

НБ МИФИ

539.1

Ф83

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ЕНЕРГО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. М. Франк, М. Г. Землянов, Н. А. Черноплеков

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ
С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ**

МОСКВА — 1976

539.1
9283

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. М. Франк, М. Г. Землянов, Н. А. Черноплеков

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

Конспекты лекций

(Под общей редакцией М. И. Рязанова)

Утверждено
Советом института
в качестве учебного пособия

Москва 1976

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Франк И. М., Землянов М. Г., Чернолеков Н. А. Взаимодействие ядерных частиц с твердым телом. Конспекты лекций. Под ред. М. И. Рязанова. М., Изд. МИФИ, 1976 . . , 84 с.

Лекции ведущих ученых страны посвящены вопросам физики взаимодействия нейтронов низких энергий с веществом. Упругое и неупругое рассеяние тепловых, холодных и ультрахолодных нейтронов являются главным методом исследования основного и возбужденного состояния кристаллических и магнитных решеток и свойств поверхностей.

Первая лекция - "Ультрахолодные нейтроны" - написана И. М. Франком; вторая - "Рассеяние тепловых нейтронов" - М. Г. Земляновым и Н. А. Чернолековым.

Лекции предназначены для студентов старших курсов и аспирантов, специализирующихся в области теоретической ядерной физики и физики твердого тела.

Рисунков - 19, таблиц - 2, список литературы - 92 названия.

Новая область нейтронной физики

История экспериментальных исследований ультрахолодных нейтронов начинается с 1968 г., когда Ф. Л. Шапиро с сотрудниками предприняли первую и притом удачную попытку их обнаружения [1]. За несколько последующих лет был выяснен ряд их существенных свойств. Стало очевидным, что это новая, весьма своеобразная область нейтронной физики, доступная для эксперимента при современном уровне возможностей генерации нейтронов. Оказалось, что нейтроны, обладающие энергией менее 10^{-7} эВ, почти полностью отражаются от поверхностей многих веществ и благодаря этому могут храниться в замкнутом сосуде. Это - качественно новый вид взаимодействия нейтронов с конденсированными средами, вследствие чего нейтроны столь малых энергий стало возможным наблюдать. В результате они превратились в объект исследований.

Были достигнуты значительные успехи в создании источников ультрахолодных нейтронов, их транспортировки из реактора и детектирования [2] - [4]! Однако, если говорить о физике ультрахолодных нейтронов, то сейчас мы в сущности знаем о них не многим более того, что было известно в 1970 г. (см. обзор Ф. Л. Шапиро 1972 г. [2]). Этому не следует удивляться по некоторым причинам. Ультрахолодными нейтронами, как уже отмечалось, теперь принято называть нейтроны с энергией 10^{-7} эВ и менее*. Их энергия, следовательно, на 5 порядков меньше

* Ранее называли ультрахолодными все нейтроны с энергией менее 10^{-4} эВ. Теперь, когда стало очевидным, что нейтроны с энергией ниже 10^{-7} эВ обладают способностью полного отражения от поверхностей многих веществ, именно их имеют в виду, когда говорят об ультрахолодных нейтронах. Для более быстрых нейтронов с энергией от 10^{-4} до 10^{-7} эВ разумно поэтому пользоваться иным названием. Я предложил называть их очень холдными [5, 6].



Московский инженерно-физический институт, 1976 г.

энергии тепловых нейтронов, а поток из реактора составляет примерно 10^{-11} от потока тепловых нейтронов. Таким образом, для ультрахолодных нейтронов из обычного реактора должны наблюдаться потоки порядка $10^2 \text{ см}^{-2}/\text{s}$ и не превышающие $10^4 \text{ см}^{-2}/\text{s}$ в лучшем исследовательском реакторе, в котором плотность потока тепловых нейтронов $10^{15} \text{ см}^{-2}/\text{s}$. Физик имеет здесь дело с не-привычно малыми интенсивностями пучка нейтронов. При этом почти всякий эксперимент, направленный на детальное изучение свойств ультрахолодных нейтронов, требует выделения моноэнергетических пучков таких нейтронов, что применительно к ультрахолодным означает ничтожно узкий интервал энергий 10^{-8} или даже 10^{-9} эВ; в который попадает малая доля немногочисленного числа всех ультрахолодных нейтронов. Вполне очевидно, что физик наталкивается здесь на трудности, связанные с малостью потоков. Это существенно затрудняет эксперимент и поэтому методические успехи в получении ультрахолодных нейтронов имеют большое значение.

Другие трудности – принципиального характера. Физика еще никогда не сталкивалась ранее с изучением элементарных частиц столь малых энергий. Измерение энергии таких нейтронов с точностью, составляющей наноэлектрон-вольты, весьма не просто. Насколько это малая величина видно из того, что небольшое смещение нейтрона вверх или вниз в результате действия гравитационных сил заметно убавляет или прибавляет кинетическую энергию нейтрона. Так, изменению высоты на 1 см соответствует изменение энергии на 1 наноэлектрон-вольт, что для ультрахолодных нейтронов уже существенно (точнее $H \text{ см} = 0,98E \text{ нэВ}$). Специалисты по ультрахолодным нейтронам часто пользуются этим соотношением, поскольку гравитационный спектрометр – один из наиболее распространенных методов анализа спектра скоростей ультрахолодных нейтронов. Столь малые энергии элементарной частицы физики измеряют впервые и нужно быть осторожным, чтобы не внести ошибку в измеряемую величину.

Другой существенной особенностью ультрахолодных нейтронов является то, что они взаимодействуют с поверхностью слоем твердого вещества толщины порядка λ , т.е. от нескольких сот до нескольких тысяч ангстрем. О поверхностном слое вещества известно не очень много. Нельзя удивляться поэтому, что физика ультрахолодных нейтронов встретилась здесь с особенностями, природа которых не ясна. Эти принципиальные трудности, конечно, препятствуют развитию исследований ультрахолодных нейтронов, но, именно в первую очередь, благодаря им, и возникает ощущение того, что ультрахолодные нейтроны – это самостоятельный раздел нейтронной физики.

Необычное поведение ультрахолодных нейтронов в сущности не удивительно. Известно, что нейтроны обладают поразительным богатством свойств, существенно зависящих от их энергии, т.е. от длины волны. В этом смысле напрашивается аналогия со светом, в котором в зависимости от длины волны мы имеем γ -лучи, рентгеновские лучи, ультрафиолетовый и видимый свет и, наконец, радиоволны. Нам привычно и это богатство и это различие свойств электромагнитного излучения. Для нейтронов оно менее привычно и поэтому представляется более удивительным. Несомненно, что оно самым тесным образом связано с отсутствием у нейтрона, также как у фотона, электрического заряда. В результате мы имеем возможность наблюдать действия свободных нейтронов широчайшего спектра энергий.

Разумеется, для быстрых и резонансных нейтронов есть аналогии с γ -лучами, но они не привлекают внимания. Область резонансных нейтронов в гораздо большей степени характерна как область спектроскопии ядер, хотя внешне и сходная с атомной спектроскопией, но обладающая особенностями, присущими только для нейтронов. Оптические аналогии в полной мере проявляются для тепловых нейтронов, и очень глубокий их анализ был дан Ферми еще в 1949 г. [6]. Тепловые нейтроны имеют, как известно, скорость порядка $10^5 \text{ см}/\text{s}$ и длины волн в ангстремах. Для нас существенно, что аналогия с рентгеновскими лучами тех же длии волн, как отметил Ферми, проявляется и в том, что нейтронным волнам в веществе следует приписать показатель преломления близкий к единице, причем в большинстве веществ несколько меньший единицы. Поэтому, так же как и для рентгеновских лучей, при скользящем падении нейтронов должно происходить полное внутреннее отражение от поверхности этих веществ. Показатель преломления уменьшается с уменьшением энергии нейтронов и угол полного внутреннего отражения соответственно растет.

Во времена Ферми получение нейтронов со скоростью на несколько порядков меньших, чем тепловые, еще не представлялось возможным. Теперь положение иное, и поэтому стало существенным, что и закон дисперсии для нейтронных волн такой же, как для рентгеновских лучей, а именно $n^2 - 1 \sim \lambda^2$. Если для тепловых нейтронов (энергия 10^{-2} эВ) отличие показателя преломления от единицы $\sim 10^{-5}$, то для энергий в 10^{-5} меньших, и следовательно, λ^2 во столько же раз больших, квадрат показателя преломления обращается в нуль, а при дальнейшем увеличении λ становится отрицательным. Отражение нейтронов происходит при любом угле падения. Энергия таких ультрахолодных нейтронов 10^{-7} эВ и менее, а длина волны – от нескольких сот ангстрем до тысяч ангстрем. Они соответствуют оптической области частот для света (ультрафиолетовому свету).

Отрицательный квадрат показателя преломления, т.е. отрицательное β характерно для оптики металлов. Действительно отражение ультрахолодных нейтронов от поверхностей во многом аналогично отражению света от металлического зеркала [7, 8]. Если эта поверхность полированная, то отражение ультрахолодных нейтронов несомненно зеркально. Это открывает дорогу построению зеркальных оптических приборов для ультрахолодных нейтронов, а в перспективе и нейtronному микроскопу. О микроскопе сейчас можно лишь мечтать, но получение оптического изображения с помощью сферических или параболических зеркал (нейtronной лупы) вполне реально. При этом даже в простейшем нейtronном оптическом приборе следует учитывать своеобразную хроматическую aberrацию — искривление лучей в гравитационном поле [7].

Аналогии нейтронов со светом, разумеется, не полные. В значительной мере это вызвано тем, что масса покоя нейтрона в отличие от фотона не равна нулю. Тепловые нейтроны, обладая длиной волны, а следовательно, и импульсом таким же, как рентгеновские лучи, обладают энергией, равной энергии теплового движения атомов и молекул вещества. Наряду с когерентными взаимодействиями, приводящими к дифракции и зеркальному отражению, имеет место некогерентное и неупругое рассеяние. Отсюда свойства тепловых нейтронов совершенно непохожие на рентгеновские лучи. Тепловые нейтроны в большинстве случаев ведут себя как газ, диффундирующий через очень пористое вещество. Применение таких нейтронов в атомной энергетике в значительной мере заслоняет от нас и оптику нейтронов, особенно применение нейтронов в физике элементарных частиц.

Между тем применение в физике элементарных частиц тепловых нейтронов весьма обширно. Таковы непосредственные измерения спина нейтрона и магнитного момента, исследования простейшего вида β -распада, радиоактивного распада нейтрона и различных видов корреляций частиц при этом распаде, исследования нарушений четности, в том числе поиски у нейтрона электрического заряда и электрического дипольного момента.

Некоторые из работ по физике элементарных частиц актуальны и для ультрахолодных нейтронов. В принципе возможно определить период полураспада нейтрона по убыли плотности нейтронного газа в ячейке. Такой опыт, или по крайней мере попытки его осуществления, — дело ближайшего будущего. Другое, очень перспективное направление — измерение электрического дипольного момента нейтрона. Потенциал электромагнитного взаимодействия дипольного момента с внешним полем можно определить, измеряя резонансную частоту, необходимую для переориентации диполя. Ширина резонансной линии тем уже, чем больше время этого резонансно-

го взаимодействия. Ультрахолодные нейтроны могут храниться внутри резонатора, что позволяет в принципе повысить точность на несколько порядков по сравнению с применением пучка холодных нейтронов. Такие эксперименты уже сейчас осуществляются в Гатчине и находятся в стадии подготовки в Дубне. Именно мысль о возможности повышения точности в поисках электрического дипольного момента* [9] и послужила стимулом для развития экспериментальных работ по ультрахолодным нейтронам.

Имея в виду взаимодействия ультрахолодных нейтронов с веществом, необходимо отметить, что здесь мы встречаемся в сущности с весьма парадоксальным явлением. Нейтроны очень холодного нейтронного газа с температурой в сотые доли градуса Кельвина многократно сталкиваются с горячей стенкой, при этом почти не нагреваясь и очень слабо поглощаясь в ней. Очевидно, что это уникальный случай для изучения различных тонких процессов, связанных с поглощением, упругим, квазиупругим и неупругим взаимодействиями с веществом, которые в реальном веществе могут влиять на эти запреты, характерные для идеализированной теоретической схемы.

Основные сведения об ультрахолодных нейтронах

Экспериментальному обнаружению ультрахолодных нейтронов предшествовали две основополагающие работы. В 1959 г. Я. Б. Зельдович [11] указал, что нейтроны со скоростью, меньшей некоторой минимальной U_0 , должны испытывать полное внутреннее отражение от поверхности многих веществ при любом угле падения. Эта скорость порядка $\sim 1 \text{ м/с}$ метра в секунду, а соответствующая ей энергия 10^{-7} эВ и менее. В процессе полного внутреннего отражения участвует слой вещества толщиной $\sim \lambda$, в который при этом проникают нейтроны. Если правилен закон $1/U$, то доля поглощаемых в секунду нейтронов не зависит от их скорости и равна $\frac{\rho U}{T}$, где ρ — средняя плотность нейтронов, U — объем, в котором они находятся, T — среднее время до поглощения. Поскольку объем U стенок вещества, в котором находятся нейтроны, при полном отражении мал по сравнению с любым реальным объемом сосуда, в котором заперты нейтроны, то вклад

* Об определении элементарных свойств нейтрона см. в книге Ю. А. Александрова [10].

поглощения должен быть малым. Таким образом, возможна "нейтронная бутылка" для хранения нейтронов. Несколько позже в 1960 г. в очень обстоятельной работе В. В. Владимирский [12] показал, что очень медленные нейтроны возможно удерживать в магнитной ловушке. Потенциал взаимодействия нейтронов с магнитным полем, очевидно, равен μH , где магнитный момент $\mu = -6,03 \cdot 10^{-12} \text{ эВ/0}^{\circ}$. Таким образом, при поле порядка 10^4 эрстед получим потенциал порядка 10^{-7} эВ , т.е. "магнитная бутылка" может работать в той же области энергий ультрахолодных нейтронов. По-видимому, вопрос о "нейтронной бутылке" в той или иной мере обсуждался и ранее, но, насколько мне известно, этими работами он был впервые конкретизирован. Вместо попыток искать пути создания "бутылки" для тепловых нейтронов были указаны реальные возможности хранить малую долю нейтронов — ультрахолодные нейтроны. Технически "магнитная бутылка" Владимираского гораздо сложнее, чем просто отражающие стенки, однако, поскольку пока не удается достичь достаточно больших времен хранения нейтронов в замкнутых сосудах, метод представляется актуальным.

В книге, вышедшей в 1965 г., И. И. Гуревич и Л. В. Тарасов [13] посвятили отдельную главу ультрахолодным нейtronам (т.е. нейтронам, по терминологии того времени, с энергией ниже 10^{-4} эВ) и этим, как отметил Ф. Л. Шапиро [2], привлекли к ним внимание. Видимо, незамеченной прошла работа Фолди в 1965 г. [14]. Он предлагал использовать в качестве отражающей стенки жидкый гелий. Пороговая энергия для ультрахолодных нейтронов в этом случае 10^{-8} эВ, т.е. низка. Однако гелий не поглощает нейтронов, а если сделать его температуру такой же, как у нейтронного газа, то не будет его нагревать. Если даже отказаться от столь экзотической задачи как гелиевый отражатель при температуре $\sim 10^{-4}$ градуса Кельвина, само предложение заслуживает, как мне кажется, внимания. Это, вероятно, единственный случай заведомо чистой отражающей стенки, что существенно, поскольку роль "загрязнений" на отражающей поверхности вопрос до сих пор открытый.

Развитию экспериментальных работ по ультрахолодным нейтронам, несомненно, препятствовала боязнь, что не удастся регистрировать столь слабые потоки нейтронов при наличии нейтронного фона, который всегда имеется на пучках реактора. Поэтому пионерский опыт по их обнаружению был очень смелый. Ожидаемые свойства ультрахолодных нейтронов, подсказали метод регистрации. Для вывода ультрахолодных нейтронов из реактора, нейтроновод имел ряд крутых изгибов, так что прямой пучок и даже нейтроны, испытывающие несколько отражений от стенок, были надежно перекрыты защитой. Такой извилистый нейтроновод должен пропускать

только ультрахолодные нейтроны^{*} и фатально гасить более быстрые. Это действительно подтвердилось и вопрос о фоне, вопреки ожиданиям, оказался далеко не главной трудностью в работе с ультрахолодными нейтронами.

В той же работе нашла также принципиальное решение очень существенная проблема рационального источника ультрахолодных нейтронов. Если нейtron после неупругого соударения стал ультрахолодным, то он живет с этой энергией только до следующего соударения, т.е. нет необходимости использовать толстый замедлитель. Достаточно в начальной части нейтроновода, находящегося в поле тепловых нейтронов, внутри него, поместить тонкую пластинку — конвертор. В нем нейtron и будет испытывать то последнее соударение, при котором он перед выходом может стать ультрахолодным. Эффективность конвертора существенно зависит от его температуры [2, 17]. Остроумно был сделан детектор. Он мог закрываться медной фольгой, которая не пропускала только ультрахолодные нейтроны. Разность того, что считает детектор с фольгой и без фольги обусловлена, очевидно, ультрахолодными нейтронами. Результаты этой первой работы Ф. Л. Шапиро с сотрудниками в сущности легли в основу конструирования большинства из теперь уже многочисленных каналов ультрахолодных нейтронов, имеющихся на различных реакторах.

В мою задачу не входит полный обзор результатов и литературы по ультрахолодным нейтронам^{**}. Я коротко остановлюсь только на двух проблемах: а) пороговой скорости ультрахолодных нейтронов, б) удержании ультрахолодных нейтронов в ловушках. Пороговую скорость можно рассчитать, используя усредненный потенциал (ядерный и магнитный), действующий на нейtron в среде и равный:

$$U = \frac{\hbar^2}{2m} N b - \vec{\mu} \vec{B}, \quad (1)$$

где N — число ядер в единице объема; b — когерентная длина рассеяния нейтрона на связанным ядре; m — масса нейтрона; μ — его магнитный момент; B — магнитная индукция.

Ф. Л. Шапиро [2] приводит эту же формулу в численном виде:

$$U = 157 \left(\frac{PB}{A} \right) \pm 6,03 \text{ В нэВ}, \quad (2)$$

* Разумеется, многократные и притом незеркальные отражения, особенно на поворотах нейтроновода, приводят к ослаблению пучка ультрахолодных нейтронов. Этот вопрос был исследован и теоретически и экспериментально [15, 16].

** Все опубликованное до 1972 г. собрано в обзорном докладе Ф. Л. Шапиро [2].

где ρ - плотность среды в $\text{г}/\text{см}^3$; b - длина рассеяния в единицах Ферми (10^{-13} см); A - массовое число; B - магнитная индукция в kGc ; U выражено в эВ.

Будем считать, что b положительно, и, следовательно нейтрон должен иметь энергию большую некоторой E_{rp} , чтобы проникнуть в среду. Положительность b имеет место для подавляющего большинства ядер. Исключения редки, но к ним принадлежит, например, водород и литий, использование которых имеет большое значение для получения и регистрации ультрахолодных нейтронов. Пороговая энергия и скорость очевидно равны:

$$E_{rp} = \frac{mv_0^2}{2} = U, \quad (3)$$

где U - величина из (1). Отсюда пороговые энергии и скорость, например для алюминия и меди, равны:

$$\text{Al: } E_{rp} = 0,55 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}, \quad v_0 = 3,2 \text{ м/с,}$$

$$\text{Cu: } E_{rp} = 1,72 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}, \quad v_0 = 5,7 \text{ м/с.} \quad (4)$$

В таких веществах, как железо или никель, E_{rp} и v_0 существенно зависят от величины магнитной индукции и от того, как ориентирован магнитный момент относительно магнитного поля. Это имеет большое значение для получения поляризованных ультрахолодных нейтронов [18], магнитных затворов [19] и т.п. Вероятно, использование намагниченных отражателей составит в дальнейшем существенный раздел физики ультрахолодных нейтронов.

Потенциал U однозначно связан с показателем преломления для нейтронных волн, а именно

$$n^2 = 1 - \frac{v_0^2}{U^2}, \quad (5)$$

где v_0^2 - величина, вытекающая из (1) и (3), т.е.

$$v_0^2 = \frac{2}{m} U = \frac{\hbar^2}{m^2} N b \pm \frac{2\mu B}{m}, \quad (6)$$

причем при отсутствии магнитного поля в среде второй член отсутствует (в дальнейшем я буду полагать $B = 0$). Величина v_0 характерна не только для ультрахолодных нейтронов, она хорошо известна из опытов по полному внутреннему отражению тепловых и холодных нейтронов.

В самом деле, из закона преломления следует:

$$\sin^2 \theta_o = n^2 \sin^2 \theta_i, \quad (7)$$

где θ_o - угол падения, а θ_i - угол преломления.

Критическим для полного внутреннего отражения является угол $\theta_o = \pi/2$, т.е. $\sin^2 \theta_o = 1$. Отсюда из (5) и (7)

$$\sin^2 \theta_o = 1 - \frac{v_0^2}{U^2} \quad (8)$$

или

$$U^2 = v_0^2 \cos^2 \theta = v_0^2. \quad (9)$$

Таким образом, полное внутреннее отражение наступает, когда нормальная составляющая скорости нейтрона $U_x = v_0$. Угол полного внутреннего отражения хорошо известен и можно быть уверенным в правильности (5). В частности, хорошо известно влияние на полное внутреннее отражение намагниченности зеркала и это служит методом получения поляризованных нейтронов. При любой скорости существенна только компонента скорости U_x , причем, чем быстрее нейтрон, тем очевидно более скользящим должно быть падение нейтрона на отражающую плоскость. Для ультрахолодных нейтронов скорость U мала и поскольку $U_x \leq U$, следовательно, при $U = v_0$ угол $\theta_o = \pi/2$, т.е. полное внутреннее отражение происходит при любом угле падения, что и должно быть.

То, что величина n^2 в (5) для ультрахолодных нейтронов определяется тем же v_0 , что и для тепловых нейтронов, означает, что v_0 постоянно при изменении энергии нейтронов на 5 порядков. Теория не дает оснований в этом сомневаться, но решающим, конечно, является эксперимент.

Хотя и не очень прецизионной, но очень надежной и наглядной демонстрацией этого является эксперимент 1970 г. с гравитационным спектрометром, выполненный Дубненской группой (Ф.Л. Шапиро с сотрудниками) и Московской (группа Л. В. Грошева) [20]. В этом эксперименте нейтроны для достижения детектора должны были проходить по нейтроноводу, изогнутому в виде буквы П, т.е. должны были преодолевать гравитационный барьер высоты h . Эту высоту можно было менять. Источником ультрахолодных нейтронов служил алюминиевый конвертор, для которого пороговая энергия, как уже отмечалось, $0,55 \cdot 10^{-7}$ эВ. Следовательно, в спектре нейтронов не должны были содержаться нейтроны с энергией меньшей, чем $0,55 \cdot 10^{-7}$ эВ. Действительно, до высоты h , приблизительно равной 53 см, интенсивность нейтронов, доходящих до детектора, оставалась в пределах ошибок измерения постоянной. Поскольку все нейтроны преодолевают высоту в 50 см, это означает, что в их спектре в самом деле нет нейтронов с энергией ниже пороговой энергии алюминия. При дальнейшем увеличении h интенсивность падала в соответствии с тем, что гравитационный барьер отсекает все большую и большую долю нейтронов.

Интенсивность обращалась в нуль при \hbar около 170 см, равной пороговой энергии нейтронов, которые могут удерживаться в медном нейtronоводе. Таким образом, пороговые скорости в алюминии и меди соответствуют расчету. Для спектра нейтронов из опытов в гравитационном спектрометре получили приблизительно ожидаемый результат, что ультрахолодным нейtronам соответствует начальный участок максвелловского спектра. Поток нейтронов в интервале dE оказался, как должно быть, примерно пропорционален E^{dE} . Дальнейшие попытки уточнить эти данные о спектре пока не дали достаточно надежных результатов.

Что касается порога, то можно также воспользоваться результатами Штаерла [21] по пропусканию очень холодных нейтронов тонкими фольгами из различных материалов. Особенно убедительны данные для меди, которые с большой точностью дают теоретически ожидаемую пороговую энергию. Таким образом, в тех случаях, когда имеются надежные измерения, пороговая энергия действительно совпадает, по крайней мере с точностью в несколько процентов, с расчетной. По-видимому, это наиболее надежный из результатов физики ультрахолодных нейтронов.

Опыты по хранению ультрахолодных нейтронов показали, что нейтронный газ можно хранить десятки секунд в замкнутой полости. При этом плотность его спадает со временем примерно по экспоненциальному закону. Однако среднее время хранения оказалось во всех случаях меньше теоретически ожидаемого. В медном цилиндрическом сосуде [2] диаметром 8,5 см среднее время удержания нейтронов 30 с. Это соответствует среднему числу соударений со стенкой до поглощения, равному $1,7 \cdot 10^3$ вместо теоретически ожидаемого $3,7 \cdot 10^3$. Ф. Л. Шапиро [2] справедливо отмечает, что расхождению в два раза не следует придавать серьезного значения. Однако оно становится значительным в тех случаях, когда по расчету ожидается большое время хранения. Например, в стеклянном сосуде диаметром 8 см получены времена хранения в зависимости от метода обработки поверхности стекла от 25 до 100 с. Это соответствует (в случае 100 с) среднему числу соударений $5 \cdot 10^3$, в то время как ожидаемая величина примерно $1 \cdot 10^5$. В этих опытах обращает на себя внимание то, что время хранения меняется в 4 раза в зависимости от метода, которым производилась очистка поверхности стекла. Не исключена поэтому возможность, что поверхность с точки зрения механизма отражения ультрахолодных нейтронов не была идеальной. Это, однако, не снимает вопроса о том, в чем именно проявляется эта неидеальность. Очень различительное расхождение ожиданий с опытом получилось при удержании нейтронов в сосуде с графитовыми стенками [2, 20, 22, 23]. Создается впечатление, что имеется какой-то до-

полнительный механизм поглощения (или нагрева) ультрахолодных нейтронов, ограничивающий среднее число их столкновений со стенкой несколькими тысячами.

Другим существенным фактом, который следует принять во внимание при обсуждении этой проблемы, является зависимость времени хранения от энергии нейтронов. При уменьшении скорости нейтрона, число его соударений со стенкой убывает и это, конечно, увеличивает время удержания. Теория, однако, приводит к результату, что вероятность поглощения, отнесенная на одно соударение в области, много ниже порога и примерно пропорциональна отношению скорости нейтрона к пороговой скорости. Время удержания исследовано в работе Штаерла и Трюштедта [23] и в последнее время в совместной работе ОИЯИ и ИАЭ [24]. В этой работе сосуд, в котором удерживались ультрахолодные нейтроны, помещался на различных высотах по сравнению с их источником. Таким образом, он наполнялся нейтронами тем меньшей средней скорости, чем выше он находился. Детектор был устроен так, что вырезал из этого спектра узкую энергетическую полосу примерно в 10 нэВ.

В медном сосуде диаметром 8,5 см и длиной 200 см среднее время хранения менялось от 13,5 с (сосуд не поднят, т.е. максимальная энергия нейтронов 170 нэВ) до 200 с при наибольшей высоте, когда порог энергии нейтронов снижался до 30 нэВ. Расчет вероятности поглощения на одно соударение показывает, что вероятность поглощения примерно пропорциональна скорости нейтрона. Однако абсолютная величина поглощения во всех случаях в 2,5 раза больше теоретически ожидаемой. При этом величина сечения для меди была заимствована из экспериментальных данных, полученных для очень холодных нейтронов со скоростью близкой к пороговой [36].

Сейчас имеются предварительные результаты, показывающие, что время хранения нейтронов слабо зависит от температуры стекла при изменении ее от -100 до +300°. Все эти факты требуют не только объяснения, но и дальнейшего исследования.

Роль среднего потенциала в оптике нейтронов

К вопросу об оптических свойствах ультрахолодных нейтронов имеются два подхода. Во-первых, можно сразу рассматривать волны в вакууме и в преломляющей среде, характеризовать среду комплексным показателем преломления. При этом квадрат показа-

теля преломления n^2 может быть найден из весьма общих соображений. Полное внутреннее отражение нейтронных волн от среды с заданным n уже рассматривалось. Вторая возможность состоит в определении величины среднего потенциала взаимодействия очень медленного нейтрона со средой и решение квантовомеханической задачи о потоке нейтронов из вакуума в среду. Оба пути, разумеется, эквивалентны. Различие состоит лишь в том, что формула для показателя преломления может быть обоснована двумя различными методами, в известной мере независимыми.

В работе Ферми 1936 г. было впервые введено понятие квазипотенциала, который для нейтронов с длиной волны, много большей радиуса ядерных сил, можно представлять в виде σ -функции [25]. Такой квазипотенциал нормируется так, чтобы он определял эффективное сечение рассеяния медленных нейтронов ядром. Интегрируя величину квазипотенциала по единичному объему, содержащему N ядер, получаем среднюю величину U (1).

Кинетическая энергия нейтрона в среде может быть выражена:

$$\frac{mv_1^2}{2} = \frac{mv^2}{2} - U \quad (10)$$

или

$$U_1^2 = U^2 - U_0^2, \quad (11)$$

где (см. формулу (6))

$$U_0^2 = \frac{2}{m} U = \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{N\kappa}{\pi}. \quad (12)$$

Таким образом, нейtron со скоростью $U < U_0$ при любом угле падения не может распространяться в среде. Формула (11), в действительности, содержит требование более жесткое, чем $U_1 > 0$ для полного отражения. В самом деле сила, действующая на нейtron у границы среды, направлена по нормали к ее поверхности (ось Z). Поэтому из трех компонент скорости ($U^2 = U_x^2 + U_y^2 + U_z^2$) будет меняться только U_z . Таким образом,

$$U_1^2 = U_x^2 + U_y^2 + (U_z^2 - U_0^2), \quad (13)$$

$$U_{1z}^2 = U_z^2 - U_0^2. \quad (14)$$

Полное внутреннее отражение происходит, если

$$U_{1z} < U_0 = \frac{\hbar}{m} \sqrt{\frac{N\kappa}{\pi}}. \quad (15)$$

Следовательно, из корпускулярных соображений получаем то же условие полного отражения (9), что ранее из волновых.

Приведенная корпускулярная трактовка, разумеется, не достаточна. Последовательное рассмотрение требует подстановки полученного потенциала в уравнение Шредингера и решение задачи о волне, проникающей из вакуума в среду, где этот потенциал действует с учетом граничных условий. Поскольку волна даже при полном отражении проникает в вещество на величину порядка ее длины, то существенны поглощающие свойства вещества. Именно это и определяет тот факт, что отражение в действительности не является полным. Для учета поглощения необходимо принять во внимание, что величина в (1) на самом деле комплексная, поскольку длина рассеяния имеет мнимую часть:

$$\sigma = \sigma' - i\sigma''. \quad (16)$$

Величину σ'' обычно определяют с помощью оптической теоремы, связывающей эффективное сечение с мнимой частью длины рассеяния:

$$\sigma'' = \frac{\kappa}{4\pi} \sigma. \quad (17)$$

Здесь κ – волновой вектор нейтрона, т.е. $\kappa = \frac{mv}{\hbar}$. Для изолированного ядра $\sigma = \sigma_t$ полное сечение взаимодействия ядра с нейтроном имеет вид:

$$\sigma_t = \sigma_{ek} + \sigma_{ep} + \sigma_e, \quad (18)$$

где σ_{ek} – упругое когерентное рассеяние; σ_{ep} – упругое некогерентное рассеяние; σ_e – сечение захвата нейтронов.

Для среды σ имеет несколько иной смысл и применимость оптической теоремы и для этого случая требует обоснования. Принимая, что она правильна хотя бы из соображений размерности, можно найти σ'' :

Поскольку σ'' определяет мнимую часть потенциала U , с которой очевидно связано поглощение, то величина σ должна включать в себя все процессы, при которых происходит исчезновение ультрахолодных нейтронов или ослабление пучка очень холодных нейтронов. Очевидно, что, так же как и для свободного ядра, σ содержит сечение захвата нейтронов σ_e . Однако в отличие от изолированного ядра σ должно включать в себя сечение неупругого рассеяния σ_{pl} , связанное с нагревом ультрахолодных нейтронов, при котором в результате взаимодействия энергия передается нейтрону от среды.

С другой стороны, для изолированного ядра как когерентное, так и некогерентное рассеяние приводят к ослаблению падающего

пучка волн. Для конденсированной среды когерентное рассеяние, определяя действительную часть квадрата показателя преломления волн, не приводит к затуханию амплитуды волн. Следовательно, в случае среды σ в (17) не должно содержать сечения когерентного рассеяния. Это обстоятельство уже давно и хорошо известно для света. Если изолированный атом, рассеивая свет, ослабляет падающий пучок, то в среде наличие рассеяния в результате сложения вторичных волн только меняет фазовую скорость, но не приводит к ослаблению пучка света. Это обстоятельство было выяснено еще в начале века Л.И. Мандельштамом в его дискуссии с Планком [26]. Для нейтронных волн в среде эта особенность отмечена много позже в работе В.Г. Барышевского, В.Л. Любошица и М.И. Подгорецкого [27].

Менее очевиден вопрос о вкладе сечения упругого некогерентного рассеяния σ_{ep} в величину σ (11). Для очень холодных нейтронов оно должно входить в σ , так как приводит к ослаблению амплитуды плоской волны. Этот вклад при малых U незначителен, поскольку в отличие от σ_e и σ_p , растущих как $1/U$, величина σ_{ep} от скорости не зависит. Для ультрахолодных нейтронов, если интересоваться только их коэффициентом отражения, то, поскольку σ_{ep} приводит только к рассеянию, а не к поглощению волн, оно оказывается, как показал Игнатович, лишь частично [28].

Из сказанного видно, что вопрос о мнимой части потенциала или, что же, о величине σ'' требует специального обоснования. В последнее время этому вопросу кроме уже упомянутой работы Игнатовича [28] посвящена и статья А.В. Степанова [29], подтвердившая правильность утверждения, высказанного Ф.Л. Шапиро [2], что под σ следует понимать

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_p. \quad (19)$$

А.В. Степанов [29] предлагает называть это сечение по аналогии с терминологией, принятой в реакторной физике, сечением увода ультрахолодных нейтронов.

Таким образом, вместо (1) имеем:

$$U = U' - iU'', \quad (20)$$

$$U' = \frac{\hbar^2}{2\pi m} N\sigma', \quad U'' = \frac{\hbar^2}{2\pi m} N\sigma'' = \frac{\hbar N\sigma' U}{4\pi}. \quad (21)$$

Следует иметь в виду, что мнимая величина U'' очень мала по сравнению с U' . В самом деле, действительная часть длины рас-

сеяния в большинстве случаев порядка 10^{-13} см². Именно для такой σ' и получается $U \sim 10^{-7}$ эВ. Что касается σ'' , то она как видно из (17) пропорциональна величине σ . Полагая σ для тепловых нейтронов ($U = 2 \cdot 10^5$ см/с) порядка 10 барн, из (17) получим $\sigma'' \sim 10^{-16}$ см, т.е. в тысячи раз меньшее σ' . Только для очень сильно поглощающих ядер, у которых сечение захвата составляет тысячи барн таких, например, как бор или кадмий, σ'' достигает десятых долей от σ' . Малость σ'' по сравнению с σ' позволяет пренебрегать мнимой частью потенциала при определении угла полного внутреннего отражения и величин коэффициентов отражения и преломления даже очень холодных нейтронов и только при расчете величины пропускания следует учитывать затухание волны. Однако для ультрахолодных нейтронов величина σ'' существенна, так как определяет малое отличие коэффициента отражения от единицы.

Если сечение σ (19) подчиняется закону $1/U$, то σ'' в (17) не зависит от скорости. Результаты такого допущения весьма существенны для ультрахолодных нейтронов. Пользуясь (20) по аналогии с (10), (11) и (13), получим:

$$U_1^2 = U^2 - U_0^2 + iU_i^2, \quad (22)$$

$$U_{1z}^2 = U_z^2 - U_0^2 + iU_i^2, \quad (23)$$

$$U_0^2 = \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{N\sigma'}{\pi}, \quad U_1^2 = \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{N\sigma''}{\pi} = \frac{\hbar}{2\pi m} N\sigma(U)U. \quad (24)$$

То, что квадрат скорости U_1^2 и ее компоненты U_{1z}^2 оказываются комплексными, не должно вызывать удивления. Это только промежуточные величины, необходимые для перехода к волновым векторам. Те величины, которым следует придавать смысл скорости нейтрона в среде мнимой части не содержит. Для волнового вектора в среде и вакууме имеем:

$$k_1^2 = \frac{m^2 U_1^2}{\hbar^2}, \quad k_z^2 = \frac{m^2 U_{1z}^2}{\hbar^2}. \quad (25)$$

Их связь можно записать в виде

$$k_0^2 = \frac{m^2 U_0^2}{\hbar^2} = 4\pi N\sigma', \quad k_i^2 = \frac{m^2 U_i^2}{\hbar^2} = 4\pi N\sigma''. \quad (26)$$

* См., например, [13] с. 232.

Вместо (22) и (23) получим:

$$k_1^2 = k^2 - k_o^2 + i k_i^2 = k^2 - 4\pi N b, \quad (27)$$

$$k_{1x}^2 = k_x^2 - k_o^2 + i k_i^2 = k_x^2 - 4\pi N b. \quad (28)$$

Полученные k_1^2 и k_{1x}^2 удовлетворяют уравнению Шредингера для волны, преломляющейся из вакуума в среду, в которой действует потенциал U . Тот факт, что меняется только компонента скорости v_x приводит к тому, что из трех компонент вектора k меняется только k_x .

Из величин k_1^2 и k_i^2 находим квадрат показателя преломления, аналогичный для света диэлектрической постоянной $n^2 = \epsilon$. В самом деле, по определению

$$n^2 = \epsilon = \frac{k_1^2}{k^2} = \frac{v_i^2}{v^2} \quad (29)$$

или используя (25) – (27), получим:

$$n^2 = 1 - \frac{v_o^2}{v^2} + i \frac{v_i^2}{v^2}, \quad (30)$$

$$v_o^2 = \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{Nb'}{\pi}, \quad v_i^2 = \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{Nb''}{\pi} = \frac{\hbar}{2\pi m} N\sigma(U)U. \quad (31)$$

Формула совпадает с ранее использованной (5) с добавлением ней мнимой поправки, введенной в этом разделе. Формулу (30), очевидно, легко записать как функцию длины волны нейтрона в вакууме:

$$\lambda = \frac{\hbar}{mv}, \quad n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{Nb}{\pi}, \quad b = b' - i b''. \quad (32)$$

Уже отмечалась особая роль компоненты k_x вектора k , характерная для оптики нейтрона. Так как $k_x = \frac{m^2 v_x}{\hbar^2}$, то из (28), разделив на k_x , можно получить величину n_x^2 , аналогичную квадрату показателя преломления и определяющую изменение величины k_x при преломлении волны из вакуума в среду:

$$n_x^2 = \frac{k_{1x}^2}{k_x^2} = 1 - \frac{v_o^2}{v_x^2} + i \frac{v_i^2}{v_x^2}, \quad (33)$$

$$k_{1x}^2 = n_x^2 k_x^2. \quad (34)$$

Мы получаем для n_x^2 такое же соотношение как для n^2 , с тем различием, как если бы скорость нейтрона была не v , а v_x . Далее, поскольку k_x и k_y при преломлении не меняются, граничные условия накладываются только на k_x . В результате этого можно вообще забыть о скорости нейтрона v и при рассмотрении отражения и преломления считать, что его скорость равна v_x , и направлена перпендикулярно границе раздела. Возникает вопрос, какие допущения ограничивают этот вывод и применимы ли он к световым волнам.

Особенности дисперсии нейтронных волн

Посмотрим, чему соответствуют отмеченные особенности поведения k_x^2 с волновой точки зрения.

По определению

$$k_x^2 = k^2 \cos^2 \theta = k^2 (1 - \sin^2 \theta), \quad (35)$$

где θ – угол падения

$$k_{1x}^2 = k^2 n^2 \cos^2 \theta_1 = k^2 (n^2 - \sin^2 \theta), \quad (36)$$

так как у закона преломления

$$\sin^2 \theta_1 = \frac{1}{n^2} \sin^2 \theta. \quad (37)$$

Сопоставляя уравнения (35) и (36), получаем:

$$k_x^2 - k_{1x}^2 = k^2 (1 - n^2). \quad (38)$$

Таким образом, если применим закон преломления Брюстера (37), то $k_x^2 - k_{1x}^2$ – постоянная величина, в общем случае зависящая от k . Закон этот не универсален, а содержит требование, чтобы среда была изотропной для распространения в ней волн, т.е. величина k не зависела бы от направления.

Если это имеет место, то формула (38), накладывающая сильное ограничение на изменение k_x при преломлении волны в среду, применима независимо от того рассматриваются ли световые волны или нейтронные. В случае нейтронов, как мы видели (см. (28)), в правой части (38) стоит величина, не зависящая от k . Очевидно, это имеет место только при условии, если $(1 - n^2)$ пропорциональна λ^2 , что имеет место для нейтронов (32), если правильно допущение, что $b = \text{const}$. Экспериментальные основания считать v_o , а следовательно b' , постоянными уже были приведены. Менее очевидным представляется вопрос о постоянстве

b'' и, поскольку $b'' \ll b'$, то самым чувствительным и, вероятно, единственным экспериментальным критерием того, что $b'' = \text{const}$, может быть согласие величины коэффициента отражения ультрахолодных нейтронов с теорией. Однако в коэффициенте отражения имеется, как уже отмечалось, аномалия, причина которой неизвестна.

В оптике показатель преломления всегда рассматривается как функция длины волны или частоты света. Формула (34), связывающая R_x в вакууме с R_{xz} в среде через величину, аналогичную показателю преломления, в оптике не используется. Причина этого, несомненно, в том, что правая часть (38) для света обычно зависит от k . Однако закон дисперсии (32), при котором правая часть (38) — константа, вовсе не является привилегией исключительно нейтронов. Так, в любом веществе для частот, больших собственных атомных и молекулярных, показатель преломления для света

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (39)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}}$ — так называемая плазменная частота. Так как ω обратно пропорциональна λ , то закон дисперсии (39) для высоких частот такой же, как для нейтронов, причем $n^2 < 1$. Следовательно, не только близость величин показателей преломления для тепловых нейтронов и рентгеновских лучей, но и одинаковость законов дисперсии волн характерны для оптических аналогий нейтронной оптики. Эти аналогии в самом деле очень глубокие. Однако у света с длинами волн оптического диапазона аналогии с волновыми свойствами ультрахолодных нейтронов на первый взгляд отсутствуют. В самом деле, в области $\omega \sim \omega_p$ показатель преломления для света подчиняется не (39), а иному закону. Это вызвано тем очевидным фактом, что при низких частотах рассеяние определяется не свободными электронами, а связанными в атомах и молекулами. Поэтому возможность полного (а точнее, почти полного) отражения при любом угле падения, характерная для ультрахолодных нейтронов, для света представляется необычной, однако не является исключительной. Известно, что в оптике плаэмы, хотя и некоторыми ограничениями, газ электронов может рассматриваться как свободный. Формула (39) сохраняет свое значение в отсутствии магнитного поля и отражение радиоволн от ионосферы имеет прямую аналогию с отражением ультрахолодных нейтронов. Более интересна аналогия оптики ультрахолодных нейтронов с оптикой металлов. Почти полное отражение света от металлического зеркала также происходит при любом угле падения, а в характерных особенностях величины $n^2 = \epsilon$ в обоих случаях есть много общего.

Квадрат показателя преломления как следствие общих волновых свойств

Природа показателя преломления для нейтронных волн такая же, как для световых. Волны, рассеянные частицами вещества, когерентно складываясь образуют вторичную волну. Отношение первичной и вторичной фазовых скоростей дает N .

Зная свойства рассеивателя, можно получить соотношение для показателя преломления, которое удобнее записать через вектор k .

В самом деле, k_z^2 в среде (27) имеет вид:

$$k_z^2 = k^2 + 4\pi Na, \quad (40)$$

где $a = -b$ — амплитуда рассеяния волн.

Та же формула, как показал Фолди [30] в 1945 г., имеет место вообще для скалярных волн, например акустических, если a — амплитуда рассеяния волн.

Позже (1951–1952 гг.) Лакс [31] обратил внимание на то, что формулу можно обобщить и на другие виды волн, включая световые и нейтронные.

Формула Лакса имеет вид:

$$k_z^2 = k^2 + 4\pi N c_1 f(a \rightarrow 0). \quad (41)$$

Здесь $f(a \rightarrow 0)$ — амплитуда рассеяния волн вперед.

Для элементарных рассеивателей, поле которых изотропно, эта величина не отличается от полученной Фолди. Что касается c_1 , то величина c_1 — эффективное поле и смысл ее будет пояснен на примере k_z^2 для света в плотной среде. Нетрудно убедиться, что в предположении $c_1 = 1$ для разряженного газа электронов, из (41) получается формула (39). Этот результат — прямое следствие классической теории рассеяния света электроном. Амплитуда колебания электрона в электрическом поле $E e^{-i\omega t}$ равна $V = -\frac{e}{mvz}$. В результате колебаний в направлении перпендикулярном к нему (а следовательно, и вперед), возникает вторичное поле, величина которого в волновой зоне $\frac{e\omega^2}{c^2} \frac{e^{ikr}}{r} = \frac{e^2}{mc^2} f$.

Следовательно, амплитуда рассеяния вперед $f = -\frac{e^2}{mc^2}$. Подставляя эту величину в формулу Лакса и принимая во внимание, что для света $k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$ из (41) получаем (39). Мы видим, что аналогия между рассеянием света свободным электроном и рассеянием нейтронов ядрами далеко не случайна. Амплитуда рассеяния, равная для нейтронов $-b$, заменяется для свободного электрона

тоже отрицательной и не зависящей от частоты величиной $-\frac{e}{mc^2}$.

Если электрон не свободен, а связан в атоме, то формула (39) для низких частот непригодна. В этом случае электрическое поле индуцирует в атоме электрический момент $\rho = \alpha E'$, где α — поляризумость. В качестве амплитуды рассеяния, следовательно, надо принять $\frac{\omega^2 \alpha}{c^2}$ и получим

$$k_1^2 = k^2 + 4\pi N c' \frac{\omega^2 \alpha}{c^2}, \quad (42)$$

что, действительно, при $C' = 1$ дает правильное значение $n^2 = \frac{k_1^2}{k^2}$ для разреженных газов:

$$n^2 = 1 + 4\pi N \alpha, \quad |n^2 - 1| \ll 1. \quad (43)$$

Ограничение $(n^2 - 1) \ll 1$ не случайно, только в этом случае можно положить $C_1 = 1$.

Эффективное поле при когерентном сложении волн

До сих пор мы полагали в формуле Лакса (41) величину $C_1 = 1$. Обобщение на случай $C_1 \neq 1$ для света не представляет трудностей. При n , заметно отличном от единицы (43), как известно, следует заменить формулой Лоренца-Лоренца*.

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N \alpha}{1 - \frac{4\pi}{3} N \alpha}. \quad (44)$$

Эта формула совпадает с (43) только при $N\alpha \ll 1$. Причина различия (43) и (44) в том, что электрическое поле, действующее на атом в среде E' , не равно в среде внешнему полю E . Как известно,

$$E' = E + \frac{4}{3} \bar{\rho} P, \quad P = N \alpha E', \quad (45)$$

таким образом,

$$E' = \frac{E}{1 - \frac{4\pi}{3} N \alpha}. \quad (46)$$

Обычно эту формулу представляют в виде, разрешенном относительно $N\alpha$, тождественном (44), а именно

$$\frac{4}{3} \bar{\rho} N \alpha = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}.$$

Полагая в (42) величину $C_1 = \frac{E'}{E}$, вместо (43) получим формулу Лоренца-Лоренца (44). Этим примером Лакс иллюстрирует значение коэффициента C_1 . Нетрудно понять необходимость введения поля E' . Поляризация атомов приводит к появлению электрических диполей $\rho = \alpha E'$, амплитуда колебаний которых при $\alpha = \text{const}$ не зависит от частоты. Поле каждого из таких диполей, убывающее как $1/r^3$, создает суммарное поле, отличное от внешнего, которое и учитывает величина E' в (46). Такое дипольное взаимодействие отсутствует для газа свободных электронов и оно не существенно, если имеется разряженный газ ($\alpha N \ll 1$). Для рассеяния нейтронов когерентное поле как в ближней, так и в дальней зоне зависит от r как $\frac{e^{ikr}}{r}$ и не возникает никакого дополнительного поля. Вопрос о показателе преломления для нейтронных волн обсуждается в ряде работ [31-34, 37] и, по-видимому, можно считать C_1 в первом приближении равным 1. Небольшая поправка в C_1 должна быть введена, если учсть, что радиус ядерных сил хотя и мал, но все же конечен.

Особым вопросом является вклад в рассеяние компоненты, зависящей от электромагнитных взаимодействий нейтрона, требующий специального обсуждения, которое выходит за рамки лекции.

Важно обратить внимание на мнимую часть показателя преломления. Если действительная часть величины k_1^2 получается из действительной части длины рассеяния b' , то мнимая — аналогично из b'' , которая отлична от b'_0 для изолированного ядра. Уравнение (41) также не открывает естественного пути для нахождения мнимой части k_1^2 . Для этого формально мы должны положить эффективное поле C_1 , имеющим небольшую мнимую поправку. В таком случае вместо (41) запишем:

$$k_1^2 = k^2 - 4\pi N (C'_1 - i C''_1) (b'_0 - i b''_0), \quad (47)$$

где b'_0 и b''_0 — соответственно действительная и мнимая части длины рассеяния у изолированного ядра. Отсюда эффективные значения длины рассеяния для среды равны:

$$b' = b'_0, \quad b'' = C'_1 b'_0 + b''_0. \quad (48)$$

Ввиду малости C''_1 и b''_0 их произведением можно пренебречь и полагать $C'_1 = 1$. Вопрос о точном значении C'_1 не имеет большого значения, поскольку заведомо b' близко к b'_0 . В отличие от этого вопрос о C''_1 очень существен. Действительно, b''/b' порядка 10^{-3} и поэтому достаточно очень малой мнимой поправки в величине эффективного поля для того, чтобы b'' заметно отлича-

лось от b_o'' . Для получения правильного результата мы должны выбрать C_1'' так, чтобы

$$b'' = C_1'' b'_o + b_o'' = \frac{K\sigma}{4\pi}, \quad (49)$$

где σ - сечение увода ультрахолодных нейтронов*.

Выходит ли за рамки теории Лакса вопрос о мнимой части эффективного поля, по-видимому, не рассмотрен. Если бы оказалось, что C_1'' может быть получено из последовательного рассмотрения эффективного поля, то это, возможно, способствовало бы прояснению задачи об аномалии хранения ультрахолодных нейтронов, тем более что она скорее связана с b_o' , а не b_o'' . При рассмотрении мнимой части n^2 нет также необходимости считать b'' не зависящей от скорости нейтрона. Формально ничему не противоречит допущение, что b'' может менять свою величину в области $U \ll U_o$. Задача состоит в том, чтобы выяснить, имеются ли какие-либо физические причины для этого.

Показатель преломления нейтронных волн

До сих пор рассматривалась только величина квадрата волнового вектора k^2 в среде и определялся квадрат показателя преломления $n^2 = \epsilon$, где ϵ - величина, аналогичная диэлектрической постоянной в оптике. Для выяснения распространения волн в среде, их отражения и для понимания аналогий с обычной оптикой необходимо знать величину показателя преломления: $n = n' + i n''$. Поскольку n^2 комплексно

$$n^2 = \epsilon = \epsilon' + i \epsilon'' = \left(1 - \frac{U_o^2}{U^2}\right) + i \frac{U_i^2}{U^2}, \quad (50)$$

то определение величины комплексного показателя преломления за- служивает специального обсуждения:

$$n^2 = (n' + i n'')^2 = (n'^2 - n''^2) + 2 i n' n''. \quad (51)$$

Составляя (50) и (51), получаем:

$$\epsilon' = (n'^2 - n''^2) - 1 - \frac{U_o^2}{U^2}, \quad (52)$$

Вопрос о выборе C_1'' в том случае, когда имеется только упругое когерентное рассеяние $\sigma = 0$, рассмотрен в [3].

$$\epsilon'' = 2 n' n'' = \frac{U_i^2}{U^2} = \frac{\hbar}{m} \frac{N}{U^2} \sigma(U) U. \quad (53)$$

Сразу видны две области, в которых действительная n' и мнимая n'' части показателя преломления ведут себя существенно различно.

Особенно проста ситуация, как мы видели, в случае действительного $\epsilon'' = 0$, тогда для $U > U_o$ $n'^2 = \epsilon$ и мнимая часть n'' равна нулю. Наоборот, при $U < U_o$, ϵ'' - отрицательно, и показатель преломления чисто мнимый $n''^2 = -\epsilon''$ и $n' = 0$. При U_i^2 , отличном от нуля, показатель преломления в обоих случаях комплексен, но качественно поведение действительной и мнимой частей n в области $U > U_o$ и $U < U_o$ сохраняется, если $U_i^2 \ll U_o^2$.

В самом деле, $U \gg U_o$, величина ϵ' порядка единицы и, так как $n'^2 \geq \epsilon'$ (см. (52)), то n'^2 заведомо не мало. В этом случае малость $\epsilon'' = 2 n' n''$ по сравнению с ϵ' может быть обусловлена тем, что $n' > n''$. Наоборот, в области $U < U_o$ величина

ϵ' отрицательна и, следовательно, $n'' > n'$ (см. (52)). Малость ϵ'' по сравнению с $|\epsilon'|$ может быть в этом случае обеспечена только малостью действительной части показателя преломления n' . Это аналогично оптике металлов, где также часто ϵ' отрицательно и поэтому $n'' > n'$. Именно наличие большой мнимой части показателя преломления и приводит к большому коэффициенту отражения света от металлического зеркала. Различие здесь не качественное, а количественное. Для ультрахолодных нейтронов $\epsilon'' \ll |\epsilon'|$ и это обеспечивает значительно лучший коэффициент отражения, чем в оптике. Из (52) и (53) нетрудно получить следующие выражения для n'^2 и n''^2 :

$$n'^2 = \frac{\epsilon'}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}, \quad (54)$$

$$n''^2 = -\frac{\epsilon'}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}, \quad (55)$$

причем корень квадратный во всех случаях берется со знаком плюс. Формулы (54) - (55) привычны в оптике металлов, где, как уже отмечалось, ϵ' так же как и для ультрахолодных нейтронов, отрицательно*.

* См., например, М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, с. 673 [35].

Подставляя величины ϵ' и ϵ'' из (50), получаем выражение для n' и n'' . В дальнейшем для рассмотрения отражения преломления существенно только изменение компоненты k_x вектора k . Как мы видели $k_{xz} = k_x n_x$, где n_x получается простой заменой v^2 на v_{xz}^2 в формулах для n^2 . Заменяя v^2 на v_{xz}^2 (52) – (53) из (54) – (55), получаем

$$n_x'^2 = \frac{1}{v_{xz}^2} \left[(v_{xz}^2 - v_0^2) + \sqrt{(v_{xz}^2 - v_0^2)^2 + v_i^4} \right], \quad (56)$$

$$n_x''^2 = \frac{1}{2v_{xz}^2} \left[(v_0^2 - v_{xz}^2) + \sqrt{(v_{xz}^2 - v_0^2)^2 + v_i^4} \right].$$

При извлечении квадратного корня следует всегда брать знак плюс. При таком написании в группу ультрахолодных нейтронов попадают все нейтроны с $v_{xz} < v_0$. Для них может быть $v > v_0$, как, например, для теплового нейтрана при скользящем падении. Однако для таких нейтронов коэффициент отражения почти равен единице, так же как и для ультрахолодных нейтронов. Формулы не зависят от v , если v_0 и v_i – константы. В широких пределах это имеет место. Однако они сохраняют свое значение, если даже допустить, что v_i – функция v . И в этом случае ими удобно пользоваться, поскольку $v_i^2 \ll v_0^2$. Исследование уравнения (56) не представляет трудностей именно в силу малости v_i . За исключением очень узкой области прилегающей к порогу, величина $(v_{xz}^2 - v_0^2)^2 \gg v_i^4$ и в этом предположении получаются приближенные значения n' и n'' .

Одень холодные нейтроны, т.е. $v_{xz} > v_0$ при

$$(v_{xz}^2 - v_0^2)^2 \gg v_i^4.$$

Из (56) имеем:

$$\frac{n'}{x} = \frac{\sqrt{v_{xz}^2 - v_0^2}}{v_{xz}} = \frac{v_{xz}}{v_{xz}}, \quad (57)$$

$$\frac{n''}{x} = \frac{v_i^2}{2v_{xz}(v_{xz}^2 - v_0^2)^{1/2}} = \frac{\hbar}{2m v_{xz}} N \frac{\sigma(v)U}{v_{xz}}. \quad (58)$$

Здесь v_{xz} по-прежнему – x -компоненты скорости нейтрана в среде, а именно $v_{xz}^2 = v_z^2 - v_0^2$. Из сравнения (14) с (23) видно, что смысл скорости имеет только действительная часть (23) как и должно быть. Таким образом, компонента k_{xz} в среде получает

ется заменой v_{xz} на компоненту скорости нейтрана в среде v_{xz} (59)

$$k_{xz}' = k_x n_x' = \frac{mv_{xz}}{\hbar}.$$

Такой же очевидный смысл имеет и n'' . В случае, если $\sigma(v)$ подчиняется закону $1/v$, то $\sigma(v_{xz}) = \frac{\sigma(v)U}{v_{xz}}$. Тогда n'' в (58) записывается:

$$n''_x = \frac{1}{2k_x} [N\sigma(v_{xz})]. \quad (60)$$

Поскольку Ψ – функция для нейтронов в среде затухает с увеличением Z как $e^{-k_x n_x'' z}$, то плотность, а следовательно, и поток должны затухать как квадрат этой величины:

$$\rho_z(z) = \rho_1 e^{-2k_x n''_x z} = \rho_1 e^{-N\sigma(v_{xz})z}. \quad (61)$$

Формула (61) очевидна и ее можно было бы написать сразу и без вычислений, однако она существенна для того, чтобы априорировать сделанные ранее предположения. Напомним, что величина σ , соответствующая b'' , была введена по аналогии с оптической теоремой (17), что для среды не полностью обосновано. Из (61) видно, что это сечение должно включать в себя все процессы, приводящие к ослаблению плоской волны очень холодных нейтронов. Естественно, что оно соответствует не скорости нейтрана в вакууме, а той скорости, которую имеет нейтран в среде. Не должно вводить в заблуждение то обстоятельство, что на самом деле v_{xz} – только компонента скорости v_1 , которую имеет нейтран в среде. Сечение зависит от v и убывание амплитуды волны должно относиться к перемещению фронта волны на расстояние r . Однако $\frac{r}{z} = \frac{v_1}{v_{xz}}$, действительно, затухание компоненты x должно быть в v_1/v_{xz} раз сильнее, что при законе $1/v$ соответствует скорости $\sigma(v_{xz})$. Сказанное применимо к рассмотрению случая очень холодных нейтронов, если действительная часть k^2 велика по сравнению с мнимой. Правильность сказанного надежно проверено экспериментально в работах Штайерла [36]. Показано, что сечение подчиняется закону $1/v$ и что для среды следует брать σ для скорости v_1 . Отсюда еще заранее не следует, какое сечение следует взять в случае ультрахолодных нейтронов. Из дальнейшего будет видно, что если закон $1/v$ правлен до сколь угодно малых скоростей или, что то же, в (56) величина $v_i = \text{const}$, то задача о поглощении ультрахолодных нейтронов решается просто.

Ультрахолодные нейтроны

При сделанном предположении, что скорость ультрахолодных нейтронов не очень близка к пороговой из (56) получаем

$$n'_z = \frac{v_i^2}{2U_z \sqrt{U_0^2 - U_z^2}} = \frac{\hbar}{2m v_z} \frac{N\sigma(v)U}{\sqrt{U_0^2 - U_z^2}}, \quad (62)$$

$$n''_z = \frac{\sqrt{U_0^2 - U_z^2}}{U_z}. \quad (63)$$

Таким образом, n'_z и n''_z меняются местами по сравнению с рассмотренным случаем $U_z > 0$ (см. формулы (57) и (58)) при очевидной замене в них $U_z^2 - U_0^2$ на $U_0^2 - U_z^2$.

Теперь только действительная часть величины n зависит от сечения σ . При $\sigma = 0$ величина $n' = 0$ и значит при $\sigma'' = 0$ показатель преломления чисто мнимый. Волна не может распространяться в среде и не поглощаться в ней. Плотность нейтронов, очевидно, убывает экспоненциально с z :

$$\rho = \rho_i e^{-2k_z n'' z} = \rho_i e^{-\frac{2m}{\hbar} \sqrt{U_0^2 - U_z^2} z} \quad (64)$$

Поскольку n'' не зависит от σ (при не очень больших σ), то такое же спадение плотности получим и при наличии поглощения.

На первый взгляд поведение n' и n'' представляется парадоксальным, однако оно поддается столь же естественной интерпретации, как и в случае $U_z > U_0$.

Если $\sigma \neq 0$, то среда поглощает ультрахолодные нейтроны, и, значит, должен существовать поток нейтронов, втекающий в среду через границу раздела, притом тем больший, чем больше сечение σ . Допустим, что n' имеет тот же смысл, как и в случае $U_z > U_0$, т.е.

$$n'_z = \frac{k'_z}{k_z} = \frac{U_{iz}}{U_z}, \quad (65)$$

где U_{iz} — скорость, с которой поток ультрахолодных нейтронов втекает в среду. Тогда

$$U'_{iz} = \frac{v_i^2}{2\sqrt{U_0^2 - U_z^2}} = \frac{\hbar}{2m} \frac{N\sigma(v)U}{\sqrt{U_0^2 - U_z^2}}. \quad (66)$$

Следовательно, при наличии поглощения скорость нейтрона при $U \rightarrow U_0$ не стремится к нулю и остается конечной, хотя и очень малой, даже при $U < U_0$ (напомним, что формулы получены для $(U_0^2 - U_z^2)^2 \gg U_z^2$, т.е. $U'_{iz} \ll U_z$)

Простой физический смысл приобретает в этом случае и формула (64). Плотность должна затухать как

$$e^{-\frac{N\sigma(v')}{\hbar} z}$$

И, если правилен закон $1/U$, то, пользуясь (66), получаем:

$$N\sigma(v') = \frac{N\sigma(v)U}{U'_{iz}} = \frac{2m}{\hbar} \sqrt{U_0^2 - U_z^2}. \quad (67)$$

Затухание нейтронов (64) происходит с глубиной так же, как если бы действовало сечение $\sigma(U'_{iz})$, подчиняющееся закону $1/U$. Скорость U'_{iz} приводит к результатам, согласующимся как для n' , так и для n'' . Из дальнейшего будет видно, что U'_{iz} и в самом деле имеет смысл скорости для потока в среде, так что поток $S_{iz} = U'_{iz} \rho_i$, где ρ_i — плотность нейтронного газа. Это поясняет тот, казалось бы, парадоксальный факт, что затухание плотности ультрахолодных нейтронов определяется показателем экспоненты (64), который не зависит от сечения захвата. В действительности, поток нейтронов, направленный в глубь среды, а следовательно, и число поглощающихся в ней нейтронов пропорциональны $N\sigma(v)U$, т.е. сечению увода $\sigma(v)$. Что касается затухания потока с увеличением z , то оно происходит по тому же закону, как затухание плотности, которое не зависит от сечения, что отражено в формуле (67).

Величина U'_{iz} при $U_z = U_0$, как видно из (56), $U'_{iz} = \frac{U_i}{\sqrt{2}}$, т.е. очень мала, если $U_i \ll U_0$, и представление о U_0 , как о граничной скорости, в этом случае полностью сохраняется. При $U_z = 0$ величина $U'_{iz} = \frac{U_i^2}{2U_0}$ равна нулю. Таким образом, скорость U'_{iz} охватывает узкий интервал скорости ниже $\frac{U_i}{\sqrt{2}}$. Из того, что подпороговый нейtron способен втекать в среду со скоростью U'_{iz} , следует возможность обратного процесса. Если в результате неупругого процесса в среде нейtron получит скорость, компонента U_z которой попадает в область меньше $\frac{U_i}{\sqrt{2}}$ и направлена к поверхности, то он может выйти в вакуум, хотя там его скорость U_z будет меньше U_0 . Такая возможность, как уже отмечалось, су-

щественным образом связана с поглощающими свойствами среды. Поскольку конверторы (т.е. источники) ультрахолодных нейтронов часто имеют пороговую скорость или закрыты фольгой, имеющей пороговую скорость (например, алюминием), вероятно, имело бы смысл оценить интенсивность рождения таких подпороговых нейтронов.

Отражение и преломление нейтронов

До сих пор рассматривались особенности действительной и мнимой частей показателя преломления, определяющих распространение и затухание волны в среде. Не менее существенен вопрос об амплитуде волн у поверхности, задаваемой граничными уровнями. Нетрудно убедиться, что граничные условия для нейтронной волны такие же, как для световой волны с электрическим вектором, направленным перпендикулярно плоскости падения. Поэтому можно ввести величины, полностью аналогичные коэффициентам Френеля: r — для отраженной волны и f — для преломленной.

Непрерывность Ψ — функции требует:

$$1+r=f, \quad k \sin \theta = k_1 \sin \theta_1, \quad (68)$$

и непрерывность $\frac{d\Psi}{dz}$ на границе означает:

$$k \cos(1-r) = k_1 f \cos \theta_1. \quad (69)$$

Из (68) и (69) или по аналогии со светом можно написать:

$$r = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}, \quad (70)$$

$$f = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}. \quad (71)$$

Подставляя в (70) — (71) n^2 , например из (50), получаем, что угол исключается, но роль V играет U_z .

Коэффициенты Френеля при этом, как и следовало ожидать, принимают тот же вид, как для волны, падающей на поверхность среды по нормали и имеющей показатель преломления (56), равный $n_z' + i n_z''$,

$$r = \frac{(1-n_z') - i n_z''}{(1+n_z') + i n_z''}, \quad (72)$$

$$f = \frac{2}{(1+n_z') + i n_z''}. \quad (73)$$

Мы можем использовать для определения величины r и f уравнения (56) или воспользоваться приближенными значениями (57), (58) для $U_z > U_o$, или (62) и (63) для $U_z < U_o$. Из (57) — (58) имеем для $U_z > U_o$:

$$r = \frac{U_z - \sqrt{U_z^2 - U_o^2}}{U_z + \sqrt{U_z^2 - U_o^2}} = \frac{U_z - U_{iz}}{U_z + U_{iz}}, \quad (74)$$

$$f = \frac{2U_z}{U_z + \sqrt{U_z^2 - U_o^2}} = \frac{2U_z}{U_z + U_{iz}}. \quad (75)$$

Здесь $U_{iz} = \sqrt{U_z^2 - U_o^2}$, как и ранее Z — компонента скорости нейтрона в среде, а членами с U_i пренебрегаем, поскольку уже сделано предположение, что $(U_z^2 - U_o^2) \gg U_i^2$. Таким образом, r и f — действительные величины.

Видно, что в области выше порога коэффициент отражения $R = |r|^2$ быстро убывает при увеличении U_z^2 относительно U_o^2 . Знание r и f , а также n'' , определяющее затухание волны в среде, позволяет рассчитать прохождение нейтронов через тонкие фольги. При этом надо учитывать, что нейтронная волна испытывает внутри фольги многократные отражения. Для очень холодных нейтронов этот вопрос был исследован теоретически и экспериментально Штаерлом [21, 37]. Соответствующая формула приведена также в [38].

Поток нейтронов, падающий на границу среды, за вычетом потока нейтронов, отраженных от нее, должен равняться потоку, уходящему в глубь среды. Поскольку плотность нейтронов в отраженной и преломленной волнах определяется квадратом амплитуды Ψ — функции, т.е. $|r|^2$ и $|f|^2$, и нормальные компоненты скорости равны U_z и U_{iz} , то должно выполняться соотношение

$$U_z (1 - |r|^2) = U_{iz} |f|^2. \quad (76)$$

Из (74) и (75) следует, что это очевидное равенство в самом деле имеет место. Закон сохранения потока можно написать в общем виде, правильном как для очень холодных нейтронов, так и для ультрахолодных. Из (72) и (73) имеем:

$$1 - |r|^2 = n'_z / |f|^2. \quad (77)$$

Умножая обе части этого равенства на U_z и принимая во внимание, что $n'_z = \frac{U_{1z}}{U_z}$, получаем формулу (76). Для ультрахолодных нейтронов $n'_z = \frac{U_{1z}'}{U_z}$ (см. (65)) и, следовательно, поток, уходящий в среду, равен $U_{1z}' / |f|^2$, т.е. скорости U_{1z}' , умноженной на плотность нейтронов у границы среды $|f|^2$, как и должно быть. Наоборот, из (76), если нормировать падающий поток к единице, т.е. разделить его на U_z , в общем виде получим (77). При этом, как и должно быть, коэффициент отражения, отнесенный на один падающий нейtron, равен $|r|^2$, а правая часть (77) дает относительную величину потока, уходящего в глубь среды. В случае ультрахолодных нейтронов он поглощается средой, и, значит, $\mu = n'/|f|^2$ дает долю нейтронов, поглощаемых на один падающий нейtron.

Для ультрахолодных нейтронов нет смысла писать приближенную формулу для r . В конечном итоге существенно малое отличие коэффициента отражения $|r|^2$ от единицы, т.е. правая часть (77), для определения которой приближенное значение непригодно. Поэтому, имеет смысл использовать уравнение (59), подставив в него n'_z из (65), а также приближенное значение $|f|^2$ из (73), (62), (63). Принимая во внимание, что для ультрахолодных нейтронов при $(U_0^2 - U_z^2)^2 \gg U_i'^2$ величина $n'_z \ll 1$, получаем:

$$|f|^2 = \frac{4 U_z^2}{U_0^2}. \quad (78)$$

Отсюда при $U_z < U_0$

$$\mu = n'/|f|^2 = \frac{U_{1z}'}{U_z} \frac{4 U_z^2}{U_0^2}. \quad (79)$$

Из (79) видно, что вероятность поглощения при отражении нейтрона определяется тремя величинами: отношением скорости потока в среде U_{1z}' к скорости падающего нейтрона U_z и $|f|^2$. Поскольку U_z можно считать заданным, то в вопросе о расхождении теоретической величины μ с экспериментом в первую очередь должны быть проанализированы возможные ошибки в расчете U_{1z}' и $|f|^2$. Пользуясь (66) и (24), уравнение (79) можно записать иначе:

$$\mu = \frac{2 U_i'^2 U_z}{U_0^2 (U_0^2 - U_z^2)} = \frac{26''}{b'} \frac{U_z}{(U_0^2 - U_z^2)^{1/2}} \frac{2 U_z}{m U_0^2} \frac{\hbar N \sigma(v) v}{(U_0^2 - U_z^2)^{1/2}}. \quad (80)$$

Формула (79) или, что то же, (80) пригодны при условии

$(U_0^2 - U_z^2) \gg U_i'^2$. Нетрудно написать величину μ для пороговой скорости $(U_0^2 - U_z^2) \ll U_i'^2$. Она равна [7,8,38]

$$\mu = \frac{2 \sqrt{U_i'}}{U_0}. \quad (81)$$

Если $U_i' \ll U_0$, то коэффициент отражения и у порога весьма близок к единице. Само собой разумеется, что, используя (56) и (72), легко рассчитать величину μ , пригодную для любого U_z в том числе и близкого к порогу. Формула довольно громоздка [3,38] и, видимо, поэтому Ф.Л. Шапиро, впервые ее получивший, не опубликовал ее, ограничившись замечанием, что ввиду малости b'' по сравнению с b' из области применимости (80) падает только узкий интервал U_z у самого порога.

Поток, идущий от поверхности среды в глубь нее, можно получить не из оптических аналогий, как это сделано здесь, а непосредственно из общих формул квантовой механики. Он, как известно, равен:

$$S = \frac{i \hbar}{2m} (\psi \frac{d\psi^*}{dz} - \psi^* \frac{d\psi}{dz}). \quad (82)$$

Используя (82), получаем для среды очевидные соотношения, совпадающие со сказанным в предшествующем тексте:

$$S = U_{1z}' \rho_1(z), \quad (83)$$

где

$$\rho_1(z) = |f|^2 |\psi|_0^2 e^{-2k_z n'' z} \quad (84)$$

плотность нейтронов на расстоянии z от границы при плотности нейтронов падающей волны $|\psi|_0$.

Для нас существенна величина затухания потока. Дифференцируя (83), имеем:

$$\frac{dS}{dz} = -2k_z n'' U_{1z}' \rho_1(z), \quad (85)$$

так как U_{1z}' пропорционально n'_z , то оно пропорционально произведению действительной и минимой частей показателя преломления $n'_z n''_z$. В данном случае, пользуясь (66) и (63) имеем:

$$\frac{ds}{dz} = -N\sigma(v)v\rho(z). \quad (86)$$

Формула (86) поясняет два свойства ультрахолодных нейтронов. Затухание их плотности с увеличением z (64) не зависит, как мы видели, от сечения увода. В отличие от этого поглощение, т.е. затухание потока пропорционально сечению увода $\sigma(v)$.

Второе обстоятельство касается закона $1/v$. Формально мы показали, что можно для ультрахолодных нейтронов применять его, считая скорость нейтрона равной $v_{1/2}$ (67). Пользуясь (81), легко дать более общую формулировку применимости закона

$1/v$. В самом деле, число нейтронов, поглощаемых ежесекундно в единице объема, равно ρ_1/T , где T – характерное время поглощения (увода) нейтронов. В случае выполнения закона $1/v T$ не зависит от скорости v и равно $T = \frac{1}{N\sigma(v)v}$. Затухание

потока, т.е. числа частиц, ежесекундно проходящих через данный объем, должно быть равно числу нейтронов, ежесекундно поглощаемых в нем.

Таким образом

$$\frac{ds}{dz} = -\frac{\rho(z)}{T} = -N\sigma(v)v\rho(z). \quad (87)$$

Закон $1/v$ в (86) будет выполнен, если положить в нем $\sigma(v)v = \text{const}$, а это означает, что характерное время увода нейтронов принимается не зависящим от скорости падающих на среду нейтронов.

Аномальное поглощение ультрахолодных нейтронов

Как уже отмечалось, время удержания ультрахолодных нейтронов оказывается меньше расчетного. Это проявляется особенно отчетливо в тех случаях, когда время удержания нейтронов должно быть велико. Отсюда создается впечатление, что имеется аномальный процесс исчезновения ультрахолодных нейтронов, в какой-то мере независимый от обычных процессов поглощения и неупругого рассеяния. Для очень холодных нейтронов такой аномалии нет. Величины сечений, измеренные для энергии, немного превышающих пороговую, согласуются с теоретически ожидаемыми [21, 36] и не объясняют аномалию для ультрахолодных нейтронов [2, 24]. Приходится допускать, что аномальное сечение увода присуще только нейtronам со скоростью, меньшей v_0 .

В лекциях на нейтронной шкале в Алуште для вероятности этого аномального эффекта была дана величина примерно $3 \cdot 10^{-4}$ на одно столкновение со стенкой [6, 38], но, возможно, она в несколько раз больше. Ясности в этом вопросе нет до сих пор и поэтому можно лишь обсуждать различные предположения. Время удержания нейтронов, как оказалось, зависит от процедуры обработки поверхности стенки сосуда, в котором они хранятся [2]. Нельзя считать исключением, что аномалия не объясняется тривиальным загрязнением поверхности поглощающими или нагревающими нейтронами примесями*. Количество таких примесей, если у них нет специфики, связанной с ультрахолодными нейтронами, должно быть значительным. Как показано, например, в [24], это могла быть водяная пленка толщиной 55 Å, что, конечно, маловероятно. Эта простейшая причина аномалии во времени удержания все же пока не может быть уверенно отброшена. Казалось бы, необходим опыт по удержанию нейтронов в сосуде со стенками, чистота и зеркальность поверхности которых, была бы доведена до экспериментально возможного предела. Возможность "загрязнения" этим с большой вероятностью была бы исключена. Даже в том случае, если это не приведет к созданию хорошей "нейтронной бутылки", таким способом можно было бы прояснить, каково влияние поверхностных свойств вещества на отражение нейтронов. В дальнейшем это могло бы оказаться полезным для изучения поверхностей нейтронами. Однако пока никому не показалось привлекательным решение такой трудоёмкой задачи с не очень достоверным ответом. Поэтому продолжает затрачиваться много усилий для теоретического объяснения аномалии в предположении, что тривиальная причина, связанная с загрязнением поверхности, несущественна. Если это так, то приходится исходить из таких допущений: 1) аномалия в удержании нейтронов не является результатом обычного механизма поглощения или неупругого рассеяния нейтронов; 2) это необычный механизм, который специфичен только для ультрахолодных нейтронов.

Тогда можно думать, что его причины связаны со следующими факторами, характерными только для ультрахолодных нейтронов: а) большой коэффициент отражения; б) процесс взаимодействия ультрахолодных нейтронов с ядрами происходит в очень тонком и при этом поверхностном слое вещества, толщиной порядка 10^{-6} см, причем плотность нейтронов не однородна, а экспоненциально затухает с глубиной; в) в любом случае должно быть су-

* Теоретический вопрос о примесях в стенках рассмотрен в работах В.К. Игнатовича и А.В. Степанова [39, 29, 40].

щественным, что скорость нейтронов в среде почти нулевая, а вне среды меньше U_0 , потому что ультрахолодный нейtron весьма чувствителен к очень малым изменениям скорости при взаимодействии с веществом. Много внимания в связи с пунктом а было удалено вопросу о том, как оказывается то, что реальная отражающая поверхность не является идеально зеркальной, а всегда имеет шероховатости. Таким образом, в действительности поверхность более развитая, чем плоская, и диффузно отраженный нейtron может сразу же встретить на своем пути выступ на поверхности. Эффект неровностей должен зависеть от соотношения между размежами неровностей и длиной волны и от того, насколько пологи их склоны. Поскольку условия задачи не однозначны, она не может иметь надежного решения. Этому вопросу посвящено, пожалуй, наибольшее число работ - А.Штаерла, В.К.Игнатовича, А.В.Степанова, В.И.Лущикова [37,40,41-45]. Как отмечает В.К.Игнатович, та же проблема возникает и при отражении света, и здесь имеется большое число работ*. С той же задачей об неидеальности поверхности автор встретился при обсуждении экспериментов по так называемому переходному излучению. Поляризация света переходного излучения, возникающего при бомбардировке электронами полированных поверхностей металлов, вопреки теории не является полной. Наиболее естественно объяснить это тем, что поверхность не является идеально гладкой. Все эти проблемы в первую очередь требуют экспериментального изучения.

Поверхность, отражающая как нейtron, так и свет не является неподвижной. По ней бегут, в частности, тепловые поверхностные волны. Теория их была дана Релеем [47] и развита для случая отражения света от жидкости Л.И.Мандельштамом в 1913 г. [48]. При этом Мандельштам указывает, что эффект не должен быть очень малым, хотя амплитуда поверхностных волн мала по сравнению с длиной волны света. При современной лазерной технике этот эффект может быть легко и надежно исследован. Литература по этому вопросу мне неизвестна.

Применительно к ультрахолодным нейтронам вопрос обсуждался Ф.Л.Шапиро, который считал (вероятно, правильно), что вклад его в нагревание нейтронов невелик. Качественно вопрос рассмотрен в моей работе 1975 г. [50]. Показано, что первый дифракционный максимум, возникающий при отражении от бегущей волны частотой $\omega \sim 10^{13}$, соответствует значительному нагреванию нейтронов. Вероятность этого процесса оценена 10^{-4} - 10^{-5} на одно

* В.К.Игнатович ссылается в связи с этим на статью в УФН А.Б.Шмелева [46].

соударение. Казалось бы, этот эффект должен быть чувствителен к температуре стенок. Однако, по предварительным данным, на время удара ультрахолодных нейтронов изменение температуры в широких пределах не влияет. Во всяком случае такой эффект специфичен для ультрахолодных нейтронов, поскольку только они хорошо отражаются, и заведомо существенное приводит к их нагреву. Поэтому он должен быть рассмотрен более детально, так же как и другие виды колебаний стенки, связанные с акустическими волнами.

Говоря о пункте б - о поведении быстро затухающей волны в поверхностном слое вещества, мы также встречаемся с рядом вопросов, которые далеко не ясны. Понятие показателя преломления имеет простой физический смысл для однородной среды. В действительности же нас интересует поведение волны на границе вакуума и среды. Сшивая решение для поведения волны в двух однородных средах, мы не можем быть уверены, что не допускаем малой ошибки для поведения волны в переходном слое. Дело усложняется тем, что физические и химические свойства поверхностного слоя всегда несколько иные, чем для толши вещества. Хорошо известно, например, что достаточно нанести царапину на поверхностный слой стекла, чтобы оно легко раскололось. Это не имеет отношения к тем "загрязнениям" поверхности, которые рассматривались в начале этого раздела. Это - оптика поверхностного слоя, изучения которой нейtron несомненно очень чувствителен.

При этом не надо забывать сказанное в пункте в. Неупругие процессы, при которых передается энергия порядка 10^{-7} эВ, приводят к аномальному поглощению ультрахолодных нейтронов, но даже для очень холодных нейтронов оно будет незаметным, тем более что для них нельзя заметить, если при отражении происходит сдвиг энергии нейтрона, например на 10^{-8} эВ. При многих соударениях ультрахолодные нейтроны нагреваются выше пороговой энергии. Нет сомнения, что в какой-то степени рассеяние ультрахолодных нейтронов является квазиупругим, и вопрос состоит только в том, какой сдвиг энергии происходит. Надо учитывать, что рассеивающее ядро находится в поле нейтронов неоднородной плотности и, следовательно, не происходит точное усреднение фазы рассеяния по координатам ядра. И квазиупругость рассеяния, и роль неоднородности нейтронного поля обсуждались еще в Алуште [5,38], но ясности в этом вопросе нет. Вполне естественно, что экспериментаторы за это время пытались выяснить, какие передачи энергии происходят при отражении нейтрона. Для этого необходимо исследовать изменение спектра монозергетических нейтронов с $\Delta U \sim 10^{-8}$ эВ или менее. Такие опыты очень трудны и неудивительно, что достоверного ответа они пока не дали. Имеются косвенные данные, которые, по крайней мере, на первый взгляд пред-

ставляются противоречивыми. В самом деле, опыты по хранению нейтронов в ловушках, поднятых на разные высоты, показывает, что при уменьшении их скорости вероятность исчезновения, отнесенная на одно соударение, уменьшается примерно так же, как скорость [2]. Кривая спада плотности таких нейтронов прослеживается несколько сот секунд и остается в пределах ошибок экспоненциальной. Это говорит в пользу того, что медленный ультрахолодный нейtron остается длительное время медленным и увеличение разброса скорости происходит медленно.

Исчезновение нейтронов поэтому должно быть связано с их поглощением или с нагреванием, при котором скорость возрастает на величину порядка v_0 или сколь угодно большую. Как было показано в предыдущем разделе, поглощение ультрахолодных нейтронов пропорционально их потоку, т.е. произведению скорости v_{12}' на плотность ρ . При этом плотность, если нормировать ее на один падающий нейtron, пропорциональна $\frac{1}{v_{12}'} \sim \frac{v_x}{v_0^2}$, т.е. поглощение, в том числе и аномальное, пропорционально плотности ультрахолодных нейтронов. Это делает вероятным, что именно $v_{12}' = n' v_x$, которое и содержит все виды сечений увода нейтронов, должно быть аномально велико. Такую стройную картину, однако, трудно согласовать с результатами удержания нейтронов в ловушке, наполненной нормальным спектром ультрахолодных нейтронов. Если перемешивание скорости не происходит, то кривая спада плотности со временем не должна быть экспоненциальной. Сначала исчезнут сравнительно быстрые нейтроны, хотя бы потому, что число соударений их о стенку велико, а затем все более и более медленные. Кривая убыли нейтронного газа не должна быть экспоненциальной. Декремент затухания должен уменьшаться со временем. По-видимому, этого не происходит. Возможно, здесь нет противоречия и быть может можно согласовать все эти эксперименты, если допустить, что имеются и малые, и большие передачи энергии. Видимо, требуется более тщательный анализ результатов опытов, а главное — экспериментальные кривые спада нейтронного газа в ловушке, прослеженные достаточно точно за максимально возможное время.

Причины аномалии в хранении ультрахолодных нейтронов, а тем более ее механизм пока не ясны. Более того, как уже отмечалось, не исключена тривиальная причина, связанная с загрязнением стекол.

Независимо от причин можно описать ее феноменологически [5, 38], допустив, что по крайней мере в поверхностном слое следует ввести некоторое эффективное поле C_1 , мнимая компонента которого C_1'' существенна только для ультрахолодных нейтронов (см. [64]). Этот эффект равносителен некоторому дополнительному

сечению увода b_a ультрахолодных нейтронов. Поскольку сечение b входит в ϵ'' и b'' в виде произведения $b(v)U$, то из соображений размерности можно предположить, что b_a входит в виде $b_a \sqrt{v_0^2 - v_x^2}$ и тем самым его вклад исчезает при $v_x = v_0$ ^{*}. Величина плотности и декремент ее затухания с глубиной при этом не изменяются, но скорость потока v_x' возрастает. Увеличение поглощения $\Delta\mu$ составляет при этом:

$$\Delta\mu = \frac{2v_x}{mv_0^2} \hbar N b_a . \quad (88)$$

Каковы причины появления b_a можно только гадать. Обращает на себя внимание то, что в веществе только компонента скорости нейтрона v_x обращается в нуль (или практически в нуль). Движение же нейтрона вдоль поверхности v_y остается неизменным. Если потенциал поля, в котором движется нейtron, у разных частей поверхности не вполне однороден, то это вызовет изменение v_{12}' и приведет к дополнительному поглощению.

Несколько я понимаю, качественно в этом смысле попыток объяснения аномалии в работах В.К.Игнатовича и А.В.Степанова [29, 50].

В заключение хотелось бы отметить, что, как мне кажется, после первых и значительных успехов в физике ультрахолодных нейтронов дальнейшее продвижение могут обеспечить только длительные и трудоемкие эксперименты.

* Предположение, что $b = \text{const}$, не обязательно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лущиков В.И. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-4127. Дубна, 1968; "Письма в ж. эксперим. и теор. физ.", 1969, т. 9, с. 23.
2. Шапиро Ф.Л. Доклад на Международной конференции. Исследование структуры ядер нейtronами. Будапешт, 1972. Препринт ОИЯИ, РЗ-7135. Дубна, 1973.
3. Грошев Л.В. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-7282. Дубна, 1973.
4. Ахметов Е.З. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-8470. Дубна, 1974.
5. Франк И.М. Материалы II школы по нейтронной физике в Алуште. Дубна, 1974.
6. Франк И.М. Препринт ОИЯИ, РЗ-7809. Дубна, 1974.
7. Ферми Энрико. Научные труды. Т. II. М., "Наука", 1972; Франк И.М. "Природа", 1972, №9, с. 24.
8. Франк И.М. Выступление на Международной конференции по изучению структуры ядра нейtronами. Будапешт, 1972.
9. Шапиро Ф.Л. "Усп. физ. наук", 1968, т. 95, с. 145.
10. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. М., Атомиздат, 1976.
11. Зельдович Я.Б. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1959, т. 36, с. 1952.
12. Владимирский В.В. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1960, т. 99, с. 1062.
13. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М., "Наука", 1965.
14. Foldy L. *Preludes in theoretical physics*. Ed. SÅ de Shalit, H. Feshbach, L. van Hove, North Holland, 1966.
15. Берчану И., Игнатович В.К. Препринт ОИЯИ, Р-7331. Дубна, 1973; "Vacuum", 1973, V. 23, p. 441.
16. Косвинцев Ю.А. и др. Препринт Научно-исследовательского института атомных реакторов им. Ленина, П-268. Дмитровград, 1976.
17. Голиков В.В., Лущиков В.И., Шапиро Ф.Л. Препринт ОИЯИ, РЗ-6556. Дубна, 1972.
18. Егоров А.И. и др. "Ядерная физика", 1974, т. 19, с. 300.
19. Комиццев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И. "Письма в Ж.эксперим. и теор. физ.", 1976, т. 23, №2, с. 135.
20. Грошев Л.В. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392. Дубна, 1972.
21. Steyerl A. "Z.Physik", 1972, V. 252, p. 371.
22. Tzüstedt W.D., Steyerl A., Koesterl. FRM, 1970.
23. Steyerl A., Tzüstedt W.D. "Z.Physik", 1974, V. 267, p. 379.
24. Грошев Л.В. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-9534. Дубна, 1976.
25. Ферми Энрико. Научные труды. Т. 1. Серия классики науки. М., "Наука", 1971.
26. Мандельштам Л.И. К теории дисперсии. Полное собрание трудов. Т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1948.
27. Барышевский В.Г., Любощиц В.Л., Подгорецкий М.И. Препринт ОИЯИ, Р-2111. Дубна, 1965.
28. Игнатович В.К. Препринт ОИЯИ, Р4-6553. Дубна, 1972.
29. Степанов А.В. Препринт ИЯИ ПОО04. М., 1975.
30. Foldy L.I. "Phys. Rev.", 1945, V67, p. 107.
31. Lax M. "Rev. of Mod. Phys.", 1951, V. 23, p. 287; "Phys. Rev.", 1952, V. 85, p. 621.
32. Каган Ю., Афанасьев А.М. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1965, т. 49, с. 1804.
33. Любощиц В.Л. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1967, т. 52, с. 926.
34. Ekstein H. "Phys. Rev.", 1951, V. 83, p. 72; 1953, V. 89, с. 990.
35. Борн Макс. Оптика ОНТИ. Харьков, 1937; Born M., Wolf E. *Principles of Optics* Pergamon Press, 1965; Основы оптики, М., "Наука", 1970.
36. Steyerl A. Dissertation. Techische Universität, München, 1971; Steyerl A., Vonach H. "Z.Physik", 1972, V. 250, p. 166.
37. Steyerl A. "Physik Z", 1972, V. 250, p. 166.
38. Франк И.М. Препринт ОИЯИ, РЗ-7810. Дубна, 1974.
39. Игнатович В.К. Сообщение ОИЯИ, РИ-7832. Дубна, 1974.
40. Игнатович В.К., Стрелков А.В. Препринт ОИЯИ, Р4-7832. Дубна, 1974.
41. Игнатович В.К. Сообщение ОИЯИ, Р4-7055. Дубна, 1973.
42. Степанов А.В., Шелагин А.В. Краткие сообщения по физике. М., ФИАН, 1974, №1, с. 12.
43. Степанов А.В. "ТМФ", 1975, т. 22, №3, с. 425.
44. Игнатович В.К., Лущиков В.И. Собрание ОИЯИ, РЗ-87095. Дубна, 1975.

45. Игнатович В.К. Сообщение ОИЯИ, Р4-9007. Дубна, 1975.
46. Шмелев А.Б. "Усп. физ. наук", 1972, т. 106, с. 459.
47. Lord Rayleigh. "Scientific Papers", v. 5, p. 398.
48. Мандельштам Л.И. Полное собрание трудов. Т. 1. М., Изд-во АН СССР, 1948, с. 250.
49. Франк И.М. Сообщение ОИЯИ, Р4-8851. Дубна, 1975.
50. Игнатович В.К. Препринт ОИЯИ, Р4-8687. Дубна, 1975.

РАССЕЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Введение

Широкое распространение и плодотворность экспериментальных исследований в области физики конденсированного состояния вещества с помощью рассеяния тепловых нейтронов обусловлены в основном совокупностью тех уникальных свойств, которыми обладает нейtron: 1) длина волны нейтронов сравнима с характерным межатомным расстоянием, 2) энергия тепловых нейтронов сравнима с энергией тепловых возбуждений вещества, 3) нейtron - нейтральная частица, 4) нейtron обладает магнитным моментом. Все это открывает большие возможности для изучения как основного, так и возбужденного состояний кристаллической и магнитной решеток вещества.

Исследование интерференционных эффектов, имеющих место при упругом рассеянии нейтронов, позволяет получать информацию о пространственном распределении атомов в кристаллической решетке. В этом отношении дифракция нейтронов является не просто дополнением классической дифракции рентгеновских лучей. Применение дифракции нейтронов позволяет получить информацию о структуре таких веществ, изучение которых затруднено или принципиально не доступно для рентгеновских лучей. Трудно переоценить роль нейтроноструктурных исследований при изучении двухкомпонентных систем, состоящих из атомов с близкими и резко различающимися значениями χ , а особенно магнитных структур. Несомненно, значительную роль призваны сыграть нейтронные исследования при изучении структуры сложных молекулярных систем таких, как, например, биологические объекты и т.п.

Кроме того, сравнимость длины волны тепловых нейтронов с характерными межатомными расстояниями открывает возможность и для проведения целого ряда других специфических исследований,

Энергия тепловых нейтронов (~ 300 К) сравнима с энергией тепловых возбуждений вещества ($\theta_D = 100 + 500$ К; $T_k = 300 + 1000$ К). Это открывает уникальную возможность для получения информации о возбужденном состоянии вещества при изуче-

нии неупругого рассеяния нейтронов. Электрическая нейтральность нейтрона обеспечивает большую глубину проникновения $\ell_s \sim 1/\Sigma$ (для большинства веществ $\Sigma \sim 0,2 \pm 0,4$), что позволяет получать информацию об объемных эффектах, не искаженных влиянием различного рода поверхностных явлений.

Вследствие наличия магнитного момента у нейтрона методы рассеяния нейтронов являются пока единственным источником прямой и, следовательно, достоверной информации о магнитной структуре вещества и спектре возбуждения магнитной подрешетки.

Сейчас трудно найти такой раздел физики твердого тела, успешное развитие которого в той или иной степени не было бы связано с результатами исследований, выполненных с помощью рассеяния нейтронов.

Рассмотрим наиболее характерные данные, полученные с помощью изучения неупругого рассеяния нейтронов, поскольку именно эти исследования продемонстрировали наиболее ярко те возможности и преимущества, которыми обладают нейтронные методы по сравнению с другими. Действительно, все попытки получения достоверной информации о спектре возбуждения вещества на основании экспериментально полученных величин (теплоемкость и др.), определяемых интегралами по спектру, неизбежно сводятся к решению интегрального уравнения второго рода. Как было показано И. М. Лифшицем, для бозе-систем это решение является неустойчивым, особенно, если учитывать точность экспериментальных данных. И поэтому естественно, что до настоящего времени ни для одного вещества не восстановлена функция распределения частот из измерений температурной зависимости теплоемкости, фактора Дебая-Ванлера или вероятности эффекта Мессбауэра.

Некоторую информацию о фононном спектре возбуждения кристалла можно получить из измерений диффузионного рассеяния рентгеновских лучей, однако точность этой информации незначительна, так как в процессе обработки экспериментальных данных приходится вводить вычисляемые поправки, неопределенность которых сравнима или даже превосходит энергию фона.

Ограниченнность возможностей оптической спектроскопии в исследовании фононов очевидна. Оптике доступна малая область пространства импульсов фононов $k \sim 2\pi/\lambda$; практически это означает, что при использовании видимой или инфракрасной спектроскопии $k \approx 0$.

В последнее время начала использоваться тунNELьная спектроскопия на сверхпроводниках, но в этих экспериментах, ограниченных сверхпроводящими веществами, получаются сведения не о функции $g(\omega)$, а о произведении $g(\omega)$ на величину $d^2(\omega)$ — квадрат матричного элемента электрон-фононного взаимодействия.

Только применение методов исследования, основанных на изучении рассеяния нейтронов, открыло возможность для получения наиболее полной и наиболее достоверной информации о спектрах возбуждения вещества.

Измеряемое экспериментально дважды дифференциальное сечение рассеяния нейтронов в общем виде для одноатомного кристалла записывается как

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega dE} = \frac{k'}{k_0 \hbar} \left\{ a^2 S_H(\vec{x}, \omega) + b^2 S_K(\vec{x}, \omega) \right\},$$

где $S_H(\vec{x}, \omega)$ и $S_K(\vec{x}, \omega)$ - фурье-преобразование коррелятивных функций

$$S_H(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int \exp i(\vec{x}\vec{r} - \omega t) G_s(\vec{r}, t) d\vec{r} dt,$$

$$S_K(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int \exp i(\vec{x}\vec{r} - \omega t) G(\vec{r}, t) d\vec{r} dt.$$

Вся информация об исследуемом веществе заключена в так называемой функции рассеяния $S(\vec{x}, \omega)$, которая входит во все задачи рассеяния в кристалле. Таким образом, изучение возбужденного состояния вещества сводится или к непосредственному определению $S(\vec{x}, \omega)$ из экспериментальных данных (обратная задача), или к модельным расчетам $S(\vec{x}, \omega)$ и сравнению их результатов с экспериментом (прямая задача). В случае некогерентного рассеяния нейтронов на кристаллах с решеткой Бравэ функция рассеяния линейно связана с функцией плотности колебательных состояний $g(\omega)$ и возможно строгое решение обратной задачи.

Знание $g(\omega)$ необходимо для описания интегральных по фоновому спектру характеристик, например, температурной зависимости теплоемкости, фактора Дебая-Валлера, вероятности эффекта Мессбауэра, температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

В случае многоатомных решеток функция рассеяния определяется также функцией $g(\omega)$, но взвешенной по энергетической зависимости векторов поляризации. Для извлечения $g(\omega)$ необходимо знание энергетической зависимости векторов поляризации, которая в принципе может быть получена или в независимых экспериментальных измерениях, или расчетным путем в модельных предположениях.

В природе имеется только один элемент, обладающий практически полностью некогерентным рассеянием ($\frac{\sigma_n}{\sigma} \approx 100$) и кристаллизующийся в решетку Бравэ (ОЦК) - это ванадий. Подбором различных изотопов одного и того же элемента или даже различных элементов, обладающих разным знаком амплитуд когерентного рассеяния, можно искусственно создать систему, обладающую

полностью некогерентным рассеянием. В этом случае возможно также строгое проведение решения обратной задачи для получения функции $g(\omega)$. Эта возможность была продемонстрирована на сплавах изотопов никеля и сплаве $Ti-Zr$. Однако таких возможностей для создания искусственных некогерентно рассеивающих систем не так много.

Для элементов, обладающих как некогерентным, так и когерентным рассеянием, также в принципе возможно получение информации о $g(\omega)$ непосредственно из экспериментальных данных. Однако используемые при этом методы или трудно экспериментально осуществимы [1], или получаемая с их помощью информация обладает большой погрешностью [2].

В случае изучения когерентно рассеивающих элементов имеется возможность получения информации о дисперсионных соотношениях для элементарных возбуждений кристаллической решетки. Информация такого типа необходима для описания кинетических свойств вещества, например теплопроводности, электропроводности и т.д. Из измерений дисперсионных соотношений можно получить сведения о $g(\omega)$. При этом необходимо проведение измерений во многих направлениях симметрии кристаллической решетки. Однако, используя модельные расчеты, можно найти $g(\omega)$ только из измерений дисперсионных соотношений в направлениях главной симметрии.

Таким образом, при изучении неупругого рассеяния нейтронов веществом открывается возможность для получения информации о фоновой системе возбуждений и о взаимодействиях фонаров с другими видами элементарных возбуждений.

Проведение экспериментов по изучению рассеяния нейтронов сводится к следующему:

1) формированию пучка монохроматических нейтронов определенной энергии, падающих на исследуемое вещество;

2) измерению энергетического и углового распределений нейтронов, испытавших рассеяние при взаимодействии с веществом.

К настоящему времени в соответствии с характером получаемой из экспериментальных исследований первичной информации о спектре возбуждения кристаллической решетки — $g(\omega)$ или $\omega(\vec{q})$ — получили развитие два экспериментальных метода.

Для получения информации о функции $g(\omega)$ наибольшее распространение имеют исследования, основанные на применении метода времени пролета. Необходимый для этих исследований пульсирующий во времени пучок нейтронов формируется с помощью специальных устройств прерывателей — монохроматоров, в случае использования в качестве источника нейтронов стационарных реакторов, или же самим источником при использовании импульсных источников (импульсный реактор, линейный ускоритель и т.п.). От-

сутствие импульсной зависимости в $g(\omega)$, а отсюда исключение необходимости в жесткой коллимации нейтронных пучков, обеспечивают высокую светосильность такого типа установок. Для получения же информации о дисперсионных соотношениях $\omega(\vec{q})$ наибольшее развитие получили методы, основанные на дифракции нейтронов от стационарных монокристаллов.

Конечно, каждый из этих методов позволяет получить информацию о функции $g(\omega)$, и о дисперсионных соотношениях $\omega(\vec{q})$. Однако способ получения такой информации не всегда будет оптимальным с точки зрения проведения измерений.

Для иллюстрации рассмотрим два типа нейтронных спектрометров, работающих в настоящее время на реакторе ИРТ-М в ИАЭ им. И.В.Курчатова.

Первый спектрометр представляет собой время — пролетный спектрометр холодных нейтронов [3] (рис. 1). Энергия падающих на образец нейтронов составляет $5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Размытие спектральной линии этих нейтронов, определяемое как ширина на ее полувысоте, составляет $5 \cdot 10^{-4}$ эВ. Монохроматизация падающих нейтронов обеспечивается с помощью комбинации поликристаллического Ве-фильтра и механического прерывателя — монохроматора с параболической формой щели. Таким образом, на образец падает прерывистый пучок нейтронов с длительностью импульса 16 м/с и частотой посылок около 200 Гц. Энергетический анализ рассеянных образцом нейтронов осуществляется по времени пролета этими нейтронами расстояния от образца до детектора, которое составляет около 4,5 м. Анализ проводится одновременно шестью детекторами, установленными под углами рассеяния — 15°, 30°, 45°, 60°, 75° и 90° по отношению к оси падающего пучка нейтронов. Получаемая информация с детекторов регистрируется в памяти многоканального анализатора АИ-4096, а затем непосредственно передается на ЭВМ ЕС-1010 для дальнейшей ее обработки.

Конструкция камеры образца позволяет работать в широком интервале температур от гелиевых до 700 К.

Содержание холодных нейтронов с $E \leq 5 \cdot 10^{-3}$ эВ в исходном спектре, определяемом температурой активной зоны реактора, относительно невелико и составляет, как правило, всего несколько процентов. Если учесть потери интенсивности нейтронов, которые имеют место в процессе формирования пульсирующего пучка монохроматических нейтронов ($\sim 10^{-3}$), рассеяния на образце ($\sim 10^{-1}$) и за счет фактора $1/L^2$ на пути от образца до детектора ($\sim 10^{-2}$), то следует, что время-пролетный спектрометр обладает относительно невысокой светосильной. В связи с этим, для увеличения содержания холодных нейтронов в спектральном распределении падающих на образец нейтронов в спектрометре использо-

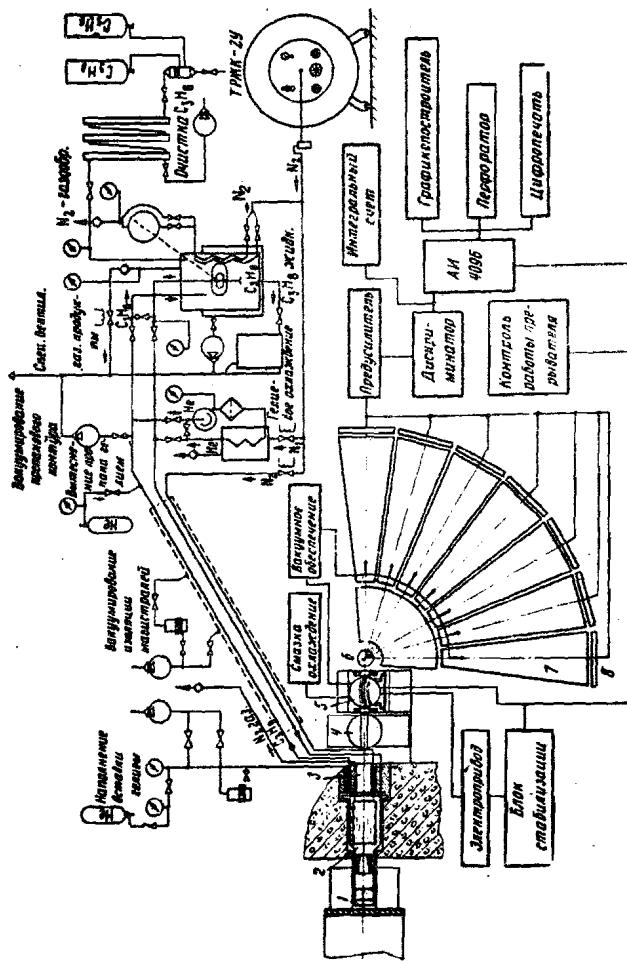


Рис. 1. Принципиальная схема время-пролетного спектрометра.

ван криогенный источник холодных нейтронов. Непосредственным генератором холодных нейтронов в этом источнике является жидкий пропан, охлажденный до температуры около 90 К. За счет смешения спектрального распределения в область более низких температур в процессе термализации в охлажденном жидким пропане наблюдается увеличение относительного содержания нейтронов с $E \leq 5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Для нейтронов с $E \approx 5 \cdot 10^{-3}$ эВ это увеличение достигает четырех и становится несколько больше для более медленных нейтронов. Однако при этом необходимо иметь в виду, что применение источника холодных нейтронов привело не только к увеличению их потока, но и существенно улучшило соотношение эффект/фон, что значительно расширило экспериментальные возможности спектрометра.

На рис. 2 показана зависимость выигрыша в интенсивности холодных нейтронов от их длины волны за счет введения холодного пропана в канал реактора ИРТ. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для жидкокислородного источника, установленного на реакторе DDO в Харвилле.

Представляет несомненный интерес сравнить основные параметры данного спектрометра и установок аналогичного типа в других атомных центрах, в том числе и ведущих зарубежных (табл. 1). Из таблицы следует, что время-пролетный спектрометр холодных нейтронов, работающий в настоящее время на реакторе ИРТ в ИАЭ им. И. В. Курчатова, является одним из лучших среди установок такого типа.

Таблица 1
Параметры спектрометров

Параметры	Спектрометры				
	Харвилл (Англия)	БНЛ (США)	Испра (Италия)	Студевик (Швеция)	ИАЭ им. Курчатова
E_0 , эВ	0,005	0,005	0,005	0,005	0,005
$E_0/E_0\%$	10	12,5	31	15	10
\bar{J} , н/мин	$2,4 \cdot 10^6$	$4,8 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^7$	$4,8 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^8$
\bar{J} , н/см ² мин	$1,9 \cdot 10^5$	$7,7 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$	$5,8 \cdot 10^6$
Эффект/фон	-	-	11	30	280

E_0 – энергия падающих нейтронов; E_0/E_0 – ширина спектральной линии; \bar{J} – интенсивность монохроматических нейтронов, падающих на образец; эффект/фон – отношение интенсивности упруго рассеянных на ванадии нейтронов к фону.

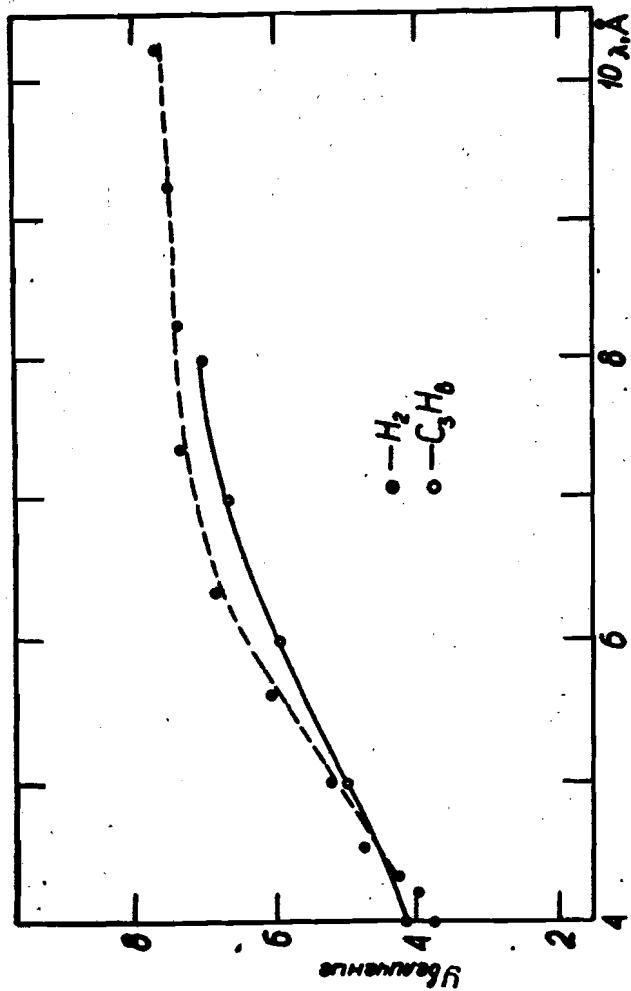


Рис. 2. Выигрыши в интенсивности холдных нейтронов.

Второй нейтронный спектрометр, установленный на реакторе ИРТ в ИАЭ им. И.В.Курчатова и используемый для исследований в области физики твердого тела – это трехосный нейтронный кристаллический спектрометр [4]. Принципиальная схема спектрометра изображена на рис. 3. В этом случае монохроматизация падающих на образец нейтронов обеспечивается за счет когерентного упругого отражения от монокристалла – монохроматора. Пучок монохроматических нейтронов направляется далее на образец, установленный под углом Ψ к оси падающего пучка. Энергетический анализ рассеянных образцом нейтронов осуществляется поочередно под различными углами кристалл-анализатором. При изменении любых трех параметров из четырех независимых переменных θ_M , θ_A , Ψ , φ можно осуществить любую заданную траекторию в обратном пространстве.

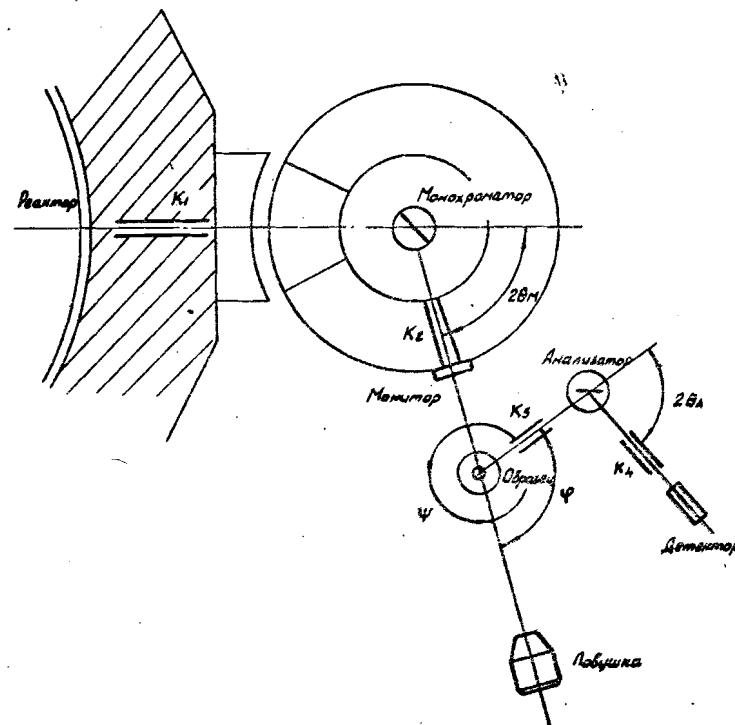


Рис. 3. Схема трехосного кристаллического нейтронного спектрометра.

Все управление спектрометром и регистрация результатов измерений осуществляется специальным управляющим автоматом, разработанным и изготовленным в Центральном институте физических исследований (ВНР, г. Будапешт). Автомат допускает измерения в автоматическом, полуавтоматическом и ручном режимах.

Спектрометр обладает высокой точностью при угловых перемещениях всех его осей. Погрешность в дистанционном определении угловых положений всех его элементов в пределах одной минуты. Спектрометр обладает достаточной жесткостью несущих элементов, что позволяет устанавливать дополнительные экспериментальные устройства (печь, криостат, магнит) на все его оси, оснащен температурными приставками, позволяющими работать в интервале температур от гелиевых до 1500 К. Кроме того, имеется сверхпроводящий магнит с полем ~ 30 кэВ в зазоре объемом ~ 100 см³.

Таким образом, представленный трехосный спектрометр обладает широкими возможностями для проведения исследований в области физики твердого тела с помощью методов рассеяния нейтронов.

Нейтронный кристаллический спектрометр по точности и интервалу доступных измерений значений Q и ω аналогичен спектрометрам, используемым в настоящее время в ведущих зарубежных атомных центрах. Однако светосила его определяется, в основном, используемым источником нейтронов — реактором ИРТ. При мощности реактора 6 мВт и медном кристалле — монохроматоре, поток монохроматических нейтронов на образце составляет $\sim 10^9$ н/см²/с.

Приведенные спектрометры представляют собой примеры двух типов установок, построенных по классической схеме. Наряду с этим имеется еще целый ряд разновидностей нейтронных спектрометров, но все они основаны на использовании техники времени пролета или дифракции нейтронов, или того и другого одновременно.

В последнее время все большее развитие получают время-пролетные спектрометры, созданные на основе импульсных источников нейтронов. Это обусловлено, тем, что максимально доступный практически поток тепловых нейтронов на стационарных источниках ограничен величиной $\sim 10^{16}$ н/см²/с, что соответствует тепловой мощности его в несколько сот мВт. Учитывая коэффициент скважности прерывающих устройств ($\sim 10^{-3}$), такой стационарный источник эквивалентен импульсному со средней тепловой мощностью всего в несколько мВт. Отсюда импульсные источники по средней тепловой мощности находятся еще далеко от того предела, который уже достигнут для стационарных. Необходимо иметь в виду, что применение такого типа источников накладывает существенные ограничения на выбор методов экспериментального исследования с помощью нейтронов.

Перейдем теперь к рассмотрению наиболее характерных результатов, полученных при изучении возбужденного состояния вещества с помощью неупругого рассеяния нейтронов.

Рассеяние на металлах и сплавах

Наиболее широко метод неупругого рассеяния нейтронов был использован для изучения дисперсионных соотношений металлов.

Однако уже первые попытки теоретического анализа экспериментальных данных для такого простейшего металла как алюминий в рамках модельных рассмотрений Борна-Кармана привели к неожиданным результатам. Для удовлетворительного описания полученных данных потребовался учет межатомного взаимодействия вплоть до седьмой координационной сферы.

Вследствие эффекта экранирования межионного взаимодействия электронами следовало ожидать быстрого затухания этого взаимодействия, т.е. оно должно быть короткодействующим.

Анализ полученных данных о дисперсионных соотношениях металлов показал, что характер межионного взаимодействия в значительной степени определяется влиянием электронов. Однако учет этого влияния не может быть осуществлен в рамках традиционных динамических схем типа схемы Борна-Кармана.

На первом этапе во всех работах косвенное взаимодействие между ионами через электроны учитывалось во втором порядке теории возмущения по электронному потенциалу, что приводило к появлению парного межионного взаимодействия центрального типа. Однако при таком подходе не всегда удавалось получить удовлетворительное объяснение экспериментальных данных по дисперсионным соотношениям для металлов.

Наибольший успех в понимании динамики непереходных металлов был связан с работами Е.Г.Бровмана и Ю.М.Кагана [5]. Ими впервые было проведено последовательное рассмотрение задачи о формировании фононного спектра в металлах, основанное на регулярном разложении адиабатической электронной энергии в ряд по степеням электрон-ионного псевдопотенциала. При этом оказалось, что в электрон-ионной плазме металла наряду с обычным парным взаимодействием существует межионное взаимодействие через электроны непарного типа. Физически такое взаимодействие связано с рассеянием электронов одновременно на трех или более ионах металла.

Вклад непарных взаимодействий пропорционален U_k / ϵ_p , где U_k — фурье-компоненты в точках вектора обратной решетки (на языке локального потенциала).

Как правило, этот вклад для простых металлов невелик. Однако положение существенно меняется, когда мы переходим к металлам более сложной структуры, например, обладающим двумя атомами в элементарной ячейке. В связи с этим для проверки корректности теоретических положений представляли большой интерес получение информации и проведение анализа формирования фононного спектра на примере целой группы металлов со сложной структурой и разными значениями характерных параметров ν_k / ϵ_F . Наиболее удобной для этого оказалась группа гексагональных непереходных металлов, состоящая из Be , Mg , Zn , Cd . Теоретически было показано, что значения ν_k / ϵ_F для существенных векторов обратной решетки сильно меняются при переходе от металла к металлу, что приводит к резко различной роли непарного взаимодействия.

До последнего времени с помощью метода неупругого рассеяния нейтронов была получена информация о дисперсионных соотношениях только первых трех представителей этой группы металлов — Be , Mg , Zn [6].

Значительный интерес представляет четвертый член этой группы — Cd , поскольку он обладает самой сложной структурой иона и кристаллизуется в решетку с максимальной анизотропией $c/a = 1,883$. Но, несмотря на такой интерес к информации о фононном спектре Cd , до последнего времени измерения с помощью нейтронов не были выполнены из-за аномально большого сечения поглощения медленных нейтронов ($\bar{\sigma}_S / \bar{\sigma}_a \approx 10^{-4}$).

Выполненные в работе [7] измерения дисперсионных соотношений в Cd с помощью диффузионного рассеяния рентгеновских лучей не являются достаточно точными и полными из-за ограниченности использованного метода.

Наиболее полные исследования дисперсионных соотношений для всех направлений высокой симметрии металлического кадмия были выполнены в ИАЭ им. И.В.Курчатова [8]. Измерения выполнены на монокристалле, приготовленном из слабопоглощающего изотопа Cd^{110} .

Все измерения дисперсионных соотношений проведены на трехосном спектрометре. Измерения проводили по методу постоянной передачи импульса Q при нескольких фиксированных значениях длины волн падающих нейtronов.

Данные получены для направлений Δ , Σ , T и T' при комнатной температуре. Результаты измерений показаны на рис. 4.

Сравнение полученных результатов для Cd с выписанными ранее дисперсионными соотношениями для других гексагональных непереходных металлов целесообразно проводить в масштабе ионной плазменной частоты $\omega_0^2 = 4\pi^2 e^2 / M\Omega_0$.

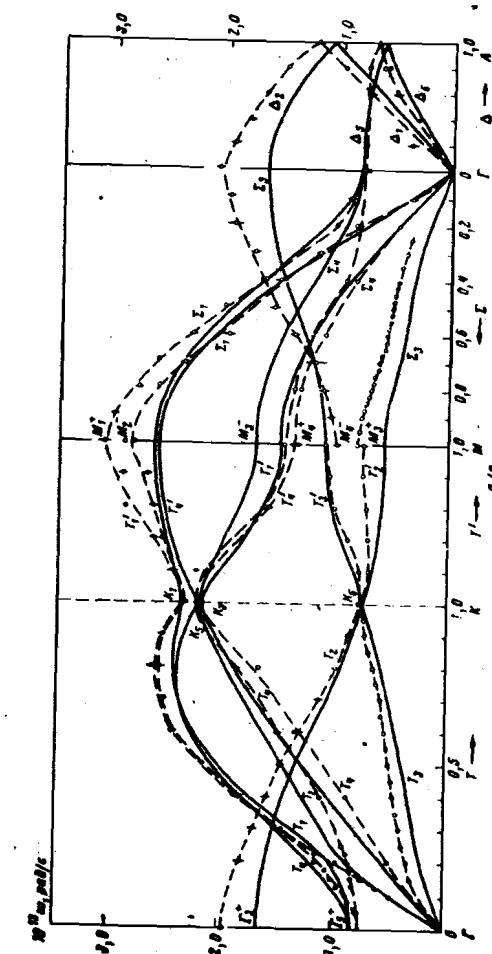


Рис. 4. Дисперсионные кривые для Cd
— эксперимент, — расчет.

В этом случае исключается зависимость частоты от массы атома M и объема элементарной ячейки Ω_0 .

Относительные значения частот ω/ω_0 для наиболее характерных точек спектра в центре и на границе зоны Бриллюэна приведены в табл. 2. Спектр для Cd в масштабе плазменных ионов частот оказывается очень близким к спектру Zn и существенно отличается от спектра для Mg .

При рассмотрении граничных частот особого внимания заслуживает точка K . Это связано с тем, что в работе [6], посвященной рассмотрению динамики Zn , который является структурным гомологом Cd , было показано, что характер расщепления ветвей T_1 и T_4 в этой точке определяется величиной матричного элемента, который ответствен за непарный характер межатомного взаимодействия. Если матричный элемент равен нулю, точка двойного вырождения K_5 должна располагаться посередине между точками K_1 и K_5 , а при отличии его от нуля симметрия в положении K_5 будет нарушена.

Полученные экспериментальные данные для всех гексагональных металлов Be , Mg , Zn , Cd указывают на то, что во всех этих металлах точка K_5 расположена несимметрично, т.е. имеет место непарный характер взаимодействия. Определение величины непарного взаимодействия требует проведения более подробных и точных измерений дисперсионных кривых в точке K . Такие измерения к настоящему времени наиболее подробно выполнены только для Be .

Несомненный интерес представляет сравнение полученных экспериментальных данных для дисперсионных соотношений и результатов расчетов, основанных на современной теории непереходных металлов. В использованной схеме расчета при разложении энергии электрон-ионного взаимодействия по степеням псевдопотенциала учитывались члены до третьего порядка включительно. Это соответствует учету непарного ионного взаимодействия ковалентного типа, которое может быть особенно существенно в анизотропной структуре. В качестве потенциала электрон-ионного взаимодействия использовался локальный модельный потенциал Абаренков-Хейне, параметры которого варьировались до получения наилучшего, в среднем по спектру совпадения с экспериментом. Приведенный спектр соответствует значению параметров $q_0 = 1,6 K_F$ и $r_0 = 0,8 \text{ \AA}$. Расчет правильно воспроизводит основные черты кривых для Cd , однако с существенно меньшей точностью, чем это было в случае Mg . Вероятно, что для улучшения согласия теоретических расчетов с данными экспериментальных измерений в Cd необходимо введение нелокальной формы псевдопотенциала, которая учитывала бы особенность его электронного спектра, связанную с близостью заполненной d -зоны ко дну зоны проводимости.

Таблица 2

Сравнение частот фононов в симметричных точках зоны Бриллюэна, выраженных в единицах ионной плазменной частоты

	$\frac{\omega}{\omega_0}$	Γ_3^+	Γ_5^+	K_6	K_3	K_5	K_1	M_3^+	M_4^-	M_4^+	M_3^-	M_2^-	M_1^+
Mg	11,166	0,408	0,208	0,281	0,316	0,332	0,366	0,233	0,346	0,205	0,308	0,377	0,394
Zn	8,376	0,343	0,172	0,134	0,367	0,378	0,416	0,151	0,202	0,264	0,279	0,458	0,483
Cd	5,362	0,377	0,144	0,144	0,410	0,438	0,447	0,147	0,201	0,254	0,263	0,537	0,576

Таким образом, экспериментальные данные по дисперсионным соотношениям для всех четырех представителей группы гексагональных непереходных металлов - *Be*, *Mg*, *Zn*, *Cd*, полученные с помощью метода рассеяния нейтронов для основных симметрических направлений, находят удовлетворительное объяснение в рамках микроскопической теории непереходных металлов с учетом не-парного межионного взаимодействия на основании локального псевдопотенциала. В то же время, эти эксперименты оказываются более содержательными и требуют дальнейшего уточнения теории, в частности, для более полного описания деталей дисперсионных кривых для фононов необходим учет нелокальности псевдопотенциала.

Большой объем исследований с помощью нейтронов был выполнен также для сплавов металлов. При этом наиболее плодотворными нейтронные исследования оказывались в том случае, когда их проводили различными методами на одних и тех же сплавах.

Такие полные и всесторонние исследования были выполнены только для сплавов на основе ванадия. Сплавы ванадия исследовали с помощью не только неупругого рассеяния нейтронов [9], но и измерения низкотемпературной теплоемкости [10, 11], электропроводности [12] и сверхпроводящих свойств [13]. Это позволило получить информацию не только о фононной и электронной системах, но и установить корреляцию между изменениями параметров этих систем и физическими свойствами сплавов.

Исследования неупругого рассеяния нейтронов были выполнены для сплавов - $V_{0,95} Ta_{0,05}$; $V_{0,95} W_{0,05}$; $V_{0,97} U_{0,03}$; $V_{0,95} Pt_{0,05}$ и $V_{0,925} Pt_{0,075}$. Измерения проводили на время-пролетном спектрометре холодных нейтронов, описанном выше.

На рис. 5 изображен спектр плотности колебательных состояний ванадия, полученный в результате строгого решения обратной задачи, учитывающей разрешение спектрометра. В спектре четко проявляются его основные особенности. Кроме того, впервые удалось получить информацию о функции распределения в области малых частот вплоть до $0,3 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$. Наличие достоверной информации о функции $g(\omega)$ в таком широком интервале частот позволяет проведение корректных расчетов всех характеристик кристаллов, определяемых интегралом по спектральному распределению. Введение атомов *Ta* и *W* приводит к деформации низкочастотной части спектра исходной решетки ванадия. Положение особенностей находится при 14 МэВ, что несколько больше ожидаемого значения в модели изотопического замещения. Это говорит о том, что как для изоэлектронной, так и неизоэлектронной примеси не происходит полной подстройки констант межатомного взаимодействия за счет электронов. Однако характер деформации в том и другом случаях

несколько различен. В сплаве $V_{0,95}Ta_{0,05}$ деформация сопровождается увеличением плотности состояний, а для $V_{0,95}W_{0,05}$ уменьшением. Увеличение плотности состояний составляет $15 \pm 20\%$ против ожидаемого двукратного в изотопической модели.

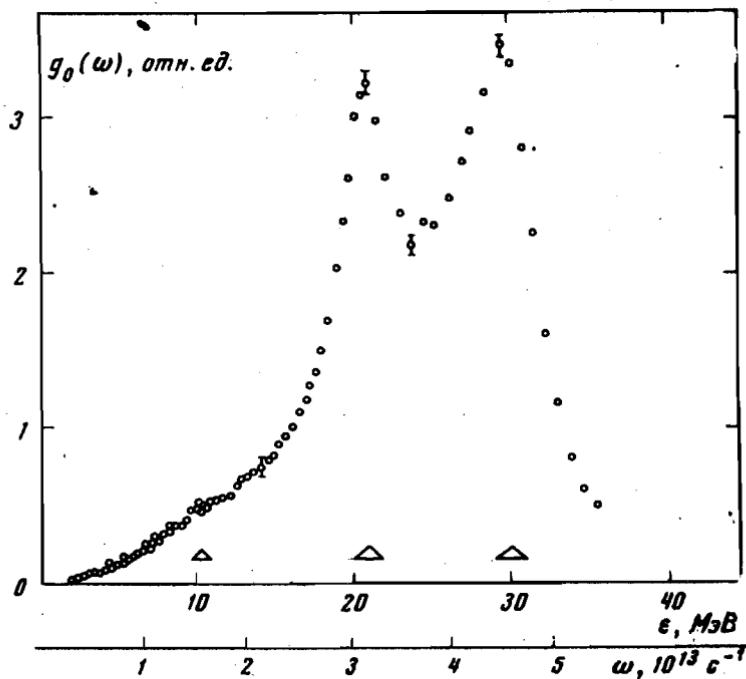


Рис. 5. Фононный спектр ванадия.

Различный характер деформации низкочастотной части спектра в сплавах V с примесью Ta и W и относительная слабая величина этой деформации могут быть объяснены в рамках существующей теории [15]. Действительно, считая, что при рассеянии нейтронов на поликристалле все атомы рассеивают независимо и, ограничиваясь лишь членами первого порядка по отношению энергии отдачи на отдельном ядре к характеристической частоте, имеем:

$$\frac{\Delta\sigma(\omega)}{CRN_r} \approx a_o^2 \Delta K_{latt}(\omega) + (a_i^2 - a_o^2) K_{imp}(\omega),$$

где $\Delta\sigma = \Delta\sigma(c) - \Delta\sigma(o)$ — примесная поправка к однофононному спектру рассеяния нейтронов; $N_r = (e^{\frac{E}{kT}} - 1)^{-1}$; c — концентрация примесных атомов; a_o , a_i — полные амплитуды рассеяния

нейтронов на атомах исходной решетки и примеси; $\Delta K_{latt} = K_{latt}(c) - K_{latt}(0)$ и K_{imp} — частотные фурье-компоненты парных коррелятивных функций, построенных на операторах смещения соответственно произвольного атома раствора и примесного атома.

Характер поправки $\frac{\Delta\sigma}{CRN_\tau}$ существенно определяется соотношением между полными амплитудами рассеяния нейтронов на атомах примеси и матрице. Если $a_y^2 \gg a_0^2$, то функция $\Delta\sigma/CRN_\tau$ проходит через максимум, если $a_y^2 \ll a_0^2$ — через минимум, а при $a_y^2 \approx a_0^2$ особенности на кривых выражены слабее.

Последний случай и имеет место для примеси атомов Ta и W в ванадии. Неучет этого обстоятельства в свое время привел к ошибочным результатам американских исследователей.

В случае сплавов $V_{0,97} U_{0,03}$ и $V_{1-x} Pt_x$ соотношение амплитуд более благоприятно для изучения с помощью рассеяния нейтронов деформации исходного спектра ванадия за счет введения примесных атомов. Как в случае примеси атомов U (рис. 6), так и атомов Pt (рис. 7) наблюдается увеличение плотности состояний в области малых частот. Однако положение особенностей так же не совпадает с ожидаемым в модели изотопического замещения. При этом направление смещения различно. Это указывает на то, что в сплаве $V_{0,97} U_{0,03}$ имеется ослабление силовых постоянных, а для сплава $V_{1-x} Pt_x$ — усиление.

Кроме того, имеет место деформация всего спектра, приводящая к смещению его в область больших частот. Смещение тем больше, чем существеннее различие в электронных свойствах сплавляемых элементов и выше концентрация примесных атомов.

В связи с этим, для таких сплавов теоретический анализ колебательных свойств примесных кристаллов, основанный на теории возмущений в линейном по концентрации приближении, когда в качестве нулевого приближения используется спектр исходной матрицы, может оказаться уже недостаточно корректным. Целесообразно в качестве нулевого приближения использовать перенормированный спектр атомов матрицы за счет изменений в электронной подсистеме.

Используя эти перенормированные спектры в качестве исходных, рассчитали плотность колебательных состояний примесных атомов Pt в изотопическом приближении и с учетом изменения эффективных локальных силовых постоянных. Результаты расчета приведены на рис. 8. С ужесточением исходного спектра происходит

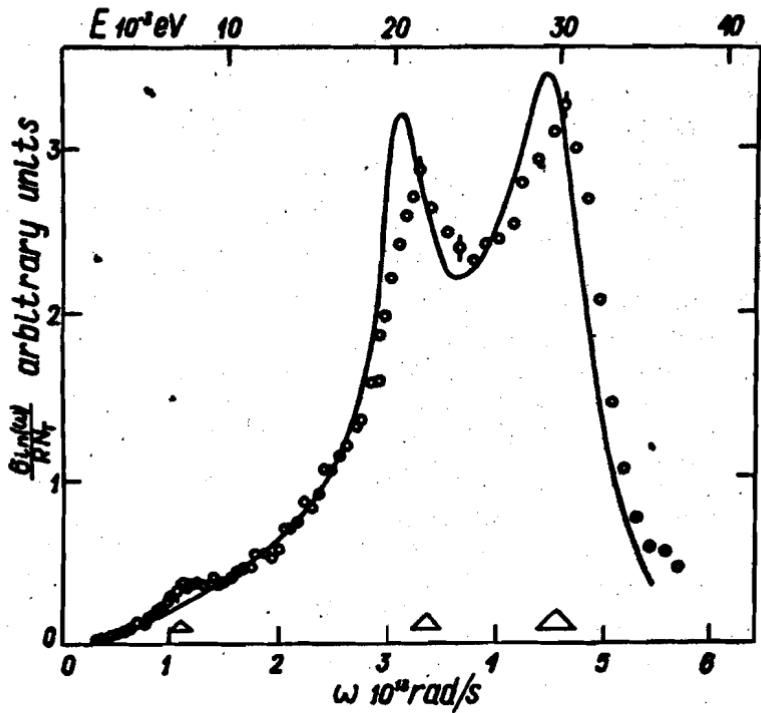


Рис. 6. Спектр колебательных возбуждений сплава $V_{0,97} U_{0,03}$

смещение КЛК в сторону больших энергий. Кроме того, спектральная плотность становится менее резонансной. Наиболее удовлетворительное согласие между расчетным и экспериментальным значениями в энергетическом положении КЛК наблюдается для изотопического приближения. Таким образом, силовые постоянные взаимодействия примесных атомов Pt с атомами V практически не отличаются от СП взаимодействия атомов V между собой в сплаве.

Для всех вышеуказанных сплавов на основе ванадия были проведены также измерения низкой температурной теплоемкости, температурной зависимости электросопротивления и температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Эти измерения показали, что во всех сплавах наблюдается увеличение плотности колебательных состояний в области малых частот, уменьшение плотности электронных состояний на поверхности Ферми и понижение значения температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

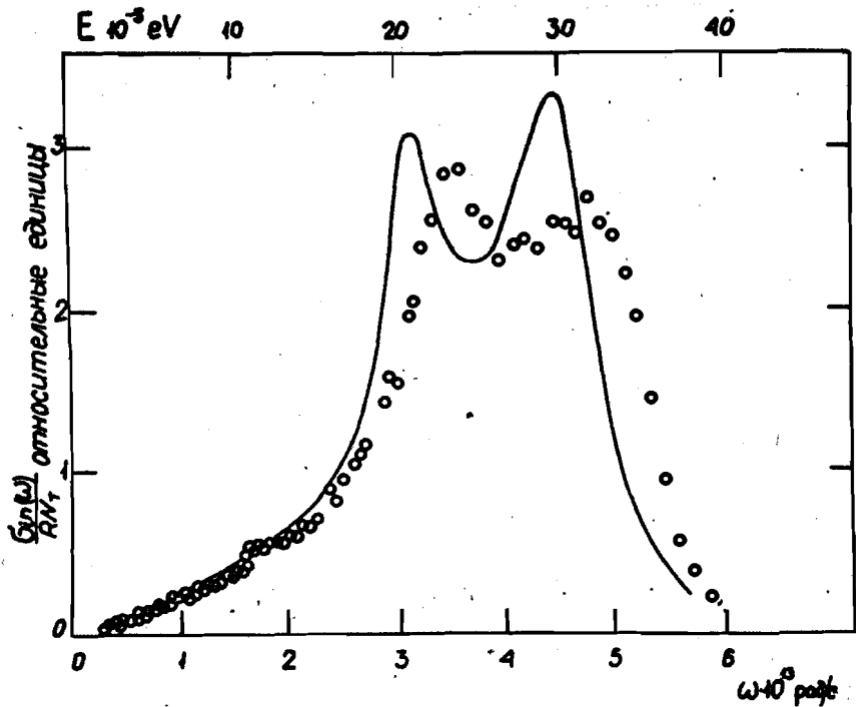


Рис. 7. Спектр колебательных возбуждений сплава $V\text{--}0,95\text{Pt}\text{--}0,05$.

В результате исследований сплавов на основе ванадия различными физическими методами было установлено:

1) введение тяжелых примесных атомов приводит к образованию примесных мод, расположенных в низкочастотной части спектра исходной решетки в полном согласии с результатами работы Ю.Кагана и Я.Иосилевского [14];

2) во всех сплавах, несмотря на смягчение спектра, наблюдается уменьшение температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Это указывает на значительное ослабление константы электрон-фононного взаимодействия.

Повышение T_c за счет введения примесных атомов следует ожидать для сплава, у которого масса примесного атома значительно меньше массы атома исходной решетки и имеет место существенное ослабление силовых постоянных взаимодействия примесь – атом в матрице по сравнению со взаимодействием в исходной матрице [16].

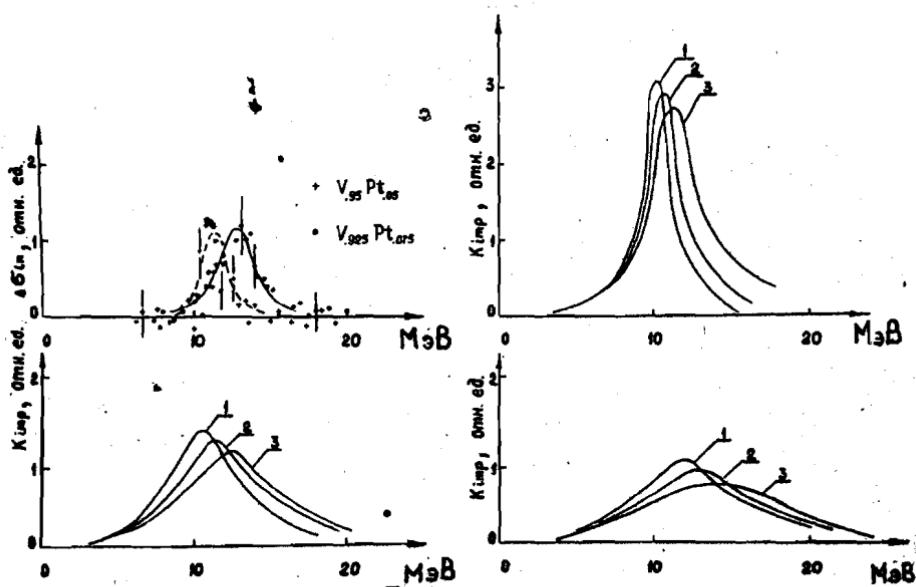


Рис. 8. Расчетные поправки для сплавов $V_{1-x}Pt_x$.

Как уже говорилось в начале, метод рассеяния нейтронов может быть использован не только для получения информации об элементарных тепловых возбуждениях кристаллической решетки, но и для изучения процессов взаимодействия тепловых возбуждений с возбуждениями другого типа, например электронами. Действительно, в работе [17] впервые было обращено внимание на то, что для фононов с волновым вектором $|q + 2\pi r| = 2K_F$ электрон-фононное взаимодействие приводит к возникновению особенности логарифмического типа в производной от частоты по q (K_F — граничный импульс сферической поверхности Ферми). Первое экспериментальное подтверждение наличия аномалии Конна было получено в работе [18] при измерении дисперсионных соотношений для свинца. Таким образом, связь между положением особенностей и характеристиками поверхности Ферми открывает принципиально новую возможность для независимого определения этой поверхности при измерении дисперсионных соотношений фоновых возбуждений. Наиболее замечательным и перспективным этот метод может оказаться для изучения характера поверхности Ферми сплавов, для которых не применимо большинство классических методов определения поверхности Ферми.

Как было показано в работе [19], для некоторого класса поверхностей возникает резкое усиление особенности, сопровождающееся даже заметной перестройкой фононного спектра. Это особенно ярко проявляется для поверхностей Ферми, близких к цилиндрическим или плоским.

Наиболее яркой демонстрацией проявления эффекта Конга в этом случае явились результаты измерения дисперсионных соотношений для квазиодномерных проводников – KCP [20] и TTF-TCNQ [24].

Квазиодномерные проводники обладают также резкой анизотропией и резкой температурной зависимостью проводимости. Результаты измерений (рис. 9) акустических колебаний вдоль цепочки обнаруживают наличие резкой аномалии, которая обусловлена

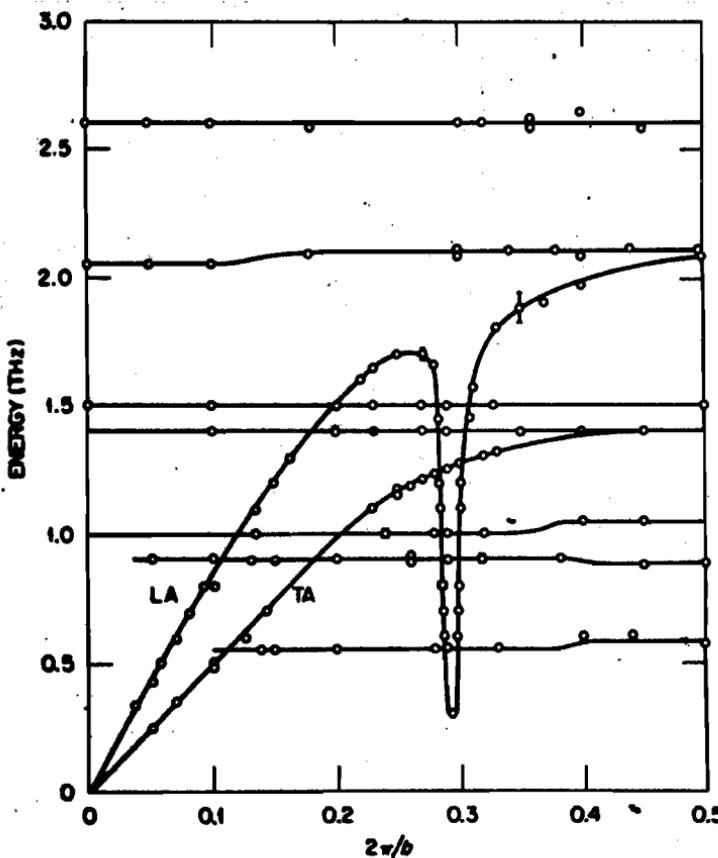


Рис. 9. Дисперсионная кривая фононов вдоль направления цепочки TTF-TCNQ_2 .

электрон-фононным взаимодействием (эффект Кона). Логарифмическая особенность в зависимости $\omega(\vec{q})$, как было показано в работе [19], характерна для плоских поверхностей Ферми, которые реально имеют место для одномерных структур.

В заключение необходимо отметить, что изучение деформации дисперсионных соотношений за счет электрон-фононного взаимодействия позволяет проводить исследования не только характера поверхности Ферми, но и установить возможную корреляцию между изменением электрон-фононного взаимодействия и различными физическими свойствами.

Рассеяние на жидком гелии

Данные о спектре тепловых возбуждений жидкого Не II, полученные с помощью изучения неупругого рассеяния нейтронов, являются одной из наиболее ярких иллюстраций тех возможностей, которые представляют нейтронные методы исследований.

Исходя только из феноменологических рассмотрений, для объяснения сверхтекучести жидкого гелия Л.Д. Ландау был постулирован определенный вид спектра тепловых возбуждений Не II, состоящий из двух типов возбуждений — фононов и ротонов. Это позволило удовлетворительно объяснить все аномалии в поведении термодинамических и гидравлических свойств ниже λ -точки.

Однако насколько постулированный спектр возбуждений адекватен реальному — было не ясно. Все существовавшие экспериментальные методы не позволяли однозначно ответить на этот вопрос.

Впервые ответ был получен при изучении неупругого рассеяния медленных нейтронов жидким гелием. Результаты последних исследований [22] показаны на рис. 10. Экспериментально полученное спектральное распределение не только качественно повторяет вид постулированного, но обнаруживает и удивительное количественное согласие значений параметров этих распределений:

$$\Delta/k(^{\circ}\text{K}) \quad \rho/\text{kg}(A^{-1}) \quad \mu(m_{\text{He}})$$

Теория	8,9	1,99	0,26
Эксперимент	8,67	1,91	0,16

Такое согласие теории и эксперимента явилось, с одной стороны, триумфом феноменологической теории Л.Д. Ландау для Не II, а с другой — блестящей демонстрацией тех уникальных возможностей, которые открывают нейтронные методы исследований.

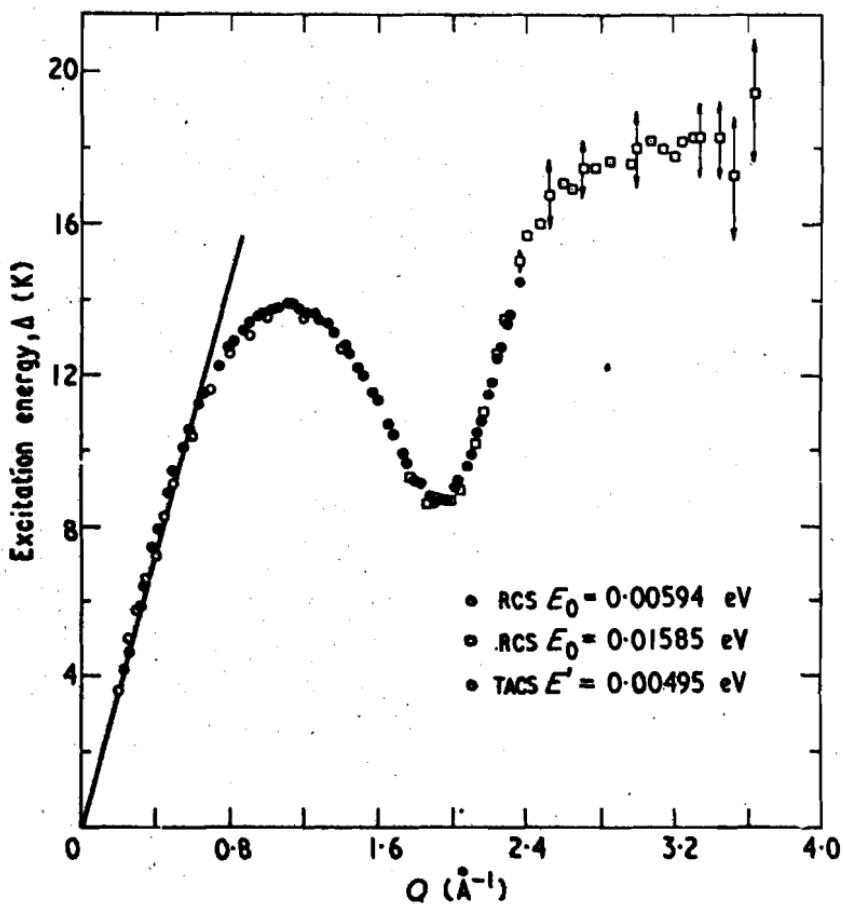


Рис. 10. Дисперсионная кривая элементарных возбуждений Не II.

Расчетные значения термодинамических величин жидкого гелия, таких, как энтропия, теплоемкость, плотность нормальной жидкости и скорости звука, с использованием приведенной дисперсионной кривой согласуются в пределах нескольких процентов с значениями вышеуказанных величин, полученными в независимых экспериментах.

Для гелия была также исследована температурная зависимость ширин нейтронных групп, отвечающих рассеянию на ротонах и фононах. Результаты для ротонной части спектра удовлетворительно описываются соотношением Ландау и Халатникова [23] :

$$\delta E = \frac{\hbar^2 Q^2}{15 \eta_R} \left(\frac{K_B T}{(2\pi)^3 \mu} \right)^{1/2} \exp(-\Delta/K_B T);$$

где η_R — вклад рассеяния ротон-ротон в вязкость. Это соотношение получено в предположении, что взаимодействие между ротонами носит отталкивающий характер.

Для фононной части экспериментальные данные не согласуются с предсказаниями работы [24] о том, что скорость фононов должна быть пропорциональна плотности сверхтекучей компоненты и равна нулю в точке λ . Скорость фонона изменяется очень незначительно с температурой.

Однако хотелось бы остановиться еще на двух проблемах, решение которых, вероятно, может быть найдено только с применением нейтронных методов. Это существование бозе-энштейновского конденсата (БЭК) и характер спектра возбуждения He^3 . Уже давно было высказано предположение, что в идеальном бозе-газе ниже некоторой критической температуры должно иметься скопление конечной доли частиц на нижнем уровне с энергией $E = 0$ и импульсом $P = 0$. Рассматривая жидкый гелий как бозе-газ, можно грубо оценить долю БЭК. Она должна составлять от 0,08 до 0,55 всех частиц. Отсюда только непосредственный эксперимент мог бы правильно ответить о доле БЭК.

Интерес к природе образования БЭК стимулирован еще дополнительно рядом высказываний о некоторой аналогии между λ -переходом жидкого гелия и переходом в сверхпроводящее состояние. В этом случае изучение образования БЭК представляет уже принципиальный интерес для понимания и дальнейшего продвижения в области явления сверхпроводимости.

В ряде теоретических работ [25] было показано, что при изучении неупругого рассеяния нейтронов с большей передачей энергии и импульса, когда когерентное рассеяние переходит в рассеяние на отдельных атомах He^4 , дважды дифференциальное сечение может быть представлено в виде двух составляющих. Одна из них отвечает как бы некогерентному рассеянию нейтронов на отдельных ядрах He^4 и имеет широкое распределение, вторая отвечает рассеянию на конденсате и имеет δ -образное распределение. Было сделано несколько попыток экспериментального определения БЭК [26]. Наиболее успешные исследования проведены в ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР-ЗО [27]. Используя пучок монокроматических нейтронов с энергией 184,9 МэВ и изучая рассеяние на угол 122,6°, автором удалось обеспечить передачу импульса

$\lambda = 13 \pm 15 \text{ \AA}^{-1}$. Кроме того, в этих измерениях была обеспечена высокая статистическая точность экспериментальных данных (рис. 11). При обработке экспериментальных данных методом наименьших квадратов в качестве модели для $S(\lambda, \omega)$ использовалось двухгауссовое приближение. Наиболее удовлетворительное согла-

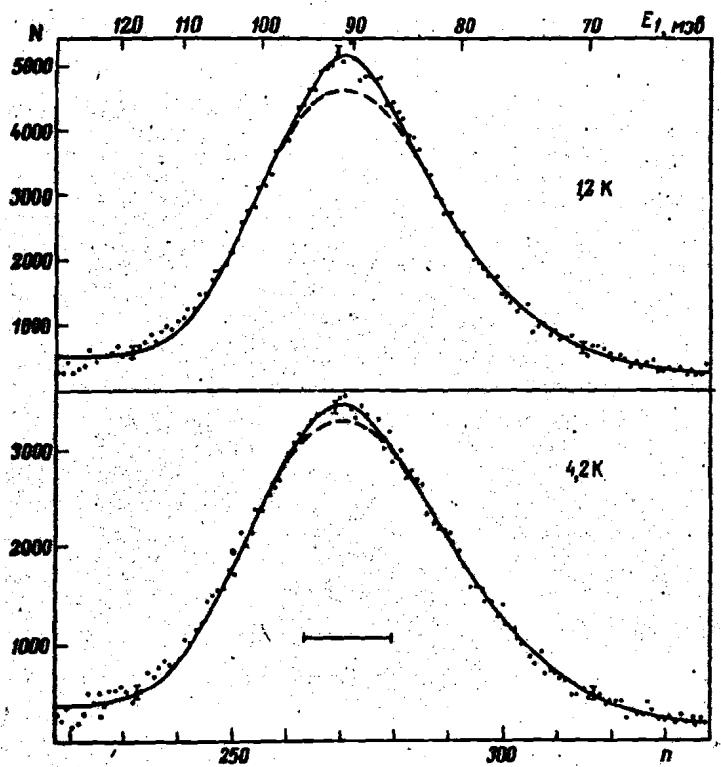


Рис. 11. Экспериментальные спектры рассеянных нейтронов жидким гелием при 1,2 и 4,2 К.

сие получается для содержания БЭК $\rho_0/\rho = 3,6 \pm 1,4\%$. Это значение ближе к нижней теоретической оценке.

Относительное содержание БЭК оказалось зависящим от температуры.

Интерес к характеру спектра тепловых возбуждений He^3 возник одновременно с интересом к He^4 . He^4 и He^3 остаются жидкими даже при абсолютном нуле в результате больших нулевых колебаний легких атомов He при одновременно сравнительно слабом взаимодействии между атомами. Однако жидкий He^4 является

сверхтекучим при $T < T_{\lambda}$, где $T_{\lambda} = 2,17 \text{ К}$ – температура перехода из HeI в HeII . He^3 обладает сверхтекучестью в области миллиградусов. Такое различие в поведении при низких температурах, вероятно, обусловлено тем, что He^4 подчиняется бозе-статистике, а He^3 – ферми-статистике. Это различие в статистике должно несомненно найти отражение в различном характере спектральных распределений тепловых возбуждений атомов He^4 и He^3 .

Таким образом, изучение неупругого рассеяния нейтронов жидким He^3 , а также смесью He^3 и He^4 открывало бы возможность для получения непосредственной информации о спектре возбуждения ферми-жидкости и смеси ферми- и бозе-жидкости. При этом необходимо иметь в виду, что жидкий He^3 – единственная ферми-жидкость в природе.

Практическое осуществление исследований спектра возбуждения He^3 с помощью нейтронов наталкивается на трудность, связанную с большим сечением поглощения тепловых нейтронов ($\sim 10^4$ барн). Первая попытка исследования He^3 с помощью нейтронов была сделана в Гренобле [28]. Высокое значение потока нейтронов в исследовательском реакторе, а также наличие дейтериевого источника холодных нейтронов, нейtronопроводов и спектрометра с малым уровнем фона позволили наблюдать рассеяние нейтронов на He^3 . Длина волны падающих нейтронов $4,07$ и $5,97 \text{ \AA}$, и соответственно $0,38 \text{ МэВ}$ и $0,13 \text{ МэВ}$. Температура HeII $1,3 \text{ К}$.

Исследования выполнены в интервале передаваемых импульсов от $1,3$ до $1,1 \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 12). В интервале от $1,75$ до $2,1 \text{ \AA}^{-1}$ нет такой четкой картины, как для He^4 . Для меньших волновых векторов $1,3 - 1,5 \text{ \AA}^{-1}$ имеется уширенный пик при энергии 1 МэВ , который, вероятно, обусловлен возбуждением вулевого звука.

Таким образом, уже первые экспериментальные исследования жидкого He^3 с помощью рассеяния нейтронов показали, что, веро-

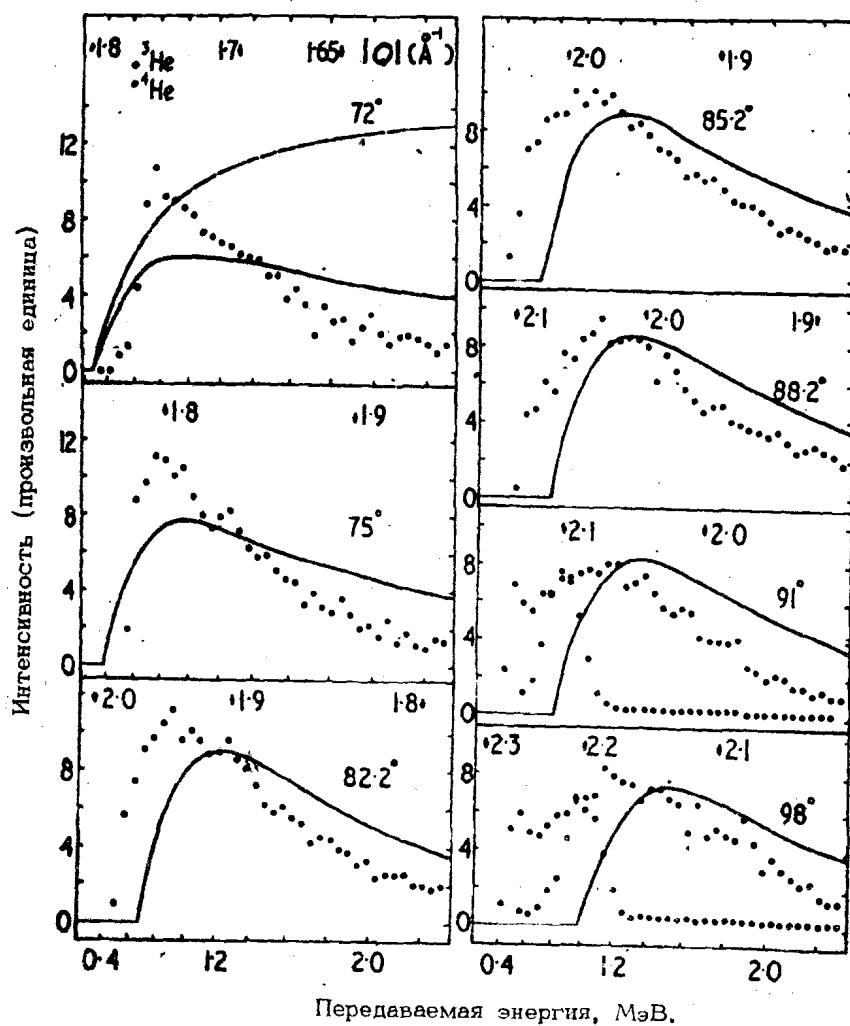


Рис. 11. Рассеяние нейtronов на He^3 для различных углов.

ятно, имеется существенное различие в спектральном распределении тепловых возбуждений He^3 и He^4 .

Однако, исходя из имеющихся потоков тепловых нейтронов и учитывая большое сечение поглощения нейтронов, надежное измерение и восстановление спектра тепловых возбуждений в He^3 в широком интервале значений передаваемых импульсов потребует от экспериментаторов мобилизации всего их экспериментаторского искусства.

Рассеяние на гидридах металлов

В ряду водородсодержащих веществ, динамика которых в последнее время интенсивно исследуется с помощью неупругого рассеяния нейтронов, гидриды металлов занимают особое место. Это обусловлено целым рядом обстоятельств.

Гидриды металлов представляют собой простейшие бинарные системы, состоящие из атомов с резко различающимся значением масс и электронных свойств, а также диффузионной подвижности. Водород образует с металлами соединения с очень широким спектром типов связей. Введение водорода, как правило, сопровождается существенным изменением как механических, так и физических свойств исходного металла. Со многими переходными металлами водород образует твердые растворы внедрения, причем граница растворимости определяется многими факторами. Таким образом, гидриды металлов представляют собой идеальные модельные системы, изучение которых позволит ответить на многие вопросы, представляющие интерес для физики твердого тела, в том числе и связанные с поведением реального кристалла.

Не говоря о все возрастающем практическом применении гидридов металлов в различных областях новой техники, повышенный интерес к гидридам металлов стимулировался в последнее время целым рядом обстоятельств. Введение водорода высоких концентраций привело к появлению сверхпроводящих свойств у гидридов Pd с относительно высоким значением T_c (PdH_2 — 9 К, PdD_2 — 11 К), тогда как исходный металл не является сверхпроводящим. Повышение значения T_c наблюдается также для гидрида тория Th_2H_{18} ($T_c = 8,5$ К) по сравнению с $T_c = 1,3$ К для чистого тория. С другой стороны, введение водорода в сверхпроводящие металлы, такие, например, как V и Nb , приводит к разрушению сверхпроводящих свойств.

В связи с проблемой получения металлического водорода и предположениями о существовании в нем довольно высокой критической температуры сверхпроводящего перехода $T_c \approx 100$ К возникло предложение о возможности моделирования свойств металлического водорода с помощью гидридов металлов.

Кроме того, в последнее время существенно возрос интерес к изучению проблемы квантовой диффузии, которая наиболее четко должна проявляться в системах водород-металл, обладающих высокими значениями энергии нулевых колебаний.

Конечно, не все здесь является бесспорным, как, например, обоснованность моделирования металлического водорода с помощью гидридов металлов. Однако все это значительно стимулировало повышенный интерес к изучению свойств систем водород-металл.

С другой стороны, системы водород-металл оказываются очень благоприятными для изучения их с помощью рассеяния нейтронов. Водород обладает практически полностью некогерентным рассеянием, которое значительно превосходит сечения рассеяния на других элементах. В связи с этим сечение рассеяния нейтронов на гидридах металлов будет преимущественно выносить информацию о поведении водорода. На рис. 13 изображена временная зависимость дважды дифференциального сечения рассеяния нейтронов на $NbH_{0,95}$ [29], которая является типичной для всех гидридов переходных металлов. Обращают на себя внимание три части спектра: 1) высокоэнергетическая отвечает рассеянию на оптических колебаниях водорода в решете металла; 2) среднеэнергетическая — рассеянию на акустических колебаниях, в которых участвуют преимущественно тяжелые атомы матрицы; 3) низкоэнергетическая — рассеянию на диффузно подвижных атомах водорода и низкочастотных акустических колебаниях.

Как уже говорилось выше, для сложных некогерентно рассеивающих систем, к которым принадлежат и гидриды, $d^2\sigma/d\omega dE$ связано с функцией плотности колебательных состояний, взвешенной по энергетической зависимости векторов поляризации. Однако, как было показано в работе [30], в области оптических колебаний вектора поляризации близки к единице и имеют слабую энергетическую зависимость. Вследствие этого измеренное $d^2\sigma/d\omega dE$ связано линейно с $g(\omega)$ для оптической части спектра. Для акустической части спектра при восстановлении $g(\omega)$ из экспериментальных данных необходимо знание энергетической зависимости векторов поляризации, которая в принципе может быть получена расчетным путем в определенных модельных предположениях [30].

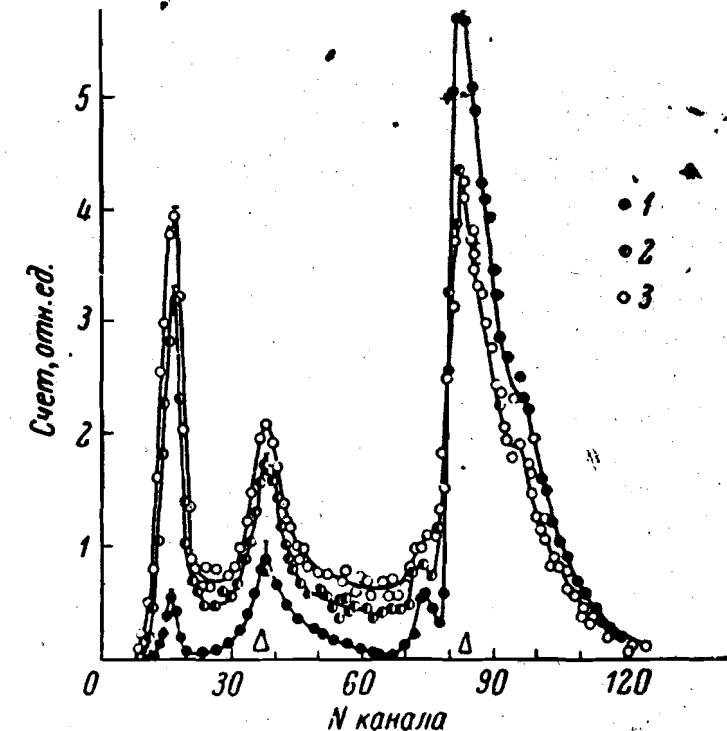


Рис. 13. Спектры по времени пролета нейтронов, рассеянных на образце $NbH_{0,95}$.

Энергетическое положение оптического уровня определяется, в основном типом и величиной межатомного взаимодействия металл-водород. Характер же спектрального распределения оптических колебаний (форма, ширина) определяются взаимодействием водород-водород ближайшей и следующей координационной сфер.

Обращает на себя внимание относительно большая ширина оптического уровня ($\frac{\Delta E}{E} = 0,2$) по сравнению с ожидаемой в модели изотропного одномерного кристалла ($\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{m}{M}$). Все попытки получить объяснение такой ширины с помощью эффекта Допллера, несферичности окружения водорода атомами матрицы или ангармонизма не привели к удовлетворительным результатам. В работе [31] впервые на основании модельных расчетов, в которых было учтено взаимодействие водород-водород, показано, что большая ширина уровня обусловлена большой дисперсией оптиче-

ских колебаний. Эти выводы нашли в дальнейшем непосредственное экспериментальное подтверждение при измерении дисперсионных соотношений оптических ветвей в дейтериде палладия [32].

Изучение акустической части спектра гидридов металлов позволяет установить, насколько существенно влияние внедренных атомов водорода на спектр возбуждения исходной матрицы и каков непосредственный вклад самих атомов водорода в эту часть спектра. До последнего времени [32, 33], за исключением [30], мало уделялось внимания изучению деформации спектра исходной матрицы при введении в нее легких атомов водорода.

Низкоэнергетическая часть спектра обусловлена в основном рассеянием нейтронов на диффузно подвижных атомах водорода. В зависимости от характера предполагаемого диффузного процесса могут быть получены различные соотношения для $d^2\sigma/d\omega d\varepsilon$ в этой области энергии. В случае наиболее часто используемой модели Чадли и Эллиота [34], которая является дальнейшим развитием модели прыжковой диффузии, ранее предложенной для жидкостей, для кубического кристалла имеем [35]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\varepsilon} \sim \frac{f(\bar{\varepsilon})/\pi}{\omega^2 + f(\bar{\varepsilon})}$$

с полушириной $\Gamma = 2\hbar f(\bar{\varepsilon})$. Для $\bar{\varepsilon} \rightarrow 0$ $\Gamma \approx 2\hbar \bar{\varepsilon}^2 D$.

Для кубического кристалла

$$f(\bar{\varepsilon}) = \frac{1}{3T} (3 - \cos K_x a - \cos K_y a - \cos K_z a).$$

На рис. 14 показаны результаты измерений для поликристаллического гидрида палладия при различных температурах [36]. Наиболее удовлетворительное объяснение полученные данные находят в предположении, что атомы водорода совершают диффузные прыжки между октаэдрическими позициями. Параметр T есть время оседлой жизни, которое существенно зависит от температуры.

Полученная температурная зависимость коэффициента диффузии удовлетворительно описывается уравнением Аррениуса:

$$D = D_0 e^{-E_a/RT},$$

где E_a – энергия активации.

Величина коэффициента диффузии $\sim 10^{-5} \text{ см}^2/\text{s}^1$ сравнима с коэффициентом диффузии в жидкости. Из приведенных значений T следует, что водород совершает целый ряд колебаний между прыжками. Если время оседлой жизни станет малым, то необходим учет также времени скачка и в пределе мы можем иметь случай диффузии в свободном газе.

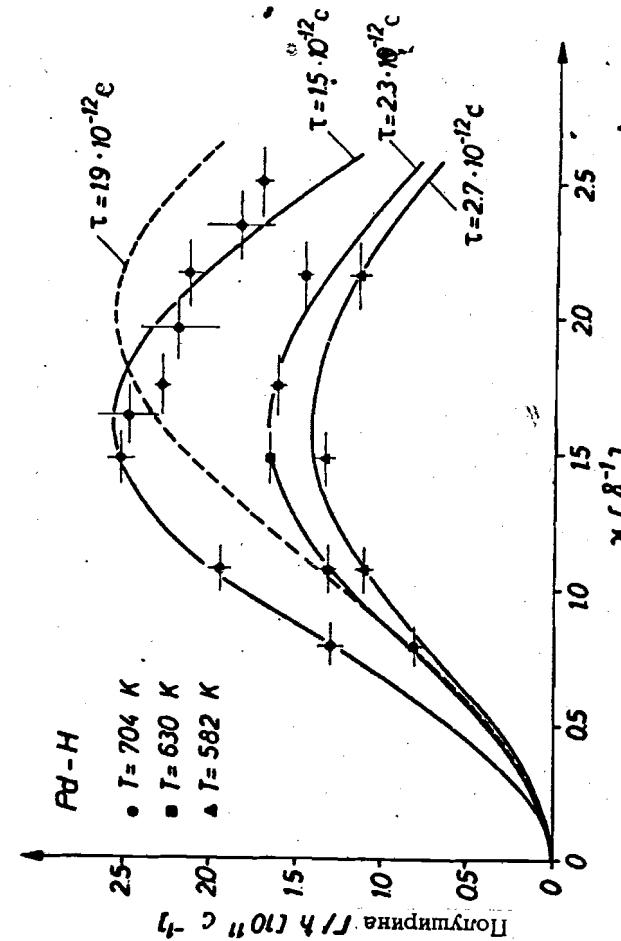


Рис. 14. Ширина квазипротогой линии для поликристаллического гидрида палладия.

Как уже говорилось выше, при изучении некогерентного рассеяния нейтронов мы имеем возможность получения информации, усредненной по различным направлениям в импульсном пространстве. Наличие такой информации существенно затрудняет проведение сравнения с разными теоретическими расчетами. В связи с этим значительного внимания заслуживают исследования дисперсионных соотношений для гидридов металлов. Однако такие исследования неизбежно связаны с наличием больших монокристаллов дейтеридов металлов. Трудность получения таких монокристаллов и сдерживает в основном широкое развитие подобных исследований.

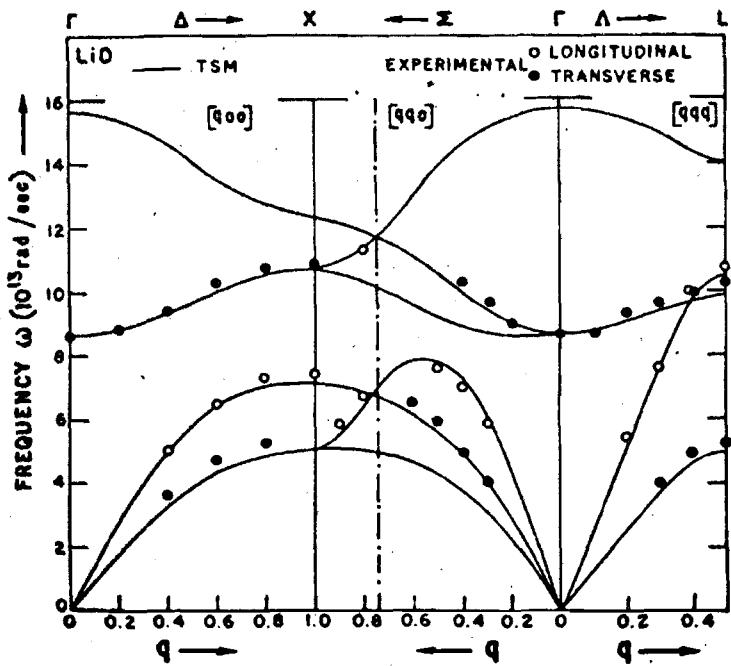


Рис. 15. Дисперсионные кривые фононов для LiD .

На рис. 15 изображены дисперсионные соотношения для LiD [37]. Полученные данные находят удовлетворительное объяснение в рамках трехчастичной оболочечной модели с зарядом иона не равным единице. Эта модель позволяет объяснить также и ряд физических свойств дейтерида лития. Расчетное значение функции плотности колебательных состояний, полученное с использованием

восстановленных параметров модели, находится в удовлетворительном согласии с данными [36], полученными непосредственно из измерений некогерентного рассеяния нейtronов.

Таким образом, нейтронные исследования даже простейшего ионного соединения, каким является LiD , показали, что он не может рассматриваться как полностью ионное соединение. Значительную часть ($\sim 12\%$) составляет ковалентная связь, о чем свидетельствует значение эффективного ионного заряда ($0,88$) и отклонение от соотношения Коши ($C_{44} = C_{12}$) — $C_{12} = 0,75 C_{44}$.

Неменьший интерес представляют данные о дисперсионных соотношениях для дейтеридов переходных металлов. На рис. 16 изображены дисперсионные кривые для $\text{PdD}_{0,63}$ в сравнении с

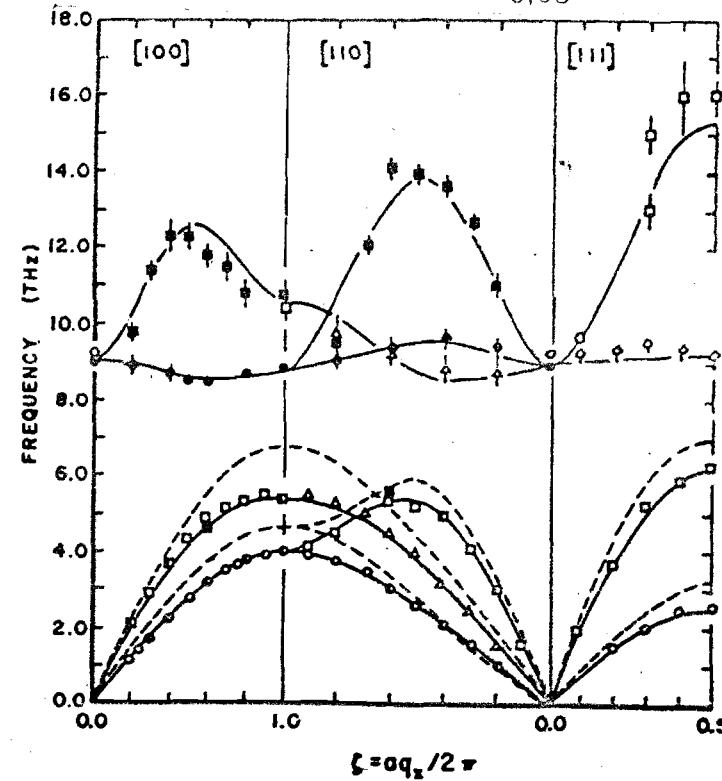


Рис. 16. Дисперсионные кривые фононов для $\text{PdD}_{0,63}$.

кривыми для чистого Pd [32]. Качественно полученные результаты находят описание в схеме Борна-Кармана с учетом четвертых соседей, т.е. 12 параметров. Обращает на себя внимание большая дисперсия продольных оптических ветвей и смягчение (на 20-30%) акустических ветвей по сравнению с исходным палладием. Большая дисперсия оптических продольных ветвей находится в полном согласии с результатами модельных расчетов, выполненных ранее в работе [31].

Однако полученные данные как о большой дисперсии оптических колебаний, так и о смягчении акустических ветвей находятся в противоречии с результатами [38], полученными на основании простых псевдопотенциальных расчетов с экранированием. Отсюда попытка [38] объяснения сверхпроводящих свойств $Pd_{1-x}D_x$ на основании упрощенной модели жесткой зоны является некорректной. Таким образом, для удовлетворительного объяснения дисперсионных соотношений в $Pd_{1-x}D_x$ необходим учет деталей электронной структуры этих соединений.

На рис. 17 и 18 изображены дисперсионные соотношения для акустических колебаний $Nb_{1-x}D_x$, полученные независимо в работе [33] и в ИАЭ им. И.В.Курчатова с помощью трехосного спектрометра. Характер изменения акустических колебаний исходной решетки за счет введения атомов D существенно отличается по сравнению с $Pd_{1-x}D_x$. В случае $Nb_{1-x}D_x$ увеличение параметра решетки на 5% привело к уменьшению энергии акустических колебаний на 20-30%. Для $Nb_{1-x}D_x$, несмотря на расширение решетки, имеет место увеличение частоты акустических колебаний. Это, несомненно, является следствием различного характера межатомного взаимодействия в Pd и Nb . Характер деформации в $Nb_{1-x}D_x$ аналогичен деформации дисперсионных соотношений для сплавов $Nb-Mo$. Для сплавов $Nb-Mo$ также наблюдается смещение частот в область больших значений, которое связывается с увеличением плотности состояний на поверхности Ферми. Однако для $Nb_{1-x}D_x$ смещение частот значительно меньше вследствие взаимно компенсирующего влияния расширения решетки и увеличения плотности состояний на поверхности Ферми. Отсюда следует, что для описания поведения $Nb_{1-x}D_x$ может оказаться плодотворной модель жесткой зоны, на основании которой удалось удовлетворительно описать поведение сплавов $Nb-Mo$.

Для понимания диффузионных процессов, связанных с движением водорода в решетке гидридов металлов, большое значение имеет изучение квазиупругого рассеяния в различных направлениях симметрии. Такие измерения были выполнены для монокристалла

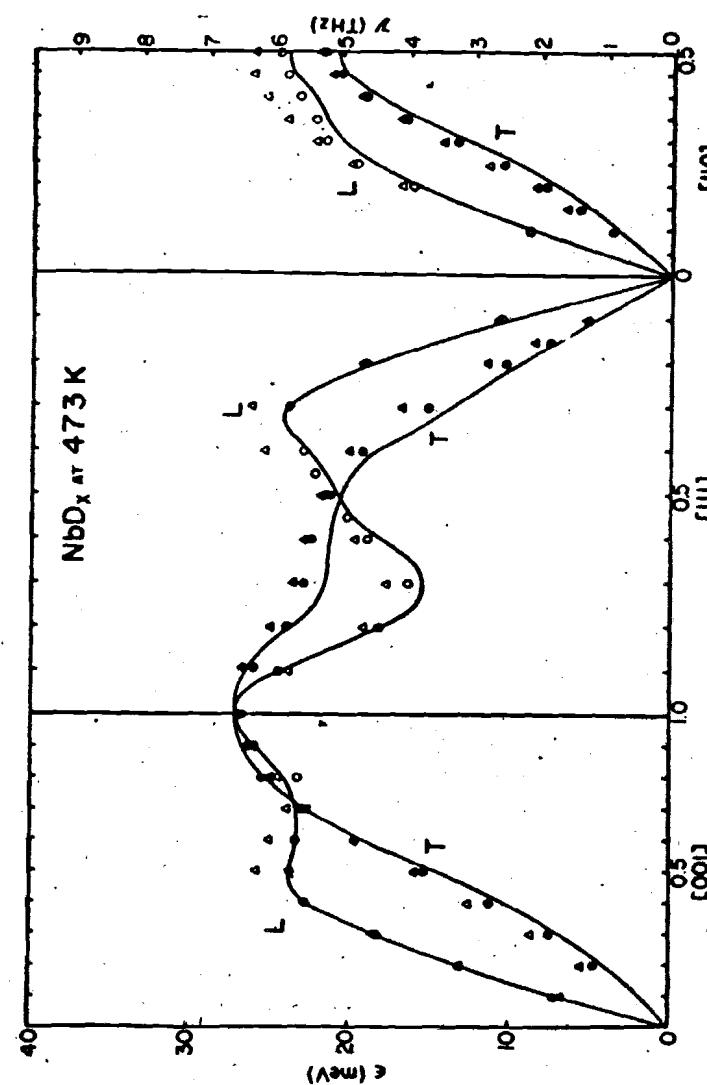


Рис. 17. Дисперсионные кривые фононов для $NbD_{0.95}$ и $NbD_{0.45}$.

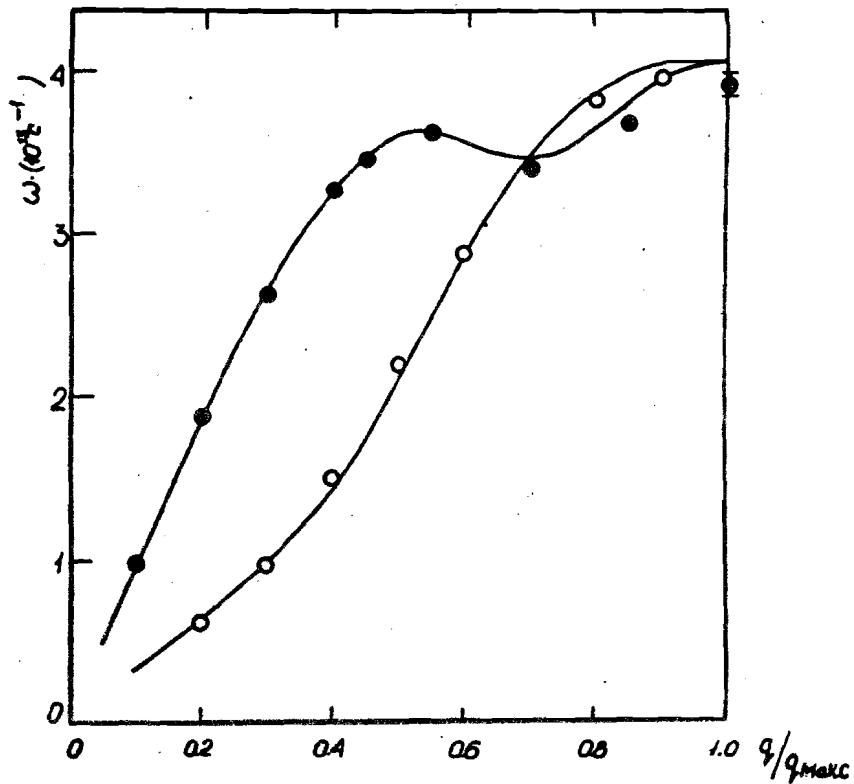


Рис. 18. Дисперсионные кривые фононов для $NbD_{0,03}$.

$\Delta-NbH_{0,07}$ [39]. На основании этих данных была получена импульсная зависимость ширины для различных направлений симметрии - (100), (110) и (111) (рис. 19). Для сравнения приведены результаты расчетов в модели прыжковой диффузии. Только для α , параллельного направлениям (110) и (111), наблюдается качественное согласие с расчетом в предположении, что водород совершает прыжок между тетраэдрическими междоузлиями и $\tau_o = 1.2 \cdot 10^{-12} + 7 \cdot 10^{-13}$.

Таким образом, изучение квазиупругого рассеяния нейтронов на монокристаллах позволяет получить информацию, которая является более строгой и однозначной с точки зрения сравнения с предлагаемыми моделями и, как следствие, это способствует ус-

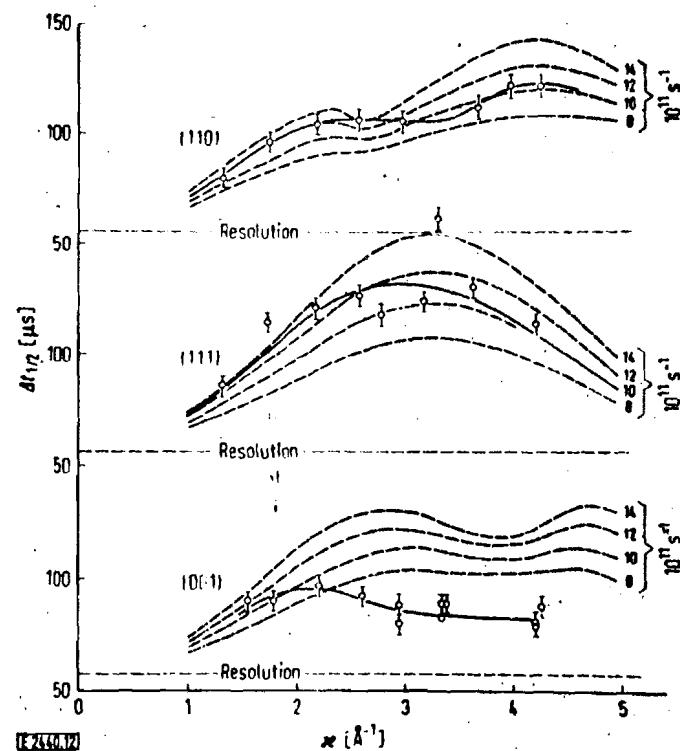


Рис. 19. Импульсная зависимость ширины линии квазиупругого рассеяния для различных направлений симметрии.

пешному продвижению в понимании природы процессов диффузии в твердом состоянии вещества.

В представленном сообщении речь шла только о некоторых приложениях метода неупругого рассеяния нейтронов для решения задач физики конденсированного состояния вещества. Их необходимо рассматривать в первую очередь как иллюстрацию тех новых возможностей, которые открывают нейтронные методы по сравнению с другими.

Несомненно, что в подборе сказалась личная заинтересованность авторов в тех или иных вопросах физики твердого тела и поэтому некоторые вопросы, как, например, динамика магнитной решетки, сложные молекулярные системы, жидкое состояние не нашли своего отражения. Для интересующихся более подробно и

более широко применением методов рассеяния нейтронов в физике твердого тела можно рекомендовать ряд монографий, вышедших в последнее время [40]. Труды периодических конференций МАГАТЭ по неупругому рассеянию нейтронов [41], Труды Международных конференций по кристаллографии и магнетизму [42].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каган Ю. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1962, V. 42, p. 1375.
2. Бредов М.М. и др. "Физика твердого тела", 1967, V. 9, с. 1, 287.
3. Землянов М.Г. и др. "Приборы и техника эксперимента", 1973, т. 5, с. 34.
4. Головин А.Е. и др. Препринт ИАЭ-2445, 1974.
5. Бровман Е.Г., Каган Ю. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1967, т. 52, с. 557.
6. Бровман Е.Г., Каган Ю., Холас А. *Neutron Inelastic Scattering* V.1, 185, IAEA. Vienna, 1968.
7. Toussaint G., Champier G. "Phys. Stat. Sol.", 1972, V. 54, p. 165.
8. Чернышев А.А. и др. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1975, т. 63, с. 1, 347.
9. Сырых Г.Ф. и др. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1976, т. 70, с. 1, 353.
10. Черноплеков Н.А. и др. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1972, т. 63, с. 1381.
11. Шиков А.А. и др. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1975, т. 70, с. 1825.
12. Черноплеков Н.А. и др. "Физика металлов и металловедение", 1973, т. 36, с. 978.
13. Черноплеков Н.А. и др. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1973, т. 64, с. 195.
14. Каган Ю.М., Иосилевский Я. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1963, т. 44, с. 1375.
15. Каган Ю. Материалы школы по теории дефектов в кристаллах и радиационных нарушений. Телави, 1965. Тбилиси, 1966.
16. Жернов А.П., Малов Ю.А., Панова Г.Х. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1975, т. 69, с. 255.
17. Kohn W. "Phys. Rev. Lett.", 1959, v. 2, p. 393.
18. Brockhouse B.N. et al. "Phys. Rev.", 1962, v128, p. 1099.
19. Афанасьев А.М., Каган Ю. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1963, т. 16, с. 1030.
20. Benner B. et al. "Phys. Rev. Lett", 1973, v.30, pp.22, 1444.

21. Mook H.A., Watson C.R. "Phys. Rev. Lett.", 1975, v. 36, pp. 14, 801.
 22. Woods A.D., Cowley R.A. "Reports on Progressing Physics", 1973, v. 36, pp. 9, 115.
 23. Ландау Л.Д., Халатников И.М. "Докл. АН СССР", 1954, т. 11, с. 637.
 24. Hohenberg P.S., Mermin N.D. "Phys. Rev. Lett.", 1964, v. 12, p. 89.
 25. Gezsh H.A., Rodriguez L.J. "Phys. Rev." 1973, v. A8, p. 905.
 26. Mook H.A., Sherm R., Wilkinson M.K. "Phys. Rev.", 1972, v. A6, p. 2268.
 27. Александров А. и др. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1975, т. 68, с. 5, 1825.
 28. Sherm R. et al. "J. of physics C. Sol. St. Phys.", 1974, v. 7, pp. 18, 341.
 29. Черноплеков Н.А. и др. "Физика твердого тела", 1969, т. 11, с. 10, 2894.
 30. Землянов М.Г. и др. *Inelastic Scattering of Neutrons*, VII, 431, IAEA, Vienna, 1965.
 31. Каримов И. и др. "Физика твердого тела", 1967, т. 9, с. 7, 1991.
 32. Rowe J.M. et al. "Phys. Rev. Lett.", 1974, v. 33, pp. 21, 1297.
 33. Rowe J.M. et al. "Phys. Rev.", 1975, v. 12, pp. 8, 2959.
 34. Chadley C.T., Elliot R.J. "Proc. Phys. Soc." 1961, v. 77, p. 353.
 35. Springer T. "Springer Tracts in modern physics", 1972, v. 64, p. 122.
 36. Sköld K., Nelin G. "J. Phys. Chem. Solids", 1967, v. 28, p. 2369.
 37. Singh R.K. "Solid. St. Comm.", 1972, v. 11, p. 559.
 38. Herles P. "Z. Phys.", 1974, v. 208, p. 111.
 39. Aissa W. "Bericht. Bunsen Phys. Chem.", 1972, v. 76, pp. 8, 770.
 40. Egelstaff P.A. *Thermal Neutron Scatt.*, 1965.
 41. Neutron Inelastic Scattering IAEA. Vienna, 1972.
 42. "Acta Crystos A. (Supplement)" 1975, v. A31, p. 1.

СОДЕРЖАНИЕ

УЛЬТРАХОЛОДНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Новая область нейтронной физики	3
Основные сведения об ультрахолодных нейтронах	7
Фоль среднего потенциала в оптике нейтронов	13
Особенности дисперсии нейтронных волн	19
Квадрат показателя преломления как следствие общих волновых свойств	21
Эффективное поле при когерентном сложении волн	22
Показатель преломления нейтронных волн	24
Ультрахолодные пейтроны	28
Отражение и преломление нейтронов	30
Аномальное поглощение ультрахолодных нейтронов	34
Список литературы	40

РАССЕЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Введение	43
Рассеяние на металлах и сплавах	53
Рассеяние на жидком гелии	65
Рассеяние на гидридах металлов	71
Список литературы	83

Редактор Г. А. Горбунова
 Техн. редактор Н. Н. Попикова
 Корректор П. В. Шумакова

№ 89208 В печать 04.01.77 г. Объем 5,25 п. л. Формат 60×84/16
 Тираж 250 Цена 24 коп. Заказ 1802

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 1