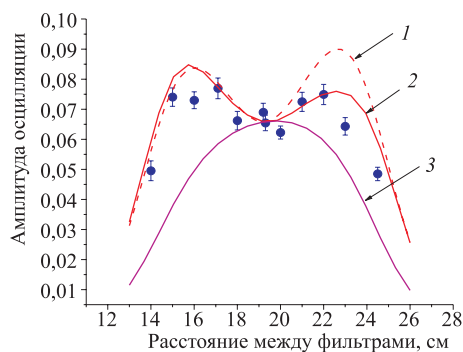


Рис. 9. Амплитуда модуляции скорости счета в зависимости от расстояния между фильтрами. Кривые 1, 2, 3 — результаты расчета (см. текст)

сказаниях как собственно эффекта ускорения, так и пропускания образца с его зависимостью от скорости. Единственным фактором, привлекаемым из эксперимента, была форма кривой сканирования. Для последней принималась гауссовская форма, а положение максимума, дисперсия и величина фоновой подложки извлекались из фита. Как видно из рисунка, имеется лишь качественное согласие расчета и эксперимента. Это может быть обусловлено многими причинами, одной из которых является влияние вибрации. Кривая 2 демонстрирует результаты расчета, в которых роль вибраций была учтена в соответствии с формализмом п. 4.3. При этом было принято, что оба фильтра вибрируют синфазно с амплитудой 4 мкм, т. е. на уровне, не противоречащем результатам тестового опыта, описанного в п. 5.3. Видно, что предположение о наличии вибраций существенно улучшает согласие с опытом. Кривая 3 — результат расчета, сделанного в предположении об отсутствии эффекта ускоренного образца, когда амплитуда  $a$  в формулах (4.2) и (4.9) была положена равной нулю. Эта кривая сильно противоречит экспериментальным данным, что свидетельствует о существовании эффекта.

**6.2. Фаза модуляции скорости счета.** Результаты измерения фазы модуляции скорости счета в зависимости от расстояния между фильтрами представлены на рис. 10. На этом же рисунке еще раз приведен результат измерения фазы без монохроматора (треугольник) и результат «нулевого опыта» — прямая 1 (на рис. 7 она фигурировала под номером 2). Она отражает зависимость фазы от положения монохроматора в отсутствие эффекта ускорения. Сплошная линия 2 — результат модельного расчета, в котором скоростная зависимость фазы 1 использована в качестве калибровки. Очевидно, что экспериментальные результаты качественно соответствуют теории и категорически противоречат гипотезе об отсутствии эффекта. Таким образом, можно гово-

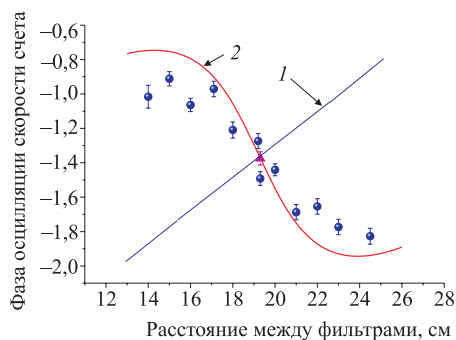


Рис. 10. Результаты измерения фазы осцилляции скорости счета в зависимости от расстояния между фильтрами

рять, что эффект изменения энергии при прохождении нейтрона через преломляющее вещество, движущееся с ускорением, надежно зарегистрирован.

Что касается количественного сравнения результата с расчетом, то измеренный эффект примерно на 15 % меньше теоретического. Учитывая, что величина эффекта  $\pm 2 \cdot 10^{-10}$  эВ весьма мала, следует, по-видимому, говорить скорее о согласии с расчетом, чем о расхождении. Кроме того, методические возможности эксперимента в том виде, как он был осуществлен, не позволяют в настоящее время сколько-нибудь серьезно обсуждать значимость величин порядка  $10^{-11}$  эВ. Это — дело ближайшего будущего.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше приведено описание первого эксперимента по наблюдению нового нейтронно-оптического эффекта, состоящего в изменении энергии нейтрона при его прохождении через преломляющий образец,двигающийся с ускорением. Экспериментальные данные свидетельствуют о существовании эффекта в качественном согласии с предсказанием теории. Вместе с тем методические возможности эксперимента далеко не исчерпаны и позволяют существенно улучшить в будущем точность измерений.

В статье Ковальского [14] вопрос о взаимодействии нейтронов с ускоренным веществом обсуждался с точки зрения возможной проверки принципа эквивалентности. Качественные соображения, демонстрирующие эту связь, мы привели во введении. Однако измерение столь тонкого эффекта вряд ли может быть сколько-нибудь значимым с точки зрения проверки принципа эквивалентности. Если это и возможно, то не в ближайшем будущем.

Вместе с тем более точные измерения и установление степени соответствия величины эффекта теоретическим предсказаниям представляются

вполне актуальными. Напомним, что изложенная в [15] теория основана на предположении о справедливости закона дисперсии нейтронных волн (1.1) в среде, движущейся с ускорением. Вместе с тем это предположение вовсе не является очевидным. Обращаясь к микроскопической картине явления дисперсии, напомним, что отличие волнового числа в среде от его вакуумного значения является результатом интерференции волны, падающей на среду, и волн, рассеянных всеми элементарными рассеивателями, каковыми в случае нейтронной оптики являются атомные ядра. В неинерциальной системе отсчета, связанной с ускоряющейся средой, или в эквивалентном ей случае воздействия на частицу силы, все волны в среде перестают быть сферическими и условия интерференции могут меняться. Вопрос о значимости этого явления пока не исследован, и появление новых экспериментальных данных может пролить свет на эту проблему.

Отметим еще одно немаловажное обстоятельство. Оно состоит в универсальности эффекта. Дело в том, что понятие показателя преломления может быть введено для волн самой разнообразной природы. Единственным требованием здесь является наличие в среде рассеивающих центров. Таким образом, частицы любой природы должны менять свою энергию после прохождения через ограниченный в пространстве объем среды, движущийся с ускорением. Проявление эффекта линейного ускорения вещества в оптике рассматривался ранее в работе [30].

Один из авторов (А. И. Франк) считает своим приятным долгом поблагодарить Е. И. Каца, дискуссия с которым в значительной степени стимулировала появление настоящей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Horn M. A., Zeilinger A.* Neutron Interferometry / Eds. U. Bonse, H. Rauch. Oxford: Clarendon Press, 1979. P. 350.
2. *Foldy L. L.* // Phys. Rev. 1945. V. 69. P. 107.
3. *Klein A. G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1551.
4. *Arif M. et al.* // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. P. 1203.
5. *Bonse U., Rump A.* // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2441.
6. *Arif M. et al.* // Phys. Rev. A. 1989. V. 39. P. 931.
7. *Horne M. A. et al.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. P. 1.
8. *Sears V. F.* // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 2524.
9. *Bonse U., Rump A.* // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. P. 1059.

10. Франк А. И., Носов В. Г. // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 353.
11. Бондаренко И. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. С. 741.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
13. Микеров В. И. Получение ультрахолодных нейтронов в импульсном реакторе периодического действия. Дис... канд. физ.-мат. наук. Физический институт им. П. Н. Лебедева. М., 1977. С. 105–108.
14. Kowalski F. V. // Phys. Lett. A. 1993. V. 182. P. 335.
15. Носов В. Г., Франк А. И. // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 686.
16. Littrell K. C. et al. // Phys. Soc. Jpn. Suppl. A. 1996. V. 65. P. 98.
17. Kowalski F. V. // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. P. 120.
18. Pimpale A., Holloway S., Smith R. J. // J. Phys. A. 1991. V. 24. P. 3533.
19. Felber J. et al. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 319.
20. Frank A. I. et al. // Physica B. 2001. V. 297. P. 307.
21. Nosov V. G., Frank A. I. // J. Mosc. Phys. Soc. 1991. V. 1. P. 1.
22. Франк А. И., Носов В. Г. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1029.
23. Neutze R., Stedman G. E. // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. P. 82.
24. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
25. Frank A. I., Nosov V. G. // Phys. Lett. A. 1994. V. 188. P. 120.
26. Bondarenko I. V. et al. // J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A. 1996. V. 65. P. 29.
27. Бондаренко И. В. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 775.
28. Франк А. И. и др. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1879.
29. Frank A. I. et al. // Phys. Lett. A. 2003. V. 311. P. 6.
30. Tanaka K. // Phys. Rev. A. 1982. V. 25. P. 385.

Получено 8 августа 2006 г.



Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 30.10.2006.

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

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,68. Тираж 304 экз. Заказ № 55525.

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/)