

Л-878

12/xii-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 4127



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.И.Луциков, Ю.Н.Покотилловский, А.В.Стрелков,
Ф.Л.Шапиро

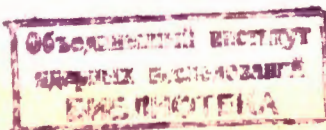
НАБЛЮДЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

1968

РЗ - 4127

В.И.Лущиков, Ю.Н.Покотилловский, А.В.Стрелков,
Ф.Л.Шапиро

НАБЛЮДЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ



4574/2 up.

1. В в е д е н и е

В 1959 г. Я.Б.Зельдович/1/ показал, что нейтроны со скоростями в диапазоне до 10 м/сек, испытывающие полное отражение от стенок при любых углах падения, могут храниться в замкнутой полости. В.В.Владимирский/2/ рассмотрел хранение нейтронов в магнитных "бутылках". Как было отмечено/3/, идея хранения нейтронов открывает путь повышения точности измерения электрического дипольного момента нейтрона, что актуально для проблемы несохранения СР -чётности. В связи с этим мы предприняли экспериментальную проверку возможности извлечения и удержания ультрахолодных нейтронов.

2. Эксперимент

Расположение опыта представлено на рис. 1. Источником нейтронов служил импульсный реактор ИБР/4/, работавший на средней мощности 6 квт при частоте повторения вспышек один раз в 5 сек. Поток тепловых нейтронов в полиэтиленовом замедлителе 3 составлял $\Phi_0 = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ н/см}^2 \text{ сек}$. Этот замедлитель помещался в стандартной медной трубе 4 с внутренним диаметром 9,4 см и длиной 10,5 м, внутренняя поверхность которой была протравлена до блеска; в трубе поддерживался вакуум $5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}$ Нейтронные детекторы 11,12 представляли собой фотоумножители ФЭУ-13, покрытые сцинтиллирующим слоем ZnS и тонким ($\approx 0,05 \text{ мг/см}^2 \text{ Li}^6$) слоем соединения лития. Детекторы, рабочая поверхность каждого из которых составляла 12 см^2 , помещались на изогнутом конце трубы 4 вне прямой видимости из замедлителя. До них могли доходить практически только

нейтроны, вылетающие из замедлителя 3 со скоростями, меньшими

$$v_{гр} = \frac{2\pi}{m} (\pi N b)^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

которые испытывают полное отражение даже при нормальном падении на стенку/5/. В (1) m - масса нейтрона, N - число ядер в 1 см^3 , b - когерентная длина рассеяния. Для меди $v_{гр} = 5,7 \text{ м/сек.}$

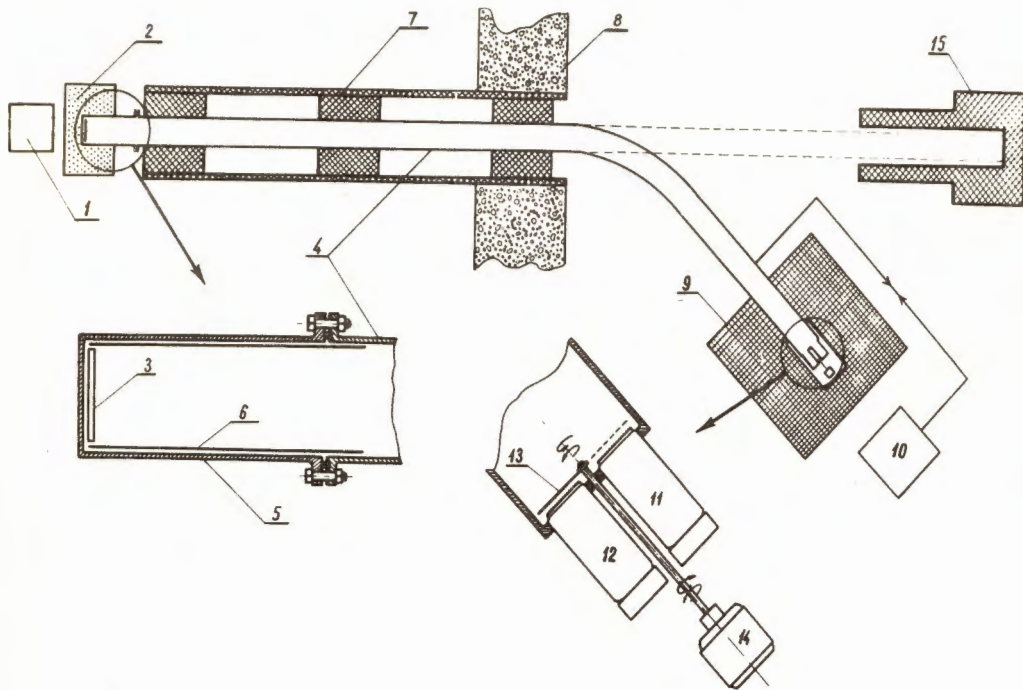


Рис. 1. Схема установки. 1 - реактор ИБР; 2,3 - замедлитель (2 - парафин, 3 - слой полиэтилена толщиной 1 мм); 4 - медная труба с внутренним ϕ 9,4 см, полной длиной 10,5 м; 5 - алюминиевая труба; 6 - цилиндр из медной фольги; 7 - защита (парафин с карбидом бора); 8 - двухметровая бетонная стена зала реактора; 9 - защита детектора (парафин); 10 - система откачки и наполнения трубы; 11,12 - детекторы (ФЭУ-13 со слоями ZnS или $ZnS +$ соединение лития); 13 - медная шторка (зазор между шторкой и детектором < 1 мм); 14 - механизм перемещения шторки; 15 - ловушка прямого пучка.

Детекторы поочередно могли закрываться тонкой медной шторкой. Шторка практически прозрачна для нейтронов с нормальной слагающей скорости, большей $v_{гр}$, но должна полностью отражать нейтроны при $v < v_{гр}$. Шторка передвигалась каждые 200 сек. Импульсы детекторов подавались на пересчетные схемы, которые для уменьшения фона записались на 0,3 - 0,7 сек после каждой вспышки реактора. В части измерений импульсы подавались также на многоканальный временной анализатор, перекрывавший почти весь интервал между вспышками реактора. Результаты измерений представлены в таблице 1^{x/}.

Как видно из таблицы, скорость счёта детекторов уменьшалась примерно в 3 раза, когда они закрывались шторкой. В то же время в измерении без литиевого слоя шторка не влияла на скорость счёта, что указывает на отсутствие заметного фона, обусловленного световыми квантами или заряженными частицами.

На рис. 2 приведен временной спектр эффекта и фона. В пределах ошибок эффект постоянен. Это согласуется с предположением о том, что в опыте регистрируются ультрахолодные нейтроны, диффундирующие вдоль медной трубы в течение времени, много большего 5-секундного интервала между вспышками. Для оценки времени диффузии было измерено влияние заполнения трубы газообразным гелием.

При соударении с атомом гелия нейтрон приобретает скорость порядка средней тепловой скорости атомов гелия ($\bar{v}_{He} = 1250$ м/сек) и выходит из трубы. Среднее время жизни нейтрона до столкновения с атомом гелия равно

$$T_{He} = \left(N_{He} \bar{v}_{He} \sigma_{He} \right)^{-1} = 250 / P_{сек.} \quad (2)$$

^{x/} Значения фона, указанные в табл. 1, исправлены на 5-процентное увеличение эффективности детектора при закрытии его шторкой. Этот эффект, наблюдаемый в контрольных опытах с постоянным нейтронным источником, может быть связан с изменением коэффициента отражения света или конфигурации электрического поля в ФЭУ (фотокатод был под напряжением, а шторка заземлена). Поправка на регистрацию нейтронов, проникающих через зазор ≈ 1 мм между поверхностью детектора и шторкой, не вводилась.

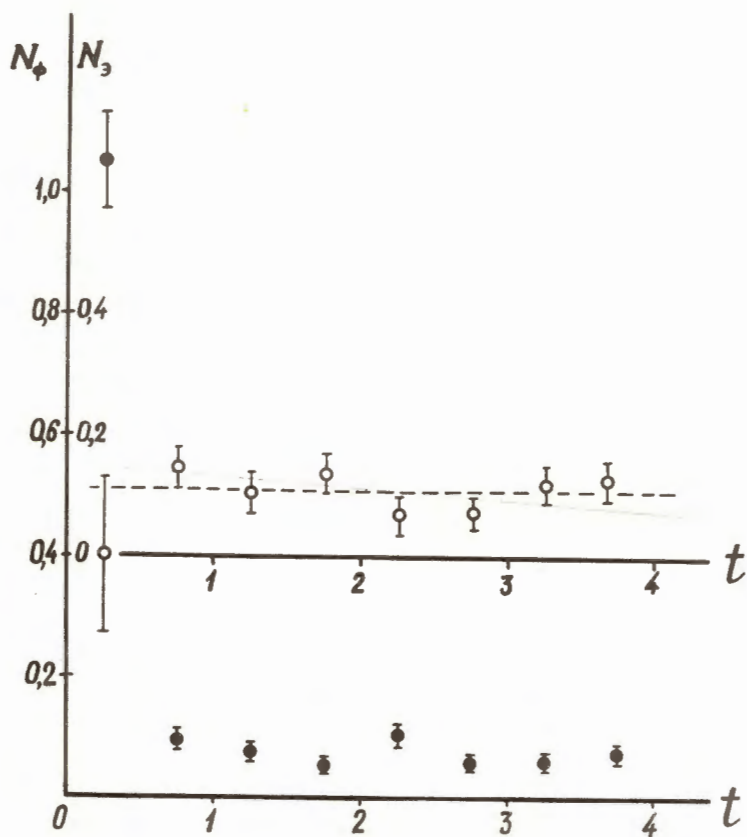


Рис.2. Зависимость фона N_ϕ (темные кружки) и эффекта N_ε (светлые кружки) - разности счетов без шторки и со шторкой от времени запаздывания t сек относительно вспышки реактора. По оси ординат отложено число отсчетов за 100 сек.

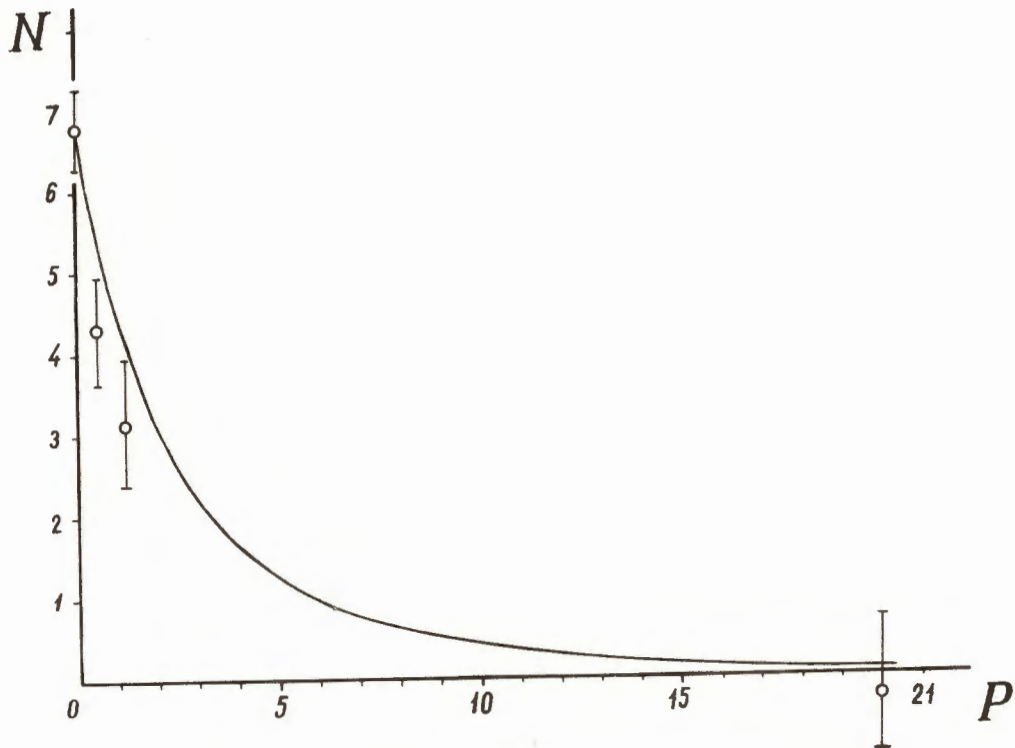


Рис. 3. Зависимость скорости счёта ультрахолодных нейтронов N (отсчётов за 1000 сек) от давления гелия в трубе P (мм рт.ст.) Теоретическая кривая нормирована к экспериментальному значению N при $P = 0$.

где N_{He} - число атомов гелия в 1 см^3 , σ_{He} - полное сечение рассеяния нейтронов на покоящемся свободном атоме гелия, P - давление гелия в мм рт.ст. Согласно /8/ $\sigma_{He} = 0,73 \pm 0,056$. Анализ использованного нами газа показал, что он содержит в качестве примесей 0,16 объемных % H_2O и 0,148% N_2 . С учётом этого в (2) и (8) подставлялось значение $\sigma_{He} = 0,96$. Результаты опыта (среднее по двум детекторам) представлены на рис. 3. Давление 1 мм рт.ст. приводит к уменьшению эффекта примерно в 2 раза. На основании (2) отсюда следует, что среднее время диффузии нейтронов от замедлителя до детектора составляет примерно 200 сек.

3. Теория

Количественный анализ описанных экспериментов проводился с помощью элементарной теории диффузии. После усреднения по времени уравнение диффузии и граничные условия для нейтронов со скоростью V записываются в следующем виде:

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

$$n = n_0 \quad \text{при } z = 0 \quad (4)$$

$$-D \frac{dn}{dz} = \frac{S}{\pi R^2} \frac{nv}{4} \mu_D \quad \text{при } z = \ell \quad (5)$$

Здесь $n(z)$ - плотность нейтронов в функции расстояния z вдоль трубы от замедлителя, расположенного при $z = 0$, ℓ , R - соответственно длина и внутренний радиус трубы, S - площадь детектора, D - коэффициент диффузии нейтронов. При полностью диффузном отражении на стенках трубы

$$D = \frac{2}{3} R v, \quad (6)$$

L - диффузионная длина нейтрона

$$L^2 = D T, \quad (7)$$

где T - среднее время жизни нейтрона в трубе:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau} + \frac{V}{2R} \bar{\mu} + N_{H_0} \frac{V}{N_0} \sigma_{H_0}, \quad (8)$$

$\tau = 10^3$ сек - среднее время жизни нейтрона по отношению к β -распаду. $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}_D$ - усредненная по углу падения вероятность поглощения нейтрона при столкновении соответственно со стенкой трубы и с поверхностью детектора. Коэффициенты $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}_D$ рассчитывались по формулам:

$$\bar{\mu} = 2 \int_0^{\pi/2} \mu(\Theta) \cos \Theta \sin \Theta d\Theta,$$

$$\mu(\Theta) = \frac{2\sqrt{2} |x| \sqrt{\sqrt{(x^2-1)^2 + \eta^2} + x^2 - 1}}{x^2 + \sqrt{(x^2-1)^2 + \eta^2} + \sqrt{2x} \sqrt{\sqrt{(x^2-1)^2 + \eta^2} + x^2 - 1}}, \quad (9)$$

где Θ - угол между направлением полета нейтрона и нормалью к поверхности.

$$x^2 = \frac{v^2 \cos^2 \Theta}{4\pi N R e b}, \quad (10)$$

$$\eta = \frac{(\sigma_C + \sigma_{\text{нУ}}) / \lambda}{2 \text{Re } b}, \quad (11)$$

$\text{Re } b$ - действительная часть когерентной длины рассеяния, σ_C - сечение захвата нейтрона, $\sigma_{\text{нУ}}$ - сечение неупругого рассеяния с поглощением фонона, λ - длина волны нейтрона.

Выражение (9) справедливо для идеальной плоской поверхности. Граничное условие (5) является хорошим приближением при

$$\frac{S}{\pi R^2} \bar{\mu}_D \ll 1.$$

Решение системы (3) - (5) имеет вид:

$$n = n_0 \frac{\text{ch } \frac{\ell - z}{L} + \gamma \text{ sh } \frac{\ell - z}{L}}{\text{ch } \frac{\ell}{L} + \gamma \text{ sh } \frac{\ell}{L}}, \quad (12)$$

где

$$\gamma = \frac{3}{8\pi} \frac{LS}{R^3} \bar{\mu}_D. \quad (13)$$

Для скорости счёта детектора отсюда следует:

$$J = \frac{n_0 v}{4} \bar{\mu}_D S \epsilon \xi \frac{1}{\text{ch } \ell/L + \gamma \text{ sh } \ell/L}, \quad (14)$$

где ϵ - эффективность регистрации поглощенного нейтрона детектором, ξ - доля периода между вспышками реактора, в течение которой производится регистрация нейтронов. Это выражение необходимо усреднить по спектру нейтронов в замедлителе, который предполагаем максвелловским:

$$d(n_0 v) = 2 \Phi_0 \left(\frac{v_{гр}}{v_0} \right)^4 \cdot y_0^3 dy. \quad (15)$$

Здесь Φ_0 - поток тепловых нейтронов в замедлителе, v_0 - наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов, $y = v/v_{гр}$. Предполагается, что $v \ll v_0$ и что не происходит отражения нейтронов от границы замедлитель-вакуум. Для полиэтилена последнее условие достаточно хорошо выполняется, так как суммарная длина рассеяния группы $CН_2$ очень мала. Таким образом, интегральная скорость счёта ультрахолодных нейтронов (УХН) равна:

$$J = \frac{1}{2} \Phi_0 \left(\frac{v_{гр}}{v_0} \right)^4 \epsilon \xi S \int_0^1 \frac{y^3 \bar{\mu}_D dy}{\operatorname{ch} \frac{\ell}{L} + y \operatorname{sh} \frac{\ell}{L}}. \quad (16)$$

В (16) не учтены следующие эффекты, которыми в условиях и в пределах точности данного эксперимента можно пренебречь:

- а) вклад нейтронов со скоростью $v > v_{гр}$ ($y > 1$);
- б) вариации скорости нейтрона при изменении его положения по вертикали в пределах диаметра трубы;
- в) добавочное поглощение нейтронов в соединениях секций трубы, в откачном трубопроводе $\varnothing 1$ см, в открытой нейтронам части стеклянной поверхности ФЭУ (площадь около 5 см^2).

На рис. 4 приведены расчётные коэффициенты поглощения нейтронов в детекторах $\bar{\mu}_D$ в функции $y = v/v_{гр}$. На рис. 5 представлены спектры регистрируемых нейтронов (подинтегральная функция в (16)). В расчётах принималось, что для меди $(\sigma_{ну} + \sigma_{с})\sqrt{E} = 0,626 \text{ эв}^{1/2}$ при

$E < 10^{-3} \text{ эв}$, как это следует из данных о полных нейтронных сечениях меди/7/. Считалось также, что для соединений лития неупругим рассеянием можно пренебречь по сравнению с реакцией $Li^6(n, \alpha)$, сечение которой экстраполировалось по закону $1/v$.

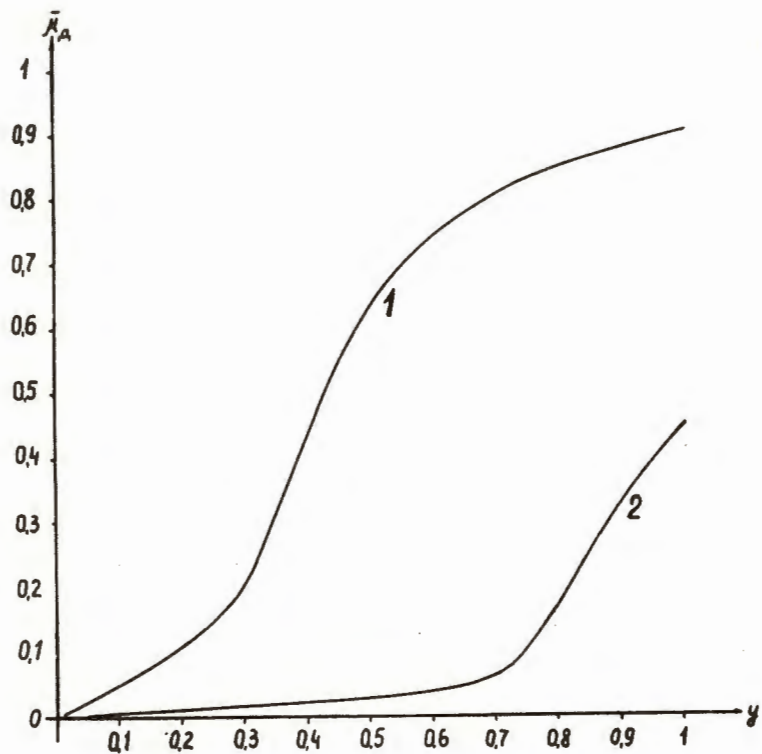


Рис. 4. Усредненный по углам коэффициент поглощения нейтронов $\bar{\mu}_D$ в зависимости от относительной скорости нейтрона $y = v/v_{гр \text{ сн}}$.

- 1 - поверхность детектора покрыта слоем $\text{Li}_{0,8}^6 \text{Li}_{0,2}^7 \text{OH} \cdot \text{H}_2\text{O}$
 2 - поверхность детектора покрыта слоем $\text{Li}_{0,8}^6 \text{Li}_{0,2}^7 \text{F}$.

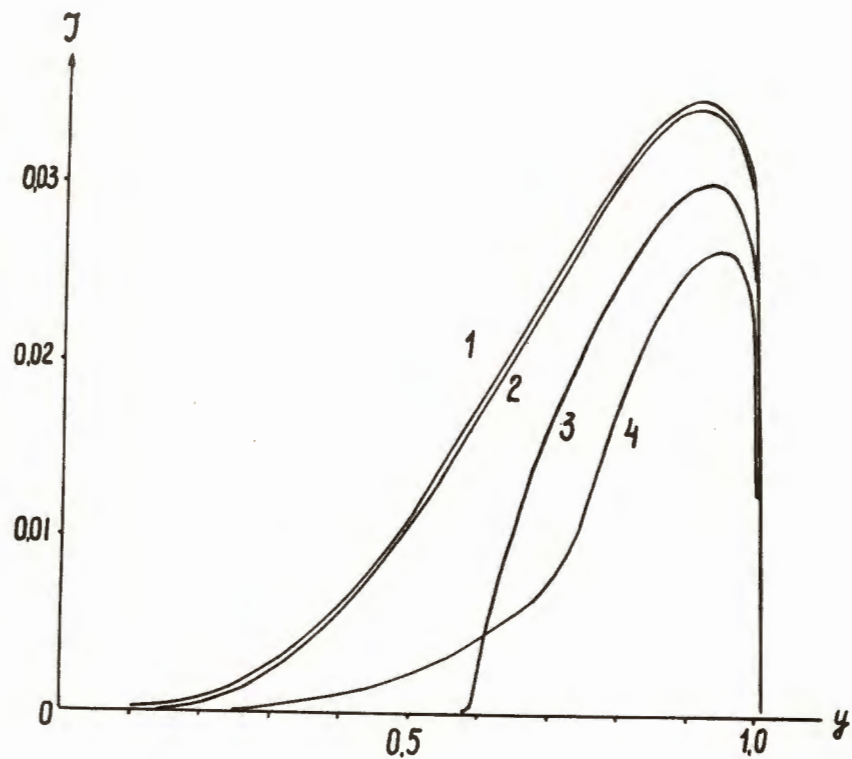


Рис. 5. Спектр нейтронов (в относительных единицах), регистрируемый различными детекторами: 1 - идеальный детектор ($\bar{\mu}_D = 1$), 2 - детектор со слоем $\text{Li}_{0,8}^6 \text{Li}_{0,2}^7 \text{OH} \cdot \text{H}_2\text{O}$, 3 - поверхностный слой детектора ZnS , 4 - детектор со слоем $\text{Li}_{0,8}^6 \text{Li}_{0,2}^7 \text{F}$.

4. Обсуждение результатов

Вычисленные скорости счёта УХН приведены в таблице 1. Использовались значения $\Phi_0 = (1.6 + 0.3) \cdot 10^{10}$ н/см²сек., $v_0 = 2200$ м/сек и $\epsilon = 0,9 \pm 0,1$, полученные из измерений с пропорциональным счётчиком с ВГ₀. При определении Φ_0 угловое распределение тепловых нейтронов в районе замедлителя 3 (рис. 1) считалось изотропным; указанием в пользу справедливости этого допущения является тот факт, что спектр тепловых нейтронов, измеренный на выходе из трубы 4, соответствует максвелловскому распределению с комнатной температурой.

Измеренные и рассчитанные интенсивности согласуются, если допустить, что отражение УХН от детектора, содержащего LiOH · H₂O, определяется не этим соединением, а сернистым цинком. Это допущение представляется правдоподобным, так как при изготовлении детектора было замечено, что раствор LiOH · H₂O в воде, который накапливался на слой ZnS, покрытый сверху тонкой органической пленкой, проникал тем не менее внутрь этого слоя и пропитывал его. При последующем высушивании LiOH · H₂O должен был осесть на нижней части слоя ZnS.

На рис. 3 сплошной кривой представлена расчётная зависимость интенсивности регистрации УХН от давления гелия, нормированная к экспериментальной интенсивности при отсутствии гелия. Форма кривой практически одинакова для детекторов с LiF, LiOH · H₂O и с отражением нейтронов от ZnS.

Расчётная кривая идет несколько выше экспериментальных точек при $P = 0,5$ мм рт.ст и $P = 1,2$ мм рт.ст. Причина расхождения, если считать его реальным, остается неясной. Оно может быть устранено, если а) уменьшить коэффициент поглощения нейтронов в стенках трубы; или б) уменьшить их коэффициент диффузии; или в) допустить наличие в использованном гелии большего количества примесей, чем обнаружил анализ исходного газа; или, наконец, г) предположить, что спектр нейтронов почему-то сдвинут в сторону меньших скоростей.

Можно заметить, что в расчётах уже принято минимально возможное значение коэффициента диффузии, соответствующее полностью диффузному отражению нейтронов от стенок трубы. Измерения скорости выделения газов из замедлителя и стенок трубы и анализ временной зависимости эффекта в измерениях с гелием не дают указаний в пользу справедливости допущения в). К сожалению, остановка реактора на реконструкцию не позволила нам продолжить исследования с целью более точного сравнения с теорией.

Поток ультрахолодных нейтронов был незначителен в настоящих опытах не только из-за малой мощности реактора ИБР, но также из-за большого перепада давления нейтронного газа в длинной тонкой шероховатой трубе и из-за поглощения в ее стенках^{х/}. Использование зеркального нейтронновода или нейтронновода большого сечения со слабопоглощающим покрытием (например, из бериллия) позволит вывести поток нейтронов со скоростью $v \leq v_{ГР}$, близкий к максимальной величине;

$$\Phi = \frac{1}{8} \Phi_0 \left(\frac{v_{ГР}}{v_0} \right)^4. \quad (17)$$

В (17) Φ_0 - поток тепловых нейтронов у начала нейтронновода, v_0 - наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов. При комнатной температуре замедлителя, покрытия из бериллия ($v_{ГР} = 6,8$ м/сек) и при $\Phi_0 = 10^{14}$ н/см² сек $\Phi = 1,1 \cdot 10^3$ н/см² сек, что отнюдь не мало.

5. 3 а к л ю ч е н и е

Изложенные результаты доказывают, что ультрахолодные нейтроны образуются и распространяются в соответствии с теоретическими ожиданиями. Это позволяет планировать опыты по измерению периода распада нейтрона и его электрического дипольного момента. Можно полагать,

^{х/} Для идеального детектора ($\bar{\mu}_D = 1$, $\frac{S}{\pi R^2} = 0,17$) скорость счёта ослабляется по этим причинам соответственно в 25 и 3 раза.

что ультрахолодные нейтроны найдут и другие применения, основанные на использовании их малой энергии ($\approx 10^{-7}$ эв), способности фокусирования и других свойств.

Авторы признательны В.Игнатовичу за полезные обсуждения, а также И.Г.Плохому за проведение анализа примесей в использованном нами гелии.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Б.Зельдович . ЖЭТФ 36, 1952 (1959).
2. В.В. Владимирский. ЖЭТФ 39, 1062 (1960).
3. Ф.Л.Шапиро. УФН 95, 146 (1968).
4. Г.Е.Блохин и др. Атомная энергия 10, 437 (1961).
5. И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов "Физика нейтронов низких энергий", изд. "Наука", Москва, 1965.
6. "Neutron Cross Sections" BNL-325, Second Edition, Supplement N 2, v.1, 1964.
7. "Neutron Cross Sections" BNL-325, Second Edition, 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1968 года.

Таблица 1
Числа отсчётов за 100 сек

Детектор ^{х/}	Толщина медной шторки в микронах	Фон (детектор закрыт шторкой)	эффект			
			открыт один детектор		открыты оба детектора	
			эксперимент ^{хх/}	теория ^{xxx/}	эксперимент ^{хх/}	теория ^{xxx/}
ZnS	1,8	0,20 ± 0,07	0,08 ± 0,10			
ZnS + LiF	1,8	0,41 ± 0,05	0,76 ± 0,10	0,67	0,72 ± 0,21	0,38 (0,22)
ZnS + LiOH · H ₂ O	1,8	0,45 ± 0,05	0,73 ± 0,09	0,82 (1,33)	0,70 ± 0,20	0,62 (1,16)
ZnS + LiOH · H ₂ O	15 ^{xxxx/}	0,71 ± 0,08	1,0 ± 0,13			

^{х/} Использовался литий с 80% содержанием Li⁶. Слой LiF был нанесен поверх слоя ZnS. На втором детекторе на слой ZnS накапливался водный раствор LiOH · H₂O и затем вода удалялась нагревом; по-видимому, LiOH · H₂O находился внутри слоя ZnS, а не на его поверхности. Расчёт поглощения нейтронов этим детектором проводился в двух предположениях: а) отражение нейтронов от поверхности детектора определяется слоем ZnS, б) отражение определяется слоем LiOH · H₂O. Результаты расчёта в предположении б) приведены в столбцах "теория" в скобках.

^{хх/} Приводится разность скоростей счёта детектора при открытой и закрытой шторке.

^{xxx/} Погрешности измерения потока тепловых нейтронов и эффективности регистрации продуктов реакции Li⁶(n, α) приводят к погрешности расчётных значений эффекта ± 30%, не считая ошибки, вызванной неточностью использованного в расчётах допущения об изотропии углового распределения тепловых нейтронов в замедлителе З.

^{xxxx/} Время записывания после вспышки - 0,3 сек. В остальных измерениях - 0,7 сек.