ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 9631

Д.И.Блохинцев, Н.М.Плакида

О ПОГЛОЩЕНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

1976

P4 - 9631

Д.И.Блохинцев, Н.М.Плакида

О ПОГЛОЩЕНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Направлено в "physica status solidi"

1. Введение

Наблюдаемое в ряде экспериментов время удержания ультрахолодных нейтронов /УХН/ с энергиями $E < E_0$ / $E_0 \sim 10^{-7}$ *эВ* - граничная энергия полного отражения нейтронов/ оказывается значительно меньше, чем дает его теоретическая оценка при рассмотрении обычных процессов взаимодействия тепловых нейтронов с веществом стенок полости /см., напр., /1-3/ /. При этом суммарное дополнительное поглощение УХН в широких интервалах не зависит от температуры и вещества стенок; *кроме того, такое поглощение не проявляется для обычных* тепловых нейтронов с энергиями $E_T \sim 10^{-3}$ *эВ*. Поэтому для объяснения экспериментов приходится либо *предполагать*, что *существуют дополнительные механизмы рассеяния нейтронов, приводящие к их нагреванию до* энергий $E > E_0$, когда они уже не удерживаются стенками ловушки, либо постулировать какие-то новые свойства поведения УХН по сравнению с тепловыми нейтронами.

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые возможные механизмы неупругого рассеяния УХН, которые могут приводить к их нагреванию до энергий $E > E_0$. Основное внимание обратим на квазиупругое рассеяние, связанное с передачей малой энергии $\sim E_0$, или большими временами

$$\tau_0 \sim \hbar / E_0 \sim 10^{-8} \text{ с}$$

по сравнению с характерными временами в твердом теле, например, обратной частотой колебаний решетки, $\omega_D^{-1} \sim$ $\sim 10^{-13}$ с. Эти процессы для обычных тепловых нейтронов являются упругими: $E_0 / E_T \sim 10^{-4}$, в то время как для УХН они становятся квазиупругими и важны при подсчете баланса УХН в ловушке.

2. Магнитное рассеяние

Рассмотрим прежде всего магнитное рассеяние УХН на электронах атома с незаполненной оболочкой, полный момент которых не равен нулю. Потенциал магнитного взаимодействия нейтрона с электронами атома имеет вид:

$$V = \frac{1}{c} \sum_{\ell} \vec{A}_n (\vec{r}_\ell) \vec{j}(\vec{r}_\ell), \qquad /1/$$

где

$$A(r) = \frac{[\vec{\mu}_n \times (\vec{r} - \vec{r}_n)]}{|\vec{r} - \vec{r}_n|^3} \qquad /2/$$

- векторный потенциал, создаваемый магнитным моментом нейтрона $\vec{\mu}_n = 2\gamma\mu_{яд}\vec{S}_n$ со спином $\vec{S}_n$ в точке $\vec{r}_n$; $\vec{j}(\vec{r}_\ell)$ - полный ток ℓ-го электрона в атоме, создаваемый как спиновым, $\vec{S}_\ell$, так и орбитальным, $\vec{L}_\ell$, моментами. Пользуясь общей формулой Ван-Хове для дважды дифференциального рассеяния нейтронов в веществе:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE_{p'}} = \qquad /3/$$

$$= \frac{m^2}{(2\pi)^3 \hbar^5} \frac{p'}{p} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{\frac{i}{\hbar}(E_{p'} - E_p)t} < V^+_{p'p} V_{p'p}(t) > ,$$

для взаимодействия /1/ получаем следующее выражение /см., напр.,[4] /:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, d E_{p'}} = (r_0\gamma)^2 \frac{p'}{p} \sum e^{-i\vec{\kappa}(\vec{R}_i - \vec{R}_j)} \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - e_\alpha e_\beta) \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i\omega t} < P_i^\alpha P_j^\beta (t) > , \qquad /4/$$

где $\hbar\omega = E_{p'} - E_p$ и $\hbar\vec{\kappa} = \vec{p}\,' - \vec{p}$ - энергия и импульс передачи при рассеянии нейтрона, $\vec{e} = \vec{\kappa}/|\kappa|$ - единичный вектор рассеяния, $r_0 = e^2/m_0c^2$ и $\gamma = -1{,}9$. Оператор P_i^α определяет α-проекцию полного момента атома в узле решетки R_i, умноженную на соответствующий формфактор атома. Учитывая, однако, что, поскольку импульс падающего УХН крайне мал, $p \lesssim p_0 \sim 10^{-2}(\hbar/a)$, где a - межатомное расстояние, можно рассматривать только малые передачи импульса $\kappa \sim p_0/\hbar \ll 1/a$, для которых формфактор равен 1 и

$$\langle P_i^\alpha P_j^\beta(t)\rangle = \frac{1}{4}\langle J_i^\alpha J_j^\beta(t)\rangle \quad , \qquad /5/$$

где $J_i^\alpha = 2S_i^\alpha + L_i^\alpha$ - оператор полного момента атома в узле решетки R_i. Рассмотрим для оценок простую релаксационную модель корреляционной функции полного момента атомов:

$$\langle J_i^\alpha J_j^\beta(t)\rangle \sim \delta_{ij}\,\delta_{\alpha\beta}\,J(J+1)\,e^{-\Gamma|t|}, \qquad /6/$$

где Γ - обратное время релаксации момента атома за счет его взаимодействия с окружающими атомами. Выполняя интегрирование по времени в /4/ с учетом /5/, /6/, для сечения рассеяния на один атом получим:

$$\frac{1}{N}\frac{d\sigma}{d\omega} = 4\pi(r_0\gamma)^2\frac{p'}{p}\frac{2}{3}\frac{J(J+1)}{4}\frac{1}{\pi}\frac{\Gamma}{\omega^2+\Gamma^2} . \qquad /7/$$

Следовательно, сечение для неупруго рассеянных нейтронов с $E_{p'} > E_0$- граничной энергией, определяется величиной:

$$\sigma_m = \frac{1}{N}\int_{(E_0-E_p)/\hbar}^{\infty} d\omega\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) = \frac{8\pi}{3}(r_0\gamma)^2\frac{J(J+1)}{4} \times$$

$$\times \int_{(E_0-E_p)/\hbar}^{\infty} d\omega\,\frac{p'}{p}\,\frac{1}{\pi}\,\frac{\Gamma}{\omega^2+\Gamma^2} . \qquad /8/$$

Полагая для оценок $(p'/p) = \sqrt{1 + \hbar\omega/E_p} < (p'/p)_{эфф}$, получим:

$$\sigma_m \sim \frac{8\pi}{3}(r_0\gamma)^2 \frac{J(J+1)}{4}\left(\frac{p'}{p}\right)_{эф}\left\{\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi}\operatorname{arc\,tg}\left[\frac{E_0}{\hbar\Gamma}\left(1 - \frac{E_p}{E_0}\right)\right]\right\}.$$

/9/

В случае, если $\Gamma \gtrsim (E_0/\hbar)$, доля нейтронов, рассеянных с нагреванием, $E_{p'} > E_0$, близка к 1/2 и для оценок можно пользоваться формулой

$$\sigma_m \sim 4(r_0\gamma)^2 \frac{J(J+1)}{4}\left(\frac{p'}{p}\right)_{эф} \sim 4(r_0\gamma)^2 \sim 1 \text{ барн}. \qquad /9a/$$

Очевидно, что величина $\Gamma \gtrsim (E_0/\hbar) \sim 10^8$ c^{-1} может легко реализоваться в твердом теле, где характерные частоты релаксации $\gamma_0 \sim (10^{-2} \div 10^{-3})\omega_D \lesssim 10^{10} c^{-1} \gg (E_0/\hbar)$.

Значительное увеличение сечения рассеяния /9/ может произойти, если импульс рассеянного нейтрона $p' \gg p$. Для этого необходимо рассмотреть неупругое магнитное рассеяние, например, с переворотом спина нейтрона и соответствующим изменением полного момента атома. В этом случае сечение рассеяния с поглощением УХН энергии Δ имеет вид

$$\frac{1}{N}\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE_{p'}} \sim (r_0\gamma)^2 J \frac{p'}{p} N\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\delta(E_{p'} - E_p - \Delta),$$

/10/

где $N(\Delta/kT)$ - среднее число возбуждений с энергией Δ. Следовательно, для оценки полного сечения неупругого рассеяния с нагреванием получаем

$$\sigma_m^{inel} \sim 4\pi (r_0\gamma)^2 J N\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\sqrt{1 + \frac{\Delta}{E_p}}. \qquad /10a/$$

Если мультиплетное расщепление энергетических уровней атома в решетке $\Delta \ll kT$ - температуры решетки, так что $N(\Delta/kT)$ не мало: $N \sim 1$, но $\Lambda \gg E_0$, то сечение неупругого рассеяния /10а/ оказывается больше квазиупругого сечения /9а/ в $(p'/p) \sim \sqrt{\Lambda / E_0} \gg 1$ раз. Поскольку энергии E_0 соответствует $T_0 \sim 10^{-3}$ *К*, то условие $E_0 \ll \Delta \ll kT$ может быть удовлетворено в широком интервале температур, и указанный процесс не будет существенно зависеть от температуры.

Более точные оценки можно получить, рассматривая конкретную модель атома с незаполненной оболочкой в решетке твердого тела, что, однако, выходит за рамки данной работы. Отметим лишь в заключение, что для эффективности предложенного процесса нагревания УХН концентрация магниторассеивающих атомов не должна быть очень малой и, следовательно, этот процесс зависит в определенной степени от вещества стенок ловушки.

3. Квазиупругое ядерное рассеяние

Рассмотрим квазиупругое рассеяние УХН, обусловленное медленными процессами перемещения отдельных атомов /или групп атомов/ в веществе, типа диффузии, которые для обычных тепловых нейтронов несущественны. Квазиупругое рассеяние нейтронов на отдельных ядрах описывается автокорреляционной функцией $G_s(\vec{\kappa}, t)$ и, согласно общей формуле /3/, может быть записано в виде /см., напр., /5/ /:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega \, dE_{p'}} = Nb^2 \frac{p'}{p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi\hbar} e^{i\omega t} \, G_s(\vec{\kappa}, t), \qquad /11/$$

где b - амплитуда рассеяния на отдельном ядре решетки, а автокорреляционная функция может быть представлена в гауссовой форме с зависящей от времени шириной:

$$G_s(\vec{\kappa}, t) = \exp\left\{-\frac{1}{2}\kappa^2 \Gamma(t)\right\}, \qquad /12/$$

где $\hbar\vec{\kappa}$ - импульс рассеяния. Простейшая модель с двумя параметрами: коэффициентом диффузии D и временем "оседлой жизни" τ_0 приводит к следующему выражению для ширины /см. /5/ , гл. 3.5/:

$$\frac{1}{2}\kappa^2\Gamma(t) = \frac{t}{\tau_0}\left(1 - \frac{1}{1+\kappa^2 D\tau_0}\right) = t\,\Gamma_0(\kappa)\,. \qquad /13/$$

После интеграции по времени в /11/ с учетом последних формул, получаем:

$$\frac{1}{N}\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, d\omega} = b^2\frac{p'}{p}\frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_0(\kappa)}{\omega^2+\Gamma_0^2(\kappa)}\,. \qquad /14/$$

Для полного сечения квазиупругого рассеяния на один атом, приводящего к нагреванию УХН с $E_{p'} > E_0$, подобно формулам /7/ - /9/, получаем оценку:

$$\sigma_n \sim 4\pi\, b^2\,\frac{1}{2}\left(\frac{p'}{p}\right)_{\text{эфф}}, \qquad /14а/$$

если характерная ширина $(\Gamma_0)_{\text{эфф}} \gtrsim E_0/\hbar \sim 10^8\ c^{-1}$.

Обычно для оценки коэффицнента диффузии D в твердом теле пользуются формулами вида

$$D \sim \delta^2\frac{1}{\tau_0} \sim \delta^2\nu_0\, e^{-\frac{U}{kT}}, \qquad /15/$$

где δ - характерное перемещение атома при одном скачке, порядка межатомного расстояния a , U - потенциал активации и $\nu_0 \sim 10^{13}\ c^{-1}$ - характерная частота колебаний решетки. Получаемая при этом, согласно /13/, характерная ширина

$$\Gamma_0 \sim \Gamma_0(\kappa_0) \sim D\kappa_0^2 \sim (\kappa_0\delta)^2\nu_0 e^{-\frac{U}{kT}} \sim 10^9 e^{-\frac{U}{kT}} c^{-1}$$

оказывается малой, если $U \gg kT$. В обычных кристаллических твердых телах потенциал активации $U \sim 1$ *эВ*, и диффузия несущественна: $\Gamma_0 \ll E_0/\hbar$. Однако для неупорядоченных систем типа аморфных стекол диффузия может быть значительной, так как там, как показывают недавние эксперименты /6/, возможно существование нескольких близколежащих положений равновесия атомов /или групп атомов/, разделенных небольшими барьерами с энергией $U_0 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ *эВ*. Релаксационное движение /"диффузия"/ атомов относительно этих положений равновесия приведет к достаточно большой ширине квазиупругого пика $\Gamma_0 \sim U_0/\hbar > E_0/\hbar$ и эффективному нагреванию УХН. При этом под величиной b в /14/ следует понимать суммарное сечение рассеяния атомов, совершающих релаксационное движение, величина которого может быть значительной. Температурная зависимость в этом случае будет появляться лишь при достаточно низких температурах $kT < U_0 \sim 10$ *К*, когда происходит "вымораживание" этих переходов. Как принято считать, как раз переходы между этими низколежащими уровнями в неупорядоченных системах и объясняют линейную по температуре теплоемкость аморфных тел при низких температурах.

4. Квазиупругое рассеяние на флуктуацих энтропии

Обычно при изучении рассеяния тепловых нейтронов в твердом теле предполагают, что образец находится при постоянной температуре, и пренебрегают флуктуациями тепловых величин - температуры или энтропии. В случае УХН, длина волны которых $\lambda_0 \sim 2\pi\hbar/p_0 \gg a$ - межатомного расстояния, твердое тело можно рассматривать как непрерывную среду, флуктуации плотности которой $\delta\rho$ и приводят к рассеянию нейтронов. Рассматривая плотность ρ как функцию независимых термодинамических переменных - давления p и энтропии s, запишем флуктуацию плотности в виде:

$$\delta\rho(p,s) = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s \delta p + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p \delta s \qquad /16/$$

и средний квадрат

$$\overline{(\delta\rho)^2} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)^2\overline{(\delta p)^2} + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)^2\overline{(\delta s)^2}\,. \qquad /17/$$

Первый член, пропорциональный флуктуации давления при постоянной энтропии, описывает рассеяние нейтронов на адиабатических колебаниях плотности, или обычном звуке в приближении непрерывной среды. Рассеяние УХН на звуковых волнах в дебаевском приближении рассматривалось в /3/. Второй член, пропорциональный флуктуации энтропии, приводит к дополнительному рассеянию в виде несмещенного пика. Частотная зависимость его может быть записана в виде /см., напр., /7/:

$$I(\omega) = I_0(s)\,\frac{1}{\pi}\,\frac{\Gamma_s(\kappa)}{\omega^2 + \Gamma_s^2(\kappa)}\,, \qquad /18/$$

где ширина распределения $\Gamma_s(\kappa) = D_s\,\kappa^2$ определяется диффузией энтропии /или теплопроводимостью/: $D_s = K/\rho_0 c_p$ - коэффициент температуропроводности / K - теплопроводность, ρ_0 - плотность, c_p - теплоемкость при постоянном давлении/. Для твердых тел величина $D_s \sim 10^{-2}$ /металлы/ $\div\ 10^{-4}$ /диэлектрики/ /$см^2/с$/. Для характерного импульса УХН $\kappa \sim \kappa_0 \sim 2\cdot10^5\ см^{-1}$ получаем

$$\Gamma_s(\kappa_0) \sim D_s\kappa_0^2 \sim 4.\,(10^8 \div 10^6)\ с^{-1}\,, \qquad /19/$$

Поэтому рассеяние УХН с передачей импульса $\kappa \gtrsim \kappa_0$ приводит к квазиупругому рассеянию с нагреванием примерно половины УХН, так как $\Gamma_s(\kappa_0) \gtrsim E_0/\hbar$. Подобный механизм рассеяния для обычных тепловых нейтронов наблюдается в жидкости, где выполняется условие $\Gamma_s(\kappa) \sim E_T/\hbar$. Для оценки полного сечения рассеяния на флуктуациях энтропии, согласно общей формуле для квазиупругого рассеяния /14/, можно пользоваться выражением:

$$\sigma_s \sim 4\pi b^2\,\frac{1}{2}\left(\frac{p'}{p}\right)_{эфф}(\gamma - 1)\,, \qquad /20/$$

где последний множитель оценивается из термодинамических соображений: полное сечение рассеяния на флуктациях энтропии, $I_0(s)$ в /18/, связано с полным сечением рассеяния на флуктуациях давления, $I_0(p)$, соотношением /см. /7/ /:

$$\frac{I_0(s)}{I_0(p)} = \frac{c_p}{c_v} - 1 = \gamma - 1 \; . \qquad /21/$$

Разность теплоемкостей $c_p - c_v$ для твердого тела обычно мала ввиду малого коэффициента теплового расширения. В области высоких температур ее можно оценить величиной: $\gamma - 1 \sim /0{,}2 \div 0{,}5/ \; / T / T_{пл} /$, где $T_{пл}$ - температура плавления. Следовательно, полное сечение рассеяния, приводящее к нагреванию УХН за счет флуктуаций энтропии, может составлять несколько процентов от упругого рассеяния при комнатных температурах.

5. Обсуждение

Предложенные в этой работе механизмы нагревания УХН обычно не учитываются, хотя их суммарный вклад может приводить к эффективному "сечению поглощения" порядка единиц барна, что отчасти объясняет повышенный коэффициент поглощения УХН в ловушке. При проведении более строгих оценок для сечений квазиупругого рассеяния, рассмотренных в работе, следует дополнительно учесть, что отражение УХН происходит в основном от атомов, расположенных вблизи поверхности, где эффекты диффузного, или релаксационного движения атомов могут быть усилены ввиду определенной "рыхлости" поверхности.

Для уменьшения нежелательной утечки УХН из ловушки на основании проведенных выше оценок можно рекомендовать при проведении экспериментов с накоплением УХН использование отражающих стенок, не содержащих магнитоактивных атомов, и применение материалов с малым числом вакансий или дефектов кристаллической структуры.

Литература

1. *Л.В.Грошев, В.Н.Дворецкий, А.М.Демидов, В.И.Лущиков, Ю.Н.Покотиловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, Р3-5392, Дубна, 1970; Phys.Lett., 34B, 293 (1971).*
2. *Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, Р3-7135, Дубна, 1973.*
3. *В.К.Игнатович. Сообщения ОИЯИ, Р4-6553, Р4-6681, Дубна, 1972; Р4-8687, Дубна, 1975.*
4. *Ю.А.Изюмов, Р.П.Озеров. Магнитная нейтронография. Наука, М., 1966.*
5. *И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. Наука, М., 1965.*
6. *K.K.Mon, Y.L.Chabal, A.J.Sievers. Phys.Rev.Lett., 35, 1352 (1975).*
7. *И.Л.Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. Наука, М., 1965.*

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1976 года.