

О ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ
ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В ЛОВУШКАХ

А. В. Антонов, Б. И. Горячев, А. И. Исаков, Н. В. Линькова

УДК 539.125.5

Рассчитаны коэффициенты поглощения ультрахолодных нейтронов (УХН) $\mu(E)$ в модели "пленка-подложка". Для веществ с резко выраженной аномальной утечкой эта модель не воспроизводит экспериментальной зависимости $\mu(E)$ от энергии УХН.

В настоящее время предполагают, что одна из наиболее вероятных причин аномально большого поглощения ультрахолодных нейтронов (УХН) в ловушках связана с существованием тонких поверхностных пленок, образованных веществами с большим сечением захвата или неупругого рассеяния /1/. Такие пленки образует водород (элемент с большим сечением неупругого рассеяния) и его соединения /2/. Для веществ с заметным поглощением $\mu(E)$ (типа меди) средняя величина коэффициента поглощения при одном соударении со стенкой сосуда $\mu(E)$ может быть получена весьма близкой к эксперименту при соответствующем подборе концентрации водорода и толщины пленки /2/.

В этой работе основное внимание уделяется исследованию зависимости μ от энергии E нейтронов. Сравнение расчетной зависимости $\mu(E)$ с экспериментальной является более сильным критерием рассматриваемой модели, чем сравнение средних значений $\mu(E)$.

В работе рассматривается прохождение плоской волны через слой вещества с граничной энергией v_1 , расположенный на подложке бесконечной толщины и с граничной энергией v_2 . С помощью стан-

* Под поглощением понимается суммарный эффект радиационного захвата и нагрева нейтронов.

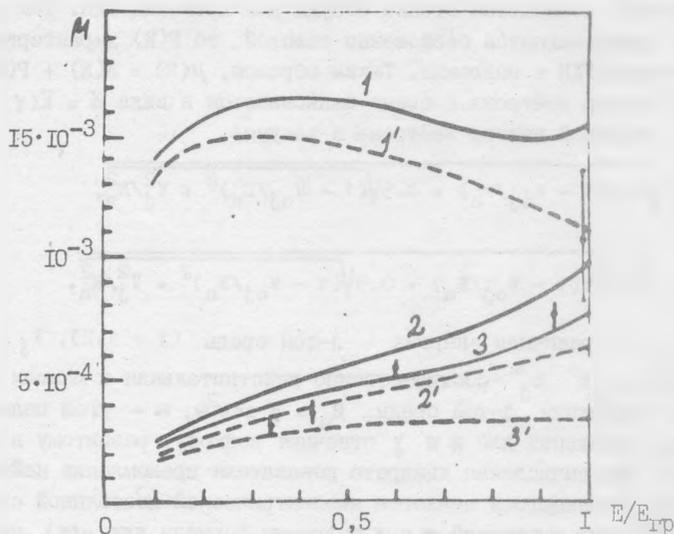
дартного метода, учитывающего непрерывность волновой функции нейтрона и ее нормальной производной на границах раздела сред, были вычислены вероятность отражения нейтронной волны $R(E)$ от такой системы и вероятность прохождения $P(E)$ в подложку. Вероятность поглощения в слое $A(E)$ есть $A(E) = 1 - R(E) - P(E)$. Величины $R(E)$, $P(E)$ и $A(E)$ получены с учетом усреднения по углам падения нейтронов в предположении изотропности их распределения. Под подложкой понимается стенка сосуда для хранения УХН. Так как подложка предполагается бесконечно толстой, то $P(E)$ характеризует поглощение УХН в подложке. Таким образом, $\mu(E) = A(E) + P(E)$. Волновой вектор нейтрона в среде записывается в виде $\vec{\alpha} = \bar{k}(\gamma + i\kappa)$, где \bar{k} - волновой вектор нейтрона в вакууме,

$$\gamma = \sqrt{0,5(1 - v_{0j}/E_n) + 0,5\sqrt{(1 - v_{0j}/E_n)^2 + v_j^2/E_n^2}}$$

$$\kappa = \sqrt{-0,5(1 - v_{0j}/E_n) + 0,5\sqrt{(1 - v_{0j}/E_n)^2 + v_j^2/E_n^2}}$$

Здесь v_{0j} - граничная энергия j -той среды ($j = 1, 2$), $v_j = v_{0j} b_j''/b_j^*$, b_j^* и b_j'' - соответственно действительная и мнимая части длины рассеяния j -той среды, $E_n = E \cos^2 \theta$, θ - угол падения нейтрона. Выражения для κ и γ отвечают подходу, развитому в работе /3/, для вычисления квадрата показателя преломления нейтронной волны, являющегося аналогом диэлектрической постоянной среды. С помощью таких выражений κ и γ получены формулы для $\mu(E)$, непрерывно переходящие из области $E/E_{ГР} < 1$ в область $E/E_{ГР} > 1$. Расчеты проведены для водородосодержащих пленок различной толщины на поверхности меди и графита (при комнатной температуре). Рассмотрены водяные и "водородные" пленки. Под "водородной" пленкой понимается тот слой, на глубину которого в вещество стенки проникает водород. Предполагается, что в пределах этого слоя водород распределен равномерно. Толщины пленок d выбирались в соответствии с экспериментальными данными или как параметр расчета. В расчетах, связанных с водородными пленками, использовались результаты эксперимента /2/ по определению концентрации водорода вблизи поверхности меди и углерода. Так, содержание водорода в меди на глубине 25 Å - 50 Å составляет $\rho \approx 10^{23}$ ядер/см³, а в графите $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{22}$ ядер/см³ на глубине до 200 Å. Таким образом, толщины пленок $d < \lambda$,

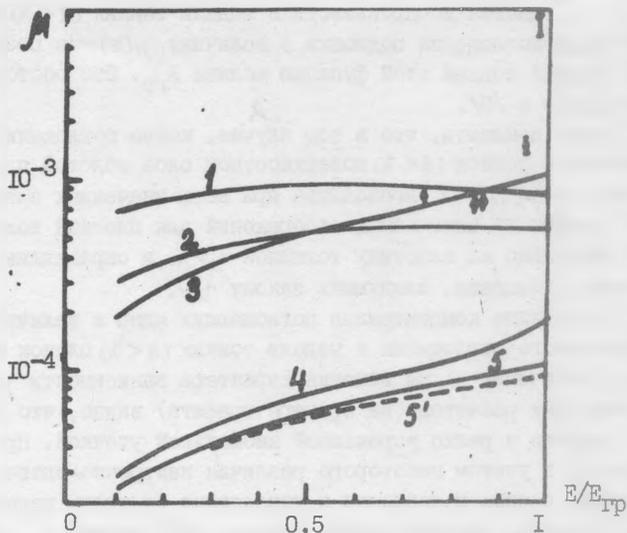
где λ - длина волны УХН. На рис. 1 представлена зависимость $\mu(E)$ для водяной и водородной пленок на поверхности меди при нескольких значениях эффективной толщины пленки. Пунктирные кривые отвечают поглощению в самой пленке $A(E)$. Результаты аналогичных расчетов для водородной и водяной пленок на поверхности графита представлены на рис. 2. В случае графита $\mu(E) \approx A(E)$, т.е. эффект



Р и с. 1. Зависимость $\mu(E)$ (сплошные кривые) и $A(E)$ (пунктирные кривые) для водяной и водородной пленок на поверхности меди: водяная пленка при $d = 200 \text{ \AA}$ (1,1'), $d = 70 \text{ \AA}$ (3,3'); водородная пленка при $d = 50 \text{ \AA}$ (2,2'); экспериментальные точки из работы /4/

утечки почти целиком связан с поглощением в пленке. Как видно из постановки задачи, расчет проведен для гладкой поверхности стенок ловушки. Шероховатость поверхности, как известно /1/, приводит к некоторому увеличению $\mu(E)$. Для выявления относительного энергетического хода $\mu(E)$ можно не учитывать "гладкие" шероховатости, которым отвечают радиусы кривизны поверхности $r \gg d$. Такие шероховатости приводят к росту $\mu(E)$ в одинаковой мере для различных

энергий УХН. Шероховатости с $r < d$, по существу, учитываются выбором эффективной толщины пленки.



Р и с. 2. Зависимость $\mu(E)$ для водяной и водородной пленок на поверхности графита: водяная пленка при $d = 150 \text{ \AA}$ (1), $d = 100 \text{ \AA}$ (2); водородная пленка при $d = 200 \text{ \AA}$ и $\rho \sim 7 \cdot 10^{22}$ ядер/ см^3 (3), $d = 250 \text{ \AA}$, $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{22}$ ядер/ см^3 (4); $d = 100 \text{ \AA}$, $\rho = 1,5 \cdot 10^{22}$ ядер/ см^3 (5). Пунктирная кривая (5') соответствует $A(E)$ для водородной пленки при $d = 100 \text{ \AA}$ и $\rho = 1,5 \cdot 10^{22}$ ядер/ см^3 . Экспериментальные точки из работы /5/

Из рис. 1 и 2 следует, что вид функции $A(E)$ для тонкой пленки, находящейся на толстой подложке, заметно отличается от экспериментальной зависимости $\mu(E)$, обнаруживающей резкий подъем вблизи $E_{гр}$. Как показывает расчет, в случае стенок ловушки с заметным поглощением (например, из меди) существенен вклад поглощения в самой стенке. Именно этот вклад обуславливает подъем $\mu(E)$ вблизи $E_{гр}$. Подбором толщины водяной пленки ($\sim 70 \text{ \AA}$) и параметров водородной пленки удается описать экспериментальную зависимость $\mu(E)$

для медных ловушек. Здесь наблюдается согласие с результатами анализа, выполненного в /4/.

В случае графита, где поглощение мало, экспериментальный ход $\mu(E)$ не удается воспроизвести в модели тонких ($d < \lambda$) пленок. Малый вклад поглощения подложки в величину $\mu(E)$ не позволяет получить резкий подъем этой функции вблизи $E_{\text{Гр}}$. Это обстоятельство отмечалось в /5/.

Можно показать, что в том случае, когда поглощение сконцентрировано в тонком ($d < \lambda$) поверхностном слое толстой пластинки, зависимость $\mu(E) \sim \sqrt{E}$ справедлива при всех значениях энергии $E < E_{\text{Гр}}$. Это следует из оптических соображений для плоской волны, падающей нормально на пластину толщиной $d \gg \lambda$, и справедливо для процессов поглощения, следующих закону $1/v$.

Увеличение концентрации поглощающих ядер и величины сечения эффективного поглощения в модели тонких ($d < \lambda$) пленок может привести к увеличению μ , не изменяя характера зависимости $\mu(E) \sim \sqrt{E}$. Из проведенных расчетов (на примере графита) видно, что $A(E) \approx \mu(E)$ для веществ с резко выраженной аномальной утечкой. При этом $A(E) \sim \sqrt{E}$ с учетом некоторого различия нейтронно-оптических характеристик пленок и подложки и усреднения по углам падения нейтронов. В случае графита резкий подъем $\mu(E)$ вблизи $E_{\text{Гр}}$ не может быть существенно уменьшен, если учесть вклад надбарьерных нейтронов с $E \gg E_{\text{Гр}}$ /6/. Этот подъем можно воспроизвести, лишь существенно увеличивая глубину проникновения водорода в графит ($d \gg \lambda$) при концентрации водорода $\sim 7 \cdot 10^{22}$ ядер/см³, что не следует из эксперимента /2/. Заметим, что увеличение толщины водяной и углеводородной пленки (типа C_2H_2) не позволяет получить экспериментально наблюдаемый ход $\mu(E)$. Эти пленки имеют эффективную отрицательную амплитуду рассеяния. Для них, как видно из рис. 2, по мере роста d функция $\mu(E) \approx A(E)$ начинает уменьшаться при возрастании энергии УХН.

Поступила в редакцию
28 февраля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Лушников, Ш Школа по нейтронной физике, Алшшта, 1978 г., ОИЯИ, ДЗ-11787, Дубна, 1978 г., стр. 183.
2. W. A. Landford, R. Golub, Phys. Rev. Lett., 29, N 24, 1509 (1977).
3. И. М. Франк, ОИЯИ, РЗ-7810, Дубна, 1974 г.
4. Л. В. Грошев, В. И. Лушников, С. А. Николаев, Ю. Н. Панин, Ю. Н. Покотилловский, А. В. Стрелков, ОИЯИ, РЗ-9534, Дубна, 1976 г.
5. А. Штайерл, II Школа по нейтронной физике, Алшшта, 1974 г., ОИЯИ, ДЗ-7991, Дубна, 1974 г., стр. 42.
6. А. В. Автонов, Б. И. Горячев, А. И. Исаков, Н. В. Линькова, Краткие сообщения по физике ФИАН № 2, 33 (1979).