

И.М. Франк и оптика ультрахолодных нейтронов

А.И. Франк

К проблемам нейтронной оптики Илья Михайлович Франк обратился в начале 1970-х годов, вскоре после открытия Ф.Л. Шапиро с сотрудниками ультрахолодных нейтронов (УХН). Разумеется, это не было случайностью. В экспериментах с УХН столь ярко проявлялись необычные волновые свойства нейтрона, что это не могло не волновать Илью Михайловича, которому столь близок был именно волновой подход к физике. В нейтронной оптике он, вероятно, увидел область, где тесно смыкаются столь любимая им оптика и нейтронная физика, которой он отдал не один десяток лет.

Напомним, что после первых ярких работ по наблюдению УХН возникла и стала всё более проявляться и первая проблема. Как и ожидалось, УХН действительно долго хранились в сосудах, но время их хранения было заметно меньшим, чем предсказываемое теорией, что представляло собой так называемую аномалию в хранении УХН. Это обстоятельство, несомненно, представляло собой определённый вызов как для экспериментаторов, так и для теоретиков.

Поэтому не удивительно, что большая часть работ Ильи Михайловича по нейтронной оптике [1–7] относится к периоду, непосредственно следовавшему за временем открытия УХН в 1968 г. Здесь мне хотелось бы кратко напомнить о некоторых результатах этих работ и рассказать о том, какой была дальнейшая судьба высказанных в них идей.

Итоги первого периода исследований ультрахолодных нейтронов были подведены Ф.Л. Шапиро в докладе [8], подготовленном им* для конференции в Будапеште летом 1972 г. На той же конференции с дополнением к этому докладу выступил И.М. Франк [3].

Известно, что взаимодействие длинноволновых нейтронов с веществом может быть описано путём введения так называемого эффективного потенциала

$$U_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{Nb}{\pi}, \quad (1)$$

пропорционального плотности атомных ядер в веществе N и длине когерентного рассеяния нейтронов b на ядрах вещества. Именно этим подходом пользовался в своих работах Ф.Л. Шапиро. Эффективный потенциал U является результатом усреднения точечного квазипотенциала Ферми

$$u = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (2)$$

описывающего в первом борновском приближении поведение волны, рассеянной точечным объектом на больших от него расстояниях. Однако Илья Михайлович немедленно перешёл к более привычному ему, восходящему к Ферми, описанию взаимодействия нейтронов со средой через показатель преломления $n = k/k_0$, где k и k_0 — волновые числа в среде и вакууме соответственно. Квадрат показателя преломления сопоставлялся при этом с диэлектрической постоянной для света ε :

$$n^2 = \varepsilon' + i\varepsilon'' = 1 - \frac{4\pi N}{k_0^2} (b' - ib''). \quad (3)$$

Здесь следует отметить несколько обстоятельств. Во-первых, длина рассеяния b — величина комплексная. Следовательно, и диэлектрическая проницаемость тоже комплексная величина, что, впрочем, является привычным в оптике. Её мнимая часть определяется сечением процессов, приводящих к исчезновению УХН, а именно — радиационного захвата и неупругого рассеяния. Во-вторых, действительная часть b для большинства веществ положительна. И в-третьих, мнимая часть b обычно много меньше действительной.

Таким образом, из формулы (3) видно, что если волновое число падающей волны k_0 становится меньше

некоторого порогового значения $k_{\text{lim}} = \sqrt{4\pi Nb'}$, то действительная часть ε оказывается отрицательной. Вспоминая, что показатель преломления также величина комплексная, $n = n' + in''$, мы сразу же видим, что отрицательный знак ε' означает, что мнимая часть показателя преломления больше его действительной части:

$$\varepsilon = n^2 = (n'^2 - n''^2) + 2in'n''. \quad (4)$$

Эта ситуация характерна для оптики металлов. Таким образом, Илья Михайлович сопоставил полное отражение УХН с отражением света от металла, причём от металла с аномально высокой проводимостью. По аналогии с тем, как это делается в металлооптике, амплитуда отражённой волны была им определена через коэффициент Френеля.

Надо сказать, что аналогия между отражением УХН от поверхности вещества и отражением света от идеального металла и сейчас не является вполне общепринятой, поскольку металлическим отражением нейтронов часто неоправданно называют совсем другое явление. По существу, работа [3] была первой работой по оптике УХН. Впоследствии И.М. развил эти идеи [4, 5] и в 1974 г. прочёл памятную многим лекцию на II Нейтронной школе в Алуште [6]. К этой лекции мы и обратимся.

Как мы видели, квадрат волнового числа нейтронов в среде является комплексной величиной:

$$k^2 = k_0^2 - 4\pi N(b' - ib''), \quad k = k' + ik''. \quad (5)$$

Подставляя в левую часть первого из уравнений (5) квадрат комплексного волнового числа и приравнявая мнимые и действительные части этого уравнения, легко получить явные выражения для действительной и мнимой частей волнового числа, что и было сделано И.М. в работах [5, 6]:

$$k' = \sqrt{\frac{k_0^2 - 4\pi Nb'}{2} + \sqrt{\frac{(k_0^2 - 4\pi Nb')^2}{4} + (2\pi Nb'')^2}}, \quad (6)$$

$$k'' = \sqrt{\frac{4\pi Nb' - k_0^2}{2} + \sqrt{\frac{(k_0^2 - 4\pi Nb')^2}{4} + (2\pi Nb'')^2}}.$$

Формулами (6) пользуются редко, поскольку малость величины b'' позволяет разложить подкоренные выражения и получить более простые приближённые формулы. Однако имеется важный, хотя и не слишком часто встречающийся, случай сильнопоглощающих сред, в котором мнимая и действительная части длины рассеяния оказываются одного порядка. Тогда в соответствии с (6) как действительная, так и мнимая части волнового числа сильно зависят от действительной и мнимой частей длины рассеяния.

И тут проявляется одно удивительное свойство оптики поглощающих сред. Положим, что волновое число k_0 волны, падающей на среду, стремится к нулю. Легко показать, что действительная часть волнового числа в среде k' ограничена величиной

$$k_{\text{min}}^2 = 2\pi\rho b' \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b''}{b'}\right)^2} - 1 \right). \quad (7)$$

* В связи с болезнью Ф.Л. Шапиро этот доклад был прочитан В.И. Луциковым.

Это означает, что скорость нейтрона в среде остается конечной, даже когда скорость нейтрона, падающего на среду, обращается в нуль. Причину этого Илья Михайлович немедленно объяснил. Действительно, весь поток, вошедший в среду, в ней же и поглощается. Таким образом, поглощение приводит к появлению постоянного потока нейтронов через границу среды. Связанной с ним эффективной скорости можно, видимо, придавать физический смысл.

Именно с этим связано предсказанное ранее И.И. Гуревичем и П.Э. Немировским [11] ограничение возрастания сечения захвата нейтронов в средах с большим поглощением. При уменьшении скорости нейтрона сечение продолжает возрастать по закону $1/v$, но под скоростью v в среде всегда следует понимать конечную величину

$$v' = \frac{h}{m} k'. \quad (8)$$

К сожалению, непосредственно измерить в эксперименте скорость нейтрона в сильно поглощающей среде пока не удалось, но теория в целом была проверена. Результаты экспериментов [12] по пропусканию УХН через плёнки, содержащие естественный гадолиний, очень хорошо соответствовали данным расчёта по формулам (6). Надо сказать, что условия этих экспериментов были в некотором роде уникальными. Сечение захвата УХН достигало впечатляющей величины в 20 Мб, а длина затухания волны была втрое короче самой длины волны.

Надо сказать, что вопрос о физическом смысле скорости нейтрона в среде И.М. вовсе не считал тривиальным. В связи с этим вспоминается следующий эпизод. На Нейтронной школе в Алуште 1974 г. с лекцией об экспериментах с очень холодными нейтронами выступил Альберт Штайерл из Мюнхенского технического университета [13]. Среди прочего он рассказал о результатах измерения пропускания очень медленных нейтронов через тонкие плёнки. Эксперименты, казалось, свидетельствовали о видимом отклонении от закона $1/v$ для сечения поглощения, если под скоростью понимать скорость нейтрона в вакууме v_0 . Однако это противоречие полностью снималось, если вместо v_0 рассматривать скорость нейтрона в среде (8). И.М. Франк, выступивший с комментариями к лекции Штайерла, высоко оценил этот результат, вполне соответствующий его представлениям. Много лет спустя, в воспоминаниях об Илье Михайловиче А. Штайерл писал [14]: "В течение долгого, почти 40-летнего, периода наших общих научных интересов, я лишь однажды не понял Илью Михайловича: суммируя итоги нашей работе в Гархинге, он сказал, что мы подтвердили закон $1/v$. Это нас удивило, поскольку мы сами никогда не сомневались, что закон $1/v$ для реакций с нейтронами должен быть справедлив даже в случае самых малых энергий, разумеется, если учитывать рефракционные поправки к скорости нейтрона в среде. Жаль, что я не спросил его тогда, что именно он имел в виду".

Можно предположить, почему вопрос о скорости нейтрона в среде не представлялся И.М. столь простым. Вот что он писал несколько лет спустя относительно распространения света в среде [15]: "Фотон в среде очевидно не является свободной частицей. Распространение волны получается в результате когерентного

сложения волн отдельных атомов. Таким образом, для возникновения волны существенно коллективное движение, происходящее в атомах среды. Это характерное свойство не частицы, а квазичастицы (например, аналогично фононам)". Сказанное, несомненно, справедливо и по отношению к нейтронам в преломляющей среде. Поэтому результат А. Штайерла, свидетельствующий не только о возможности придавать скорости нейтрона в среде физический смысл, но и об отличии этой скорости от вакуумного значения, представлялся ему важным.

Много позднее различие скоростей нейтрона в среде и в вакууме было измерено в прямом эксперименте [16]. Было продемонстрировано, что при помещении на пути нейтронного пучка преломляющегося образца полное время пролёта нейтрона изменяется в соответствии с

$$\Delta t = \frac{d}{v} \left(\frac{1}{n} - 1 \right), \quad (9)$$

где n и d — показатель преломления и толщина образца соответственно. Эта временная задержка составляла в разных измерениях от 4×10^{-10} с до 10^{-7} с, в то время как полное время пролёта было порядка 0,017 с. В качестве часов использовалась прецессия спина нейтрона в магнитном поле, а результаты эксперимента соответствовали результатам расчёта с точностью в несколько процентов.

Но вернёмся к упомянутой выше лекции И.М. на Алуштинской школе. Обращаясь снова к проблеме закона дисперсии нейтронных волн, он, в частности, напоминает, что закон дисперсии для нейтронов (3) вполне аналогичен закону дисперсии света в разреженной среде

$$k^2 = k_0^2 + 4\pi N \frac{\omega^2 \alpha}{c^2}, \quad |n^2 - 1| \ll 1 \quad (10)$$

и они оба описываются известной формулой Фолди [17]:

$$k^2 = k_0^2 + 4\pi N f_0. \quad (11)$$

Последняя связывает волновые числа в вакууме и в среде с плотностью рассеивателей N и амплитудой f_0 рассеяния вперёд на элементарном центре рассеяния. Действительно, при рассеянии света на атоме роль амплитуды рассеяния играет поляризуемость α с соответствующим множителем ω^2/c^2 , а когерентная длина рассеяния нейтронов b представляет собой взятое с обратным знаком предельное значение амплитуды рассеяния вперёд, $b = -\lim f_0$, при стремящемся к нулю волновом числе.

Однако для плотной среды формула Фолди для света не применима. Показатель преломления в плотной среде описывается известной формулой Лоренца – Лоренца:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N \alpha}{1 - (4\pi/3) N \alpha}. \quad (12)$$

Хорошо известно, с чем связано различие формул (10) и (12). Дело в том, что в плотной среде электрическое поле E' , действующее на атом, отлично от поля E , падающего на среду:

$$E' = \frac{E}{1 - (4\pi/3) N \alpha}. \quad (13)$$

Если отношение этих полей обозначить как C , то закон дисперсии для света может быть записан в виде универсальной формулы, полученной Лэксом [18]:

$$k^2 = k_0^2 + 4\pi N C f_0. \quad (14)$$

Таким образом, формула Лэкса единым образом описывает закон дисперсии и для света, и для нейтронов, различие состоит лишь в разной величине коэффициента C , представляющего собой отношение внешнего поля и так называемого когерентного поля в среде. Для света в разреженной среде и для нейтронов принимают $C = 1$.

И тут Илья Михайлович сделал удивительное предположение: а что если мы не до конца понимаем теорию рассеяния нейтронов в плотной среде и коэффициент Лэкса для нейтронов не в точности равен единице? Ведь если у него появится небольшая мнимая часть C'' , то она, будучи умноженной на относительно большую величину b' , заметно изменит мнимую часть ε и вместе с ней вероятность захвата нейтрона в среде:

$$\varepsilon = n^2 = 1 - \frac{4\pi N}{k_0^2} (C' - iC'')(b' - ib''). \quad (15)$$

Таким образом, комплексность коэффициента C вполне может быть причиной аномалии в хранении УХН.

Это предположение было удивительным и, насколько я помню, не встретило в то время особого понимания. Однако по прошествии примерно 10 лет другие авторы, занимаясь теорией дисперсии нейтронных волн, показали, что формула Фолди действительно не вполне верна и поправки на когерентное поле должны существовать, а соответствующий коэффициент C в самом деле комплексный. Природа этих поправок связана с тем, что ядра-рассеиватели расположены в среде не вполне произвольным образом, поскольку во всех веществах, даже в жидкостях и аморфных телах, имеется, по крайней мере, ближний порядок. Некоторая корреляция имеет место даже в модели, в которой рассеиватели представляют собой твёрдые сферы. В этом случае речь идёт просто о том, что расстояние между их центрами не может быть меньше диаметра. Кстати, именно в этой модели легче всего провести расчёт, если за радиус сферы принять радиус атома a . Приведём в связи с этим результаты Сирса [9]:

$$C = 1 + J' + iJ'',$$

$$J' = J_0 \left(\frac{\sin k_0 a}{k_0 a} \right)^2, \quad J'' = \frac{J_0}{2(k_0 a)^2} (2k_0 a - \sin 2k_0 a), \quad (16)$$

$$J_0 = 2\pi N b a^2.$$

Легко видеть, что если $k_0 a \rightarrow 0$, то

$$C' \approx 1 + 2\pi N b' a^2, \quad C'' \approx \frac{4}{3} \pi N b' k_0 a^3. \quad (17)$$

Аналогичные результаты получены и в работе [10]. Из (17) видно, что в случае УХН, когда n^2 близко к нулю, а $k_0^2 \approx 4\pi N b'$,

$$C' \approx 1 + k_0^2 a^2, \quad C'' \approx k_0^3 a^3, \quad (18)$$

где характерный параметр $k_0 a \approx 10^{-2}$. Следовательно, если справедлива экстраполяция результатов работ [9,

10] в область УХН, то для последних величина C'' может быть порядка $10^{-5} - 10^{-6}$.

Ситуация ещё более усложнилась после появления работы [19], в которой указывалось, что область применимости теории, основанной на использовании точечного псевдопотенциала Ферми (2), ограничена условием $k_0 \gg 4\pi N b d$, где $d \approx N^{-1/3}$ — межатомное расстояние. Хотя в случае УХН это условие хорошо выполняется, все-таки нельзя исключить, что и в этом случае общепринятая теория не вполне точна.

Таким образом, теория определённо предсказывает существование небольших отклонений от фолдиевского закона дисперсии, который часто называют "потенциальным", поскольку ему соответствует модель эффективного потенциала (1). Однако экспериментальные данные, которые могли бы подтвердить или опровергнуть этот вывод, до сих пор отсутствуют, а точность, с которой закон дисперсии нейтронных волн в веществе установлен из эксперимента, не превышает нескольких процентов. Между тем пути подхода к экспериментальной проверке справедливости потенциального закона дисперсии были намечены уже в работах И.М. Франка [4, 6].

Он показал, что если справедлив закон дисперсии (5), то тот же закон дисперсии справедлив и для нормальной к поверхности компоненты волнового числа

$$k_{\perp}^2 = k_{0\perp}^2 - 4\pi N b. \quad (19)$$

Отсюда следует, что в случае потенциального закона дисперсии нормальная компонента волнового числа в среде k_{\perp} зависит только от нормальной компоненты волнового числа в вакууме $k_{0\perp}$. Для любого иного вида закона дисперсии это не справедливо.

Таким образом, если при неизменной величине $k_{0\perp}$ в эксперименте обнаруживается зависимость нормальной компоненты волнового числа в среде от компоненты $k_{0\parallel}$, параллельной границе вещества, то это должно свидетельствовать об отклонении от закона дисперсии (5). Иная формулировка этого утверждения содержится в [20].

Такая зависимость в принципе могла бы быть обнаружена в экспериментах с нейтронными интерферометрами. В частности, в эксперименте [21] вращающийся кварцевый диск был помещён в одно из плеч нейтронного интерферометра, оперировавшего с тепловыми нейтронами при длине волны $\lambda = 1,27 \text{ \AA}$. Ось вращения диска была параллельна волновому вектору падающей волны. Очевидно, что в этом случае волновое число k_0 нейтронов, рассеивающихся на ядрах образца, зависит от скорости вращения диска, в то время как границы диска неподвижны. При приведении диска во вращение фаза волны, прошедшей через диск, оставалась неизменной с точностью порядка 10^{-4} , что демонстрировало независимость k_{\perp} от k_0 . Однако изменение k_0 было весьма мало, поскольку линейная скорость образца в месте прохождения нейтронов была на два порядка меньше скорости нейтронов. Поэтому, как указывалось в [22], точность эксперимента являлась явно недостаточной для обнаружения предсказанных в [9, 10] поправок к закону дисперсии.

Несколько иной экспериментальный подход, применимый к случаю УХН, был предложен в работе [23], в которой предлагалось использовать нейтронный интерферометр Фабри–Перо, представляющий собой струк-

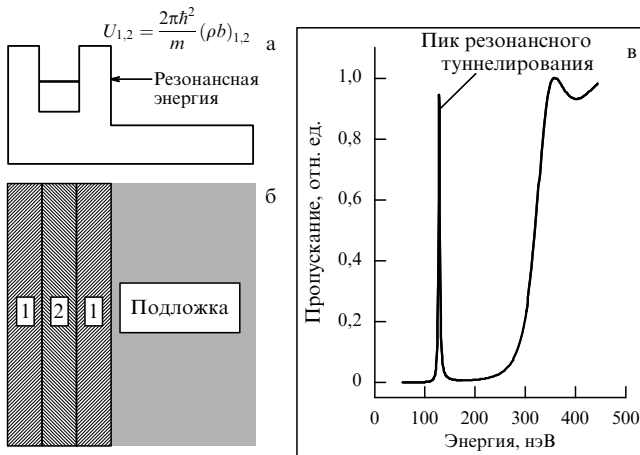


Рис. 1. Интерферометр Фабри–Перо (ИФП) для нейтронов. (а) Потенциальная структура ИФП. (б) Устройство интерферометра: три плёнки из двух сортов вещества нанесены на подложку. (в) Зависимость пропускания ИФП от энергии при нормальном падении на него нейтрона.

туру из трёх пленок, характеризующихся различными значениями эффективного потенциала (1). Потенциальная структура такого интерферометра представляет собой два барьера и яму между ними (рис. 1). При не слишком малой ширине d ямы в ней возможно образование уровней квазисвязанных состояний, положение которых с некоторым приближением определяется соотношением

$$k_{2\perp}d \approx p\pi, \quad p = 1, 2, 3, \dots, \quad (20)$$

где $k_{2\perp}$ — нормальная компонента волнового числа в веществе средней плёнки, образующей потенциальную яму. Такая структура имеет ярко выраженный резонансный характер пропускания нейтронов, что хорошо подтверждалось осуществлёнными к тому времени экспериментами [24].

Предлагалось приготовить такой интерферометр на поверхности прозрачного для нейтронов диска и так же, как в работе [21], направить нейтроны перпендикулярно к его поверхности. В отсутствие поправок к потенциальному закону дисперсии компонента волнового числа в среде $k_{2\perp}$ нечувствительна к тому, покоится или вращается диск в своей плоскости. В противном случае она должна зависеть от скорости вращения, что в соответствии с (20) приведёт к смещению положения резонанса и соответственно спектра нейтронов, пропущенных интерферометром.

Такой эксперимент был поставлен [25], и его результаты свидетельствовали о том, что при вращении диска с интерферометром спектр пропускания УХН заметно смещался. Однако впоследствии стало понятным, что существует ещё одна физическая причина обнаруженного эффекта. Оказалось, что в случае УХН форма спектра пропускания интерферометра может отличаться от его формы, предсказываемой решением одномерной квантовой задачи [26]. Дело в том, что в условиях резонансного туннелирования происходит колоссальное усиление сечений всех процессов рассеяния и захвата нейтронов, в том числе сечения рассеяния нейтронов на

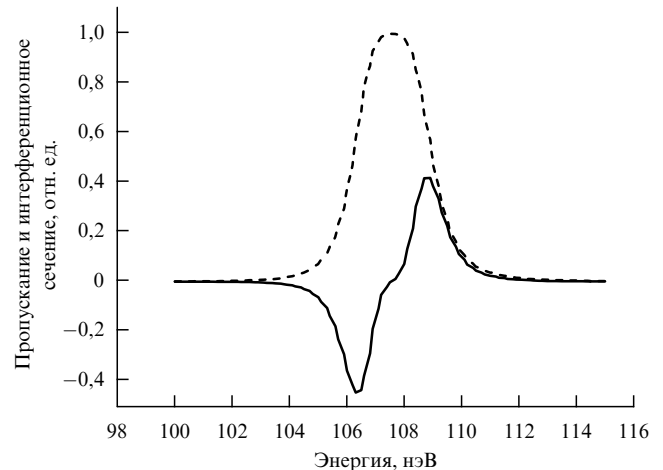


Рис. 2. Интерференционное сечение, характеризующее деформацию линии пропускания нейтронов через реальный ИФП. Штриховой линией показано положение невозмущённой кривой пропускания. Масштаб произвольный. Знакопеременное поведение сечения соответствует асимметричной деформации линии.

оптических неоднородностях. Было показано, что интерференция невозмущённой волны, прошедшей через структуру туннельным образом, и волны, рассеянной на неоднородности на нулевой угол, приводит к несимметричному искажению формы линии пропускания. При этом величина соответствующего интерференционного сечения оказывается обратно пропорциональной полному волновому числу:

$$\sigma_{\text{is}} = -\frac{4\pi}{k} \text{Im} \{ T^* f(k_t, k_t) \}, \quad (21)$$

где T — амплитуда невозмущённой волны, $f(k_t, k_t)$ — амплитуда рассеяния на угол 0. Таким образом, для УХН форма спектра пропускания оказывается искажённой (рис. 2). При вращении диска с интерферометром волновое число k в системе координат, с ним связанной, возрастает, интерференционное сечение (21) уменьшается и спектр пропускания восстанавливается. Наличие этого дополнительного эффекта не позволило судить о степени справедливости потенциального закона дисперсии, и вопрос, таким образом, остался открытым.

Теперь мне хотелось бы обратиться к ещё одной работе И.М. Франка, посвящённой нейтронной оптике [2]. В ней впервые был поставлен вопрос о возможности создания нейтронного микроскопа. Для того чтобы стало более ясным характерное для того времени представление о проблеме, позволю себе процитировать соответствующий фрагмент статьи полностью:

"В дальнейшем, когда это станет возможным, предстоит выполнить и простейшие оптические опыты. Например, можно представить себе такой эксперимент. Через небольшое отверстие ультрахолодные нейтроны падают на вогнутое зеркало и, отражаясь, собираются в фокусе (рис. 3). При этом за счёт силы тяжести при движении вниз они будут приобретать дополнительную скорость по вертикали. В результате их движение у зеркала будет таким, как если бы они выходили из точки O , находящейся несколько выше отверстия A , а соберутся они в фокусе C — ниже геометрического фокуса B . В оптических приборах для ультрахолодных

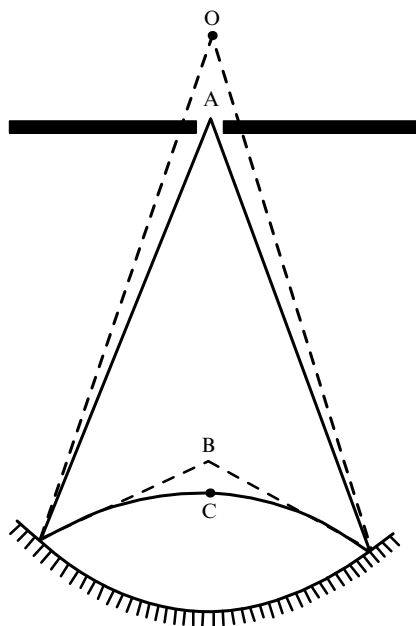


Рис. 3. Рисунок из статьи И.М. Франка в журнале *Природа* (1972 г.).

нейтронов такую своеобразную хроматическую аберрацию, зависящую от скорости, надо учитывать. Мне думается, что получение оптического изображения с помощью отражения и преломления очень медленных нейтронов — опыт настолько существенный, что его обязательно надо выполнить. Ведь можно мечтать о том, что в отдалённой перспективе оптика очень медленных нейтронов позволит создать нейтронный микроскоп".

В то время это предложение было очень смелым. Состояние источников УХН было таково, что всерьёз мечтать о таком микроскопе было очень трудно, и предложение казалось безнадёжным. Однако обозначенная в нём проблема гравитационного хроматизма представляла определённый вызов, и хотелось найти какие-либо, хотя бы теоретические, подходы к её решению.

Предложенная И.М. схема опыта допускала обсуждение на вполне классическом, т.е. корпускулярном, языке. При таком подходе было ясно, что нейтрон, следуя к фокусу по разным траекториям, должен затратить на движение различное время. При этом было не вполне понятно, к каким следствиям это приведёт при волновом рассмотрении проблемы. Мне пришлось несколько раз разговаривать об этом с Ильей Михайловичем. Итогом этих бесед явилось представление о том, что можно учесть силу тяжести, пользуясь чисто оптическим языком, а именно ввести понятие "гравитационный показатель преломления" [27]:

$$n(z) = \left(1 - \frac{2gz}{v_0^2}\right)^{1/2}, \quad v_0 = v|_{z=0}. \quad (22)$$

Таким образом, пространство, в котором действует сила тяжести, можно считать оптически неоднородной средой, в которой без ограничения справедлив один из основополагающих принципов оптики — принцип Ферма. Из справедливости принципа Ферма следовала сама возможность формирования изображения нейтронными волнами в потенциальном поле. Представление об

оптически неоднородной среде давало возможность воспользоваться рядом готовых выводов, хорошо известных в оптике [28]. Однако корректный ответ на вопрос о роли неизохронности классических траекторий был найден не сразу. Вместе с тем становилось ещё более ясным, что вопрос этот важный. При конкретных оптических расчётах в выражения для основных характеристик оптического устройства, таких, например, как фокусное расстояние и увеличение, классическое время пролёта входило самым непосредственным образом [29, 30]. Дальнейшие исследования прояснили ситуацию, и роль классического времени распространения частицы стала более понятной. Выяснилось, что требование изохронности классических траекторий в оптической системе совпадает с условием её ахроматизации [31].

В последующие годы в области практической оптики УХН было сделано многое. В частности, произошёл существенный прогресс в вопросе компенсации гравитационных аберраций. Был создан ряд приборов — прототипов нейтронного микроскопа. Однако на пути к полноценному микроскопу всё ещё стоит важнейшая проблема недостаточной интенсивности источников УХН. Поэтому вопрос о возможности и полезности практического использования нейтронного микроскопа остаётся открытым. Не останавливаясь на этом подробно, отошло читателя, интересующегося этим вопросом, к обзорам [31, 32].

Напомню ещё об одной малоизвестной работе И.М. Франка. Думая о причине аномалии в хранении УХН, он допускал возможность существования, помимо гипотезы о неточности теории, некоторого универсального механизма, приводящего к неупругому рассеянию нейтронов при отражении от поверхности. При этом нейтрон может приобрести такую дополнительную энергию, при которой его скорость превысит граничную. Тогда при одном из следующих столкновений со стенкой сосуда он сможет войти в вещество и там погибнуть.

В поисках возможной причины такого "нагрева" УХН Илья Михайлович обратился к вопросу о дифракции нейтронов на бегущих поверхностных волнах вещества [7]. Скорость распространения таких волн близка к скорости звука в веществе, т.е. составляет несколько километров в секунду, в то время как скорость УХН примерно в тысячу раз меньше. Для качественного анализа проблемы И.М. рассмотрел задачу об отражении нейтрона от поверхности вещества в системе координат, которая движется со скоростью поверхностной волны V . В этой системе координат поверхность вещества представляет собой неподвижную дифракционную решётку с периодом, равным длине поверхностной волны Λ , продольная скорость нейтрона $v'_x = V$, а нормальная компонента v'_y в точности та же, что и в лабораторной системе. Поскольку $v'_x \gg v'_y$, то полная скорость v' по абсолютной величине близка к V . Дебройлевская длина волны нейтрона $\lambda \approx h/mv'$ при этом мала и по порядку величины близка к периоду решётки.

При отражении нейтронов от поверхности с таким профилем неизбежно должны наблюдаться дифракционные максимумы (рис. 4), а направления дифрагированных волн легко вычислить так же, как это делается в обычной оптике. Таким образом, в движущейся системе координат нейтрон может рассеяться с той же скоростью v' , но под другим углом к поверхности. Нормальная

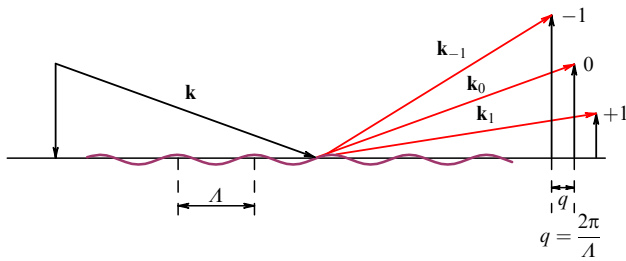


Рис. 4. Дифракция нейтронов на поверхностной волне в движущейся системе координат. Волновые векторы всех волн одинаковы по абсолютной величине. Нормальные компоненты волн ненулевых дифракционных порядков отличаются от нормальной компоненты падающей волны.

компонента скорости при этом изменится, причём изменение зависит от порядка дифракции. Напомним, что в обеих системах координат нормальная компонента скорости одинакова.

Представляется, что предсказанный И.М. Франком эффект в некотором роде удивителен. Хорошо известно, что при дифракции света на бегущей в веществе (ультразвуковой) волне плотности в спектре рассеянных волн появляются сателлиты с частотами, отличающимися от частоты исходной волны. Расщепление частот в этом так называемом дублете Мандельштама – Бриллюэна определяется соотношением

$$\pm \frac{\Delta v}{v} = \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (23)$$

где v — скорость волны в веществе, c — скорость света, θ — угол Брэгга, определяемый соотношением $2A \sin(\theta/2) = \lambda$. Здесь A и λ — длины ультразвуковой и световой волн соответственно. Очевидно, что величина такого доплеровского сдвига частоты относительно мала в меру малости фактора v/c . Более того, если направления распространения световой и акустической волн ортогональны, то относительная величина сдвига частот оказывается порядка $(v/c)^2$ и эффект становится совсем малым. Такой поперечный эффект Доплера имеет чисто релятивистскую природу.

Совершенно иная ситуация имеет место при дифракции УХН на поверхностной волне. Во-первых, обе скорости, как нейтрона, так и бегущей волны, много меньше скорости света и справедливо классическое рассмотрение задачи. Во-вторых, скорость волны много больше скорости нейтрона, и именно поэтому изменение частоты при нормальном падении нейтрона на вещество оказывается значительным. И в-третьих, поскольку речь идет о массивной частице, изменение частоты нейтронной волны прямо означает изменение энергии и классической скорости нейтрона.

По прошествии двенадцати лет после опубликования [7] дифракция нейтронов на бегущей поверхностной волне действительно наблюдалась в эксперименте [33]. Правда, опыт был поставлен не с ультрахолодными, а с так называемыми холодными нейтронами, скорость которых составляла несколько сотен метров в секунду. Но и в этом случае она была значительно меньше скорости ультразвуковой волны, искусственно возбуждаемой на поверхности кварцевого кристалла. Авторы провели достаточно детальный теоретический анализ проблемы, из которого, в частности, следовало, что

энергия нейтронов, соответствующих порядку дифракции ± 1 , действительно отличается от исходной на величину $\Delta E = \pm \hbar \Delta \omega$, $\omega = 2\pi f$, где f — частота ультразвуковой волны. Величина ΔE при этом составляла порядка 10^{-7} эВ, т.е. была близка к типичной энергии УХН. Правда, изменение энергии таких холодных нейтронов оказалось на три порядка меньшим, чем сама энергия. Едва ли оно могло быть зарегистрировано, да и авторы не ставили перед собой такой задачи, сосредоточившись на измерении направления и интенсивности дифракционных максимумов. Разумеется, работу Франка, опубликованную в виде препринта на русском языке, они не знали.

Эффект изменения энергии нейтронов при дифракции на движущейся волне фактически был открыт заново спустя почти два десятилетия после работы И.М. Франка. В работе [34] была рассмотрена задача о дифракции УХН на движущейся периодической структуре (дифракционной решётке). Так же как и в работе И.М. Франка, решение задачи было найдено в движущейся системе координат, где решётка покоится, с последующим переходом в лабораторную систему.

При нормальном падении волны на решётку и в случае, когда длина волны много больше её периода, это решение имеет вид

$$\Psi(x, y, t) = \sum_j a_j \exp [i(k_j x + q_j y - \omega_j t)],$$

$$k_j = k_0 \left(1 + j \frac{\Omega}{\omega} \right)^{1/2}, \quad \omega_j = \omega + j\Omega, \quad (24)$$

$$\Omega = \frac{2\pi V}{L}, \quad q_j = j \frac{2\pi}{L}, \quad Lk_0 \ll 1,$$

где k_0 — волновое число падающей волны, L — период решётки, V — скорость её движения, j — порядок дифракции, a_j — амплитуды, определяемые фурье-преобразованием функции пропускания (отражения) решётки.

С точностью до члена $q_j y$, имеющего чисто дифракционную природу, это выражение совпадает с выражением для волновой функции нейтронов, прошедших через быстрый (квантовый) модулятор, периодически воздействующий на волну с частотой $f = \Omega/(2\pi)$ [35]. Как видно из (24), в случае движущейся решётки роль частоты модуляции играет отношение скорости её движения к пространственному периоду $f = V/L$. Качественно этот результат нетрудно объяснить. Действительно, двигаясь поперёк направления распространения волны, решётка модулирует прошедшую волну в каждой точке нейтронного пучка. Такая модуляция должна приводить к появлению сателлитов, частоты которых отличаются от исходной на величину, кратную Ω .

Таким образом, выяснилось, что движущаяся решётка может действовать в качестве квантового модулятора, порождая нейтронные волны с энергией, отличной от начальной на величину кратную $\hbar\Omega$. Наблюдать это явление в [35] предлагалось с помощью спектрометра ультрахолодных нейтронов.

Соответствующий опыт был поставлен несколькими годами позднее, когда для экспериментов стал доступен спектрометр УХН с упоминавшимися выше интерферометрами Фабри–Перо. Вместо того, чтобы использовать поступательное движение решётки, оказалось удобнее её вращать. Поэтому решётка представляла собой

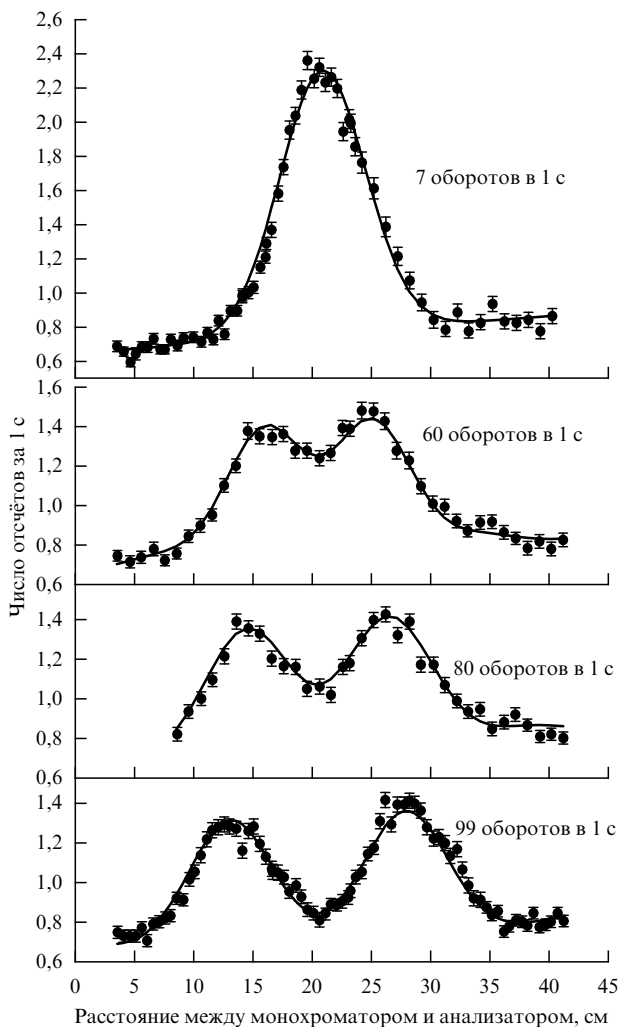


Рис. 5. Спектр нейтронов, прошедших через вращающуюся решётку. Частота вращения решётки указана на рисунке. Изменению расстояния между анализатором и монохроматором в 1 см соответствует изменение энергии в 1 нэВ. Скорости вращения решётки 100 оборотов в 1 с соответствует частота модуляции нейтронной волны 1,89 МГц.

кремниевый диск с радиальными канавками на периферии.

Эксперимент [36] наглядно показал, что при вращении решётки, в полном согласии с теорией, в спектре пропущенных нейтронов действительно возникают сателлиты с энергией, отличающейся от начального значения на величину $\hbar\Omega$ (рис. 5). Интенсивность нейтронов, соответствующих ± 1 -му порядку дифракции, также согласовывалась с результатами расчёта и достигала почти 40 % от интенсивности падающей волны. Таким образом, спустя четверть века после работы Франка предсказанный им эффект наблюдался в эксперименте.

Тогда же было осознано и ещё одно важное обстоятельство. Поскольку передача энергии от решётки к нейтрону квантована, то оказывается возможным не просто ускорять и замедлять нейтроны, но передавать им точно известный квант энергии, что очень привлекательно для осуществления целого ряда новых экспериментов. В частности, появилась возможность создания так называемой нейтронной временной линзы, с помощью которой можно фокусировать нейтроны во

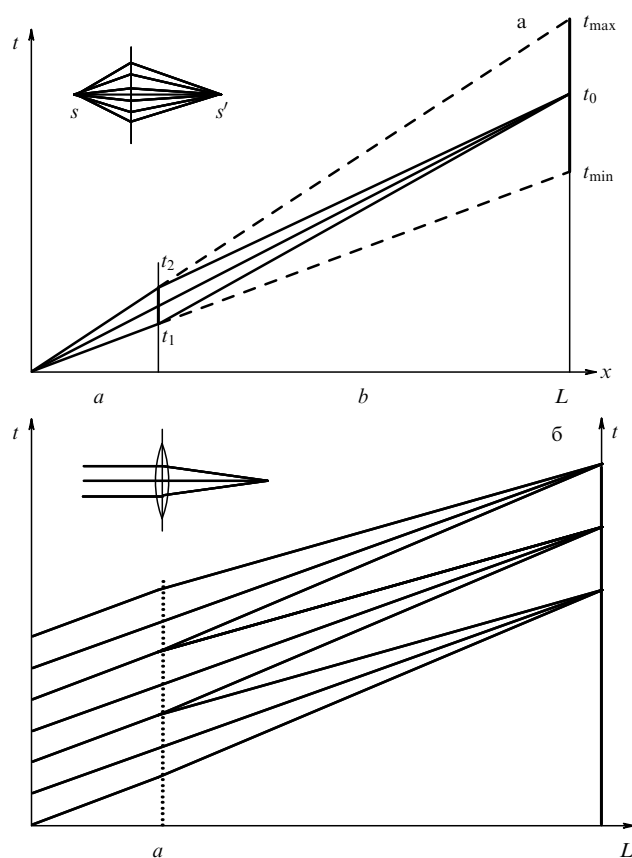


Рис. 6. (а) Временное фокусирование нейтронов от импульсного источника. (б) Схема демонстрационного эксперимента. Монохроматические нейтроны, имеющие одинаковые скорости, поступают в прибор в произвольные моменты. Нейтронная линза периодического действия изменяет их скорости. В результате в точке наблюдения L происходит группирование нейтронов (временное фокусирование).

времени [37]. Принцип временного фокусирования поясняет рис. 6а.

В обычной оптике фокусирующая линза преобразует угловое распределение лучей, в результате чего они пересекаются в точке фокуса. Временная линза преобразует распределение нейтронов по скоростям, в результате чего нейтроны, испущенные импульсным источником в некотором диапазоне скоростей, одновременно достигают точки наблюдения. На рисунке 6а изображены траектории нейтронов в координатах путь – время. Прямые линии (лучи) соответствуют движению нейтронов с постоянной скоростью. В отсутствие фокусирования нейтроны достигли бы точки наблюдения в различное время в интервале между моментами t_{\min} и t_{\max} .

Разумеется, длительность импульса τ любого реального источника не может быть бесконечно малой. Соответственно, конечна и длительность импульса Θ в точке регистрации. По аналогии с геометрической оптикой можно ввести понятие временного увеличения M . Оказывается, что при относительно небольшой передаче энергии $\Delta E \ll E$, для временного увеличения справедлива известная из геометрической оптики формула тонкой линзы

$$M = \frac{\Theta}{\tau} = \frac{b}{a}, \tag{25}$$

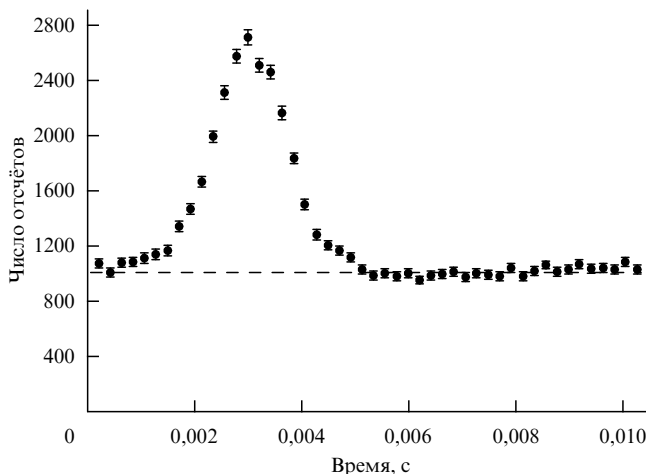


Рис. 7. Демонстрация возможности временного фокусирования. Монохроматические нейтроны, поступающие в прибор в произвольные моменты, проходят через временную линзу периодического действия. На зависимости скорости счёта от времени хорошо виден пик нейтронов, сфокусированных во времени. Временная шкала равна времени оборота решётки.

где a и b — расстояния от источника до линзы и от линзы до точки наблюдения соответственно.

Роль временной линзы вполне может играть движущаяся решётка, что и было продемонстрировано в работе [38]. Для демонстрационного эксперимента был выбран вариант фокусирования лучей от бесконечно удалённого источника, когда временная линза собирает в фокусе падающие на неё параллельные лучи. Такой схеме опыта соответствуют траектории монохроматических нейтронов, исходящих из некоторого стационарного источника (рис. 6б). При этом линза работает в циклическом режиме, фокусируя нейтроны, поступившие в прибор в течение некоторого периода T_{cycl} .

Так же как и в эксперименте [36], решётка представляла собой кремниевый диск с радиальными канавками. Однако расстояние L между штрихами решётки теперь было не постоянным, а зависело определённым образом от азимутального угла на поверхности диска. При этом в каждый момент времени нейтроны могли проходить только через небольшой сектор решётки. Таким образом, при вращении решётки нейтроны "видели" только её небольшой фрагмент, двигавшийся с постоянной угловой скоростью, но с пространственным периодом, зависевшим от времени. В соответствии с (24) переменное во времени значение L и обеспечивало необходимую временную зависимость частоты $\Omega(t)$. В эксперименте уверенно наблюдалось временное фокусирование ультралагодных нейтронов, правда, с эффективностью несколько меньшей, чем расчётная (рис. 7). Таким образом, была продемонстрирована возможность создания временной линзы, основанной на эффекте ускорения и замедления нейтронов при дифракции на движущейся решётке.

Вскоре нашлось и ещё одно применение эффекту дифракционного квантования энергии. Именно на нём был основан новый метод проверки принципа эквивалентности для нейтрона. В недавнем эксперименте [39] энергия mgH , приобретаемая нейтроном при падении в гравитационном поле Земли на высоту H , компенсировалась квантом энергии $\hbar\Omega$, передаваемым ему при

дифракции в -1 -й порядок на движущейся решётке. Измеренная таким образом гравитационная сила $m_n g_n$, действующая на нейтрон, оказалась равной mg_{loc} , с точностью порядка 2×10^{-3} . Здесь m — масса нейтрона, известная из таблиц, g_{loc} — ускорение свободного падения макроскопических тел в месте проведения эксперимента.

Уже после публикации работы [39] было осознано, что квантовый характер эксперимента позволяет обойти трудность, состоящую в том, что при интерпретации эксперимента следовало использовать не табличную массу нейтрона m , а его инертную массу m_i , величина которой, строго говоря, неизвестна [40]. Однако известно отношение \hbar/m_i [41], определяемое из экспериментов, в которых одновременно измерялись длина волны нейтрона $\lambda = \hbar/(m_i v)$ и его скорость v . Этого достаточно для корректной интерпретации данных эксперимента [39]. Планируется, что работа по прецизионной проверке принципа эквивалентности для нейтрона будет продолжена.

Упомяну кратко ещё об одном оптическом эффекте, в котором ярко проявляется аналогия между нейтронной и обычной оптикой. Хорошо известно, что в однородной среде частота волны и её волновое число сохраняются, хотя последнее и отличается от своего вакуумного значения. При этом долгое время молчаливо подразумевалось, что стоит волне, пройдя через образец, снова выйти в вакуум, как волновое число обретёт своё первоначальное, вакуумное, значение. Между тем это справедливо только в случае покоящегося или равномерно движущегося образца.

Долгое время случай произвольного движения образца оставался не исследованным ни в обычной, ни в нейтронной оптике. Исключением являлась работа В.И. Микерова [42]. Анализируя возможность наполнения ловушки для УХН без её разгерметизации, В.И. Микеров предложил использовать мембрану, движущуюся по гармоническому закону по направлению движения УХН и против него. При этом Микеров нашёл, что энергия УХН после прохождения колеблющейся плёнки должна меняться. Будучи неопубликованным, этот результат долгое время оставался неизвестным.

Спустя несколько лет началось теоретическое исследование взаимодействия электромагнитной волны с диэлектриком, движущимся с ускорением. В 1982 г. К. Танака (К. Tanaka) рассмотрел проблему отражения и прохождения волны через плоскопараллельный диэлектрический слой, движущийся с постоянным линейным ускорением, и нашёл, что при прохождении через ускоряющийся образец частота электромагнитной волны изменяется [43]. В пренебрежении многократным отражением от границ образца выражение для изменения частоты прошедшей электромагнитной волны имеет вид

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0}{c^2} wd(n-1), \quad \frac{wd}{c^2} \ll 1, \quad (26)$$

где w — ускорение образца, d — его толщина. Формула (26) не содержит скорости образца, а единственной характеристикой вещества является его показатель преломления.

Величина эффекта, который мы будем называть эффектом ускоряющейся среды, очень мала. Взяв для толщины образца значение $d \approx 1$ м, для показателя преломления $n \approx 1,5$ получим из формулы (26), что при

ускорении $w \approx 100 \text{ м с}^{-2}$ относительное изменение частоты $\Delta\omega/\omega \approx 5 \times 10^{-16}$. Возможность его экспериментального наблюдения обсуждалась в работе [44]. Однако, насколько известно, эффект ускоряющейся среды в оптике пока не наблюдался. В нейтронном сообществе работа Танаки осталась незамеченной.

В 1993 г. появилась работа Ковальского [45], в которой было предложено проверить принцип эквивалентности в нейтронном эксперименте нового типа. Ковальский рассмотрел вопрос о прохождении нейтронов через материальный слой, движущийся с ускорением. Основываясь главным образом на времени распространения нейтронов от источника до детектора, он пришёл к выводу, что на выходе из пластинки их энергия должна отличаться от начальной. Для изменения энергии он получил формулу, весьма похожую на (26):

$$\Delta E \cong mwd \left(\frac{1}{n} - 1 \right). \quad (27)$$

Этот же результат позднее был получен в работе [46] путём последовательного вычисления изменения волнового числа нейтронов при преломлении на входной и выходной поверхностях образца, движущегося с ускорением. Различие в скоростях этих поверхностей в момент пересечения их нейтроном и приводило к появлению эффекта.

В недавней работе [47] формулы (26) и (27) были получены единым образом исходя из принципа эквивалентности. При этом было показано, что кинематической причиной возникновения эффекта является задержка во времени распространения волны, обусловленная наличием преломляющего образца. Для электромагнитной и нейтронной волн соответствующая временная задержка составляет

$$\Delta\tau_{\text{эм}} \cong \frac{d}{c}(n-1), \quad \Delta\tau_{\text{н}} = \frac{d}{v} \left(\frac{1}{n} - 1 \right). \quad (28)$$

Эффект ускоряющейся среды недавно наблюдался в экспериментах с ультрахолодными нейтронами [47]. Использование УХН в экспериментах такого рода имеет определённое преимущество, поскольку для них показатель преломления может быть заметно меньшим единицы. Правда, малость скорости УХН приводит в силу закона $1/v$ к жёстким ограничениям на толщину образца d .

В качестве образца в эксперименте [47] использовалась кремниевая пластинка толщиной порядка 1 мм, совершавшая гармоническое движение с частотой несколько десятков герц. Максимальное ускорение образца достигало 75 м с^{-2} , а изменение энергии нейтрона составляло несколько единиц с размерностью $[10^{-10} \text{ эВ}]$. Результаты эксперимента соответствовали результатам расчётов с точностью лучшей, чем 10 %.

Хотя в условиях лабораторного эксперимента эффект ускоряющейся среды весьма мал, не следует считать, что его изучение представляет лишь академический интерес. Дело в том, что во Вселенной существуют объекты, имеющие размеры, на много порядков превышающие "лабораторные", и нередко движущиеся с большими ускорениями. Вопрос о значимости эффекта ускоряющейся среды в астрофизических явлениях заслуживает, по-видимому, самого внимательного анализа.

При этом следует иметь в виду, что в силу своей кинематической природы эффект может порождаться не только ускорением ограниченного объёма вещества, содержащего рассеивающие центры, но и областью пространства, характеризующейся наличием силового поля. Для проявления эффекта важен лишь факт изменения волнового числа внутри объёма, движущегося с ускорением. При этом в силу универсальности эффекта речь может идти о волнах (и частицах) любой природы. Этот вопрос также обсуждался в [47].

Отметим здесь и ещё одно обстоятельство. Теория, приводящая в первом приближении к формуле (27), основана на предположении о справедливости "потенциального" закона дисперсии нейтронных волн в среде, движущейся с ускорением. Однако это предположение не является вполне 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. В случае нейтронных волн такими рассеивателями являются атомные ядра. В неинерциальной системе отсчёта, связанной с ускоряющейся средой, или в эквивалентном случае воздействия на частицу силы все волны в среде перестают быть сферическими и условия интерференции должны измениться. Вопрос о значимости этого обстоятельства пока не исследован, и появление новых экспериментальных данных может пролить свет на проблему.

В этом докладе мне хотелось показать, что многие из идей, высказанных Ильёй Михайловичем почти сорок лет назад, и сейчас сохраняют актуальность, а некоторые из них получили существенное и в чём-то неожиданное развитие. Что касается собственных результатов автора, рассмотренных выше и в цитируемых работах, то большинство из них получено в сотрудничестве с многочисленными коллегами. Всем им автор приносит искреннюю благодарность.

Список литературы

1. Франк И М *Вестник АН СССР* **41** (12) 13 (1971)
2. Франк И М *Природа* (9) 24 (1972)
3. Frank I M "Remark of professor I.M. Frank", in *Nuclear Structure Study with Neutrons: Proc. of the Intern. Conf., Budapest, July 31–August 5, 1972* (Eds J Erö, J Szücs) (London: Plenum Press, 1974)
4. Франк И М, Препринт РЗ-7809 (Дубна: ОИЯИ, 1974)
5. Франк И М, Препринт РЗ-7810 (Дубна: ОИЯИ, 1974)
6. Франк И М, в сб. *II Междунар. школа по нейтронной физике (Алушта, 2–19 апреля 1974 г.)* (Сб. лекций ОИЯИ, ДЗ-7991) (Дубна: ОИЯИ, 1974) с. 19; *УФН* **161** (11) 109 (1991) [Frank I M *Sov. Phys. Usp.* **34** 988 (1991)]
7. Франк И М, Сообщения ОИЯИ Р4-8851 (Дубна: ОИЯИ, 1975)
8. Шапиро Ф Л, Препринт РЗ-7135 (Дубна: ОИЯИ, 1973); *Нейтронные исследования. Собрание трудов* (М.: Наука, 1976) с. 229
9. Sears V F *Phys. Rep.* **82** 1 (1982)
10. Warner M, Gubernatis J E *Phys. Rev. B* **32** 6347 (1985)
11. Гуревич И И, Немировский П Э *ЖЭТФ* **41** 1175 (1961) [Gurevich I I, Nemirovskii P E *Sov. Phys. JETP* **14** 838 (1962)]
12. Франк А И и др. *ЯФ* **66** 1879 (2003) [Frank A I et al. *Phys. At. Nucl.* **66** 1831 (2003)]
13. Steyerl A, в сб. *II Междунар. школа по нейтронной физике (Алушта, 2–19 апреля 1974 г.)* (Сб. лекций ОИЯИ, ДЗ-7991) (Дубна: ОИЯИ, 1974) с. 42
14. Штайерл А В, в сб. *Илья Михайлович Франк: Очерки и воспоминания* (Под общ. ред. В Л Аксенова, сост. А С Гиршева, А И Франк) (М.: Наука, 2008) с. 399

15. Франк И М *Письма в ЖЭТФ* **28** 482 (1978) [Frank I M *JETP Lett.* **28** 446 (1978)]
16. Frank A I et al. *Physica B* **297** 307 (2001); Франк А И и др. *ЯФ* **65** 2066 (2002) [Frank A I et al. *Phys. At. Nucl.* **65** 2009 (2002)]
17. Foldy L L *Phys. Rev.* **67** 107 (1945)
18. Lax M *Rev. Mod. Phys.* **23** 287 (1951); *Phys. Rev.* **85** 621 (1952)
19. Nosov V G, Frank A I *Phys. Rev. A* **55** 1129 (1997)
20. Klein A G, Werner S A *Rep. Prog. Phys.* **46** 259 (1983)
21. Arif M et al. *Phys. Rev. A* **31** 1203 (1985)
22. Sears V F *Phys. Rev. A* **32** 2524 (1985)
23. Франк А И, Носов В Г *ЯФ* **58** 453 (1995) [Frank A I, Nosov V G *Phys. At. Nucl.* **58** 402 (1995)]
24. Steyerl A et al. *Physica B* **151** 36 (1988)
25. Бондаренко И В и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 746 (1998) [Bondarenko I V et al. *JETP Lett.* **67** 786 (1998)]
26. Frank A I et al., JINR commun. E3-2004-216 (Dubna: JINR, 2004)
27. Франк И М, Франк А И *Письма в ЖЭТФ* **28** 559 (1978) [Frank I M, Frank A I *JETP Lett.* **28** 516 (1978)]
28. Кравцов Ю А, Орлов Ю И *Геометрическая оптика неоднородных сред* (М.: Наука, 1980) [Kravtsov Yu A, Orlov Yu I *Geometrical Optics of Inhomogeneous Media* (Berlin: Springer-Verlag, 1990)]
29. Steyerl A, Schütz G *Appl. Phys.* **17** 45 (1978)
30. Франк А И, Препринт ИАЭ-3203 (М.: ИАЭ, 1979)
31. Франк А И *УФН* **151** 229 (1987) [Frank A I *Sov. Phys. Usp.* **30** 110 (1987)]
32. Франк А И *Атомная энергия* **66** (2) 93 (1989) [Frank A I *Atom. Energy* **66** 106 (1989)]
33. Hamilton W A et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 2770 (1987)
34. Frank A I, Nosov V G *Phys. Lett. A* **188** 120 (1994)
35. Франк А И, Носов В Г *ЯФ* **57** 1029 (1994) [Frank A I, Nosov V G *Phys. At. Nucl.* **57** 968 (1994)]
36. Frank A I et al. *Phys. Lett. A* **311** 6 (2003); Франк А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 541 (2005) [Frank A I et al. *JETP Lett.* **81** 427 (2005)]
37. Франк А И, Гэйлер Р *ЯФ* **63** 605 (2000) [Frank A I, Gähler R *Phys. At. Nucl.* **63** 545 (2000)]
38. Франк А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **78** 224 (2003) [Frank A I et al. *JETP Lett.* **78** 188 (2003)]
39. Франк А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 255 (2007) [Frank A I et al. *JETP Lett.* **86** 225 (2007)]
40. Sears V F *Phys. Rev. D* **25** 2023 (1982)
41. Mohr P J, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **77** 1 (2005)
42. Микеров В И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ФИАН, 1977) с. 105
43. Tanaka K *Phys. Rev. A* **25** 385 (1982)
44. Neutze R, Stedman G E *Phys. Rev. A* **58** 82 (1998)
45. Kowalski F V *Phys. Lett. A* **182** 335 (1993)
46. Носов В Г, Франк А И *ЯФ* **61** 686 (1998) [Nosov V G, Frank A I *Phys. At. Nucl.* **61** 613 (1998)]
47. Франк А И и др. *ЯФ* **71** 1686 (2008) [Frank A I et al. *Phys. At. Nucl.* **71** 1656 (2008)]

PACS numbers: **01.65. + g, 28.20. - v, 28.41. - i**
DOI: 10.3367/UFNr.0179.200904m.0434

Пульсирующие ядерные реакторы в нейтронной физике

В.Л. Аксёнов

1. Введение

Первый пульсирующий ядерный реактор ИБР начал работать в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне в 1960 г. К концу 1960-х годов уже были получены блестящие научные результаты, поняты преимущества этого типа источников нейтронов и пути их развития. В 1971 г. авторскому коллективу, в состав

которого входил И.М. Франк, была присуждена Государственная премия за работы по созданию исследовательского быстрого импульсного реактора (ИБР) и ИБР с инжектором. В это время уже началось сооружение нового пульсирующего реактора ИБР-2.

В 1971 г. в *ДАН СССР* была опубликована статья И.М. Франка "Вопросы развития оптики нейтронов" [1], в которой он очень ёмко сформулировал основные принципы пульсирующих реакторов, экспериментальных методов и направлений исследований. И.М. Франк подчёркивал, что использование нейтронов в экспериментах по рассеянию определяется законами оптики и что оптика тепловых и холодных нейтронов во многом похожа на оптику электромагнитного излучения (света), особенно в диапазоне рентгеновских лучей. Однако имеются и различия, связанные, во-первых, с различием взаимодействий с веществом и, во-вторых, с тем, что нейтрон имеет конечную массу. Последнее обстоятельство обуславливает возможность развития в нейтронной оптике метода времени пролёта, а этот метод наиболее эффективно используется на импульсных источниках нейтронов. В данном докладе мы рассмотрим развитие метода времени пролёта и ту роль, которую пульсирующие реакторы сыграли в нейтронной физике.

2. Метод времени пролёта

Метод времени пролёта в нейтронной физике состоит в том, что нейтроны регистрируются на заданном расстоянии L от источника и измеряется время пролёта t этого расстояния. Зная L и t , можно определить скорость нейтрона v и, следовательно, его энергию. Для реализации метода нужен мигающий источник для фиксации момента вылета нейтронов. Впервые этот метод реализовал Альварец в 1938 г. с помощью мигающего циклотрона. В 1947 г. Э. Ферми на стационарном реакторе (ядерном реакторе с непрерывным потоком) использовал механический прерыватель потока нейтронов, который представлял собой вращающийся диск с прозрачной для нейтронов щелью. Такой прерыватель — прерыватель Ферми — периодически пропускает нейтроны в течение короткого интервала времени Δt . При этом период повторения импульсов должен быть значительно больше измеряемого времени пролёта t . Интенсивность пучка медленных нейтронов с энергией E_n , меньшей 10 МэВ, в основном используемых в нейтронной физике, была значительно больше, чем на ускорителях. Поэтому в течение длительного времени для реализации метода времени пролёта использовали реакторы с прерывателями Ферми и полученные результаты имели большое значение для развития атомной энергетики. Однако по мере развития техники ускорителей функции разделились. В исследованиях с тепловыми нейтронами (10^{-3} эВ $< E_n < 10^{-1}$ эВ) по-прежнему преобладали реакторы, а в исследованиях с резонансными нейтронами (1 эВ $< E_n < 10^4$ эВ) — ускорители.

Причины этого следующие [1]. Разрешение спектрометра, использующего метод времени пролёта, $R = \Delta t/L$, где Δt — ошибка в измерении времени. При $R = \Delta t/L$ [мкс м⁻¹] ошибка в измерении энергии $\Delta E = 0,028 E^{3/2} R$ [эВ]. Тогда для резонансных нейтронов, например, при $L = 10^3$ м и $\Delta t = 1$ мкс разрешение $R = 10^{-3}$ мкс м⁻¹ и для $E_n = 10^4$ эВ ошибка составляет $\Delta E = 28$ эВ, а для $E_n = 1$ эВ — $\Delta E = 2,8 \times 10^{-5}$ эВ. Для тепловых нейтронов, например, при $L = 20$ м, $\Delta t =$