ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА





Р3 - 7810

И.М.Франк

# ПОГЛОЩЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Р3 - 7810

И.М.Франк

# ПОГЛОЩЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ
# УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Лекция на II Международной школе ОИЯИ по нейтронной физике (Алушта, 2-19 апреля 1974 г.)

# I. ВВЕДЕНИЕ

Для получения величины показателя преломления нейтронных волн имеются два пути - один состоит в том, чтобы найти его через средний потенциал, действующий на нейтрон в среде /I/, а второй - это непосредственное определение показателя преломления/2,3,4/ из когерентного сложения вторичных волн, рассеянных ядрами вещества. Оба пути не дают точного решения задачи, но позволяют при некоторых допущениях вычислить квадрат показателя преломления, т.е. величину, являющуюся аналогом диэлектрической постоянной $n^2 = \varepsilon$.
Во всех случаях $n^2$ - величина комплексная /5/, причем мнимая ее часть обычно много меньше действительной

$$\varepsilon = n^2 = \left(1 - \frac{V_0^2}{V^2}\right) + i\,\frac{V_i^2}{V^2}$$

$$V_0^2 = \frac{h^2}{m^2}\,\frac{Nb'}{\pi}\;;\quad V_i^2 = \frac{h^2}{m^2}\,\frac{Nb''}{\pi}. \qquad \text{(I.I)}$$

Здесь $b'$ и $b''$ - действительная и мнимая части длины рассеяния для среды, вообще говоря, отличные от $b_0'$ и $b_0''$ для свободного ядра. Отличие вносит эффективное поле волн /3/,/9/ $c = c' - i c''$, так что

$$b = c b_0 = c' b_0' - i\,(c'' b' + c' b'') \qquad \text{(I.2)}$$

(здесь предполагается, что $\frac{c''}{c'} < 1$ и $\frac{b''}{b'} < 1$, так что величиной $c'' b''$ можно пренебречь).

В согласии с опытом можно, по-видимому, утверждать, что $c$ близко к единице или, точнее, что $c'$ близко к единице, а $c'' < 1$. Однако даже малая величина $c''$ может внести заметную поправку в величину $b$, поскольку $b' >> b''$.

Легко показать, что нельзя пренебрегать эффективным полем. В самом деле, для $b_0''$, согласно оптической теореме,

$$b_0'' = \frac{K}{4\pi} \sigma_t , \qquad (I.3)$$

где $\sigma_t$ – полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром.
В отличие от этого, если записать в том же виде $b''$, то оно не даст $\sigma_t$, т.к. в однородной среде не должно содержаться сечение упругого когерентного рассеяния, которое не приводит к ослаблению пучка, а только меняет вектор $K$, но $b''$ содержит сечение нагрева нейтронов за счет неупругого рассеяния средой. В согласии с опытом для очень холодных нейтронов/7/

$$b'' = \frac{K}{4\pi} \sigma = \frac{K}{4\pi} (\sigma_c + \sigma_n). \qquad (I.4)$$

Здесь $\sigma$ – некоторая эффективная величина сечения, характеризующая ослабление пучка очень холодных нейтронов.
Величина $\sigma$ – сумма сечения захвата $\sigma_c$ и сечения $\sigma_n$ неупругого рассеяния, приводящего к нагреву нейтронов.
Оба эти сечения подчиняются закону $1/V$, т.е. $\sigma(v)\cdot V = Const.$
В теории делается допущение (экспериментально не обоснованное), что это же правильно и для ультрахолодных нейтронов. Т.о.,

$$V_i^2 = \frac{h^2}{m^2} \cdot \frac{N b''}{\pi} = \frac{\hbar}{m} N \cdot \sigma(v) \cdot V. \qquad (I.5)$$

В сделанном предположении, следовательно, $b''$ и $V_i$ – константы.

## 2. Показатель преломления нейтронных волн.

Поскольку квадрат показателя преломления $\varepsilon$

$$n^2 = \varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' \qquad (2.I)$$

величина комплексная, то вопрос о действительной $n'$ и мнимой части $n''$ показателя преломления $n$ заслуживает



отдельного рассмотрения

$$n^2 = (n' + i n'')^2 = (n'^2 - n''^2) + 2 i n' n''. \qquad (2.2)$$

Отсюда, сопоставляя с (2.I) и пользуясь (I.I) и (I.5), имеем

$$\varepsilon' = (n'^2 - n''^2) = 1 - \frac{V_0^2}{V^2}; \quad \varepsilon'' = 2n'n'' = \frac{V_i^2}{V^2} = \frac{\hbar N}{m} \sigma(v) V. \qquad (2.3)$$

При $V < V_0$ величина $\varepsilon'$ отрицательна, т.е. мнимая часть $n$ больше действительной $n'' > n'$. Такая особенность характерна для оптики металлов.
Что касается мнимой части $\varepsilon$, то в оптике металлов $\varepsilon'' = \frac{4\pi\sigma}{\omega}$, где $\sigma$ – проводимость. Принимая во внимание, что $\frac{2\hbar}{mV^2} = \frac{1}{\omega}$, где $\omega$ – частота нейтронных волн, из (2,3) получим, что роль проводимости в случае нейтронных волн играет $\frac{N\sigma(v)\cdot V}{8\pi}$.
Для $n'^2$ и $n''^2$ из (2.3) получим

$$n'^2 = \frac{\varepsilon'}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}$$
$$n''^2 = -\frac{\varepsilon'}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}, \qquad (2.4)$$

причем корень квадратный следует брать со знаком плюс.
Эти формулы также привычны в оптике металлов*).

Связанная с отмеченными свойствами аналогия отражения и поглощения ультрахолодных нейтронов с оптикой металлов уже отмечалась/5/.
Для нас существенно распространение волны в среде, которое характеризуется компонентой вектора $K$, направленной по

---

*) См., например, Н.Борн и Э.Вольф, стр. 673.

нормали к поверхности среды $K_{1z} = K \cos\theta_1$, где $\theta_1$ – угол преломления в среде. Поскольку $\theta_1$ - угол, вообще говоря, комплексный, то значительно проще вместо волны с вектором $K$ и углом падения $\theta$ сразу рассматривать волну с вектором $K_z$, направленную по нормали. В самом деле, отражение и преломление зависит только от $V_z$ /I,5/, т.е. $K_z$. При этом можно ввести показатель преломления $n_z$, так что $K_{1z} = K_z n_z$. Величина $n_z$ получается из $n$ в (I.I) заменой $V$ на $V_z$ /5/. Отсюда действительную и мнимую части $n$ найдем из (2.4), использовав (2.3) и заменив в них $V$ на $V_z$. Именно так и будем поступать в этом и следующих разделах статьи. Условно будем считать очень холодными нейтроны с $V_z > V_0$, а все нейтроны с $V_z < V_0$ – ультрахолодными.ж)

Используя (2.4), имеем

$$n_z'^2 = \frac{1}{2V_z^2}\left[(V_z^2 - V_0^2) + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}\right] \qquad (2.5)$$

$$n_z''^2 = \frac{1}{2V_z^2}\left[(V_0^2 - V_z^2) + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}\right]$$

при извлечении корня берется его положительное значение. Как известно $V_i^2$ обычно, по крайней мере, на три порядка меньше, чем $V_0^2$ /9/ и, таким образом, за исключением очень узкой области изменения $V$ всегда $(V_z^2 - V_0^2)^2 > V_i^4$. В этом предположении легко получить приближение значения $n_z'^2$ и $n_z''^2$.

а). Очень холодные нейтроны $V_z > V_0$; область $(V_z^2 - V_0^2)^2 \gg V_i^4$

ж) При таком делении в группу ультрахолодных нейтронов попадают нейтроны с $V > V_0$, если угол падения для них настолько велик, что $V_z < V_0$.



Из (2.5) или (2.4), заменив $V$ на $V_z$, получаем

$$n_z'^2 = \frac{V_z^2 - V_0^2}{V_z^2} = \frac{V_1^2}{V_z^2} \qquad (2.6)$$

$$n_z''^2 = \frac{V_i^4}{4V_z^2(V_z^2 - V_0^2)} = \frac{\hbar^2}{4m^2V_z^2}\,\frac{(N\sigma_{(v)}\cdot V)^2}{V_1^2}. \qquad (2.7)$$

Здесь $V_1$ – компонента скорости нейтрона в среде, направленная по нормали к границе раздела ($V_1^2 = V_z^2 - V_0^2$) /9/. Следовательно, $K_{1z}' = K_z n_z'$ получается из $K_z$ заменой $V_z$ на $V_1$. Такой же очевидный смысл имеет и $n_z''$ в (2.7). Если, как мы предположили, $\sigma$ подчиняется закону $1/V$, то $\frac{\sigma(v)\cdot V}{V_1} = \sigma(V_1)$.

Таким образом,

$$n_z''^2 = \frac{1}{4K_z^2}\left[N\cdot\sigma(V_1)\right]^2. \qquad (2.8)$$

Поскольку $\Psi$ - функция затухает как $e^{-Kn_z''z}$, то плотность (и поток) нейтронов должны затухать как квадрат этой величины

$$\rho = \rho_1 \cdot e^{-2K_z n_z'' z} = \rho_1\, e^{-N\sigma(V_1)z}. \qquad (2.9)$$

Таким образом, затухание определяется макроскопическим сечением для скорости $V_1$, что почти очевидно и хорошо подтверждается опытом /7/. Очевидно, что в теории для $n_z$ должно использоваться именно экспериментальное значение $\sigma(V_1)$.

б) Ультрахолодные нейтроны $V_z < V_0$; $(V_z^2 - V_0^2)^2 \gg V_i^4$.

Из (2.5) имеем

$$n_z'^2 = \frac{V_i^4}{4V_z^2(V_0^2-V_z^2)} = \frac{\hbar^2}{4m^2V_z^2} \cdot \frac{N^2(\sigma(v)V)^2}{V_0^2-V_z^2} \qquad (2.10)$$

$$n_z''^2 = \frac{V_0^2-V_z^2}{V_z^2}. \qquad (2.11)$$

Т.о., $n_z'^2$ и $n_z''^2$ меняются местами по сравнению со случаем $V_z > V_0$ (при замене $V_z^2-V_0^2$ на $V_0^2-V_z^2$ ). Только действительная часть показателя преломления зависит от величины $\sigma$ , и если $\sigma=0$ , то $n'=0$ и показатель преломления в этом случае чисто мнимый. Волна не может распространяться в среде и не поглощается в ней. Однако плотность нейтронов убывает экспоненциально с увеличением расстояния от границы раздела. Это затухание не зависит от $N\sigma$

$$\rho = \rho_0 e^{-2kn''z} = \rho_0 e^{-\frac{2m}{\hbar}\sqrt{V_0^2-V_z^2}\, z}. \qquad (2.12)$$

В классическом пределе $\hbar=0$ плотность падает до нуля уже на границе раздела $z=0$ .

При $\sigma\neq 0$ действительная часть $n$ не равна нулю и пропорциональна макроскопическому сечению. В самом деле, если плотность нейтронов на границе среды стационарна, то поглощение должно приводить к наличию потока от поверхности среды в глубь нее тем большего, чем больше сечение $N\sigma$ . При этом затухание плотности нейтрона, определяемое (см.2.12) при не очень большом $N\sigma$, остается таким же, как и при отсутствии поглощения.

Наличие $n_z'$, отличного от нуля, мы можем интерпретировать по аналогии со случаем $V_z>V_0$ как наличие реальной скорости



нейтронов $V_1'$ в среде

$$n'^2 = \frac{K_{1z}^2}{K_z^2} = \frac{V_1'^2}{V_z^2}. \qquad (2.13)$$

Мы можем, следовательно, представить себе дело так, что при наличии поглощения скорость нейтрона в среде не стремится при $V\to V_0$ к нулю, а имеет конечное значение, даже если $V<V_0$, а именно:

$$V_1' = \frac{V_i^2}{2\sqrt{V_0^2-V_z^2}} = \frac{\hbar}{2m} \frac{N\sigma(v)\cdot V}{\sqrt{V_0^2-V_z^2}} \qquad (2.14)$$

(напомним, что формула верна при $(V_0^2-V_z^2) \gg V_i^4$ и, следовательно, $V_1' \ll V_i$ ).

Для ультрахолодных нейтронов очевидным образом верна и формула (2.9), если заменить в ней $V_1$ на $V_1'$.
В самом деле, подставляя $V_1'$ из (2.14) в показатель степени (2.9), получим (2.12)

$$N\sigma(v_1') = \frac{N\sigma(v)V}{V_1'} = \frac{2m}{\hbar}\sqrt{V_0^2-V_z^2}. \qquad (2.15)$$

Т.о. скорости ультрахолодных нейтронов в среде $V_1'$ видимо, можно придавать физический смысл при рассмотрении распространения и поглощения ультрахолодных нейтронов в среде.
Эта скорость $V_1'$, как видно из (2.14), не обращается в нуль даже при $V_z=0$ , т.е. она может быть даже больше, чем $V_z$ в вакууме. Признав скорость $V_1'$ имеющей физический смысл, мы должны признать, что нейтрон со скоростью $V_1'$ , возникшей в среде, способен из нее выйти, хотя вне среды он будет иметь скорость, меньшую $V_0$ . Это утверждение, впрочем, почти очевидно, поскольку из-за поглощения нейтроны со скоростью,

меньшей $V_0$, втекают в среду, то, следовательно, возможен и поток обратного знака.

## 3. Поглощение ультрахолодных нейтронов.

Сказанное в предшествующем разделе приводит, казалось бы, к противоречивому результату. В самом деле, из формулы (2.12) видно, что затухание плотности не содержит сечения захвата, оно не меняется, если положить это сечение равным нулю, т.е. не зависит в известных пределах от величины $N\sigma(v)$.
С другой стороны, приходится допустить для нейтрона в среде настолько малую скорость $V_1'$, для которой сечение настолько велико, чтобы это затухание плотности объяснялось в соответствии с (2.9) этим сечением $\sigma(V_1')$. При этом, чем меньше $\sigma(v)$, тем меньше $V_1'$. Не значит ли это, что поглощение ультрахолодных нейтронов, в конечном счете, определяется только ($V_0^2 - V_z^2$) и не зависит от $\sigma$? Нетрудно убедиться, что здесь нет противоречий.
Для однородной среды и плоской волны с вектором $K_z$ по нормали к границе раздела имеем: падающий поток равен $V_z|\psi_0|^2$, где $\psi_0$ - амплитуда $\psi$ - функции падающей волны у границы раздела. Тогда поток в среде у границы равен $V_1'|f|^2|\psi|^2$, где $V_1'$ - скорость в среде, а $f$ - коэффициент Френеля для преломленной волны.*)

*) Непрерывность потока на границе достигается, очевидно, тем, что кроме падающего есть и отраженный поток $-V|r|^2|\psi_0|^2$, где $r$ - коэффициент Френеля для отраженной волны.



(Величина $|f|^2 = \frac{4V_z^2}{V_0^2}$ см. следующий раздел).
Очевидно, отношение потока, уходящего в среду, к падающему и дает долю поглощенных нейтронов. Она равна, очевидно,

$$\alpha = \frac{V_1'|f|^2}{V_z} = n_z'\,|f|^2 \qquad (3.1)$$

величине, которая зависит от двух величин $n_z'$ и $f$, т.е. прямо не связана с декрементом затухания плотности в среде, но, т.к. $n_z' \sim N\sigma(v)V$, то оно зависит от сечения $N\sigma(v)$. Т.о. декремент затухания потока или, что то же, плотности нейтронов, еще не определяет доли поглощенных нейтронов. Однако $V_1'$ в самом деле определяется для ультрахолодных нейтронов затуханием плотности и сечением $N\sigma(v)V$, поскольку распределение поглощения по глубине и затухание плотности должны быть пропорциональны друг другу. Если считать среду неограниченной, то формула (3.1) правильна для любых нейтронов, т.к. поток, уходящий в глубь среды, рано или поздно поглотится.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Согласно общему правилу, плотность потока равна

$$S = \frac{i\hbar}{2m}\left(\psi\frac{d\psi^*}{dz} - \psi^*\frac{d\psi}{dz}\right). \qquad (3.2)$$

Полагая, что в среде

$$\psi = f\cdot\psi_0\, e^{iK_z n_z' z - K_z n_z'' z}, \qquad (3.3)$$

получим

$$S = \frac{\hbar}{m} K_z n_z' |f|^2 |\psi_0|^2 e^{-2K_z n_z'' z}. \qquad (3.4)$$

Поток приходящих на поверхность среды (без учета отраженного) равен $S_0 = \frac{\hbar}{m} k |\psi_0|^2$ и т.о. формула (3.I) выполнена.

В случае ультрахолодных нейтронов (см.2.I0) и (2.I4) получим

$$S = \frac{\hbar}{2m} \frac{N\sigma(v) \cdot V}{\sqrt{V_0^2 - V_z^2}} |f|^2 |\psi_0|^2 e^{-2kn_z''z} = V_1' \rho_1 e^{-2kn_z''z}, \qquad (3.5)$$

т.е. действительно поток равен $V_1'$ на плотность нейтронов в среде. Число нейтронов, поглощаемых ежесекундно, в объеме $V$ при стационарной плотности $\rho_1$ должно быть

$$\frac{dn}{dt} = V \cdot \frac{\rho_1}{T}, \qquad (3.8)$$

где $T$ - характерное время поглощения

$$\frac{1}{T} = N\sigma(v)V, \qquad (3.9)$$

которое в случае выполнения закона $1/V$ не зависит от скорости нейтрона. Очевидно, что затухание потока $S$ в слое $dz$, т.е. числа частиц, ежесекундно падающих на площадь $s$ толщины $dz$, должно равняться числу поглощенных ежесекундно в том же слое нейтронов $dn$. Отсюда затухание потока

$$\frac{dS}{dz} = -\frac{\rho_1}{T} = -N\sigma(v)V\rho_1. \qquad (3.10)$$

Из (3.4), принимая во внимание (2.I0) и (2.II), в самом деле получим

$$\frac{dS}{dz} = -\frac{2\hbar}{m} k_z^2 n_z' n_z'' |f|^2 |\psi_0|^2 e^{-2k_z n_z'' z} = -N\sigma(v)V\rho_1(z). \qquad (3.II)$$

Т.о. затухание потока определяется произведением макроскопического сечения на скорость и плотность нейтронов. Эта формула в одинаковой степени правильна как для холодных, так



и для ультрахолодных нейтронов. При этом $\sigma(v)V$ от скорости не зависит. В самом деле, мы предположили, что для изолированного покоящегося ядра справедлив закон $1/v$. При переходе к среде не было сделано каких-либо допущений, которые могли бы нарушить эту закономерность и поэтому естественно, что она оправдывается.

## 4. Отражение и прохождение нейтронных волн.

При отражении и преломлении нейтронных волн на плоской границе раздела вакуума со средой граничные условия такие же, как и для света с электрическим вектором $E$, лежащим в плоскости, перпендикулярной плоскости падения *). Мы можем поэтому написать для отраженной и преломленной волны (с углом падения $\theta$) коэффициенты Френеля $r$ и $f$ просто по аналогии со светом *).

$$r = \frac{\cos\theta - \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}} \qquad (4.I)$$

$$f = \frac{2\cos\theta}{\cos\theta + \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}. \qquad (4.2)$$

Подставляя $n^2$ из (I.I), сразу получим, что угол $\theta$ исключается, но роль $V$ играет $V_z$. Т.о., как и следовало ожидать, коэффициенты Френеля такие же, как для нормального падения волн на среду с показателем преломления $n_z = n_z' + i n_z''$.

*) В самом деле, непрерывность $\psi$- функции требует $1 + r = f$, $k\sin\theta = k_1 \sin\theta_1$, и из непрерывности производной $k\cos\theta(1-r) = k_1 f\cos\theta_1$, откуда сразу получаются (4.I) и (4.2).

Т.о.
$$r = \frac{(1-n'_z) - i n''_z}{(1+n'_z) + i n''_z} \qquad (4.3)$$

$$f = \frac{2}{(1+n'_z) + i n''_z}. \qquad (4.4)$$

Доля поглощенных в среде нейтронов, очевидно, равна

$$\alpha = 1 - |r|^2 = \frac{4 n'_z}{(1+n'_z)^2 + n''^2_z} = n'_z |f|^2. \qquad (4.5)$$

Формула (4.5), как и следовало ожидать, совпадает с (3.I).
Используя (2.5), получим

$$\alpha = \frac{4 V_z \sqrt{\frac{1}{2}(V_z^2 - V_0^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}}}{\left(V_z^2 + \sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}\right) + 2 V_z \sqrt{\frac{1}{2}(V_z^2 - V_0^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(V_z^2 - V_0^2)^2 + V_i^4}}}. \qquad (4.6)$$

Причем каждый раз при извлечении квадратного корня берется его положительное значение. Как уже отмечалось, при определении $n'$ и $n''$ в широкой области изменения $V_z$ величина $(V_z^2 - V_0^2)^2 \gg V_i^4$. Это правильно и для ультрахолодных нейтронов, поскольку $V_0^2 \gg V_i^2$. Поэтому Ф.Л.Шапиро, получивший формулу (4.6), из несколько других соображений приводит в своем докладе /I/ только вытекающую из нее приближенную формулу /I,5/ для ультрахолодных нейтронов ж).

$$\alpha = \frac{2 V_i^2 V_z}{V_0^2 (V_0^2 - V_z)^{1/2}} = \frac{2 b''}{b'} \frac{V_z}{(V_0^2 - V_z^2)^{1/2}} = \frac{2 V_z}{m V_0^2} \frac{\hbar N \sigma(v) V}{(V_0^2 - V_z^2)^{1/2}} \qquad (4.7)$$

---

ж) Тот же результат сразу получается из (4.5), т.к. $|f|^2$ в (4.4), как нетрудно убедиться, для $V_z < V_0$ и $(V_0^2 - V_z^2)^2 \gg V_i^4$ равно $\frac{4 V_z^2}{V_0^2}$, поскольку $n''_z \gg n'_z$ (см.2.I0 и 2.II)



Для различных записей (4.7) здесь использованы (I.I) и (I.5). Доля поглощенных при отражении нейтронов, как видно, обращается в нуль при $V_z = 0$. Это не противоречит тому, что $n' = \frac{V_i'}{V_z}$ растет с уменьшением $V_z$, т.к. $|f|^2 = \frac{4 V_z^2}{V_0^2}$ убывает как $V_z^2$. (см.примечание). При приближении $V_z$ к $V_0$ величина $\alpha$ растет, оставаясь меньше единицы, поскольку формула правильна лишь при условии $V_i^4 \ll (V_0^2 - V_z^2)^2$.

У самого порога $(V_0^2 - V_z^2)^2 \ll V_i^4$ имеем /5/

$$\alpha = \frac{2\sqrt{2}\, V_i}{V_0} \qquad (4.8)$$

и так как $V_i \ll V_0$, то коэффициент отражения $R = (1-\alpha)$ еще близок к единице, хотя и хуже, чем для ультрахолодных нейтронов. Однако он быстро падает в области выше порога, т.е. при $V_z > V_0$. Когда $(V_z^2 - V_0^2) \gg V_i^2$, то, очевидно, для коэффициента Френеля $r$ получаем действительную величину

$$r = \frac{V_z - \sqrt{V_z^2 - V_0^2}}{V_z + \sqrt{V_z^2 + V_0^2}}, \qquad (4.8)$$

причем коэффициент отражения $R = r^2$.
Видно, при $V_z \gg V_0$ величина $r^2$ быстро убывает.

Для очень холодных нейтронов кроме измерения коэффициента отражения возможно непосредственное измерение величины пропускания нейтронов через тонкую фольгу, как это было сделано в опытах Штейерла /7/. При вычислении пропускания надо учитывать, что нейтронная волна внутри фольги может испытывать последовательные отражения от ее стенок. Поэтому в общем виде для амплитуды волны $A(d)$, прошедшей через фольгу толщины $d$, получим

$$A(d) = A_0 f_{01} f_{10} e^{iK_{12}d}\left(1 + r_{10} e^{iK_{12}d} r_{10} e^{iK_{12}d} + r_{10}^4 e^{i4K_{12}d} + \dots\right) = \frac{A_0 f_{10} f_{01} e^{iK_{12}d}}{1 - r_{10}^2 e^{i2K_{12}d}}. \qquad (4.9)$$

Здесь $A_0$ - амплитуда падающей волны, $f_{01}$ - коэффициент Френеля для волны, преломленной из вакуума в среду, а $f_{10}$ - из среды в вакуум, и $r_{10}$ - коэффициент Френеля для волны, отраженной в среде от границы с вакуумом.

Т.о., первый член ряда - это волна, прошедшая пластину без отражения, второй - после одного отражения от обеих поверхностей, третий - после двух отражений и т.д. Результат получается, таким образом, как сумма геометрической прогрессии. Формулу (4.9) можно упростить, если принять во внимание соотношения между коэффициентами Френеля

$$r_{01} = -r_{10} = r \quad ; \quad f_{ik} f_{ki} = 1 + r_{ik} r_{ki}.$$

Отсюда получим, что (4.9) можно записать так:

$$\frac{A(d)}{A_0} = \frac{(1-r^2) e^{iK_{12}d}}{1 - r^2 e^{i2K_{12}d}}, \qquad (4.10)$$

где $r$ равно (4.8), а $K_{12} = k_z(n'_z + i n''_z)$. Интенсивность потока нейтронов $J(d)$, прошедших через фольгу по отношению к потоку $J_0$ падающих на нее нейтронов, очевидно, равна квадрату модуля (4.10)

$$J(d) = J_0 \frac{(1-r^2)^2 \cdot e^{-N\sigma(v_1)d}}{1 - 2r^2 e^{-N\sigma(v_1)d} \cdot \cos \frac{2mv_1}{\hbar} d + r^4 e^{-2N\sigma(v_1)d}} \qquad (4.10)$$



Как всегда в таких случаях, интенсивность затухает с увеличением $d$ не экспоненциально, а в результате интерференции волн, отраженных от обеих стенок, периодически модулируется, причем амплитуда модуляций убывает с увеличением $d$. Вопрос о пропускании таких пленок экспериментально и теоретически рассмотрен Штейерлом /7,8/.

Для ультрахолодных нейтронов пропускание фольги также может быть получено как квадрат модуля (4.10). Различие только в том, что $r$ в (4.3) существенно комплексная величина и для $n'$, и $n''$ следует использовать (2.10) и (2.11). Однако такой опыт, очевидно, труден, т.к. необходимы очень малые толщины $d$. Для сравнения с теорией легче использовать величину $\alpha$, найденную из коэффициента отражения.

## 5. Аномальное поглощение ультрахолодных нейтронов.

Известно, что время удержания ультрахолодных нейтронов оказывается систематически меньшим расчетного. В настоящее время нельзя очитать исключенным, что это вызвано дефектами отражающей поверхности или загрязнением поверхностного слоя.

Однако универсальность этого эффекта и его довольно значительная величина скорее говорят в пользу того, что имеется еще невыясненный механизм поглощения или нагрева ультрахолодных нейтронов. Величина уменьшения коэффициента отражения $\alpha_0$, которая связана с этим процессом, примерно

$3.10^{-4}$ и, как видно из (4.7), ему соответствует дополнительная величина $\Delta b''$, примерно равная $3.10^{-4}\ b'$.

Встав на точку зрения такого дополнительного поглощения, мы должны принять следующее: I). Это поглощение не связано непосредственно с сечением захвата и неупругого рассеяния, т.к. в веществах с малым поглощением оно особенно заметно. 2). Оно должно быть специфическим для ультрахолодных нейтронов, т.к. в случае, если бы оно убывало как $1/v$, в области тепловых нейтронов ему соответствовало бы вполне заметное сечение порядка $10^{-23}$ см$^2$. Такое дополнительное сечение поглощения не может не быть незамеченным.

Очевидным образом могут быть сделаны два предположения, характерные только для ультрахолодных нейтронов и поэтому удовлетворяющие этим условиям:

а) Имеется квазиупругое рассеяние, при котором скорость нейтрона при отражении меняется на величину порядка $v_0$ с вероятностью несколько десятитысячных или на еще меньшую величину, но с соответственно большей вероятностью. Очевидно, что в области холодных и очень холодных нейтронов это приведет лишь к незначительному уширению линии моноэнергетических нейтронов, которое трудно обнаружить.

б) Второе возможное допущение состоит в учете того, что в случае ультрахолодных нейтронов, в отличие от очень холодных, нейтронная плотность в среде не равномерна, а быстро затухает с глубиной. Рассеяние колеблющихся ядер происходит, следовательно, в неоднородном нейтронном поле. Следовательно, не происходит усреднения рассеяния по возможным



координатам колеблющихся ядер. Т.о. может возникнуть дополнительный эффект в рассеянии. Вероятно, причины а) и б) связаны между собой, т.к. в обоих случаях следует учитывать движение ядер при рассеянии нейтронов.

Мы можем допустить, что области $V_z < V_0$ появляется некоторый дополнительный добавок $\Delta \mathcal{E}''$ в мнимой части $\mathcal{E}$, что соответствует увеличению мнимой части длины рассеяния на $b''$ на $\Delta b''$. Это означает, что эффективное поле (I.2) $c''$ в случае ультрахолодных нейтронов, т.е. при наличии большого градиента плотности, меняется. Такой эффект можно формально учесть, введя некоторое дополнительное аномальное сечение $\sigma_a$. Как мы видели, величина $\sigma$ входит в $\mathcal{E}''$ и $b''$ в виде произведения $\sigma v$ (I.5). В отличие от этого, в данном случае можно предположить, что добавок будет иметь вид $\sigma_a(\sqrt{V_0^2-V_z^2})$, допустимый из соображений размерности. Поскольку о зависимости $\sigma_a$ от скорости не делается каких-либо гипотез, то здесь не содержится иных физических допущений, кроме предположения, что $\sigma_a$ существенно только в области $V_z < V_0$ ж).

Т.о. (см. 2.3) и (I.5) имеем

$$\Delta \mathcal{E}'' = \frac{\hbar N}{m V_z^2}\, \sigma_a \sqrt{V_0^2-V_z^2}\,, \tag{5.1}$$

$$\Delta b'' = \frac{K_z}{4\pi}\, \frac{\sigma_a \sqrt{V_0^2-V_z^2}}{V_z}\,. \tag{5.2}$$

ж) Можно даже не делать допущений о неприменимости $\sigma_a\sqrt{V_0^2-V_z^2}$ в области $V_z > V_0$. При $V_z > V_0$ эта величина мнимая и поэтому вносит вклад не в $b''$, а в $b'$, и притом относительно очень малый.

Разумеется, самым простым предположением является слабая зависимость $\sigma_a$ от скорости.

Мы помним, что затухание плотности ультрахолодных нейтронов (2.II) не зависит от сечения $\sigma$ и равно

$$n''_z = \frac{\sqrt{V_0^2 - V_z^2}}{V_z}. \qquad (5.3)$$

Кроме того, $\varepsilon'' = 2n'n''$ (см.3.3) и, следовательно, за счет $\sigma_a$ меняется $n'$ на величину

$$n'_z + \Delta n'_z = \frac{\hbar N}{2mV_z}\left(\frac{\sigma(v)V}{\sqrt{V_0^2 - V_z^2}} + \sigma_a\right). \qquad (5.4)$$

Т.о. независимо от предположений о природе $\sigma_a$ меняется скорость нейтрона в среде $V_1'$ (см.2.I4).

Что касается изменения вероятности поглощения при отражении, то она равна ( $|f|^2 = \frac{4V_z^2}{V_0^2}$ )

$$\Delta n'_z |f|^2 = \frac{2V_z}{mV_0^2}\hbar N\sigma_a. \qquad (5.5)$$

Более детальные экспериментальные данные и их теоретический анализ должны, возможно, позволить обосновать гипотезу о существовании аномального сечения $\sigma_a$ и выяснить его природу.

## ЛИТЕРАТУРА.


I. Ф.Л,Шапиро Препринт ОИЯИ, Р3-7I35, Дубна,I973.

2. L.I.Foldi. Phys.Rev., 67, 107 (1945).

3. M.Lax. Rev. of Modern Phys., 23, 287 (1951).

4. В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц, М.Н.Подгорецкий Препринт ОИЯИ, Р-2III, Дубна,I965.





5. И.М.Франк. Природа, №9, 24, I972. Сообщение на Межд. конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов. Будапешт, I972.

6. М.Борн, Е.Вольф. Основы оптики, "Наука", Москва,I970.

7. A.Steyerl. Dissertation Technische Universitat, Munchen, 1971; A.Steyerl, H.Vonach. Z. Physik, 250, 166 (1972).

8. A.Steyerl. Z.Physik, 252, 371 (1972).

9. И.М.Франк. Препринт ОИЯИ, Р3-7809, Дубна, 1974.


Рукопись поступила в издательский отдел
I8 марта I974 года.