

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С - 81

13/III-78

P3 - 11146

1193/2-77

А.Д.Стойка, А.В.Стрелков

ПРОХОЖДЕНИЕ УХН

ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ ДВИЖУЩИЕСЯ СТЕНКИ

**1977**

РЗ - 11146

А.Д.Стойка, А.В.Стрелков

ПРОХОЖДЕНИЕ УХН  
ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ ДВИЖУЩИЕСЯ СТЕНКИ

*Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"*



## Прохождение УХН через тонкие движущиеся стенки

Приведены результаты расчета и экспериментального наблюдения эффекта увеличения пропускания УХН через тонкие гофрированные фольги из алюминия и меди при их движении в перпендикулярном направлении к распространению УХН. Пропускание такой фольги из алюминия толщиной 100 мкм уже при скорости ее движения (5 - 8) м·с<sup>-1</sup> достигает ~ 0,9 для УХН с энергией (50 - 150) · 10<sup>-9</sup> эВ.

Рассматриваются некоторые применения движущихся фольг в экспериментах с УХН.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

## Ultracold Neutron (UCN) Transmission Through Thin Moving Foils

Computing and experimental study of UCN increased transmission through thin *goffered* foils of Al and Cu moving perpendicularly to the UCN beam is presented. For Al foils 100 μm thick and with a translation velocity (5 → 8) m/s, the UCN transmission was found to be about 0.9 in the neutron energy range (50 → 150) × 10<sup>-9</sup> eV. Some methodical proposals are also discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## ВВЕДЕНИЕ

Прохождение нейтронов с энергиями  $10^{-7} < E < 10^{-4}$  эВ через тонкую фольгу было подробно изучено в работах /1,2/. Для однородного материала экспериментально была получена довольно точная зависимость  $1/V$  сечения от  $V$  - скорости нейтрона внутри вещества. Для достаточно толстой фольги ( $\delta \gg \lambda$ ;  $\delta$  - толщина фольги,  $\lambda$  - длина волны нейтрона) в пренебрежении интерференционными эффектами для коэффициента пропускания можно использовать выражение

$$T = \frac{(1-k)^2}{1-\gamma^2 k^2} \gamma, \quad (1)$$

где  $\gamma = \exp[-\sum_T (V_i) \delta]$ ,  $k = \left(\frac{V_e - V_i}{V_e + V_i}\right)^2$  ( $\sum_T = \sum_a + \sum_{ny}^*$ ,  $V_i$  и  $V_e$  - нормальные компоненты скорости нейтрона внутри вещества и в вакууме соответственно).

Введем такие обозначения: коэффициент прозрачности  $\chi = \sum_T (V_c)$ , где  $V_c = \frac{h}{m} \sqrt{\frac{N|b|}{\pi}}$  - характеристическая скорость\*\* ( $m$  - масса нейтрона,  $N$  - число ядер

\*  $\sum_a$  и  $\sum_{ny}$  - макроскопические сечения захвата и неупругого рассеяния соответственно.

\*\* Для веществ с  $b > 0$  характеристическая скорость совпадает с граничной скоростью  $V_{гр}$ ,  $\chi = \frac{m}{h} V_{гр} \eta^{3/2}$ .

в  $1 \text{ см}^3$ ,  $b$  – когерентная длина рассеяния); эффективная толщина фольги  $\Delta = \chi\delta$ .

На рис.1 (а, б) представлена зависимость коэффициента пропускания от скорости нейтрона и эффективной

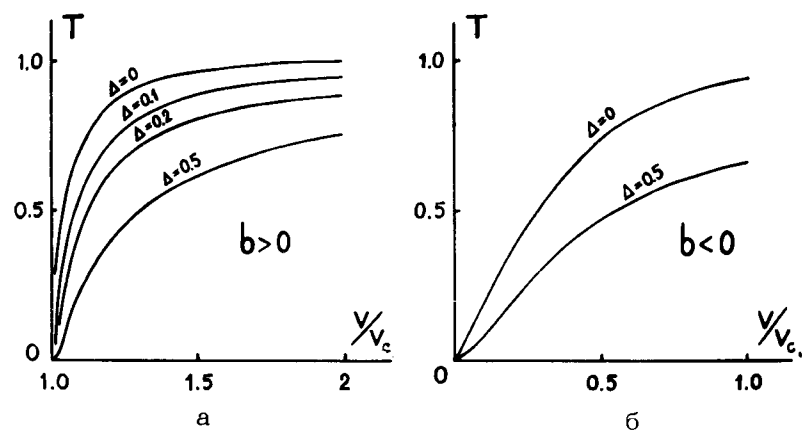


Рис.1. Зависимость коэффициента пропускания  $T$  от скорости нейтронов для некоторых фиксированных значений эффективной толщины  $\Delta$  вещества с когерентной длиной рассеяния: а)  $b > 0$  и б)  $b < 0$ .  $\Delta = 0$  соответствует идеальному случаю:  $\Sigma_T = 0$  и  $b \neq 0$ .

толщины фольги, а в таблице приведен коэффициент прозрачности для некоторых веществ, откуда видно, что в области УХН ( $v < 8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) все вещества становятся мало прозрачными либо за счет полного отражения, либо за счет сильно возросшего поглощения.

Однако если фольгу привести в движение навстречу УХН, то в выражение (1) будет входить суммарная скорость фольги и УХН, тем самым существенно увеличивается прозрачность движущейся фольги для УХН.

В принципе, приведя плоскую фольгу в колебательное движение, можно добиться частичного увеличения пропускания УХН [4], однако при этом возникают технические трудности создания механического вибратора,

Таблица

	$V_c$ ( $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ )	$\sigma_{T,10}^{**}$ (барн)	$\chi$ ( $\text{см}^{-1}$ )
Be	6,8	31	5,6
C	6,1	30	5,6
Mg	3,4	46	5,9
Al	3,2	60	11,1
Si	3,2	56	8,8
Ti	3,1*	1350	250
V	1,3*	1400	750
Fe	6,3	640	87
Ni	6,8	1300	168
Cu	5,7	900	133
Zr	3,8	69	7,7
Mn	4,0*	2500	500
Sn	3,3	130	14,5
Pb	4,0	49	4,1
Bi	3,4	16	1,3

\* Отрицательные когерентные амплитуды рассеяния.

\*\* Полные сечения для относительной скорости  $10 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ .

обеспечивающего скорости более  $10 \text{ м. с}^{-1}$  ( $f \sim 10^4 \text{ Гц}$  при амплитуде колебания  $\sim 0,1 \text{ см}$ ), и привода движения тонкой фольги с большой площадью.

В настоящей работе используется гофрированная фольга, движущаяся перпендикулярно к оси распространения потока УХН. Рассмотрены принципиальные вопросы, которые возникают при таких экспериментах, и обсуждаются некоторые методические решения, которые используют такой подход.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема эксперимента представлена на рис.2. УХН от источника УХН, описанного в<sup>5/</sup>, проходили по медному электрополированному нейтроноводу (1) и через гофрированную фольгу (2) попадали на детектор УХН (3) с достаточно низкой граничной энергией - слой  $\text{LiOH} \cdot \text{H}_2\text{O}$ , нанесенный на сцинтиллятор  $\text{ZnS}$ , вспышки от которого регистрировались фотоумножителем (4). Полиэтилен (6) толщиной  $\sim 50 \text{ мкм}$  на стенках вакуумной камеры (5), поглощая УХН, эффективно защищал детектор от попадания в него УХН, прошедших в обход фольги.

Гофрированные под углом  $90^\circ$  на специальных матрицах фольги из алюминия и меди монтировались на диск (7), который посредством магнитной муфты (8) и системы перемены передач (9) приводился во вращение электромотором постоянного тока (10). Многослойный пермаллоевый экран (11) эффективно защищал ФЭУ от осцилляций магнитного поля муфты. Измерение скорости вращения производилось с помощью расположенного у магнитной муфты датчика (12), импульсы от которого попадали на низкочастотный осциллограф. Скорость вращения регулировалась в пределах от 0 до  $50 \text{ м. с}^{-1}$  системой перемены передач и изменением напряжения питания мотора от стабилизированного источника, обеспечивалась стабильность установленной скорости  $\sim (3 \div 4)\%$ .

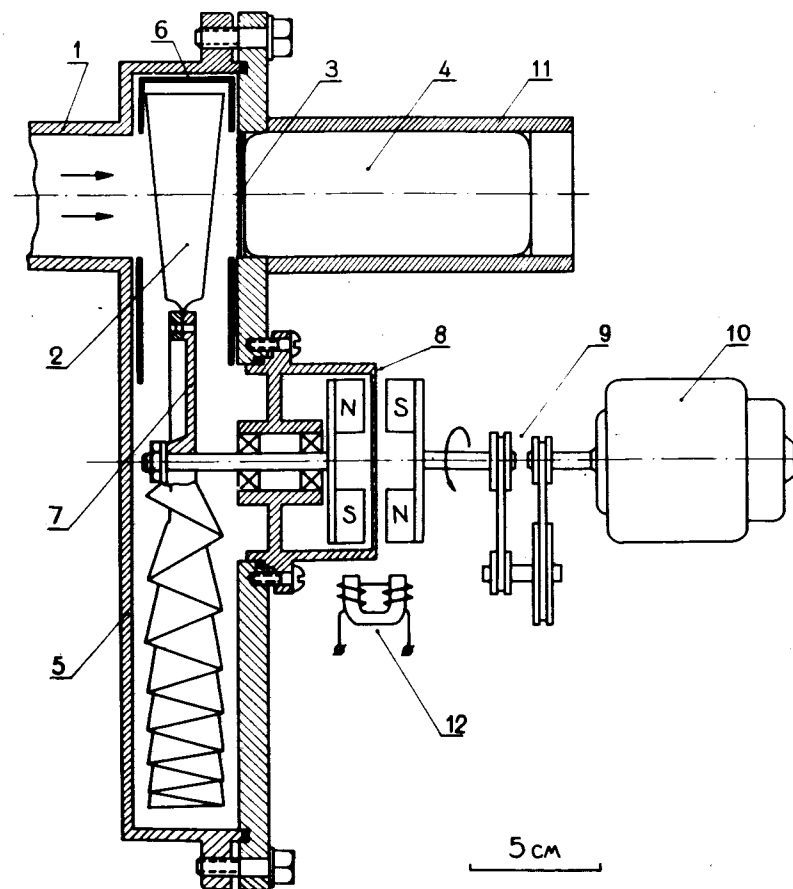


Рис.2. Схема эксперимента. 1 - нейтроновод УХН; 2 - гофрированная фольга; 3 - детектор УХН ( $\text{LiOH} + \text{ZnS}$ ); 4 - ФЭУ; 5 - вакуумная камера; 6 - поглотитель УХН (полиэтилен); 7 - диск для крепления гофрированной фольги; 8 - магнитная муфта; 9 - система перемены передач; 10 - электромотор; 11 - пермаллоевый магнитный экран ФЭУ; 12 - магнитный датчик скорости вращения.

Внутри кожуха (5) поддерживался вакуум  $\sim 10^{-4}$  тор системой откачки нейтроновода УХН.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим механизм прохождения УХН через движущуюся гофрированную по пилообразному профилю фольгу с бесконечной длиной. Пренебрегаем вначале надбарьерным отражением. В скоростном пространстве в системе отсчета, связанной с движущейся фольгой (рис. 3), можно выделить несколько характерных зон:

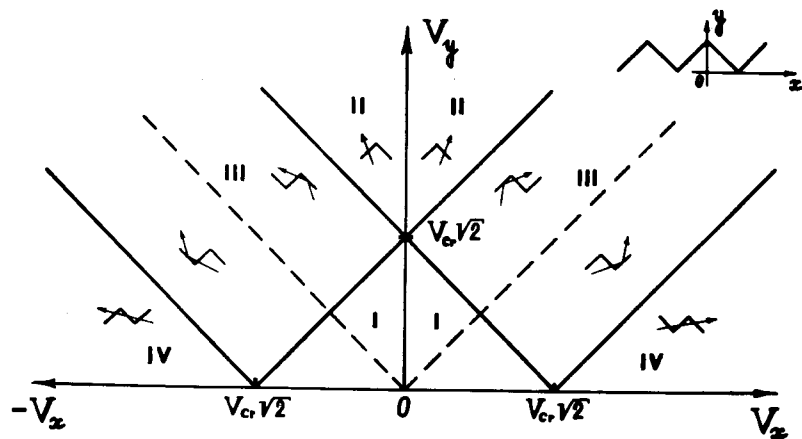


Рис. 3. Схема зон в пространстве скоростей, связанном с фольгой.

"запретная" зона (I), где нейтроны отражаются от обеих сторон зубцов; зона "однократного прохождения" (II); "смешанная" зона (III), где нейтроны могут отражаться от одной из сторон зубца; зона многократного прохождения (IV). Такая картина построена для угла  $90^\circ$  между плоскостями зубцов фольги, однако аналогичную картину легко можно построить и для других значений угла  $\alpha$ . В зоне IV при  $V_x \gg V_y$  и  $V_x \gg V_c$

коэффициент прохождения имеет такой асимптотический вид:

$$T = \exp\left(-\sum_T(V_y) \frac{\delta}{\sin \alpha/2}\right). \quad (2)$$

Из расположения скоростных зон (см. рис. 3) следует, что в окрестности значений  $V_x = \frac{V_c}{\cos \alpha/2}$  ( $V_c \sqrt{2}$  при  $\alpha = 90^\circ$ ) даже при малых значениях  $V_y$  пропускание через гофрированную фольгу достаточно большое благодаря однократному прохождению УХН через один из зубцов фольги и последующему отражению от прилегающей к нему стороны соседнего зубца.

При движении гофрированной фольги компонента  $V_x$  увеличивается на величину  $V_0$  - скорость движения фольги (направление справа-налево выбрано за положительное направление скорости  $V_0$ ). На этом основании можно предсказать, что коэффициент пропускания УХН через движущуюся гофрированную фольгу будет иметь максимум при  $V_0 = \frac{V_c}{\cos \alpha/2}$ , а при больших скоростях будет постоянным.

На рис. 4 показаны полученные экспериментальные результаты для зависимости коэффициента пропускания от скорости движения гофрированных фольг из алюминия и меди. Превышение коэффициента пропускания единичного значения (алюминиевая фольга толщиной 100 мкм), по-видимому, связано с изменением спектра нейтронов, падающих на детектор в результате отражения  $[(V_x, V_y) \rightarrow (V_x - V_0, V_y + V_0)]$ , что, в свою очередь, влияет на эффективность регистрации детектором, поскольку она зависит от энергии регистрируемых нейтронов.

Для пояснения механизма прохождения нейтронами смешанной зоны (III) был проделан эксперимент с поглотителем УХН (полиэтилен толщиной 100 мкм), нанесенным на различные стороны плоскостей зубцов (рис. 5).

Для расчета пропускания УХН через движущиеся гофрированные фольги использовались данные работы /1/

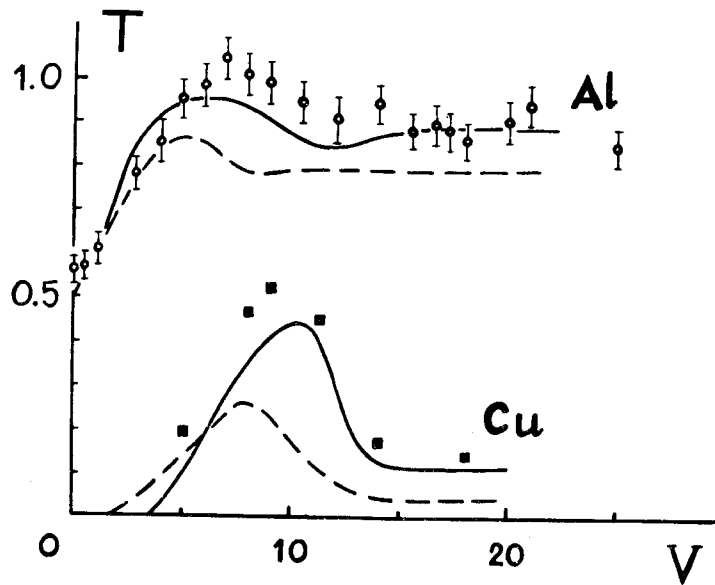


Рис. 4. Зависимость пропускания  $T$  гофрированной фольги ( $\alpha = 90^\circ$ , шаг 2,5 см) из алюминия (100 мкм) и меди (100 мкм) от скорости движения фольги  $V$  м.с<sup>-1</sup>. Сплошными линиями показаны расчетные зависимости для направленного, а пунктирами - для изотропного потока УХН с максвелловским распределением скоростей.

для  $V_c$  и  $\sigma_T(V)$ . Пусть  $T_1$  и  $R_1$  - соответственно коэффициенты прохождения и отражения для правой стороны зубца, а  $T_2$  и  $R_2$  - для левой.

Из очевидных геометрических соображений коэффициент прохождения будет равен:

при  $\beta < 1$ ,  $y < -\beta$ ,  $k = \text{Integer}[-\frac{y + \beta}{2\beta}]$

$$T = T_2 [1 + R_2 (T_1 T_2)^k] + \frac{T_1 R_2^2 [1 - (T_1 T_2)^k]}{1 - T_1 T_2};$$

при  $\beta < 1$ ,  $y > -\beta$ ,  $k = \text{Integer}[\frac{1 - y}{2\beta}]$

$$T = T_1 + \frac{T_2 R_1^2 [1 - (T_1 T_2)^k]}{1 - T_1 T_2}; \quad (3)$$

при  $\beta > 1$ ,  $k = \text{Integer}[\frac{y - \beta}{2}]$

$$T = T_1 [(T_1 T_2)^k + R_2 \frac{1 - (T_1 T_2)^k}{1 - T_1 T_2}],$$

где  $\beta = |\frac{V_x}{V_y}|$ ,  $y \in [-1, 1]$  - параметры начальной точки пролета нейтрона внутри одного зубца.

Расчеты производились методом Монте-Карло, варьировались значения  $y$ , величины скорости и ее направления. Результаты получены для максвелловского спектра УХН в направленном и изотропном случаях и изображены на рис. 4 и 5. Видно, что лучшее согласие с экспериментом получилось для направленного потока УХН. О направленности потока УХН свидетельствуют и результаты прямых измерений выстроенности потока УХН на выходе из нейтронных труб /6/.

Поскольку зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов точно не была известна, она в расчетах принималась равной 1.

В принципе роль правильных зубцов - гофр - могут сыграть обычно присутствующие поверхностные шероховатости, если их размеры превышают длину волны УХН

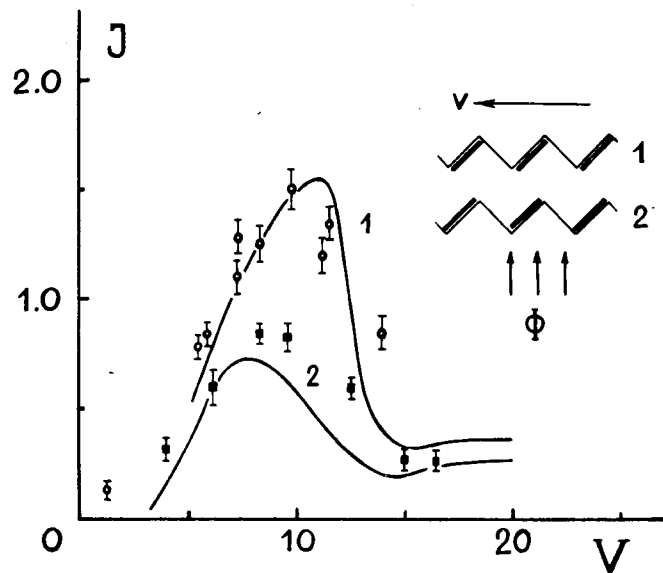


Рис. 5. Зависимость интенсивности регистрации  $J \text{ с}^{-1}$  от скорости движения  $V \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  медной гофрированной фольги (толщиной 100 мкм) для двух положений поглотителей УХН, расположенных на зубцах, согласно схеме, показанной на рисунке. Цифрами 1 и 2 обозначены два положения поглотителя, в остальных двух возможных положениях он не пропускает УХН.  $\Phi$  - направленный поток УХН. Сплошными линиями показаны расчетные зависимости для направленного потока УХН.

( $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  см). Однако эксперимент с плоской фольгой в виде диска из алюминия толщиной 100 мкм не показал заметного изменения пропускания УХН при движении фольги со скоростями от 0 до 35  $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ , что может свидетельствовать об отсутствии на выбранной фольге большого количества шероховатостей, превышающих  $5 \cdot 10^{-6}$  см. Специально нанесенные на этот плоский диск шерохова-

тости с высотой  $\sim 10^{-2}$  см привели к незначительному увеличению пропускания при вращении диска.

## ПРИМЕНЕНИЯ

а) Движущиеся детекторы, мишени, конверторы УХН. В экспериментах с УХН часто требуется отделение вакуумного пространства нейтроновода от полостей с газом, например в газовых конверторах <sup>/7/</sup>, газовых мишенях, газоразрядных детекторах <sup>/8/</sup> и т.д. Обычно для этих целей применяется тонкая ( $\sim 100$  мкм и меньше) алюминиевая фольга, пропускная способность которой для максвелловского спектра составляет только  $\sim 0,35$  главным образом по причине частичного отражения УХН от потенциального барьера для алюминия ( $\sim 50$  нэВ).

В такой ситуации, казалось бы, естественно предложить для пропускания УХН слой вещества, не обладающего потенциальным барьером ( $\sum N_i b_i = 0$ ), например фольги из сплава Zr-Ti, пленки полиэтилена и т.д. В действительности существование сравнительно большого сечения захвата у ядер с отрицательной когерентной амплитудой рассеяния приводит к тому, что приемлемое пропускание УХН получается только для очень тонких слоев, для которых уже невозможно выполнить требование надежной герметичности. Эта ситуация иллюстрируется рис. 6, где показаны измеренные авторами этой работы сравнительные интегральные энергетические зависимости пропускания УХН через фольги из Al толщиной 20 мкм и сплава Zr (48%) - Ti (52%) толщиной 20 мкм (более тонкую фольгу большей площади из этого сплава изготовить не удалось).

В работе <sup>/9/</sup> показано, что пропускание охлажденной до температуры  $\sim 80^\circ \text{K}$  герметичной полиэтиленовой пленки толщиной  $\sim 30$  мкм составляет  $\sim 0,6$  для УХН с энергиями от 60 до 150 нэВ. Следует ожидать, что для УХН с энергиями менее 50 нэВ пропускание этой пленки намного уменьшится. Таким образом, достигнуть удовлетворительного пропускания, особенно для начального участка спектра УХН, вероятно, возможно только



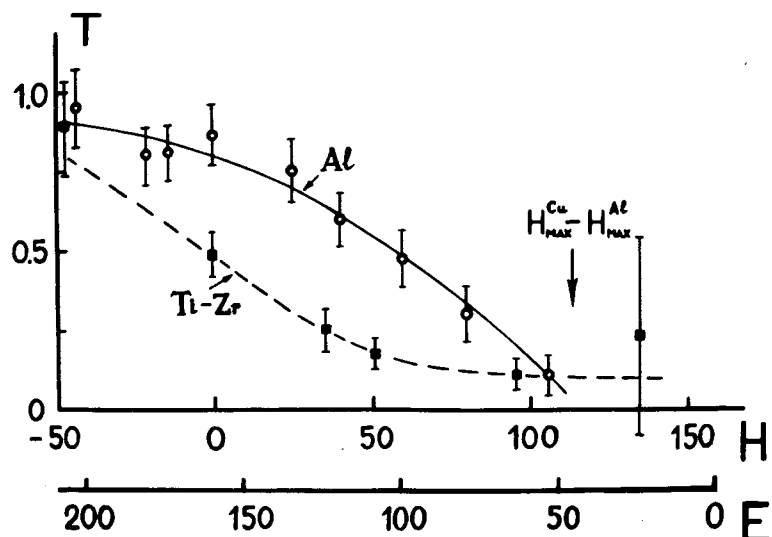


Рис.6. Зависимость пропускания  $T$  от  $E$  ( $10^{-9}$  эВ) - энергии УХН (высоты подъема  $H$  (см) детектора над уровнем нейтроновода) для фольги из  $Al$  ( $\delta = 20$  мкм) и сплава  $Ti$  (52%) -  $Zr$  (48%) ( $\delta = 20$  мкм).

применяя движущиеся гофрированные фольги, изготовленные из веществ с малыми сечениями захвата и неупругого рассеяния. На рис.7 показаны расчетные зависимости коэффициента пропускания от скорости УХН для некоторых фиксированных скоростей движения гофрированной алюминиевой фольги толщиной 100 мкм. Угловое распределение УХН считалось изотропным.

Пропорциональный счетчик, изготовленный с цилиндрическим катодом из гофрированной фольги (размер зубцов намного меньше среднего диаметра) и постоянно вращающийся вокруг оси цилиндра, по которой протянута нить - анод, будет практически обладать удовлетворительной эффективностью вплоть до энергий регистрируемых УХН  $\sim 5$  нэВ ( $\sim 1$  м.с $^{-1}$ ).

На основе этого же принципа можно создать конструкцию мишени для изучения взаимодействия УХН

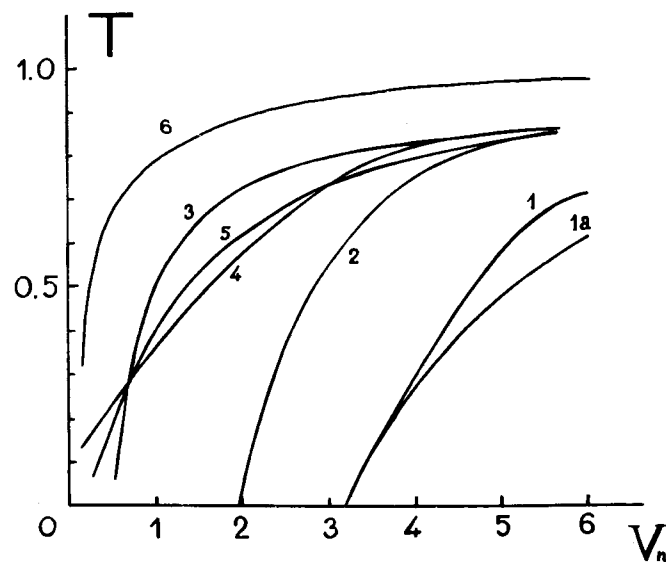


Рис.7. Зависимость пропускания  $T$  от скорости  $V_n$  м.с $^{-1}$  нейтрона (изотропный поток) для некоторых значений скорости  $V$  движения гофрированной фольги из  $Al$  ( $\alpha = 90^\circ$ ,  $\delta = 100$  мкм).

- 1 -  $V = 0$  м.с $^{-1}$ ; 1a - плоская фольга;
- 2 -  $V = 2$  м.с $^{-1}$ ; 3 -  $V = 4$  м.с $^{-1}$ ;
- 4 -  $V = 6$  м.с $^{-1}$ ; 5 -  $V = 10$  м.с $^{-1}$ ;
- 6 - пропускание для фольги из  $Be$  (охлаждена до  $80^\circ K$ ,  $V = 20$  м.с $^{-1}$ ) или  $Bi$  ( $V = 5$  м.с $^{-1}$ ).

с газами, например для проверки закона  $1/V$  при очень малых значениях  $V \sim 0,20$  м.с $^{-1}$  ( $E \sim 2 \cdot 10^{-10}$  эВ). Следует заметить, что вышеописанные конструкции предусматривают движение и самого газа, заключенного в некотором объеме со стенками из гофрированной фольги. Это дополнительное движение газа не повлияет на изучаемое прохождение через него УХН, движущихся с гораздо меньшими скоростями, поскольку рассматриваемые направления движения газа и распространения УХН

взаимно перпендикулярны (при этом время пребывания УХН в сосуде с газом не зависит от скорости движения сосуда).

Привлекательна и возможность применения аналогичного метода в газовых конверторах, где сейчас на алюминиевых окнах имеются довольно большие потери потока УХН (в ~ 2-3 раза)<sup>/8/</sup>. Вращающийся конвертор, заполненный параводородом при азотной температуре, по сравнению со всеми имеющимися в настоящее время позволяет ожидать наибольшего выхода УХН ( $G(T_H, T_K) \sim 18^{/7/}$ ).

б) Хранение УХН в герметичных сосудах. Импульсный затвор для УХН

Если непрерывное колебание плоской фольги для постоянного пропускания УХН через нее осуществить технически сложно, то одиночные достаточно редкие быстрые периодические перемещения плоской фольги, вероятно, реализовать нетрудно. Таким образом появляется импульсное пропускание УХН, которое можно использовать для создания полностью герметичных сосудов, наполняя их ультрахолодными нейтронами и выпуская УХН из них посредством резких встряхиваний всего сосуда. Например, используя ударное торможение после свободного падения сосуда, можно эффективно наполнить его УХН, получаемыми от импульсных редко срабатывающих реакторов<sup>/10/</sup>.

Подробнее остановимся на применении этого принципа для создания затвора для УХН на пульсирующем реакторе типа ИБР<sup>/11,12/</sup>.

Затвор — своеобразный клапан для газа из УХН — открывается только на время продолжительности импульса реактора для пропускания плотных сгустков УХН от конвертора в накопительный объем. В промежутке между импульсами затвор закрыт и препятствует обратному попаданию УХН на конвертор, который в это время является уже их эффективным поглотителем. В принципе, можно "накачать" весь сосуд такими сгустками газа из УХН до значения плотности ультрахолодных нейтронов, соответствующего плотности УХН в конверторе во время импульса реактора, что намного превышает

плотности УХН, получаемые в настоящее время даже на высокопоточных стационарных реакторах. Существующая в настоящее время единственная работающая конструкция затвора шелевого типа не обеспечивает достаточной герметичности и позволяет использовать только менее половины полной площади конвертора<sup>/10/</sup>. Предлагаемая конструкция свободна от этих недостатков.

Появляющуюся прозрачность плоской фольги, поступающей навстречу УХН во время импульса реактора, можно использовать для создания затвора УХН\*. Фольга выбирается из материала с граничной скоростью, не меньшей, чем граничная скорость стенок подсоединяемого сосуда, а ее размеры должны соответствовать площади конвертора.

Допустим, что фольга приближается к конвертору по закону:  $x = x_0(1 + \cos(2\pi t/t_0))$ , где  $t_0 \ll T_p$  ( $T_p$  — период повторения импульсов реактора),  $t_0 \gg \Delta\tau$  ( $\Delta\tau$  — длительность импульса). Полагаем  $\Delta\tau \rightarrow 0$ .

Коэффициент прохождения через движущуюся фольгу будет:

$$\bar{T} = \int_{t_{\min}}^{t_0/2} S\left(\frac{x}{t-\tau}\right) T\left(\frac{x}{t-\tau} + V\right) \frac{dV}{dt} dt, \quad (4)$$

где  $V = -\frac{dx}{dt}$ ;  $S(V_n)$  — спектр УХН (в случае изотропного распределения скоростей  $S(V_n) = \frac{4}{V_c^4}(V_c^2 - V_n^2)V_n$ );  $\tau$  — время задержки начала движения фольги относительно импульса реактора;  $t_{\min}$  — корень уравнения  $v(t_{\min} - \tau) = x(t_{\min})$  при  $\tau > -\frac{x_0}{V_c}$  и  $t_{\min} = 0$  при  $\tau \leq -\frac{x_0}{V_c}$ .

$\bar{T}$  — зависит только от  $V_{\max}/V_c$  ( $V_{\max}$  — максимальная скорость фольги),  $\tau$  и  $\Delta$ . Существует некоторое  $\tau_0$ , при котором  $\bar{T}$  имеет максимум. На рис. 8 представлены результаты численных расчетов зависимости  $\bar{T}(\Delta)$  для некоторых фиксированных значений  $V_{\max}/V_c$  при оптимальном значении  $\tau = \tau_0$ .

\*Впервые предложено Ю.Н.Покотилевским.

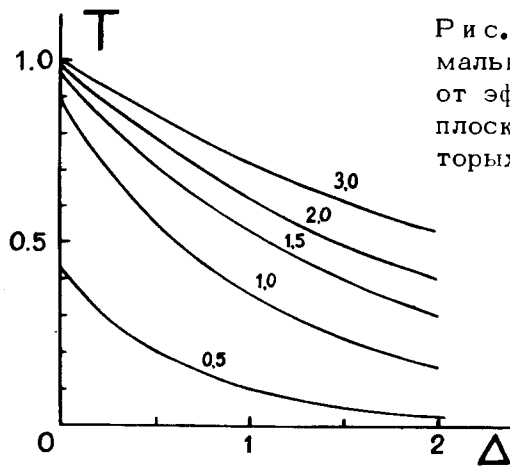


Рис. 8. Зависимость оптимального пропускания  $T$  от эффективной толщины плоской фольги для некоторых значений  $V_{\max}/V_c$ .

Зная  $\bar{T}$ , нетрудно оценить эффективность действия такого затвора. Предположим, что плотность УХН в накопительном сосуде не меняется во время возврата затвора в исходное положение в промежутке между импульсами реактора, тогда средняя плотность УХН в накопительном сосуде после  $k$  импульсов реактора будет

$$n_k = \frac{v - \delta v}{v} \exp\left(-\frac{T_p}{T_0}\right) n_{k-1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{v_c}{v} \bar{T} n_0, \quad (5)$$

где  $v$  - объем накопительного сосуда;  $\delta v$  - малый объем, заключенный между двумя крайними положениями движущейся фольги;  $T_0$  - время хранения УХН в накопительном объеме;  $v_c = S \bar{V}_n \Delta t$  - эффективный объем конвертора ( $S$  - площадь конвертора,  $\bar{V}_n$  - средняя скорость УХН);  $n_0$  - средняя плотность УХН в конверторе во время импульса.

Асимптотическое значение плотности УХН в накопительном сосуде при  $k \rightarrow \infty$  имеет вид:

$$n_\infty = \frac{1}{2} \cdot \frac{v_c}{\Delta v} \bar{T} n_0, \quad (6)$$

где  $\Delta v = \delta v + \{1 - \exp(-T/T_0)\}v$ . Поскольку  $\bar{T}$  не зависит от  $\delta v$ , то выгодно сделать  $\delta v \leq \frac{T}{T_0}v$ .

При отсутствии у конвертора затвора можно использовать такое же выражение для  $n$ , положив в нем  $\Delta v = [1 - \exp(-T/T_s)]v$ , где  $T_s$  - время вытекания УХН из накопительного сосуда в конвертор, представляющий из себя "черное тело" для УХН.

Выигрыш в плотности УХН в накопительных сосудах при использовании затвора составляет

$$B \geq \frac{T_0}{2T_s}$$

В настоящее время для УХН с энергией (0.165) нэВ максимально достижимое  $T_0$  не превосходит ~ 50 с в сосудах диаметром ~ 20 см. Для таких сосудов длиной ~ 1 м  $T_s \sim 0,5$  с, поэтому стоит ожидать  $B \sim 50$ ; однако в случае более длинного сосуда, ~ 10 м (случай нейтроновода УХН),  $T_s$  будет составлять ~ 5 с, а  $B$  не превысит 5.

Приведенные рассуждения для оценки  $B$  справедливы и для поляризационного затвора УХН на магнитных пленках<sup>/13/</sup>. Принимая во внимание, что в этом случае  $\delta v = 0$  и что поляризационный затвор принципиально пропускает только половину потока УХН, получаем для такого затвора

$$B = \frac{T_0}{2T_s}$$

## ВЫВОДЫ

Результаты, полученные в настоящей работе, показывают, что существующие понятия о взаимодействии УХН с веществом дают хорошее описание даже в таком, сравнительно сложном, случае, как прохождение УХН через движущиеся гофрированные стенки.

Предлагаемая методика позволяет сделать практически прозрачными для УХН стенки из любого мало-

захватывающего нейтроны материала, особенно в области малых энергий УХН, а применение движущейся гофрированной фольги из бериллия позволит свести нижнюю энергетическую границу пропускания УХН до значения  $\sim 0,1$  нэВ, что намного ниже предела экспериментальных возможностей в условиях земного тяготения (высота подъема в поле тяжести УХН с кинетической энергией  $10^{-1}$  нэВ составляет  $10^{-1}$  см).

Авторы признательны В.К.Игнатовичу, В.И.Лушикову, Л.П.Рыбке, А.Штайерлу и М.Хетцельту, С.В.Здоровцеву за полезные обсуждения. Данная работа проведена по инициативе Ф.Л.Шапиро.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Steyerl A., Vonach H. Z.Phys., 1972, 250, p.166.
2. Steyerl A. Z.Phys., 1972, 252, p.371.
3. Лушиков В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 23; ОИЯИ, РЗ-4127, Дубна, 1968.
4. Антонов А.В. и др. Труды ФИАН, 1977, 94, 73.
5. Groshev L.V. et al. Phys.Lett., 1971, 34B, p.293.
6. Kosvintsev Yu.Yu. et al. Nucl.Instr. Meth., 1977, 143, p.132.
7. Ахметов Е.З. и др. Сообщение ОИЯИ, РЗ-8470, Дубна, 1974.
8. Грошев Л.В. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-7282, Дубна, 1973.
9. Стрелков А.В., Хетцельт М. Препринт ОИЯИ, РЗ-10815, Дубна, 1977.
10. Антонов А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 387.
11. Блохин Г.Е. и др. Атомная Энергия, 1961, 10, 437.
12. Шапиро Ф.Л. ЭЧАЯ, 1972; 2, 975, ОИЯИ, РЗ-5554, Дубна, 1970.
13. Покотилковский Ю.Н. и др. ПТЭ, 1976, 3, 32.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 декабря 1977 года.