объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4-80-261

В.К.Игнатович

ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ КЛАСТЕРОВ НА ВРЕМЯ ХРАНЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Направлено в журнал "Физика твердого тела"

1980

Проблема хранения ультрахолодных нейтронов /УХН/ остается нерешенной вот уже 10 лет. Суть проблемы состоит в том, что время хранения нейтрона в закрытом сосуде оказывается значительно меньше теоретически предсказанного Я.Б.Зельдовичем [1] в самой первой работе, посвященной вопросам УХН. Время хранения, если отвлечься от собственного распада нейтрона, характеризуется коэффициентом потерь, т.е. вероятностью поглощения и неупругого рассеяния /нагревания/ при одном ударе УХН о стенку. Эксперименты по измерению коэффициента потерь и теоретические поиски причин его аномально большой величины изложены в обзорах [2-10]. Для объяснения аномалии были подробно рассмотрены: процессы взаимодействия УХН с поверхностными волнами [11], тепловыми колебаниями атомов внутри вещества, акустическими дрожаниями поверхности; рассеяние с малыми передачами энергии вследствие диффузионного движения атомов и переопрокидывания спина в магнитном поле вблизи ядра; возможное влияние водорода на неупругое рассеяние и роль неоднородностей поверхности, таких как шероховатости, поры, пленки и примеси /соответствующие ссылки даны в указанных выше обзорах/. Однако все возможные способы объяснения аномалии оказались неудовлетворительными, ибо они не могли отразить две наблюдаемые закономерности: аномальная величина коэффициента потерь примерно одинакова для всех веществ и если она зависит от температуры, то в диапазоне 80-800 К эта зависимость чрезвычайно слабая [5,12,13].

Помимо исследования всевозможных процессов для объяснения аномалии привлекались также и дополнительные гипотезы. В частности, И.М.Франк [14] предположил, что УХН присуще аномальное сечение потерь σ_a, которое не свойственно нейтронам более высоких энергий. Результаты настоящей работы вполне согласуются с такой гипотезой.

Цель данной работы состоит в том, чтобы подробно рассмотреть влияние кластеров, из которых может состоять тонкий приповерхностный слой вещества, на нагревание УХН. Ранее это влияние уже рассматривалось [15], однако делалось это в однофононном приближении, что, вообще говоря, не справедливо, если частота колебаний кластера значительно меньше температуры: $\omega_0 \ll T$. Особое значение кластера состоит в том, что он рассеивает нейтроны как единое целое, обладая амплитудой рассеяния $b = nb_0$, где b_0 - амплитуда рассеяния одного атома, а n - число атомов в кластере. В результате сечение рассеяния кластера пропорционально n^2 /разумеется, все это справедливо только в том случае, если размер кластера значительно меньше длины волны нейтрона/. Однако фактор n, который сильно увеличивает сечение рассеяния кластера, из коэффициента потерь выпадает, если расчеты производить в однофононном приближении. Действительно, коэффициент потерь μ пропорционален η:

$$\eta = (N/N_0) k_0 \sigma / 4\pi b_0 , \qquad /1/$$

а σ имеет еще характерный для колебаний множитель $1/M$ /здесь M - масса кластера, приведенная к массе нейтрона, N - число кластеров, а N_0 - число атомов в единице объема, k_0 - волновой вектор УХН/. Поскольку $N = N_0/n$, а $M = nM_0$, где M_0 - масса одного атома, то n из выражения /1/ выпадает. В работе[15] было показано, что в однофононном приближении

$$\eta = (b_0\sqrt{T}/M_0) \cdot \sqrt{T/\omega_0} , \qquad /2/$$

и если частота ω_0 кластера значительно меньше температуры T, то за счет последнего множителя коэффициент потерь сильно вырастает. /В выражении /2/ T измеряется в единицах $\hbar^2/2mk_B$, а ω_0 - в единицах $\hbar/2m$, причем m - масса нейтрона, так что T и ω_0 имеют одинаковую размерность, совпадающую с размерностью квадрата волнового вектора/. Однако выражение /2/ линейно зависит от температуры, и это противоречит эксперименту.

Однофононное приближение справедливо не всегда. Если осциллятор с массой M имеет частоту $\omega_0 \ll T/M$, то сечение рассеяния на нем мало отличается от сечения рассеяния на одноатомном газе, т.е.

$$\sigma = (2/\sqrt{\pi M}) \cdot 4\pi b^2 \sqrt{T}/k_0 . \qquad /3/$$

В этом случае вероятность неупругого рассеяния УХН при отражении от стенки пропорциональна

$$\eta = (N/N_0)(2/\sqrt{\pi}) b^2 \sqrt{T}/b_0\sqrt{M} , \qquad /4/$$

и знаменатель содержит не массу, а корень квадратный из этой величины, и потому η содержит большой фактор усиления $\sqrt{nM_0}$:

$$\eta \approx (b_0\sqrt{T}/M_0)\sqrt{nM_0} . \qquad /5/$$

В последнее время для объяснения аномалии времени хранения УХН часто привлекают гипотезу водородного загрязнения /см., например,[16] /, которая в какой-то мере подтверждается экспериментами с тяжелыми ионами[17]. При этом водород, с этой точки зрения, удобен тем, что обладает большим сечением некогерентного рассеяния ~ 80 б. Как следует из выражений /5/ и /3/, кластерная гипотеза позволяет увеличить сечение неупругого рассеяния вещества, не прибегая к помощи водорода.

Против гипотезы водородного загрязнения говорит отсутствие температурной зависимости коэффициента потерь. Кластерная гипотеза, как показывает выражение /5/, тоже предсказывает температурную зависимость, однако эту зависимость можно существенно ослабить, если предположить, что число атомов в кластере зависит от температуры и с ростом T число n уменьшается. Температурную зависимость можно полностью скомпенсировать, если предположить, что $n \sim 1/T$.

При понижении температуры условие $\omega_0 \ll T/M$ нарушается, и мы приходим к выражению /2/. При еще большем понижении температуры, до $T < \omega_0$, линейная температурная зависимость η переходит в экспоненциальную:

$$\eta = (2b_0\sqrt{\omega_0}/M_0)\exp(-\omega_0/T). \qquad /6/$$

Средняя энергия нагретых нейтронов $\overline{k^2}$ при $\omega_0 \gg T/M$ равна ω_0, а в случае $\omega_0 \ll T/M$ равна

$$\overline{k^2} \approx 4T/M = 4T/M_0 n. \qquad /7/$$

Если не вводить анизотропию осциллятора, то угловое распределение рассеянных нейтронов должно быть изотропно.

Покажем теперь, как можно вывести все указанные выше выражения.

РАССЕЯНИЕ УХН НА ОСЦИЛЛЯТОРЕ

Будем исходить из хорошо известного выражения [18] для рассеяния нейтрона на осцилляторе:

$$d^2\sigma/d\Omega\, dE = (k/k_0)b^2 S(\vec{Q},\omega), \qquad /8/$$

где k и k_0 - волновые векторы соответственно рассеянного и падающего нейтрона, а $S(\vec{Q},\omega)$ - функция рассеяния, $\vec{Q} = \vec{k}_0 - \vec{k}$, $\omega = k_0^2 - k^2$. Полное сечение рассеяния можно записать в виде

$$\sigma = (2b^2/k_0)\int S(\vec{Q},\omega)\, d^3k. \qquad /9/$$

Выражения /8/ и /9/ справедливы для любого рассеивателя, если не уточнять вид функции $S(Q,\omega)$. Конкретно для осциллятора

$$S(\vec{Q},\omega) = \exp[-W(Q) + \omega/2T]\sum_{\ell=-\infty}^{\infty} I_\ell(y)\,\delta(\omega - \ell\cdot\omega_0), \qquad /10/$$

где $I_\ell(y)$ - модифицированная функция Бесселя, а

$$W(Q) = (Q^2/M\omega_0)\,\mathrm{cth}(\omega_0/2T), \qquad /11/$$

$$y = Q^2/M\omega_0\,\mathrm{sh}(\omega_0/2T). \qquad /12/$$

В случае рассеяния УХН $k \gg k_0$, и потому $Q = -k$ и $\omega \approx -k^2$. Обозначим интеграл в /9/ через $2\pi F$, т.е.

$$2\pi F = \int S(-k, -k^2)\, d^3k = 2\pi \int f(k^2)\, k\, dk^2 \qquad (f = S(-k, -k^2)), \qquad /13/$$

тогда согласно /9/ и /11/

$$\sigma = 4\pi b^2 F/k_0, \quad \eta = (N/N_0)\, F \cdot b^2/b_0. \qquad /14/$$

Подставляя в /13/ выражение /10/, получаем

$$F = \sqrt{\omega_0} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sqrt{\ell} \exp[-\ell(x+z)]\, I_\ell(\ell u), \qquad /15/$$

где

$$x = \omega_0/2T; \quad z = \mathrm{cth}\, x/M; \quad u = 1/M \cdot \mathrm{sh}\, x.$$

При $\omega_0 \gg T$ $x \gg 1$ и в сумме остается только один первый член, поскольку при этом $u \ll 1$, то $I_1(u) \approx u$ и

$$F = \sqrt{\omega_0}\, u \exp(-x), \qquad /16/$$

откуда получается /6/.

Среднее значение $\overline{k^2}$ определяется следующим образом:

$$\overline{k^2} = \int k^2 S(Q, \omega)\, d^3k / \int S(Q, \omega)\, d^3k = \int k^3 f(k)\, dk^2/F, \qquad /17/$$

и в данном случае легко получаем $\overline{k^2} = \omega_0$.

При $T/M \ll \omega_0 \ll T$ модифицированную функцию Бесселя $I_\ell(\ell u)$ благодаря малости u можно разложить в ряд и ограничиться первым членом $I_\ell \approx (\ell u/2)^\ell/\ell!$. После чего воспользуемся формулой Стирлинга и просуммируем полученный ряд до $\ell = \infty$, в результате будем иметь

$$F = (e/\sqrt{2\pi})\sqrt{\omega_0} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{u}{2}\right)^\ell \approx (e/\sqrt{2\pi})\sqrt{\omega_0}\,(T/M\omega_0), \qquad /18/$$

где e - основание натуральных логарифмов. Поскольку $e/\sqrt{2\pi} \approx 1$, то, подставив /18/ в /14/, получим /2/. Среднее $\overline{k^2}$ легко находится с помощью следующей формулы:

$$\overline{k^2} = \omega_0 \bar{n} = \omega_0 \left(\sum_{\ell=1}^{\infty} \ell (u/2)^\ell\right) / \sum_{\ell=1}^{\infty} (u/2)^\ell = \omega_0. \qquad /19/$$

Фактически мы видим, что при $T/M \ll \omega_0 \ll T$ однофононное приближение остается действительным.

Справедливость использованного разложения $I_\ell(\ell u)$ может вызвать сомнение, поскольку при больших ℓ, когда $\ell u > 1$, оно не годится. Однако при больших ℓ можно воспользоваться асимптотическим представлением функции $I_\ell(\ell u)$ /см. формулу 9.7.7 в [19]/:

$$I_\ell(\ell u) \approx (1/\sqrt{2\pi\ell})\exp(\tilde{\eta}\ell)/\sqrt[4]{1+u^2}, \qquad /20/$$

где $\tilde{\eta}=\sqrt{1+u^2}+\ln[u/(1+\sqrt{1+u^2})]$, и это представление при $u \ll 1$ приводит к тем же результатам, которые были получены ранее.

При $\omega_0 \ll T/M$ воспользуемся асимптотическим представлением /20/ и учтем, что $u \gg 1$, а $s=x+z-\tilde{\eta} \ll 1$; тогда получим

$$F \approx \sqrt{\omega_0/2\pi u}/(x+z-\tilde{\eta}). \qquad /21/$$

То, что s мало, показывает его разложение по x:

$$s=x+z-\tilde{\eta}=x(1+M)^2/2M \approx \omega_0 M/4T \ll 1. \qquad /22/$$

Подставляя /22/ и $u=2T/M\omega_0$ в /21/ и далее в /14/, получаем /5/. Именно этим способом было рассчитано рассеяние на слабо связанном водороде в работе [16]. Вычисление k^2 производится совершенно аналогично /19/, только вместо u там следует подставить $\exp(-s)$. В результате получаем $\overline{k^2}=\omega_0/s$, что с учетом /22/ равно /7/.

ОБСУЖДЕНИЕ

Чтобы получить экспериментально наблюдаемое n, необходимо фактор усиления $\sqrt{nM_0}$ в /5/ положить равным ≈ 20, ибо при комнатной температуре сечение неупругого рассеяния $\approx 0,1$ б, тогда как наблюдаемое аномальное сечение составляет $\approx 2 \div 4$ б. Соответственно при $M_0 \approx 10$ должно быть $n \approx 100$. При этом $\omega_0 \approx 10^9 \div 10^{10}$ c^{-1}, а энергия рассеянных нейтронов близка к $T/M \approx 10^{-5}$ эВ.

Существующие данные эксперимента [20] показывают, что энергия неупруго рассеянных нейтронов близка к 10 МэВ. Это как будто бы противоречит гипотезе кластеров. Однако в настоящее время имеется сомнение в том, что стенки ловушки в эксперименте [20] были свободны от водородных загрязнений.

Наличие кластеров на поверхности должно сказаться на температурной зависимости теплоемкости мелких порошков. Если $n \sim 1/T$, то теплоемкость при низких температурах должна иметь линейную зависимость от T. Эта линейная зависимость /если $n \approx 100$ при комнатной температуре/ должна быть выражена более сильно, чем в теплоемкости стекол [21] при низкой температуре, а именно: она должна стать существенной уже при 10 К.

Тонкий поверхностный слой вещества может иметь сложную структуру из-за окисления в случае металлов или выщелачивания в случае стекол. Возникающие на поверхности кластеры оказываются очень существенными для УХН, но более энергичные нейтроны, которые могут проникнуть внутрь толщи вещества, оказываются к этим кластерам нечувствительны. Таким образом, можно считать, что поверхностные атомы обладают дополнительным сечением рассеяния, специфичным только для УХН, что вполне в духе гипотезы, высказанной И.М.Франком /14/.

В заключение еще интересно отметить, что благодаря высокой чувствительности УХН к кластеризации молекул эксперименты по пропусканию УХН через газы с целью определения сечения рассеяния приобретают особый смысл. Если это сечение окажется больше той величины, которая следует из экспериментов по рассеянию тепловых нейтронов, и его температурная зависимость /например, для одноатомных газов/ будет слабее $\sqrt{T}$, то можно будет сделать вывод, что газовые молекулы образуют конгломераты и количество или величина конгломератов с понижением температуры растет. По-видимому, это явление наиболее заметно вблизи температуры конденсации газа.

Автор благодарен за полезные обсуждения Б.В.Васильеву, В.В.Голикову, Ю.М.Останевичу, А.В.Стрелкову, Ю.В.Тарану и И.М.Франку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1952.
2. Шапиро Ф.Л. Proc. Int.Conf. on Nucl. Structure Study with Neutrons, Budapest. Eds. Ero J., Szucs J. Plenum Press, N.Y., 1972, p.259.
3. Франк И.М. II Межд. школа по нейтронной физике. ОИЯИ, Д3-7991, Дубна, 1974, с.19.
4. Лущиков В.И. Там же, с.7.
5. Лущиков В.И. Proc. Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei. Lowell, Mass. Ed. Sheldon E. Technical Information Center, USERDA, 1976, p.117; Phys. Today, 1977, 30, p.42; III Межд. школа по нейтронной физике. ОИЯИ, Д3-11787, Дубна, 1978.
6. Голиков В.В., Лущиков В.И., Стрелков А.В. В кн.: Neutron Inelastic Scattering. IAEA, Vienna, 1978, vol.1, p.39.
7. Антонов А.В. Труды ФИАН, 1977, 94, с.73.
8. Steyerl A. Springer Tracts in Modern Physics, 1977, 80, p.57.
9. Golub R., Pendlebury J.M. Rep. Prog. Phys., 1979, 42, p.439.
10. Игнатович В.К. Материалы школы ЛИЯФ по физике конденсированного состояния. Л., 1979, с.200.
11. Франк И.М. ОИЯИ, Р4-8851, Дубна, 1975.
12. Лущиков В.И. и др. Препринт ИАЭ-3066, М., 1978.

13. Франк И.М. ОИЯИ, Р3-12829, Дубна, 1979, с.16.
14. Франк И.М. ОИЯИ, Р3-7810, Дубна, 1974.
15. Игнатович В.К. phys.stat.sol. (b), 1975, 71, p.477.
16. Игнатович В.К., Сатаров Л.М. Препринт ИАЭ-2820, М., 1977.
17. Landford W.A., Golub R. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.1509.
18. Lovesey S.W. In: Dynamics of Solids and Liquids by Neutron Scattering. Eds. Lovesey S.W., Springer T. Springer, N.Y., 1977, p.4.
19. Справочник по специальным функциям /под ред. М.Абрамовица, И.Стигана/."Наука", М., 1979.
20. Stoika A.D., Strelkov A.V., Hetzelt M. Z. für Phys., 1978, 29, p.349.
21. Stephens R.B. Phys.Rev., 1973, B8, p.2896.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1980 года.