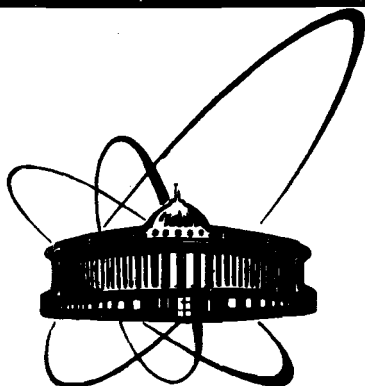


89-663



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

И 623

P3-89-663

Ю. В. Никитенко

**К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТА ПОТЕРЬ УХН
В ВЕЩЕСТВЕ ДИФFUЗИОННЫМИ МЕТОДАМИ**

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

Под коэффициентом потерь μ понимается усредненная по углам падения для изотропного потока вероятность исчезновения УХН при его отражении от поверхности твердого тела.

В работе ^{1/} было предложено для определения коэффициента потерь использовать диффузию УХН в порошке. Метод диффузии в порошке заключается в том, что о величине коэффициента потерь судят по интегральному по углу коэффициенту отражения УХН от слоя порошка. Метод является достаточно светосильным и позволяет проводить на пучках средней интенсивности (~ 1 н/с) измерения коэффициента потерь вплоть до значений 10^{-5} ^{1,2/}.

Однако для изучения механизмов потерь УХН, а также возможных проявлений фундаментальных эффектов необходимо уже проводить измерения μ в диапазоне $10^{-7} \div 10^{-5}$. Описанию методов, обладающих столь высокой чувствительностью измерений, посвящена настоящая работа.

2. СТАЦИОНАРНЫЙ МЕТОД ПРОПУСКАНИЯ УХН ЧЕРЕЗ СЛОЙ ПОРОШКА

Рассмотрим задачу (см. рис.1) о диффузии УХН в слое порошка. Пусть j_z — единичный поток изотропно падающих на слой УХН. Отраженные от слоя УХН образуют поток R, прошедшие слой — поток T. Эти потоки можно представить совокупностью потоков j_n , образованных из УХН, испытавших различное число столкновений с зернами порошка. Можно также говорить о среднем числе столкновений $n_R = \sum c_{Rn}$ для случая отражения и $n_T = \sum c_{Tn}$ для пропускания. Очевидно, что в случае отражения УХН n принимает значения от 1 до ∞ , в то вре-

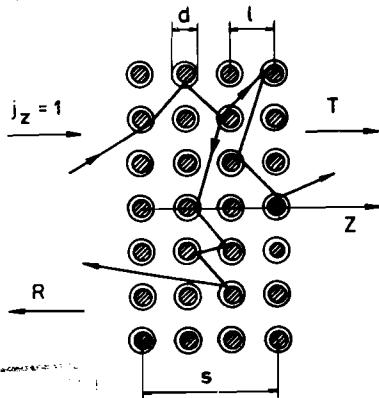


Рис.1. Схематическое изображение диффузии УХН в слое порошка.

мя как для случая пропускания от некоторого $p_{\text{мин}}$, определяемого толщиной слоя, до ∞ . В результате для, по крайней мере, достаточно толстого слоя $p_R < p_T$ и чувствительность метода пропускания $\alpha_T = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \mu}$ к измерению коэффициента потерь оказывается выше (поскольку $j_p \sim e^{-p/\mu}$) чувствительности $\alpha_R = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \mu}$ метода отражения.

Перейдем к количественному сравнительному анализу методов отражения и пропускания УХН. Из решения уравнения диффузии $d^2 N/dz^2 = -N/L^2$ для плотности УХН N , где L — длина диффузии, следует [3]

$$R = r(1 - e^{-s/L}) / (1 - r^2 e^{-s/L}), \quad T = e(1 - r^2) / (1 - r^2 e^{-s/L}), \quad (1)$$

где

$$e = \exp(-s/L), \quad r = (1 - q) / (1 + q), \quad L = \ell / \sqrt{3\mu} = \frac{1 - c}{c} \frac{2d}{3\sqrt{3\mu}}, \quad q = 2\sqrt{\mu/3},$$

s — толщина слоя порошка, ℓ — длина рассеяния, d — диаметр зерна порошка, c — заполнение порошка.

Введем время измерения $t_{R(T)}$, необходимое для того, чтобы изменение отраженного (прошедшего слой) потока, обусловленное заданным измерением $\Delta\mu$ коэффициента потерь, было равно статистической ошибке измерения потока:

$$t_R = \frac{4}{R j_z (\Delta\mu \cdot \alpha_R)^2}, \quad t_T = \frac{4}{T j_z (\Delta\mu \cdot \alpha_T)^2}. \quad (2)$$

В пределах малых значений μ и бесконечно толстого слоя порошка для t_R получается простое соотношение

$$t_R = \frac{3}{j_z \mu} \left(\frac{\mu}{\Delta\mu} \right)^2. \quad (3)$$

Важно минимизировать t_R и t_T в зависимости от толщины слоя порошка s .

С ростом s растут и R , и p_R , а значит и α_R ; в результате t_R монотонно уменьшается, выходя на насыщение в районе $s \approx 3L$. В то же время, в методе пропускания с ростом s происходит падение коэффициента пропускания T (рис.2), но рост α_T . При $s \approx 2,8L$ уменьшение T в своем влиянии на t_T компенсирует рост α_T , что приводит к проявлению минимума в зависимости $t_T(s)$ (см. рис. 3). Исходя из характера $t_R(s)$ и $t_T(s)$, удобно ввести параметр $\epsilon = t_R/t_T$, являющийся отношением вре-

мен измерения. На рис.4 приведены зависимости $\epsilon(s)$ для интервала значений $\mu = 10^{-5} \div 10^{-7}$. Видно, что ϵ имеет максимум в районе $s \approx 2,5L$, достигающий значений $\sim 60 \div 560$. Наблюдаемая зависимость $\epsilon \sim 1/\sqrt{\mu}$ говорит о перспективности использования метода пропускания для измерения малых значений коэффициента потерь. Значительно большая светосила метода пропускания оборачивается одновременно определенными требованиями к методике проведения измерений. Так возникает повышенное требование к точности знания плотности порошка (или заполнения). Например, при $s = 2,8L$ и $c = 0,5$ 3% изменение c приводит к такому же изменению коэффициента пропускания, как и 10% изменение μ .

Повышенные требования предъявляются к фоновому уровню j_Φ регистрирующей УХН аппаратуры. Из данных рис.2 легко установить требования к j_Φ . Действительно, при $s = 2,8L$ T лежит в пределах $10^{-4} \div 10^{-3}$. Тогда на потоке ~ 100 н/с (ИБР-2 с конвертором УХН из замороженной воды) j_Φ должно быть меньше $10^{-2} \div 10^{-1}$ н/с.

Метод пропускания требует применения или тонкой фольги, на которую насыпается слой порошка, или двух тонких фольг, образующих каскету под порошок. Расчеты показывают, что если в качестве материала для фольг взять алюминий 50 мкм толщины, то это приведет к увеличению времени измерения на 5% и 10% соответственно.

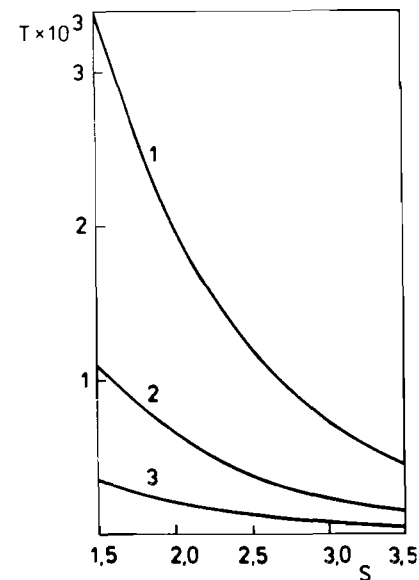


Рис.2. Зависимость пропускания T от толщины слоя порошка s (в единицах длины диффузии): 1 — $\mu = 10^{-5}$; 2 — $\mu = 10^{-6}$; 3 — $\mu = 10^{-7}$.

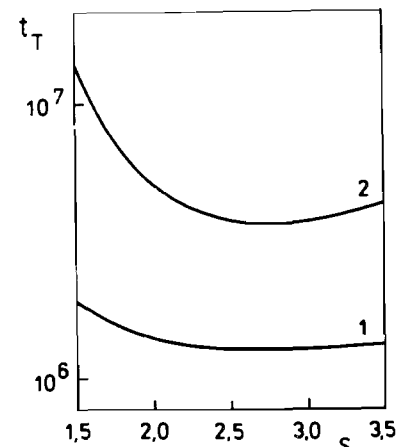


Рис.3. Зависимость времени t_T измерения величины $\Delta\mu/\mu = 0,1$ от толщины слоя порошка s (в единицах длины диффузии): $j_z = 1$ н/с, 1 — $\mu = 10^{-5}$; 2 — $\mu = 10^{-7}$.

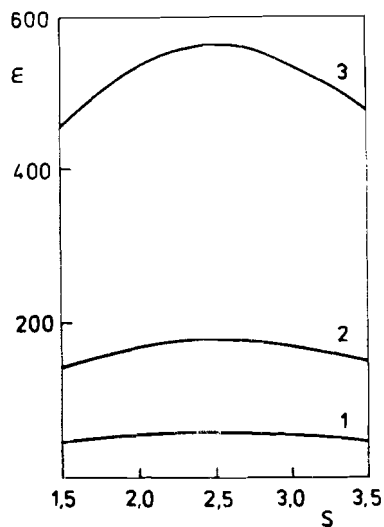


Рис.4. Зависимость отношения времен изменения ϵ методами отражения и пропускания УХН величины $\Delta\mu/\mu=0,1$ от толщины s слоя порошка: 1 — $\mu=10^{-5}$; 2 — $\mu=10^{-6}$; 3 — $\mu=10^{-7}$.

По-видимому, в методе пропускания предъявляются жесткие требования к точности определения еще ряда параметров, например, таких, как толщина слоя порошка, диаметр зерен и т.д. Но высокая светосила метода дает основания для его использования.

3. ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОТРАЖЕНИЯ УХН ОТ СЛОЯ ПОРОШКА

Динамический метод измерения основан на использовании нестационарной диффузии УХН в порошке. Впервые рассмотрение нестационарной диффузии УХН проведено в работе^{/4/}. Следуя в основном^{/4/}, рассмотрим кратко решение нестационарного уравнения диффузии для случая, когда в момент $t=0$ источник УХН выключается. Уравнение диффузии выглядит так:

$$dN_0/dt = D d^2 N_0 / dz^2 - N_0 / \tau_0, \quad (4)$$

где N_0 — плотность УХН, D — коэффициент диффузии, τ_0 — время жизни УХН в порошке. Решение (4) ищется в виде

$$N_0(z, t) = e^{-t/\tau} \sum_k e^{-\lambda_k^2 t} a_k f_k(z). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим уравнение

$$D d^2 f_k / dz^2 + \lambda_k^2 f_k(z) = 0. \quad (6)$$

Решением (6) являются функции

$$f_k(z) = A_k \sin(\gamma_k z) + B_k \cos(\gamma_k z),$$

где $\gamma_k^2 = \lambda_k^2 / D$.

Не теряя общности, полагаем $A_k = 1$ и определяем B_k и γ_k из условий для f_k на границах слоя порошка. Граничные условия для f_k следуют из условий на границах для потока УХН и имеют вид

$$f_k(0) - \beta \partial f / \partial z_{z=0} = 0, \quad f_k(s) + \beta \partial f / \partial z_{z=s} = 0, \quad (7)$$

где $\beta = 2D/v$, v — скорость УХН. Используя (7), получим

$$f_k(z) = \sin(\gamma_k z) + \beta \gamma_k \cos(\gamma_k z), \quad \text{tg} \gamma_k s = 2\beta \gamma_k / (\gamma_k^2 \beta^2 - 1). \quad (8)$$

Для определения a_k надо помнить, что в момент $t=0$ плотность УХН соответствовала плотности N_{st} при стационарной диффузии:

$$a_k = \int_0^s N_{st}(z) f_k(z) dz / \int_0^s f_k^2(z) dz. \quad (9)$$

Для случая включения источника УХН плотность N_1 запишется теперь так:

$$N_1(z, t) = N_{st}(z) - N_0(z, t). \quad (10)$$

Выражения для потоков УХН, выходящих из порошка в точках $z=0$ и $z=s$ для случая, например, выключения источника, запишутся следующим образом:

$$j(0, t) = N_0(0, t) + \beta \frac{dN_0(z, t)}{dz} \Big|_{z=0} = 2e^{-t/\tau} \beta \sum_k e^{-\lambda_k^2 t} a_k \gamma_k,$$

$$j(s, t) = N_0(s, t) - \beta \frac{dN_0(z, t)}{dz} \Big|_{z=s} = e^{-t/\tau} \sum_k (1 + \beta^2 \gamma_k^2) a_k e^{-\lambda_k^2 t} \sin \gamma_k s.$$

На рис.5 приведены зависимости коэффициентов отражения $R = j(0, t) / j(0, 0)$ и пропускания $T = j(s, t) / j(0, 0)$ от времени для случая выключения источника УХН. Видно, что в первые моменты времени (~ 1 с) после выключения постоянная времени, характеризующая спад коэффициента отражения, значительно меньше постоянной времени,

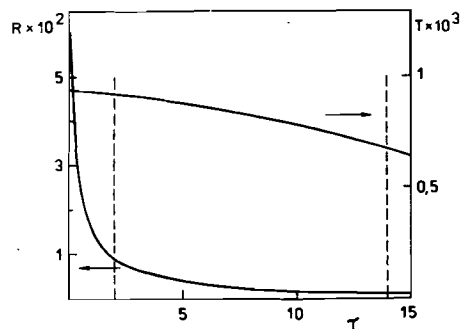


Рис.6. Время измерения методом отражения величины $\Delta\mu/\mu = 0,1$, отнесенное к моменту времени τ (с) после выключения $t_{R-выкл}$ и включения $t_{R-вкл}$ источника УХН: $\mu = 10^{-7}$, $d = 20$ мкм, $s = 2,8L$, $j_z = 1$ н/с.

характеризующей спад коэффициента пропускания. Это еще раз показывает, что в отраженном потоке велика доля УХН с небольшим числом столкновений с зернами порошка. Введем новую величину — время измерения $t(\tau)$, отнесенное к данному моменту времени τ . Это время, рассчитываемое по формуле 2, можно отождествить со случаем, когда как бы в момент τ приостановлен нестационарный процесс, и в таком зафиксированном положении проводится измерение. Введение такой величины удобно тем, что позволяет по ее минимуму в зависимости от τ выбрать моменты времени, когда измерение является предпочтительным. На рис.6 приведены результаты расчета, в случае отражения УХН, времен измерения $t_{R-выкл}$ и $t_{R-вкл}$ для выключенного и включенного источника УХН соответственно. Из данных расчета видно, что при включении источника с течением времени $t_{R-вкл}$ приближается к постоянному значению t_{R-st} , соответствующему случаю стационарной диффузии. Очевидно, что в этом случае использование нестационарной диффузии оказывается менее выгодным, чем стационарной. Наоборот — при выключении источника величина $t_{R-выкл}$, начиная с t_{R-st} , уменьшается и проходит с течением времени через t_{T-st} и далее возрастает. Минимум $t_{R-выкл}$ с параметрами слоя, приведенными в подписи к рис.6, наблюдается при $\tau \approx 8$ с, что соответствует $n \approx 2 \cdot 10^6$, числу столкновений, в свою очередь, близкому к величине $1/\mu$.

Рис.5. Зависимости коэффициентов отражения R и пропускания T от времени τ (с) с момента выключения источника УХН: $d = 2$ мм, $\mu = 10^{-5}$, $s = 2,8L$.

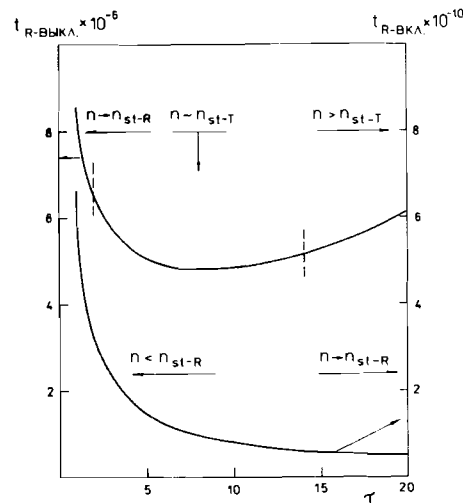
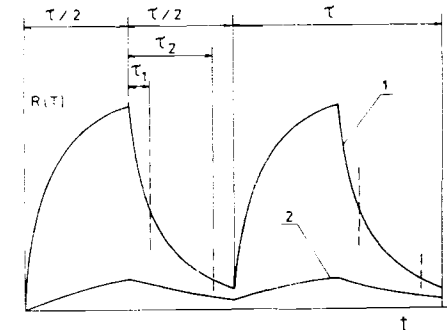


Рис.7. К пояснению динамического метода измерения: 1 — коэффициент отражения; 2 — коэффициент пропускания.



Таким образом, как и в стационарной диффузии на пропускание, в нестационарной диффузии на отражение при выключении источника наблюдается зависимость $n \sim 1/\mu$, и следует ожидать существенного по сравнению со стационарным методом на отражение уменьшения времени измерения. Очевидным теперь представляется динамический метод измерения (см. рис.7). В момент $t = 0$ включается источник УХН, в течение $\tau/2$ наблюдается рост отраженного (кривая 1) и прошедшего слой (кривая 2) потоков. В момент $\tau/2$ источник выключается, и происходит спад потоков. В интервале $\tau_1 \div \tau_2$ производится измерение, затем все повторяется. Время измерения, соответствующее такому режиму, записывается так:

$$t = 8\tau \int_{\tau_1}^{\tau_2} j(t) dt / \left(\Delta\mu \frac{d}{d\mu} \int_{\tau_1}^{\tau_2} j(t) dt \right)^2 \quad (11)$$

Дополнительный по сравнению с выражением (2) множитель 2 в формуле (11) связан с тем, что в течение времени, когда источник включен, измерение не проводится. В таблице приведены результаты расчетов времен измерений для стационарных методов и нестационарного метода в случае выключения источника. Видно, что нестационарные методы всего в ~ 2 раза по времени измерения уступают стационарному методу на пропускание.

Таблица

μ	d	$\tau_1 \div \tau_2$	t_{R-st}	t_{T-st}	t_{R-nst}	t_{T-nst}
10^{-5}	2 мм	$2 \div 14$ с	$3,4 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$
10^{-6}	0,2 мм	$2 \div 14$ с	$3,4 \cdot 10^8$	$18,3 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^6$	$4,1 \cdot 10^6$
10^{-7}	20 мкм	$2 \div 14$ с	$3,4 \cdot 10^9$	$5,8 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$

В принципе, если позволяют экспериментальные условия, можно одновременно проводить измерения и отражения, и пропускания, как при включении, так и выключении источника. Тогда точность измерения коэффициента потерь нестационарным методом будет порядка точности измерения стационарным методом на пропускание.

Реализация динамического метода измерения коэффициента потерь УХН в установке с нейтроноводом обычных параметров (диаметр нейтроновода ≈ 15 см, и коэффициент потерь УХН в стенке $\approx 10^{-3}$) ограничивает значение τ временем жизни УХН в нейтроноводе (≈ 30 с). При этом необходимое время переключения источника УХН, составляющее десятки долей или единицы секунд, может быть обеспечено при использовании механически вращающихся отражателей или магнитных затворов УХН [5, 6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящее исследование выполнено в рамках теории диффузии УХН, рассматривающей нейтрон точечным объектом, испытывающим до выхода из слоя порошка или гибели ряд последовательных отражений от поверхности зерен. В действительности такая ситуация реализуется в специальном случае, когда длина рассеяния превышает длину волны нейтрона [7]. В противном случае, а также при плотной упаковке зерен теория распространения значительно усложняется, и это требует отдельного рассмотрения.

Автор выражает благодарность В.К.Игнатовичу, Л.Б.Пикельнеру и Ю.М.Останевичу за обсуждение результатов работы, а также В.В.Голикову и В.И.Фурману за высказанные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, Р3-87-20, Дубна, 1987.
2. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, Р3-89-42, Дубна, 1989.
3. Игнатович В.К., Никитенко Ю.В. — ОИЯИ, Р3-87-326, Дубна, 1987.
4. Игнатович В.К., Терехов Г.И. — ОИЯИ, Р4-10548, Дубна, 1977.
5. Покотиловский Ю.Н., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. — ОИЯИ, Р3-9185, Дубна, 1975.
6. Никитенко Ю.В., Таран Ю.В. — ОИЯИ, Р13-11320, Дубна, 1978.
7. Розенберг Г.В. — УФН, 1959, 69, с.57.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 сентября 1989 года.

Никитенко Ю.В.

Р3-89-663

К определению коэффициента потерь УХН
в веществе диффузионными методами

Предложены новые методы определения вероятности исчезновения УХН при их отражении от поверхности твердого тела. Методы основаны на использовании явлений стационарной и нестационарной диффузии УХН в слое порошка и заключаются в измерении коэффициентов пропускания УХН через слой и отражения УХН от слоя соответственно. Высокая светосила методов делает применение их перспективным при измерениях вероятности исчезновения УХН в диапазоне $10^{-7} \div 10^{-5}$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Nikitenko Yu.V.

Р3-89-663

To Definition of UCN Loss Factor
in Solids by Diffusion Methods

New methods to define the probability of disappearance of UCN reflected from a solid surface are proposed. The methods are based on stationary and nonstationary UCN diffusion in the powder layer and on the process of measuring the transmission and reflection coefficients of UCN. At measuring the probability of UCN disappearance in the region of $10^{-7} \div 10^{-5}$ it is useful to apply these methods due to their high relative aperture.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989