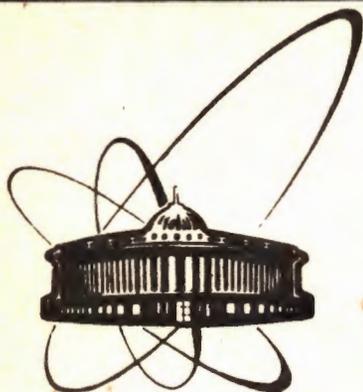


91-415



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-91-415

В.В.Голиков, В.К.Игнатович, Е.Н.Кулагин

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОТЕРЬ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
В ПОРОШКЕ БЕРИЛЛИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1991

1. Введение

Во всех экспериментах по хранению УХН в ловушках наблюдается расхождение между теоретическим и экспериментальным значением коэффициента потерь при одном соударении нейтрона со стенкой

$$\eta = (\sigma_a + \sigma_{ic})/2\lambda b,$$

где σ_a и σ_{ic} — сечения поглощения и неупругого рассеяния нейтрона с длиной волны λ , а b — когерентная амплитуда рассеяния вещества стенкой[1]. Это расхождение тем больше и тем достовернее, чем меньше теоретическое значение η . Оно уменьшается и становится незаметным в ловушках с заведомо высоким теоретическим значением коэффициента потерь, т.е. когда стенки ловушки содержат либо примеси сильно поглощающего нейтроны вещества, такого как, например, бор, либо примеси веществ с большим сечением неупругого рассеяния, например, атомов водорода[2] при комнатной температуре.

К числу веществ с малым теоретическим значением коэффициента потерь относятся бериллий. При низкой, например гелиевой, температуре, когда колебания атомов сильно подавлены, коэффициент потерь в бериллии должен определяться только сечением захвата ($\sigma_a \approx 0,005$ барн[3] при $\lambda = 1,084$) и составлять величину $\eta \approx 3 \cdot 10^{-7}$. В действительности же он, как наблюдается в наиболее прецизионном[4] из всех проведенных до сих пор экспериментов, оказывается на два порядка выше ($\eta \approx 3 \cdot 10^{-5}$). При более высокой, например комнатной, температуре величина η определяется неупругим рассеянием и составляет $\approx 5 \cdot 10^{-6}$, но и эта величина на порядок меньше наблюдаемой. Указанными обстоятельствами и определяется интерес к исследованию потерь УХН в бериллии.

В настоящей работе сообщается об измерении коэффициента потерь в бериллии методом отражения от порошка, предложенным в работе[5]. Отражение от порошка в силу способности УХН диффундировать между его зернами носит альбедный характер. Коэффициент отражения зависит от толщины слоя порошка, размера зерна и от характера взаимодействия с одним зерном. Чувствительность коэффициента альбедного отражения к вероятности потерь при однократном

соударении с одним зерном объясняется многократностью соударений нейтрона с зернами по мере диффузии между ними, что хорошо известно из теории диффузии в веществе нейтронов более высоких, чем УХН, энергий [6, 7]. Согласно этой теории коэффициент отражения от бесконечно толстого образца R_∞ равен

$$R_\infty = \frac{1 - 2\sqrt{\mu/3}}{1 + 2\sqrt{\mu/3}}, \quad (1)$$

где μ — вероятность поглощения при однократном соударении. При малых μ выражение (1) эквивалентно

$$R_\infty = 1 - 4\sqrt{\mu/3}. \quad (2)$$

Из (1) следует, что, измерив коэффициент отражения R_∞ , можно однозначно определить μ :

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

При измерении коэффициента потерь метод отражения от порошков имеет то преимущество по сравнению с методом хранения в закрытой ловушке, что позволяет более тщательно контролировать термообработку исследуемого образца. Действительно, в экспериментах по хранению для очистки стенок ловушки требуется прогревать довольно большие объемы [8]. При этом в силу чисто технологических причин не удается добиться равномерного прогревания всего объема, и потому не удается полностью исключить возможность остаточных загрязнений на тех или иных участках поверхности стенок. Порошок же занимает сравнительно небольшой объем и его можно подвергнуть сколь угодно тщательной термообработке без нарушения вакуумных условий.

Правда, интерпретация измеренных величин в данном случае при полном отражении от зерен порошка осложнена главным образом тем, что не существует хорошей общей теории переноса волн и частиц в сильно диспергированных средах: когда размеры неоднородностей (несколько микрон) велики по сравнению с длиной волны ($\approx 0,1$ мкм) и сравнимы с расстояниями между ними. Но, с другой стороны, именно это обстоятельство является и привлекательнейшей чертой порошковых

экспериментов, поскольку позволяет продвинуться и в теоретическом и экспериментальном отношении в еще недостаточно изведенном направлении физики.

Метод отражения от порошка уже применялся ранее [9, 10] для измерения коэффициентов потерь в меди, окиси меди, графите и бериллии. В частности, в отношении графита и бериллия было получено, что путем высокотемпературного длительного отжига коэффициент потерь может быть снижен до теоретического уровня, что противоречило результатам других работ [4, 8, 11, 12]. Более того, измерения с неотожженными порошками бериллия и графита, помещенными в вакуумный объем установки сразу же после пребывания в атмосфере, приводили [10] к коэффициентам потерь порядка $(1 \pm 2) \cdot 10^{-5}$, значительно более низким, чем найденные из экспериментов по хранению в замкнутых сосудах.

Эти результаты вызывали сомнение по двум причинам. Во-первых, не было проведено измерения зависимости отражения от толщины слоя образца и, во-вторых, при извлечении коэффициента потерь μ из коэффициента альбедного отражения R в работах [9, 10] была использована идеализированная модель. В этой модели слой порошка представлялся в виде системы нейтроноводов с бесконечно тонкими шероховатыми стенками, и для отражения от бесконечно толстого образца получалось выражение (1), что, казалось бы, свидетельствовало в ее пользу. Возражение вызывало то, что вся поверхность порошка представлялась совокупностью отверстий, в то время как правильнее было бы отверстия нейтроноводов относить только к межзерненным промежуткам, поверхность же самих зерен считать полностью отражающей. Именно такое описание и предпринято в настоящей работе. В результате получено обобщенное выражение (1) с учетом влияния на коэффициент отражения плотности упаковки. Кроме того, проведены измерения зависимости отражения УХН от толщины слоя образца и от плотности упаковки.

В разделе 2 на основе подхода [13] излагается теория диффузии УХН в порошках, в разделе 3 описывается методика измерения, а в разделе 4 суммируются и обсуждаются результаты измерений.

2. Теория отражения УХН от слоя порошка

Рассмотрим модель, согласно которой порошок представляет собой совокупность бесконечно протяженных параллельных друг другу слоев, с нормалью, направленной вдоль оси z . Каждый слой имеет толщину, равную диаметру зерна, и зерна в нем расположены неупорядоченно.

Рассмотрим отражение моноэнергетических нейтронов от одного слоя порошка в случае, когда скорость нейтрона v меньше граничной скорости v_{lim} материала зерна порошка. Вероятности отражения r_1 и пропускания t_1 можно представить следующим образом:

$$a) r_1 = \rho(1 - \mu) + (1 - \rho)\alpha, \quad b) t_1 = (1 - \rho)\beta, \quad (4)$$

где ρ — вероятность отражения от слоя при первом ударе, $1 - \rho$ — вероятность попасть в промежуток между зернами, α и β — вероятность выйти обратно и пройти через слой, соответственно, после блуждания между зернами, а μ — вероятность потерь при одном ударе о зерно, которая связана с приведенным коэффициентом потерь η выражением

$$\mu = \frac{2\eta}{y^2}(\arcsin y - y\sqrt{1 - y^2}), \quad y = v/v_{\text{lim}}.$$

Величину ρ можно оценить как "плотность плоской упаковки", т.е. как произведение $n_s s$, где n_s — число зерен, приходящихся на единицу площади слоя, а s — поперечное сечение одного зерна. Для сферических зерен с радиусом r имеем $n_s = 2rn_V$, где n_V — число зерен в единице объема, а $s = \pi r^2$, поэтому $\rho = 2\pi r^3 n_V$. Введем объемную плотность упаковки $C_V = V n_V$ (которую в дальнейшем будем называть просто "плотностью упаковки"), где V — объем одного зерна. Для сферических зерен имеем $C_V = 4n_V \pi r^3 / 3$. Отсюда следует, что ρ можно представить как ρC_V , где параметр ρ в случае сферических зерен равен 1,5. Это соотношение, однако, не может быть справедливо при любых C_V . В частности, оно нарушается при $C_V > 2/3$, поскольку ρ не может быть больше единицы. Кроме того, если порошок представлять себе совокупностью кубических зерен со стороной a , то в случае, если одна из граней всех зерен параллельна подложке, параметр пропорциональности ρ оказывается равным единице. Поэтому в дальнейшем мы будем ρ считать дополнительным параметром теории.

Вероятности α и β можно оценить с помощью теории диффузии, полагая, что промежуток между зёрнами можно представить как нейтронпровод с идеально шероховатыми стенками. Теория диффузии опирается на уравнение

$$d^2 n(z)/dz^2 = n(z)/L_D^2, \quad (5)$$

где $n(z)$ — плотность нейтронов, а L_D — длина диффузии УХН в порошке. Решение уравнения (5) с соответствующими граничными условиями [14] приводит к следующим выражениям для α и β :

$$a) \alpha = w(1 - e^2)/(1 - w^2 e^2), \quad b) \beta = e(1 - w^2)/(1 - w^2 e^2), \quad (6)$$

где используются обозначения

$$e = \exp(-l/L_D) = \exp(-l\sqrt{3\mu}/l_f), \quad w = (1 - 2\sqrt{\mu/3})/(1 + 2\sqrt{\mu/3}), \quad (7)$$

l — толщина монослоя порошка, l_f — средняя длина свободного пробега УХН между зёрнами порошка. В силу произвольности формы зёрен и шероховатости их поверхности среднюю длину пробега между зёрнами можно оценить с помощью соотношения $l_f = 4V/S$, где V — полный свободный объём между зёрнами порошка, а S — полная поверхность зёрен порошка. Для сферических зёрен с радиусом r получаем

$$l_f = \frac{4}{3}r \frac{1 - C_V}{C_V}, \quad (8)$$

Зная отражение r_1 и пропускание t_1 одного слоя, легко найти коэффициент отражения от двух и более слоев, используя рекуррентные соотношения [13, 15]. Эти соотношения позволяют выразить отражение R_n и пропускание T_n n слоев через отражение R_{n-1} и пропускание T_{n-1} $n-1$ слоев:

$$a) R_n = r_1 + \frac{t_1^2 R_{n-1}}{1 - r_1 R_{n-1}}, \quad b) T_n = \frac{t_1 T_{n-1}}{1 - r_1 R_{n-1}}. \quad (9)$$

При $n \rightarrow \infty$ соотношение (9а) приводит к алгебраическому уравнению для коэффициента отражения R_∞ от бесконечного числа слоев порошка, решение которого равно

$$R_\infty = \frac{\sqrt{(1+r_1)^2 - t_1^2} - \sqrt{(1-r_1)^2 - t_1^2}}{\sqrt{(1+r_1)^2 - t_1^2} + \sqrt{(1-r_1)^2 - t_1^2}}. \quad (10)$$

С помощью R_∞ можно сразу найти выражения для коэффициентов отражения R_n и пропускания T_n и слов, не прибегая к рекуррентным соотношениям:

$$a) R_n = R_\infty \frac{1 - E^2}{1 - R_\infty^2 E^2}, \quad b) T_n = E \frac{1 - R_\infty^2}{1 - R_\infty^2 E^2}, \quad (11)$$

где $E = \exp(-nql)$, а

$$\exp(-ql) = \frac{\sqrt{(1+t_1)^2 - r_1^2} - \sqrt{(1-t_1)^2 - r_1^2}}{\sqrt{(1+t_1)^2 - r_1^2} + \sqrt{(1-t_1)^2 - r_1^2}}. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что выражение для R_∞ приводится к виду $R_\infty = (1-a)/(1+a)$, где

$$a = \sqrt{\frac{1-r_1-t_1}{1+r_1+t_1} \cdot \frac{1-r_1+t_1}{1+r_1-t_1}}. \quad (13)$$

При малых значениях μ и $1-\rho \gg \mu$, принимая во внимание выражения (4,6 8), получаем

$$\frac{1-r_1-t_1}{1+r_1+t_1} = \frac{1-\alpha-\beta-\rho(1-\alpha-\beta-\mu)}{1+\alpha+\beta+\rho(1-\alpha-\beta-\mu)} \approx \frac{\mu[3C_V - \rho(5C_V - 2)]}{4(1-C_V)}$$

$$\frac{1-r_1+t_1}{1+r_1-t_1} = \frac{(1-\alpha+\beta)(1-\rho)+\rho\mu}{1+\alpha-\beta+\rho(1-\alpha+\beta-\mu)} \approx (1-\rho)/\left(\rho + \frac{9}{16} \frac{C_V}{1-C_V}\right).$$

Таким образом, величина R_∞ при малых μ приводится к виду

$$R_\infty = \frac{1 - 2\sqrt{(1-\rho)b\mu/3}}{1 + 2\sqrt{(1-\rho)b\mu/3}}. \quad (14)$$

где

$$b = \frac{C_V - \rho(5C_V/3 - 2/3)}{C_V + (16/9)\rho(1-C_V)}. \quad (15)$$

При $\rho = 0$ $b = 1$ и выражение (14) приводится к виду (2). Таким образом, выражения (10,14) являются обобщением формул (1,2). Нетрудно показать также, что при $\rho \rightarrow 1$ выражение (10) приводится к виду $R_\infty = 1 - \mu$, что и следовало ожидать, поскольку при $\rho = 1$ отражение от порошка эквивалентно отражению от плотной стенки.

Численные расчеты показывают, что в области $\mu < 10^{-3}$ и $\rho \geq 0,5$ отличие (14) от (10) составляет менее 0,05%, поэтому законно пользоваться выражением (14), поскольку экспериментальное значение R_{∞} в данной работе находится с точностью, не превышающей 0,1%. Соответственно коэффициент потерь, определяемый из (14), представляется в виде

$$\mu = \frac{3}{4} \left(\frac{1 - R_{\infty}}{1 + R_{\infty}} \right)^2 \frac{1}{(1 - \rho)b}. \quad (16)$$

Учитывая соотношение $\rho = pC_V$ и измеряя отражение $R_{1,2\infty}$ от бесконечно толстого образца при двух различных упаковках $C_{1,2V}$, найдем кубическое уравнение для определения p :

$$\frac{(1 - pC_{1V})[1 - p(5C_{1V}/2 - 3/2)]}{1 + (16p/9)(1 - C_{1V})} = F \frac{(1 - pC_{2V})[1 - p(5C_{2V}/2 - 3/2)]}{1 + (16p/9)(1 - C_{2V})}, \quad (17)$$

где

$$F = \frac{(1 - R_{1\infty})(1 + R_{2\infty})}{(1 + R_{1\infty})(1 - R_{2\infty})}.$$

Определив p , вычисляем ρ , и с помощью (16) — величину μ .

Значения μ и p могут быть также получены путем подгонки экспериментальных кривых, описывающих зависимость коэффициента отражения R_n от числа слоев n .

3. Методика эксперимента

Эксперименты по измерению зависимости коэффициента отражения УХН от толщины слоя и плотности упаковки порошка бериллия выполнены на той же установке, на которой были получены ранее опубликованные данные [9, 10]. Установка для измерения интегрального по углу отражения УХН (рис.1) подсоединена через S-образное колено к выходу канала УХН реактора ИБР-2. Изменение высоты H_1 расположения установки над осью канала с помощью вращения колена позволяет изменять спектр УХН, падающих на слой порошка, 4. В данном эксперименте измерения проводились с УХН в интервале скоростей (3,3-5,9)м/с. На вертикальном участке нейтроновода 7 установлен детектор УХН, представляющий собой пропорциональный счетчик на

основе ^3He . Детектор располагается на расстоянии H_3 ниже центра разветвления, благодаря чему нейтроны перед ним ускоряются в гравитационном поле и эффективность их регистрации во всем спектральном диапазоне возрастает. Перед детектором располагается поворотная медная шторка 9, которая с помощью методики "шторочной разности"[2] позволяет отделить ^3He от нейтронов более высоких энергий. Перед образцом располагается аналогичная шторка 10. Она служит "стандартным образцом" и позволяет отслеживать возможный дрейф аппаратуры. С помощью безмасляной откачки в установке поддерживается вакуум 10^{-6}Тор . Для управления установкой, сбора и предварительной обработки информации используется измерительный модуль на базе ПК "Правец-16".

В данном эксперименте порошок бериллия помещался в открытую со стороны объема установки цилиндрическую кассету на поглощающую ^3He полиэтиленовую подложку. Площадь образца составляла 300см^2 . Измерения проводились с образцами 4 типов. Три из них отвечали плотности упаковки — 0,48 и имели толщину 2, 5 зерен и 16,5 мм. Последняя считалась бесконечной, поскольку она превышала утроенную длину диффузии L_D . Четвертый образец также считался бесконечно толстым (толщина 16,5 мм), но плотность его упаковки составляла 0,34. Порошок бериллия имел средний размер зерна 36 мкм. Слои в 2 и 5 зерен готовились путем осаждения предварительно взвешенного количества порошка из водяной взвеси. После просушивания при температуре несколько выше комнатной толщина слоя определялась микрометром. Из-за дисперсии размера зерен бериллия средняя толщина слоев по площади образца составляла 2,2 и 5,3 зерна соответственно. При последующей теоретической обработке результатов измерения толщина слоев считалась в первом случае состоящей на 80% из 2 и на 20% из 3 зерен. А во втором случае — на 70% из 5 и на 30% из 6 зерен. Чистота бериллия составляла 98,7%. Основной примесью является кислород — 1,2%. Все измерения проводились при комнатной температуре без предварительной термообработки внутри установки после пребывания образца на воздухе.

Скорость счета детектора зависит от вероятности потерь в образце $M = 1 - R$. Для определения абсолютного значения M установка

предварительно калибруется с помощью образца, имеющего известное поглощение. В данном случае им служил полиэтилен, поглощение которого с точностью 0,5% может быть принято равным $M = S_k/S_n$ (S_k — площадь полиэтилена, S_n — поперечное сечение нейтронотода). На рис.2 приведена калибровочная кривая $\gamma_k(M) = J/J_k$, где J_k — шторочная разность, измеренная с полиэтиленовым образцом площадью S_k , а J — шторочная разность при измерении со стандартным образцом. При измерениях с исследуемым образцом s вероятность потерь в порошке M_s определялась из отношения $\gamma_s = J/J_s$ с помощью калибровочной кривой

$$\gamma_s = \gamma_k(M_s).$$

При обработке результатов измеренное значение M_s сравнивалось с теоретическим значением \bar{M} , взятым при средней по спектру скорости УХН. Форма спектра полагалась максвелловской и одинаковой для всех образцов. Интервал скоростей в эксперименте был довольно узок ($\Delta v = 2,6 \text{ м/с}$), и потому значение средней скорости слабо зависит от формы спектра. Систематическая погрешность, обусловленная неточностью средней скорости УХН, меньше статистической ошибки измерений.

4. Результаты эксперимента и обсуждение

Сначала рассмотрим результаты измерения с бесконечно толстыми образцами. Величина вероятности потерь $M_{1\infty} = 1 - R_{1\infty} = 0,0088 \pm 0,0012$ в порошке с плотностью упаковки 0,48 в пределах статистической погрешности согласуется с данными работы [10] для неотожженного образца. Вероятность же потерь $M_{2\infty}$ для образца с плотностью упаковки 0,34 значительно отличается на величину $M_{2\infty} - M_{1\infty} = 0,0072 \pm 0,0018$. Это показывает, что на отражение от порошка влияет не только коэффициент потерь μ , но и плотность упаковки.

С помощью коэффициентов отражения R_∞ для двух разных плотностей упаковки находим

$$\mu = (2 \pm 1) \cdot 10^{-4}, \quad p = 1,47 \pm 0,36,$$

соответственно $\rho_1 = 0,70 \pm 0,17$. Эти значения были уточнены при анализе результатов измерения зависимости коэффициента отражения от толщины образца (измерения выполнялись только при $C_V = 0,48$), которые представлены на рис.3. Подгонка всех экспериментальных данных по χ^2 ($\chi^2 = 0,4$) приводит к $\mu = (2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ и $\rho = 1,65 \pm 0,03$ (соответственно $\rho_1 = 0,785 \pm 0,015$). На рис.3 сплошной кривой представлены теоретические значения, рассчитанные для $\mu = 2,1 \cdot 10^{-4}$ и $\rho = 0,79$.

Отметим, что наблюдаемую зависимость коэффициента отражения от УХН от толщины слоя порошка не удается описать без учета плотности упаковки зерен. Пунктирной кривой показана зависимость коэффициента отражения от толщины слоя при $\rho = 0$ (значение μ в этом случае принимается равным $1,4 \cdot 10^{-5}$).

Учитывая, что для бериллия[2] $v_{\text{lim}} = 6,89 \text{ м/с}$, получаем для приведенного коэффициента потерь значение

$$\eta = (1,75 \pm 0,35) \cdot 10^{-1}.$$

В данной работе и в работе[10] использовалась одна и та же методика измерений с одним и тем же порошком бериллия. Поскольку экспериментальные значения коэффициента отражения от неотожженного порошка бериллия бесконечной толщины в обеих работах в пределах статистических погрешностей совпадают, то представляется разумным считать одинаковыми и коэффициенты упаковки. Если теперь учесть влияние плотности упаковки на отражение, то полученный в работе[10] коэффициент потерь следует умножить на $1/(1 - \rho)b$. В результате полученное в работе[10] минимальное значение η в обезгаженном бериллиевом порошке оказывается равным

$$\eta = (6,4 \pm 2,5) \cdot 10^{-5},$$

что примерно на порядок превышает теоретическое значение, рассчитанное с помощью известных сечений захвата и неупругого рассеяния нейтронов при комнатной температуре.

Таким образом, 1) при интерпретации результатов исследований отражения УХН от порошка необходимо принимать во внимание плотность его упаковки; 2) коэффициент потерь в бериллии, полученный в

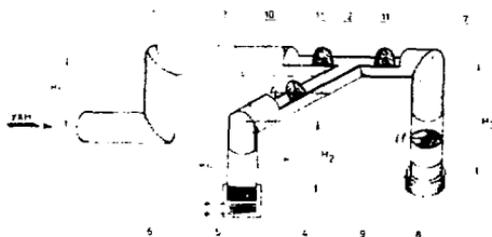


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 - S-образное колено; 2 -- разветвленный нейтроновод; 3 -- нейтроновод на образец; 4 -- образец; 5 -- нагреватель образца; 6 -- охлаждающий водяной контур; 7 -- нейтроновод на детектор; 8 -- детектор; 9 и 10 поворотные шторки; 11 -- диафрагмы.

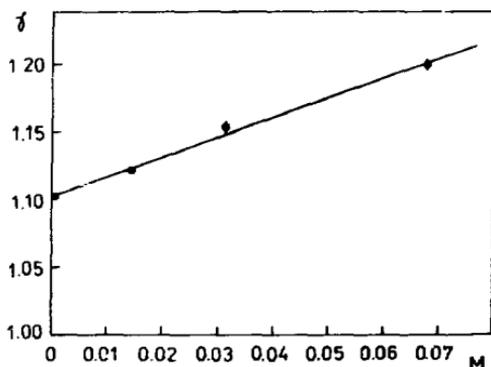


Рис.2. Калибровочная кривая.

экспериментах по отражению от порошка, согласуется с тем значением, которое получается в экспериментах по хранению УХН в закрытом бериллиевом сосуде и 3) эксперименты с порошками при использовании разработанной здесь модели диффузии УХН в порошках позволяют надежно определять коэффициенты потерь после различных способов термообработки.

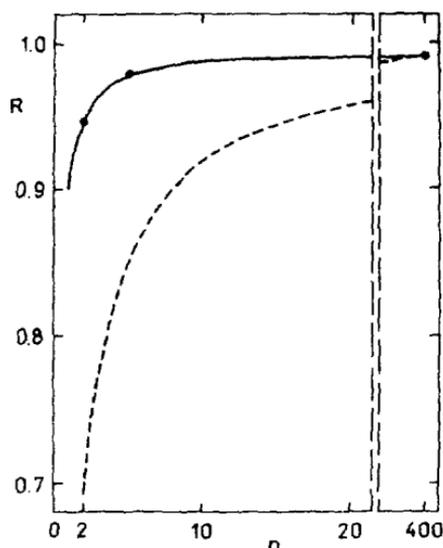


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения УХН R от числа слоев n бериллиевого порошка. Сплошная линия — расчет по формуле (9) при $\mu = 2,1 \cdot 10^{-4}$ и $\rho = 0,79$. Пунктирная кривая — расчет по формуле (9) при $\mu = 1,4 \cdot 10^{-5}$ и $\rho = 0$.

Литература

- [1] Шапиро Ф.А. - ОИЯИ РЗ-7135. Дубна, 1973.
- [2] Игнатович В.К. - Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986. с. 116.
- [3] Гуревич И.И. и Тарасов Л.В. - Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965. с. 232.
- [4] Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ 1990. т. 52, вып. 7, с. 984.
- [5] Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. - ОИЯИ РЗ-87-20. Дубна, 1987.

- [6] Глесстон С., Эдлунд М. - Основы теории ядерных реакторов. М.: Иностранная литература. 1954, сс. 112, 148, 254.
- [7] Галанин А.Д. - Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Главное управление по использованию атомной энергии СССР, 1959, с. 282.
- [8] Косвинцев Ю.Ю. и др.-АЭ 1984, т. 55, с. 288.
- [9] Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. - ОИЯИ РЗ-89-42. Дубна, 1989.
- [10] Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. - ОИЯИ РЗ-89-664. Дубна, 1989.
- [11] Steyerl A., Trusted W.D. - Z. Phys. 1974, v. 267, p. 379.
- [12] Морозов В.И. - Хранение ультрахолодных нейтронов в замкнутых сосудах. Обзор. Днепропетровск: НИИАР. 1982.
- [13] Игнатович В.К.-ДАН СССР 1991. т. 318. N. 2. с. 322.
- [14] Игнатович В.К., Никитенко Ю.В. - ОИЯИ РЗ-87-326, Дубна. 1987.
- [15] Ignatovich V.K.-Am. J. Phys. 1989, v. 57, p. 873.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1991 года.