

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

РЗ-87-20

В.В.Голиков, Е.Н.Кулагин, Ю.В.Никитенко

**ОТРАЖЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ ПОРОШКООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

При описании процесса хранения ультрахолодных нейтронов /УХН/ в замкнутых сосудах вводится вероятность поглощения УХН при одном столкновении с поверхностью стенки μ , при этом под поглощением понимается не только захват нейтронов ядрами, но и их нагрев при неупругом рассеянии /1,2/

$$\mu = \frac{2\sqrt{2}|x| \cdot \{[(x^2-1)^2 + \eta^2]^{1/2} + x^2 - 1\}}{x^2 + \{[(x^2-1)^2 + \eta^2]^{1/2} + \sqrt{2} \cdot x \{[(x^2-1)^2 + \eta^2]^{1/2} + x^2 - 1\}\}^{1/2}}, \quad /1/$$

где $x = \frac{v_z}{v_{гр}}$; v_z - нормальная к поверхности среды компонента скорости нейтрона; $v_{гр}$ - скорость, соответствующая граничной энергии полного отражения нейтронов от данного материала сосуда; $\eta = \frac{\text{Im}b}{\text{Re}b} = \frac{k(\sigma_c + \sigma'_s)}{4\pi b_0} = \frac{k\sigma_a}{4\pi b_0}$ - отношение мнимой части длины рассеяния b_i к действительной b_0 /1/; σ_c и σ'_s - сечения захвата и неупругого рассеяния нейтрона с волновым вектором k : $\sigma_a = \sigma_c + \sigma'_s$.

При отражении УХН ($v < v_{гр}$) от слабопоглощающих веществ ($b_i \ll b_0$) параметр η мал, и для изотропного потока нейтронов выражение /1/ после усреднения по углам падения преобразуется к следующему виду /1/:

$$\bar{\mu} = \frac{2\eta}{y^2} [\arcsin y - y(1 - y^2)^{1/2}], \quad /2/$$

где $y = v/v_{гр}$.

Хранение УХН несколько неудобно описывать величиной μ , поскольку она зависит от второстепенного параметра - скорости нейтрона, и в физике УХН принято характеризовать процесс их хранения параметром $\eta_{эксп}$, извлекая его из времени жизни УХН в замкнутом сосуде. Получаемые в течение 15 лет значения $\eta_{эксп}$ для самых разных слабопоглощающих материалов оказываются заметно выше, чем вычисленные из данных по сечениям захвата и неупругого рассеяния /3/. Отсюда сделан вывод о том, что основная утечка УХН из сосудов происходит по какому-то дополнительному каналу, не предусмотренному теорией и создающему эффективное увеличение параметра $\eta_{эксп}$ на величину $\Delta\eta = \eta_{эксп} - \eta$, причем эта величина $\Delta\eta$ колебалась в пределах фактора 3 вокруг 10^{-3} . Эти фак-

ты стали основой многочисленных гипотез, выдвинутых для объяснения "аномалии" хранения УХН. В последнее время появились веские указания на то, что причиной расхождения теоретических и экспериментальных значений η является наличие примеси водорода /или его соединений/ на поверхности любых материалов /3/.

В настоящее время прямое измерение вероятности гибели УХН при одном столкновении /особенно для слабопоглощающих материалов/ представляется достаточно сложной задачей. В данной работе сообщаются результаты определения μ и η , впервые выполненные методом измерения величины коэффициента отражения /альbedo/ УХН от слоя порошка. При диффузии УХН в слое порошка нейтрон в условиях полного отражения испытывает большое число столкновений с отдельными зернами порошка, тем самым увеличивая в сотни раз по сравнению с однократным отражением вероятность гибели УХН.

2. ТЕОРИЯ ДИФфуЗИИ УХН

Рассмотрим отражение падающих из вакуума нейтронов от слоя порошка толщиной ℓ /рис. 1/. Считаем, что вероятность поглощения нейтрона при одном столкновении с зерном порошка μ значительно меньше вероятности рассеяния. Тогда движение нейтрона в слое порошка можно описать элементарным уравнением диффузии /4,5/

$$\frac{d^2 n(z)}{dz^2} - \frac{n(z)}{L^2} = 0, \quad (3)$$

где $n(z)$ - плотность нейтронов, z - координата по направлению нормали к поверхности раздела вакуум-порошок, L - диффузионная длина нейтрона в порошке.

Определим коэффициент отражения от слоя порошка R как отношение потока нейтронов, выходящего из порошка, $J_{\leftarrow}(0)$, к потоку, падающему на границу раздела вакуум - порошок, $J_{\rightarrow}(0)$. Следуя работе /6/, в которой проведено решение /3/ с граничным условием, что коэффициент отражения на границе слоя при $z = \ell$ равен $\nu = J_{\leftarrow}(\ell)/J_{\rightarrow}(\ell)$, получим для R выражение:

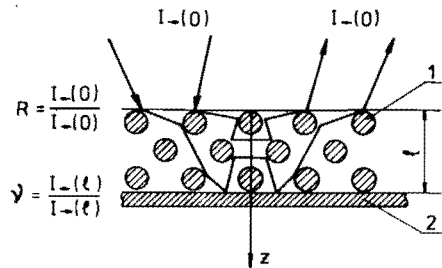


Рис. 1. $J_{\rightarrow}(0)$ - поток, падающий на границу раздела вакуум - порошок; $J_{\leftarrow}(0)$ - поток, выходящий из порошка. 1 - зерно порошка, 2 - подложка /отражатель или поглотитель/.

$$R = \frac{(2\alpha - q/2\alpha) \operatorname{sh} \ell/L + (q-1) \operatorname{ch} \ell/L}{(1+q) \operatorname{ch} \ell/L + (2\alpha + q/2\alpha) \operatorname{sh} \ell/L}, \quad (4)$$

где $q = \frac{1+\nu}{1-\nu}$, $\alpha = \frac{Lv}{4D}$, ν - скорость нейтрона, D - коэффициент диффузии.

Представляет интерес получить формулы, вытекающие из /4/, в частных случаях, когда за слоем порошка стоит отражатель ($\nu=1$) и поглотитель ($\nu=0$):

$$R(\nu=1) = \frac{1 - \sigma \operatorname{th} \ell/L}{1 + \sigma \operatorname{th} \ell/L} \quad (5)$$

$$R(\nu=0) = \frac{(1 - \sigma^2) \operatorname{th} \ell/L}{(1 + \sigma)^2 \operatorname{th} \ell/L + 2\sigma(1 - \operatorname{th} \ell/L)},$$

где $\sigma = \frac{1}{2\alpha} = \frac{2}{3} \frac{\lambda_{tr}}{L}$; λ_{tr} - транспортная длина или длина переноса нейтрона. В случае бесконечно толстого слоя порошка $\ell/L \rightarrow \infty$ формулы /5/ переходят в хорошо известное выражение /4,5/

$$R_{\infty} = \frac{1 - \frac{2}{3} \frac{\lambda_{tr}}{L}}{1 + \frac{2}{3} \frac{\lambda_{tr}}{L}}. \quad (6)$$

Представим вероятность поглощения нейтрона при одном столкновении μ через макроскопические сечения поглощения Σ_a и рассеяния Σ_s $\mu = \Sigma_a / (\Sigma_a + \Sigma_s)$. Используя известные из теории диффузии нейтронов соотношения $\lambda_{tr} = [3(\Sigma_{tr} + \Sigma_a)]^{-1}$ и $L = (\sqrt{3}\Sigma_a(\Sigma_{tr} + \Sigma_a))^{-1}$ и предполагая, что $\mu \ll 1$, имеем

$$R_{\infty} = \frac{1 - \beta \sqrt{\mu/(1 - \overline{\cos \theta})}}{1 + \beta \sqrt{\mu/(1 - \overline{\cos \theta})}}, \quad (7)$$

где $\beta = \frac{2}{\sqrt{3}}$; Σ_{tr} - макроскопическое транспортное сечение; $\Sigma_{tr} = \Sigma_s(1 - \overline{\cos \theta})$; $\overline{\cos \theta}$ - средний косинус угла рассеяния нейтрона.

Рассмотрим две группы нейтронов, различающихся своим характером диффузии. Для первой группы, в которой скорость нейтронов больше граничной скорости материала зерна порошка ($\nu > \nu_{gr}$), нейтронная волна преломляется на границе вакуум - зерно и распространяется в материале зерна. В результате появляется зависимость вероятности поглощения μ и $\overline{\cos \theta}$ от размера зерна d .

Для второй группы нейтронов, имеющих скорость $\nu < \nu_{gr}$ и длину волны $\lambda < d$, величина μ является вероятностью поглощения УХН при отражении от границы вакуум - зерно и поэтому не зависит от d .

Движение же нейтронов между хаотически расположенными зернами порошка эквивалентно распространению УХН по нейтроноводу с диффузно отражающими стенками, поэтому $\overline{\cos \theta} = 0$ и $\Sigma_s = \Sigma_{tr}$. В дальнейшем будем подразумевать только диффузию УХН.

Как следует из /7/, для определения вероятности поглощения УХН при одном столкновении достаточно знать величину коэффициента отражения от образца бесконечной толщины

$$\mu = \frac{3}{4} \left(\frac{1 - R_{\infty}}{1 + R_{\infty}} \right)^2 \quad /8а/$$

Если же по плотности порошка и размерам его зерна /или другим способом/ определено λ_{tr} , то μ можно определить и при измерении коэффициента отражения УХН $R(\ell)$ от слоя заданной толщины ℓ :

$$\sqrt{\mu} \operatorname{th} \left(\sqrt{3\mu} \cdot \frac{\ell}{\lambda_{tr}} \right) = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1 - R(\ell)}{1 + R(\ell)} \quad /8б/$$

Введем фактор ϵ , показывающий увеличение чувствительности измерения μ в порошках по сравнению с твердым сплошным телом, как отношение вероятности поглощения потока УХН в бесконечно толстом слое порошка $1 - R_{\infty}$ к вероятности поглощения μ в материале зерна

$$\epsilon = \frac{1 - R_{\infty}}{\mu} = \frac{2\beta}{\sqrt{\mu} (1 + \beta\sqrt{\mu})} \quad /9/$$

Из /9/ следует, что с уменьшением μ увеличение чувствительности к ее измерению возрастает. Так, если для $\mu = 5 \cdot 10^{-4}$ $\epsilon = 100$, то для $\mu = 5 \cdot 10^{-6}$ $\epsilon = 1000$. ϵ можно также трактовать как число столкновений УХН с зернами до выхода из слоя порошка.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. К выходу канала УХН реактора ИБР-2 /77/, по которому поступают нейтроны в интервале скоростей $10 \div 5,67$ м.с⁻¹, через S-образное колено подсоединен одним из своих отводов тройник 1, изготовленный из медных электрополированных труб. S-образное колено может вращаться вокруг оси канала и позволяет устанавливать тройник над осью канала на высоте H_1 . Поскольку энергия взаимодействия УХН с гравитационным полем $W = mgH_1$, то достичь тройника могут только нейтроны, у которых скорость $v > \sqrt{2gH_1} / g$ - ускорение свободного падения/. Использование замедления УХН в гравитационном поле позволяет изменять спектр УХН в тройнике путем изменения высоты его подъема. В данном эксперименте максимальная высота подъема тройника составляла $H_1 = 125$ см. Образец 2 площадью

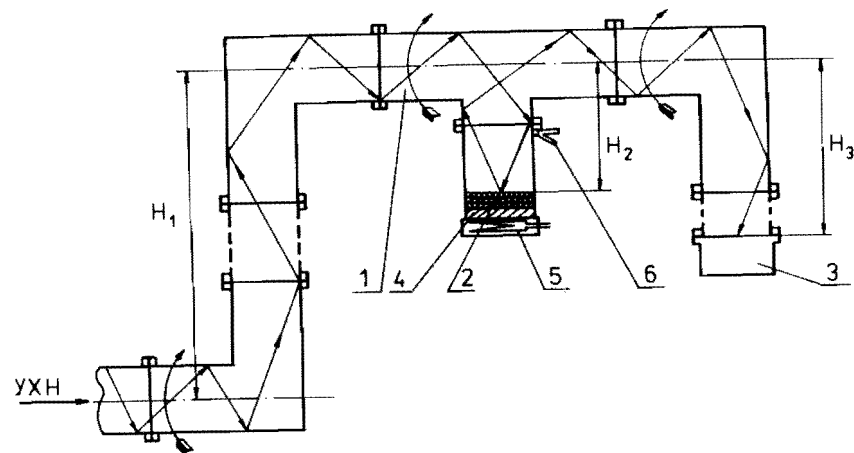


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 - тройник, 2 - образец, 3 - детектор, 4 - кассета образца, 5 - нагреватель образца, 6 - охлаждающий водяной контур.

S_0 устанавливается в вертикально расположенном отводе длиной $H_2 = 34$ см относительно центра тройника. Отвод изготовлен из нержавеющей стали и подсоединен к тройнику через фланцевое соединение. В большинстве экспериментов порошок толщиной ℓ засыпался в открытую со стороны объема тройника медную цилиндрическую кассету диаметром 20 см. В отдельных случаях на отражающем УХН медном дне кассеты помещался поглотитель нейтронов - полиэтилен. Образец может прогреваться в вакууме тройника до температуры 600°C . Для исключения нагрева тройника осуществлялось его охлаждение проточной водой. В качестве детектора УХН используется пропорциональный счетчик 3 на основе ^3He . Эффективность детектора к УХН определяется пропусканием окна счетчика, изготовленного из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм. При работе с УХН, имеющими скорость меньше граничной скорости алюминия ($v_{гр\text{Al}} = 3,21$ м.с⁻¹), для их регистрации используется ускорение УХН в гравитационном поле: детектор располагается ниже оси тройника на расстоянии $H_3 = 73$ см. Внутри тройника системой безмасляной откачки поддерживается вакуум $\sim 10^{-6}$ тор. Накопление и предварительная обработка информации проводятся измерительным модулем на базе ЭВМ МERA-60.

Учитывая, что для УХН интегральный коэффициент отражения от меди $R_{Cu} = 1$ /с точностью 0,1%/, коэффициент отражения УХН от исследуемого образца толщиной ℓ $R(\ell)$ можно выразить через счета детектора при постановке вместо порошка меди (J_{Cu}) и полиэтилена (J_{CH_2}) площадью S_{CH_2} /8/

$$R(\ell) = 1 - \frac{J_{Cu} / J_0 - 1}{J_{Cu} / J_{CH_2} - 1} \cdot \frac{\mu_{CH_2} S_{CH_2}}{S_0} \quad /10/$$

где J_0 - счет детектора при постановке в тройник образца площадью S_0 , μ_{CH_2} - коэффициент поглощения УХН полиэтиленом.

Условия измерений можно характеризовать следующим образом. При измерениях коэффициентов отражения УХН от порошков ($R > 0,5$) ошибка в основном определяется точностью J_0 и J_{Cu} , поэтому измерения с поглотителем составляли малую часть общего времени. Аппаратурное выделение УХН и исключение влияния изменения фона обеспечивались использованием традиционной методики "шторочной разности" I/I' . Отношение УХН к фону уменьшалось с ростом высоты подъема тройника от значения 30:1 при $H_1 = 36$ см до 6:1 при $H_1 = 125$ см. Скорость счета УХН J_{Cu} составляла 1,6 с⁻¹; 2,0 с⁻¹; 5 с⁻¹ и 8 с⁻¹ при использовании нейтронов в интервалах скоростей /2,6÷3,8/ м.с⁻¹; /2,6÷4,2/ м.с⁻¹; /2,6÷5,2/ м.с⁻¹ и /4,1 ÷ ÷5,65/ м.с⁻¹ соответственно. Фактор $\frac{\mu_{CH_2} S_0}{S_{CH_2}}$ = 1. Отношение сче-

тов J_{Cu}/J_{CH_2} , определяющее чувствительность установки к изменению коэффициента отражения, зависит от высоты подъема тройника и составляло 1,5÷2,75. Величина J_{Cu}/J_0 для всех измерений находилась в пределах 1,01÷1,10 в зависимости от отражательной способности образца. Точность измерения J_{Cu}/J_0 ограничивалась дрейфом аппаратуры с периодом в несколько суток. Дрейф аппаратуры исключался проведением попеременных измерений с медью и исследуемым порошком, а также обработкой обеих серий счетов на минимум χ^2 с одним параметром скорости дрейфа. В частности, при измерениях с графитом, когда было достигнуто значение $R_{граф.} = 0,9936 \pm 0,0023$, частота смены образцов составляла 10 ч и полное время измерений - 5 сут. Строго говоря, определяемое соотношением /10/ значение $R(\ell)$ тождественно равно коэффициенту отражения УХН для случая моноэнергетических нейтронов. В общем случае наличия спектра УХН $R(\ell)$ с некоторой точностью отождествляется со средним по спектру значением коэффициента отражения. Сравнение расчетных значений \bar{R} с экспериментальными измерениями $R(\ell)$ для калибровочных образцов показывает, что при $R(\ell) > 0,9$ ошибка в точности отождествления $\alpha = \frac{R(\ell) - \bar{R}}{R(\ell) + \bar{R}}$ меньше статистической.

При расчетах R и определении η из экспериментальных величин $R(\ell)$ использовалось предположение о наличии на выходе канала УХН максвелловского спектра /7/. Поскольку измерения проводились в довольно узких интервалах скоростей $\Delta v = v_2 - v_1 = 1,2 \div 2,6$ м.с⁻¹, то расчеты показывают, что значения η слабо зависят от конкретного вида спектра УХН и с достаточной точностью соответствуют их значениям при средней по спектру скорости нейтронов. В крайнем гипотетическом случае, когда спектр нейтронов имеет вид δ -функции со скоростью v_1 или v_2 / v_2 и v_1 - максимальная и минимальная скорости УХН на образце/, максимальное отклонение от приведенных в таблице значений $\eta_{эксп}$ не превышает 50%.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

Отраженный поток нейтронов $J_{\leftarrow}(0)$ от слоя порошка толщиной ℓ можно представить как сумму потоков j_i различной кратности отражения i падающего потока от зерна порошка со своим весом $\omega_i J_{\leftarrow}(0) = \sum_i \omega_i j_i$. При этом вес отраженного потока i -кратности определяется толщиной слоя и коэффициентом отражения подложки. С увеличением толщины слоя при отражающей подложке $\nu = 1/$ растет вклад потоков с многократным отражением, что приводит к уменьшению коэффициента отражения. При наличии поглощающей подложки $\nu = 0/$ с ростом толщины слоя порошка происходит в основном добавление потоков с возрастающей кратностью отражения и соответственно рост коэффициента отражения. На рис. 3 приведены

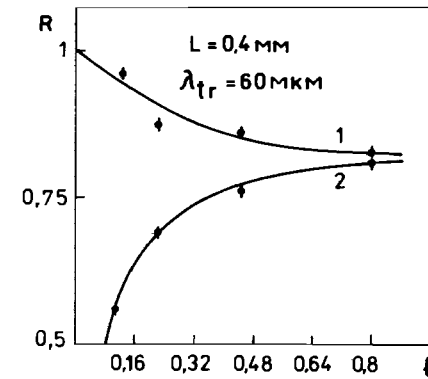


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R от толщины медного порошка ℓ /мм/. 1 - отражающая /медная/ подложка, 2 - поглощающая /полиэтиленовая/ подложка.

экспериментальные данные зависимости коэффициента отражения УХН от толщины неотожженного медного порошка для двух подложек: 1 - отражатель /медь/; 2 - поглотитель /полиэтилен/.

Кривые, описывающие экспериментальные данные, рассчитаны по формулам /5/ и дают следующие значения параметров диффузии УХН: длина диффузии $L = 0,4$ мм; $\lambda_{tr} = 60$ мкм. Отметим, что между λ_{tr} , отождествляемой с длиной пробега УХН между зёрнами t и размером зёрна порошка, существует связь.

Воспользуемся газокинетическим соотношением для длины пробега $t = \frac{4V}{S}$, где V - объем пространства между зёрнами, S - площадь поверхности зёрнен. Для простоты рассуждений выберем единственный объем порошка. Введем число зёрнен в единице объема n и заполнение объема порошком $c = \rho_1/\rho$, где ρ - плотность материала зёрна, ρ_1 - плотность порошка. Тогда $V = 1 - nV_3 = 1 - c$ и $S = nS_3 = \frac{cS_3}{V_3}$, где V_3 и S_3 - объем и поверхность зёрна соответственно. В результате имеем

$$t = \lambda_{tr} = \frac{1-c}{c} 4 \frac{V_3}{S_3} .$$

Для случая сферических зерен $\lambda_{tr} = \frac{4}{3} \frac{1-c}{c} r$, где r - радиус зерна.

Как отмечено выше, для определения μ и η достаточно знать величину коэффициента отражения от образца бесконечной толщины. При измерениях под экспериментально толстым образцом понимался слой порошка, толщина которого превышала утроенную длину диффузии УХН $l > 3L$ /при $l = 3L \frac{\Delta\mu}{\mu_{\infty}} = \frac{\mu_{\infty} - \mu}{\mu_{\infty}} = 0,01/$. Для определения параметров диффузии измерения проводились как минимум при двух толщинах образца l_1 и l_2

$$\frac{\text{th}(l_1/L)}{\text{th}(l_2/L)} = \frac{1 - R(l_1)}{1 + R(l_1)} \cdot \frac{1 + R(l_2)}{1 - R(l_2)}; \lambda_{tr} = \frac{3}{2} \frac{1 - R(l)}{1 + R(l)} \frac{L}{\text{th} l/L}$$

Извлекаемые из нейтронных измерений значения средних размеров зерен порошка сравнивались с данными, полученными другими методами /в частности, при помощи микроскопа/.

Основная часть экспериментальных результатов получена с порошками, имеющими средний размер зерна порядка нескольких мкм. При работе с более крупными гранулами, имеющими размер порядка 1 см, для получения точных результатов необходимы большие толщины слоев. В этом случае в использованной геометрии эксперимента происходит ускорение УХН в гравитационном поле Земли и нарушается предположение о том, что в процессе диффузии скорость УХН остается неизменной.

В таблице приводится сводка основных результатов, полученных в данной работе.

Медь. Отжиг в вакууме при 500°C как порошка, так и крупных гранул, приводит к заметному уменьшению вероятности гибели УХН μ . Извлеченное из этих экспериментальных данных усредненное значение $\eta_{\text{эксп}} = /1,1 \pm 0,3/ \cdot 10^{-4}$ согласуется в пределах одной ошибки с теоретической величиной. Однако не исключено, что в момент отжига на поверхности меди образовался слой закиси Cu_2O . Известно, что при высоких температурах отжига меди в плохом вакууме параболическая константа окисления меди в Cu_2O является линейной функцией корня 7 степени из давления кислорода $^{9, 10/}$. Граничная скорость и теоретическое значение $\eta_{\text{теор}} \text{Cu}_2\text{O}$ несколько меньше, чем у меди: при $\rho_{\text{Cu}_2\text{O}} = 6,09 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ $V_{\text{гр}} = 5,2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; $\eta_{\text{теор}} = 1,05 \cdot 10^{-4}$. При предположении образования на поверхности меди слоя Cu_2O рассчитанное из экспериментальных величин μ усредненное значение $\eta_{\text{эксп}} = /9,25 \pm 2,3/ \cdot 10^{-5}$ также согласуется с теоретическим значением.

Заметим, что пребывание на воздухе при комнатной температуре медного порошка в течение 15-30 мин после отжига не приводило /в пределах статистической точности измерений/ к изменению величины μ . Однако после пребывания на воздухе в течение 12 ч наблюдалось заметное /- в 2 раза/ увеличение вероятности гибели УХН.

Таблица

Образец	Образ- одна разна	Интервал УХН м·с ⁻¹	V м·с ⁻¹	k	λ _{гр} (мм)	УХН др. метод	Средний размер зерна (мм)	μ	V _{эксп.}	V _{теор.}
Cu-по- рошок	1	4,1±5,65	5,15	0,096	60	90	80 ± 20	(1,3±0,2)·10 ⁻³	(8,2±1,3)·10 ⁻⁴	
	2	4,1±5,65	5,15	0,15				(4,2±0,0)·10 ⁻⁴	(2,5±1,1)·10 ⁻⁴	
	2	2,6±5,2	4,3	0,31				(1,25±0,4)·10 ⁻⁴	(9,8±3,0)·10 ⁻⁵	1,45·10 ⁻⁴
Cu-гра- нулы	3	2,6±5,2	4,3	4,8	2,5·10 ³	6·10 ³	6·10 ³	(9,1±3,8)·10 ⁻⁴	(7,1±2,9)·10 ⁻⁴	
	2	2,6±5,2	4,3	12,6				(1,35±1,1)·10 ⁻⁴	(1,06±0,9)·10 ⁻⁴	
CuO-по- рошок	4	4,1±5,65	5,15	0,054	23	15	15±4	(6,0±2,4)·10 ⁻⁴	(3,6±1,4)·10 ⁻⁴	
	5	4,1±5,65	5,15	0,075				(3,1±1,7)·10 ⁻⁴	(1,85±1,0)·10 ⁻⁴	
CuO-гра- нулы	2	2,6±5,2	4,3	0,112				(1,4±0,4)·10 ⁻⁴	(1,10±0,3)·10 ⁻⁴	8,3·10 ⁻⁵
	2	2,6±3,8	3,3	0,152				(7,6±2,4)·10 ⁻⁵	(8,4±2,6)·10 ⁻⁵	
	1	4,1±5,65	5,15	1	1,1·10 ³	2·10 ³	(4±0,5)·10 ³	(4,2±0,5)·10 ⁻³	(2,5±0,3)·10 ⁻³	
	4	4,1±5,65	5,15	1,2				(2,9±0,5)·10 ⁻³	(1,7±0,3)·10 ⁻³	
	5	4,1±5,65	5,15	2,1				(9,8±1,6)·10 ⁻⁴	(5,9±1,0)·10 ⁻⁴	
Графит	2	2,6±5,2	4,3	2,3				(8,0±1,4)·10 ⁻⁴	(6,3±1,1)·10 ⁻⁴	
	5	2,6±3,8	3,3	2,45				(7,0±1,1)·10 ⁻⁴	(7,7±1,2)·10 ⁻⁴	
	1	2,6±5,2	4,3	0,12	15	9	7 ± 2	(5,1±1,7)·10 ⁻⁵	(3,6±1,1)·10 ⁻⁵	При 300 К
2	2,6±5,2	4,3					(3,6±1,2)·10 ⁻⁵	(2,6±0,9)·10 ⁻⁵	4,5·10 ⁻⁶	
2	2,6±4,2	3,6	0,14				(3,7±1,0)·10 ⁻⁵	(3,3±0,9)·10 ⁻⁵		
6	2,6±4,2	3,6					(3,6±2,8)·10 ⁻⁵	(3,4±2,5)·10 ⁻⁵	При 478 К	
7	2,6±4,2	3,6	0,31				(7,7±5,5)·10 ⁻⁶	(7,0±5,0)·10 ⁻⁶	9·10 ⁻⁶	

1 - неотожженный, 2 - отжиг в вакууме 10⁻² тор. 20 ч при 500°C, 3 - химическое травление, 4 - отжиг в атмосфере 15 ч при 250°C, 5 - отжиг в атмосфере 15 ч при 500°C, 6 - отжиг в вакууме 10⁻⁵ тор. 24 ч при 500°C непосредственно в установке; после отжига при измерениях температура +20°C, 7 - после отжига непосредственно в установке при 500°C температура порошка при измерениях ~200°C.

CuO . С ростом температуры отжига как порошка, так и гранул, от 250°C до 500°C происходит заметное уменьшение вероятности гибели УХН /примерно вдвое/, при этом в случае порошка извлеченный из экспериментальных данных усредненный параметр $\eta_{\text{эксп}} = 19,8 \pm 2,0 \cdot 10^{-5}$ согласуется с теоретическим значением. Однако, в отличие от меди, для крупных гранул, имеющих сферическую форму средним диаметром 4 мм, $\eta_{\text{эксп}}$ после отжига при 500°C примерно в 7-8 раз превышает $\eta_{\text{теор}}$, причем вероятность гибели УХН μ практически не зависит ни от скорости нейтронов v , ни от условий отжига /на воздухе или в вакууме/. Вместе с тем, при измельчении гранул CuO до мелкого порошка со средним размером зерен ~ 16 мкм после отжига при 500°C $\eta_{\text{эксп}}$ согласовывалось с $\eta_{\text{теор}}$.

Одной из возможных причин этого расхождения /помимо самого тривиального - что не удалось хорошо обезгазить гранулы/ может быть то, что гранулы CuO из-за особенностей технологии их получения /для использования в качестве адсорбентов/ являются сильнопористым материалом /плотность отдельной гранулы составляет 0,55 от теоретической плотности CuO /. При этом, если бы диаметр пор a и расстояние между порами b были меньше длины волны нейтрона λ , то для отражения УХН гранула являлась бы плотным веществом, но с плотностью, меньшей теоретической, и соответственно $v_{\text{гр}}$ гранулы $\sim \sqrt{0,55} v_{\text{гр CuO}} = 4,2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако отсутствие μ при $\bar{v} > 4,2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ отклоняет это предположение. В противоположном случае, когда диаметр пор a и расстояние между порами b больше λ , то при условии $l/a > 1$ / l - длина поры/ в порах гранулы CuO происходит диффузия УХН, характеризующаяся параметрами $\lambda_{\text{тр}}$ и L , вообще говоря, отличными от аналогичных параметров, описывающими диффузию УХН между гранулами. Увеличение числа соударений УХН со стенками материала на эксперименте проявится как возрастание вероятности гибели УХН μ при одном столкновении с гранулой. Из значений коэффициентов поглощения для гранул и порошка после отжига материалов при 250°C и 500°C получаем оценку среднего числа соударений внутри пор $n \sim 4$ /при предположении, что на грануле $\cos\theta = 0$ /.

Заметим, что представленные в таблице средние размеры зерен порошков, извлеченные из диффузии УХН, в пределах экспериментальной точности /20-30%/ согласуются с данными, полученными другими методами. Наибольшее разногласие - в 2 раза - наблюдается в случае гранул CuO . Это расхождение отчасти связано с влиянием диффузии УХН в порах гранулы, приводящим к рассеянию УХН назад. В результате средний косинус угла рассеяния может иметь отрицательное значение, что приводит к увеличенному значению $\Sigma_{\text{тр}}$ и кажущемуся уменьшению среднего размера гранулы.

Графит. Неотожженный порошок, полученный из блока реакторного графита, сразу же дает по сравнению с другими образцами очень малую вероятность гибели УХН $\mu = 3,7 \cdot 10^{-5}$. Однако как отжиг вне

установки, так и отжиг в вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ тор непосредственно на установке не приводили к заметному изменению μ и η , примерно в 6-7 раз превышающим $\eta_{\text{теор}}$. Из-за большой ошибки измерений /20-30%/ трудно говорить о какой-либо зависимости μ от скорости нейтронов. Описанные измерения проводились с порошком, находившимся после отжига при комнатной температуре. При этом было замечено, что при охлаждении образца происходит некоторое улучшение вакуума, что мы связываем с адсорбцией графитом остаточного газа в вакуумной установке. При повышении температуры порошка до 200°C после отжига наблюдалось уменьшение μ , и параметр $\eta_{\text{эксп}} = 7,0 \pm 5,0 \cdot 10^{-6}$ согласуется с теоретическим значением $\eta_{\text{теор}} = 9 \cdot 10^{-6}$, рассчитанным по известным сечениям захвата и неупругого рассеяния нейтронов в графите при $478 \text{ К}^{11/}$. Оценки показывают, что значение $\mu \sim 3,7 \cdot 10^{-5}$ возможно объяснить наличием на поверхности зерна порошка слоя воды толщиной $\sim 7 \text{ \AA}$, адсорбированной графитом из атмосферы воздуха или из остаточного газа экспериментальной установки при охлаждении образца после его отжига до комнатной температуры. Заметим, что в случае Cu и CuO присутствие аналогичного количества адсорбированной воды было бы трудно заметить из-за большей величины μ в этих веществах.

ВЫВОДЫ

1. Наблюден и исследован процесс диффузии УХН в порошках меди, окиси меди и графита. В частности показано, что извлеченные из экспериментальных данных по величине альбедо УХН $\lambda_{\text{тр}}$ согласуются с данными, полученными другими методами.
2. Впервые экспериментально показано, что из измерений коэффициента отражения /альбедо/ УХН от слоя порошка возможно определять на уровне $\sim 10^{-5}$ вероятность гибели УХН при одном столкновении с поверхностью материала.
3. При определенных условиях отжига порошка для слабопоглощающих материалов / Cu , CuO , графит/ впервые получено согласие экспериментальных данных по вероятности гибели УХН с теоретическими значениями, рассчитанными по известным сечениям захвата и неупругого рассеяния нейтронов, и, по-видимому, "аномалия" хранения УХН связана с недостаточной чистотой использованных материалов.

Авторы выражают искреннюю признательность В.К.Игнатовичу за многочисленные полезные обсуждения вопросов, изложенных в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро Ф.Л. ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973.
2. Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7810, Дубна, 1974.
3. Морозов В.И. Хранение УХН в замкнутых сосудах. Обзорная информация НИИАР, Димитровград, 1982.

4. Глесстон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. Изд-во Иностранной литературы, М., 1954, с.112, 148, 254.
5. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Изд-во Главного управления по использованию атомной энергии СССР, М., 1959, с.282.
6. Игнатович В.К., Терехов Г.И. ОИЯИ, Р4-10548, Дубна, 1977.
7. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, Р3-85-285, Дубна, 1985.
8. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, Р3-85-286, Дубна, 1985.
9. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. "Металлургия", М., 1965, с.174.
10. Окисление металлов /под ред. Ж. Бенара/. "Металлургия", М., 1968, т.1, с.123, 430; т.11, с.304.
11. Hughes D.J., Schwartz R.B. Neutron Cross Sections, N.Y., 1958, p.95.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1987 года.

Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В.
Отражение ультрахолодных нейтронов от порошкообразных
материалов

Р3-87-20

Наблюден и исследован процесс диффузии ультрахолодных нейтронов /УХН/ в порошках меди, окиси меди и графита. Впервые экспериментально показано, что в результате измерений коэффициента отражения /альbedo/ УХН от слоя порошка возможно определять на уровне $\sim 10^{-5}$ вероятность гибели УХН при одном столкновении с поверхностью материала. При определенных условиях отжига порошка для ряда слабо поглощающих веществ /медь, окись меди, графит/ впервые получено согласие экспериментальных данных по вероятности гибели УХН с теоретическими значениями, рассчитанными по известным сечениям захвата и неупругого рассеяния нейтронов и, по-видимому, "аномалия" хранения УХН связана с недостаточной чистотой использованных материалов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Golikov V.V., Kulagin E.N., Nikitenko Yu.V.
Reflection of Ultracold Neutrons from Powder Materials

Р3-87-20

Diffusion of ultracold neutrons on powder copper, powder copper oxide and powder graphite has been observed and studied. It was the first experiment to show that it is possible on a level of $\sim 10^{-5}$ to determine by measuring the reflection coefficient (albedo) the probability of UCN loss per a collision. Under special conditions of the annealing of powders from weakly absorbing materials (copper, copper oxide, graphite) the authors managed to reach for the first time the agreement of experimental data on the probability of UCN loss with those calculated with the help of the known capture cross sections and neutron inelastic scattering cross sections. As a result, an UCN storage "anomaly" seems to be due to impurities in the storage materials.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987