

С348

С - 842

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

3 - 5937

А.В. Стрелков

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗВЛЕЧЕНИЮ  
ИЗ РЕАКТОРА И ХРАНЕНИЮ  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность 01.055 -

физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

член-корреспондент АН СССР

В.И. Лушиков

Официальные оппоненты:

академик

Б.М. Понтекорво,

кандидат физико-математических наук

Ю.А. Мостовой

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики.

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 г.

на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, г. Дубна, Московской обл., Объединенный институт ядерных исследований, конференц-зал Лаборатории нейтронной физики.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета -

Э.Н. Каржавина

3 - 5937

А.В. Стрелков

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗВЛЕЧЕНИЮ  
ИЗ РЕАКТОРА И ХРАНЕНИЮ  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность 01.055 -

физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## В в е д е н и е

Очень медленные нейтроны, обладающие энергией, меньшей средней энергии взаимодействия нейтрона с веществом, не в состоянии проникнуть в вещество из вакуума. Такие нейтроны и называются ультрахолодными нейтронами <sup>x/</sup> (УХН).

Специфика поведения ультрахолодных нейтронов объясняется их способностью к отражению при любых углах падения на границу вакуум-вещество и чрезвычайно малой энергией  $10^{-7}$ - $10^{-8}$  эв. Отражаясь, УХН не могут войти в вещество стенки сосуда, в который они заключены, и тем самым удерживаются в нем. Идея удержания таких нейтронов высказывалась неоднократно, однако опыты в этом направлении не проводились. В 1959 г. Я.Б. Зельдович <sup>/2/</sup> оценил некоторые экспериментальные возможности, относящиеся к этому вопросу.

Максимальная скорость перпендикулярного падения нейтрона на границу вещества, при которой нейтроны испытывают полное отражение, называется граничной скоростью. Эта скорость зависит от длины когерентного рассеяния нейтронов на ядрах

---

<sup>x/</sup> Термин "ультрахолодные нейтроны" был предложен И.И. Гуревичем и Л.В. Тарасовым <sup>/1/</sup>.

вещества стенки и от числа этих ядер в единице объема стенки. Для обычных материалов граничная скорость не превышает  $10 \text{ мсек}^{-1}$ .

Механизм полного отражения нейтронов все-таки допускает проникновение нейтрона в вещество стенки на глубину порядка длины волны нейтрона ( $\lambda \approx 100 \text{ \AA}$ ), поэтому, находясь внутри вещества, нейтрон может либо захватиться, либо нагреться, но т.к. глубина проникновения его в вещество много меньше размеров сосуда, то доля времени, которую нейтрон проводит в веществе стенок, весьма мала. Для размеров сосуда  $\approx 0,5 \text{ м}$  эта доля составляет  $\approx 10^{-7}$ , и если стенки сосуда изготовить из бериллия или графита, то время жизни нейтрона до захвата или нагрева будет составлять  $\approx 1,5 \text{ часа}$ , так что в этом случае время жизни нейтрона будет целиком определяться только временем его распада ( $T_{1/2} \approx 12 \text{ мин}$ ).

Поведение УХН, заключенных в сосуд, аналогично поведению идеального газа с атомной массой 1 и температурой  $10^{-3} \text{ }^\circ\text{К}$ . Расширяясь в свободный объем от источника, УХН диффундируют по трубам-нейтронводам, которые могут иметь совершенно произвольную конфигурацию.

Источником УХН являются подчиняющиеся распределению Максвелла нейтроны, выходящие из замедлителя реактора. В настоящее время не видно, какими путями можно сместить максимум максвелловского распределения до температур  $\sim 10^{-3} \text{ }^\circ\text{К}$ , поэтому для получения УХН приходится довольствоваться лишь начальным участком этого распределения скоростей нейтронов в диапазоне от нуля до нескольких метров в секунду <sup>х/</sup>.

х/ Несмотря на то, что в ближайшее время прогресс криогенной техники позволит охлаждать значительные количества замедлителя до температур  $\sim 10^{-3} \text{ }^\circ\text{К}$ , процессы захвата и нулевые колебания в замедлителе делают нецелесообразным охлаждение замедлителя даже ниже  $1^\circ\text{К}$ .

Относительная доля нейтронов с такими скоростями составляет  $10^{-12}$  часть от полного потока тепловых нейтронов. Если охладить замедлитель до температур  $\sim 1^\circ\text{К}$ , то доля УХН практически возрастет на два порядка, но все же остается очень малой. Выделение УХН на все еще превосходящем на 10 порядков фоне более быстрых нейтронов представляет большую экспериментальную проблему. Предлагаемые методы выделения УХН из пучка тепловых нейтронов основаны на использовании механических монохроматоров и метода зеркального отражения <sup>/1/</sup>, а также метода транспортировки сосуда с заключенными в нем УХН от замедлителя реактора в помещение, надежно защищенное от фона реактора <sup>/1,2/</sup>.

Как и обычный нейтрон, УХН, обладая магнитным моментом в зависимости от ориентации этого момента к магнитному полю, может либо выталкиваться, либо втягиваться в область более сильных магнитных полей. Если для тепловых и холодных нейтронов реально достижимые магнитные поля заметно не изменяют траектории нейтрона, то для УХН эти поля могут полностью отражать нейтроны. Этот эффект В.В. Владимирский <sup>/5/</sup> предложил использовать при создании сосудов для удержания нейтронов "без стенок", т.е. магнитных бутылок.

Применение УХН для изучения структуры и свойств нейтрона как элементарной частицы, кажется весьма перспективным. Обладая малой скоростью, УХН очень долго находятся в измерительном объеме, тем самым подвергаются более значительному влиянию различных экспериментальных воздействий, что позволяет существенно увеличить точность определения заряда и электрического дипольного момента нейтрона. Обнаружение электрического заряда у нейтрона позволит объяснить одну из возможных причин

расширения Вселенной и проверить правильность некоторых фундаментальных представлений. Эксперименты по поиску электрического дипольного момента у нейтрона могут дать ответ на принципиальный вопрос современного естествознания - вопрос об обратимости времени или несохранения комбинированной четности, отвечающей  $CP$ -преобразованию <sup>/3/</sup>. Актуальность такого эксперимента особенно возросла после открытия несохранения четности в опытах по распаду  $K_2^0$ -мезона на  $2\pi$ -мезона <sup>/4/</sup>.

Время жизни нейтронов до их захвата или нагрева на стенках сосуда, в принципе, может достигать времен, значительно превышающих время жизни нейтрона до  $\beta_-$ -распада. Измеряя число оставшихся в сосуде нейтронов в зависимости от времени, можно существенно улучшить точность определения периода  $\beta_-$ -распада нейтрона.

Эксперименты с УХН, безусловно, интересны и с академической точки зрения. Весьма важно проследить механизм и закономерности взаимодействия нейтрона с веществом при очень малых энергиях.

С помощью УХН можно также измерять амплитуды когерентного рассеяния нейтронов на ядрах. Для этого достаточно определить установившуюся граничную скорость нейтронов в сосуде со стенками из исследуемого вещества.

Сталкиваясь много раз со стенками, УХН очень чувствительны к состоянию поверхности вещества стенки сосуда, что позволит применить их к изучению разнообразных поверхностных эффектов: абсорбции, коррозии, поверхностных разрыхлений, микронеровностей и т.д.

Можно надеяться, что УХН найдут и другие применения, основанные на использовании их малой энергии, способности фокусироваться и других свойствах.

Несмотря на заманчивые перспективы, использование УХН было сопряжено с трудностями, связанными с относительно малой долей потока УХН и выделения их на большом фоне более быстрых нейтронов. Это отпугивало экспериментаторов, а И.И. Гуревич и Л.В. Тарасов в своей книге "Физика нейтронов низких энергий" написали, что трудности, связанные с извлечением УХН, "вряд ли позволят использовать их в эксперименте".

Однако летом 1968 г. в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований группой под руководством Ф.Л. Шапиро на импульсном быстром реакторе была предпринята успешная попытка обнаружения УХН <sup>/6/</sup>.

В экспериментах 1969-1970 г. <sup>/7/</sup> этой же группой совместно с группой проф. Л.В. Грошева были извлечены УХН из стационарного реактора ИРТ-М Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. В этой работе были проведены разнообразные эксперименты по изучению механизма распределения УХН по нейтроноводам, оценены перспективы использования некоторых веществ в качестве замедлителей УХН, измерены спектры УХН из двух каналов реактора и проведены прямые измерения времени жизни УХН в сосудах с различными покрытиями внутренних стенок.

Вышеперечисленные эксперименты, выполненные в работах <sup>/6/</sup> и <sup>/7/</sup>, и легли в основу предлагаемой диссертации.

## Т е о р и я

### а) Определение УХН

В борновском приближении теория возмущений дает такой вид <sup>/8/</sup> для амплитуды рассеяния нейтронной волны на потенциале ядра:

$$f = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U(r) \exp(-i\vec{q}\vec{r}) d\vec{v}, \quad (1)$$

где  $m$  - масса нейтрона,  $U(r)$  - потенциал ядра,  $\vec{q}$  - изменение волнового вектора нейтрона при рассеянии,  $\vec{r}$  - расстояние от рассеивающего центра. В случае медленных нейтронов в области  $r_0$  - действия ядерных сил  $\exp(iq r_0) \approx 1$ , поэтому  $f = \text{const} = -b$ , где  $b$  - длина рассеяния Ферми [1]. В нашем случае  $r_0 \ll \lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны нейтрона, и выражение (1) приобретает вид:

$$b = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} 4\pi U \int_0^{r_0} r^2 dr = \frac{2}{3} \frac{m r_0^3}{\hbar^2} \bar{U}, \quad (2)$$

где  $\bar{U}$  - среднее значение потенциала по области действия ядерных сил  $0-r_0$ . Так как потенциал  $\bar{U}$  действует лишь только в объеме ядра  $\frac{4}{3}\pi r_0^3$ , то потенциал  $\bar{U}$ , усредненный по всему объему вещества, равен:

$$U = \bar{U} \frac{4/3\pi r_0^3}{1/N} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} Nb, \quad (3)$$

поскольку объем, приходящийся на одно ядро, равен  $1/N$ , где  $N$  - число ядер в  $1 \text{ см}^3$ . По порядку величины для большинства веществ  $U$  - составляет  $\approx 10^{-7} + 10^{-8}$  эв.

Если из вакуума на границу вещества с  $b > 0$  падает нейтрон с приходящейся на нормальную компоненту скорости долей кинетической энергии, не превышающей энергию  $U$ , то такой нейтрон испытывает полное отражение от этой границы. Наличие потенциала  $U$  объясняет существование известного в нейтронной оптике критического угла полного отражения

$$\sin \phi_{kp} = \frac{2\hbar}{mv} \sqrt{\pi Nb}, \quad (4)$$

где  $v$  - скорость нейтрона. Если полная кинетическая энергия нейтрона не превышает  $U$  (а скорость  $v < v_{\text{гр.}} = \frac{2\hbar}{m} \sqrt{\pi Nb}$ ), то нейтрон не сможет проникнуть в вещество при любых углах падения на границу вещества. Такие нейтроны получили название ультрахолодных.

### б) Получение УХН

УХН получают преимущественно из тепловых нейтронов в результате процессов неупругого рассеяния, поэтому поток их пропорционален потоку тепловых нейтронов. Вероятность образования УХН постоянна по всей толщине замедлителя, однако образовавшиеся УХН могут выйти только из тонкого поверхностного слоя замедлителя, толщина которого определяется длиной свободного пробега УХН в веществе замедлителя. В эксперименте по целому ряду соображений конструктивно удобно отделить этот слой, который мы называем конвертором, от остальной массы замедлителя. Поток УХН вблизи конвертора с нулевой когерентной длиной рассеяния определяется соотношением

$$\Phi_{\text{УХН}} = \frac{1}{8} \Phi_T \left( \frac{U}{E_T} \right)^2 \frac{\sigma_{\text{охл.}}}{\sigma_{\text{а}} + \sigma_{\text{нагр.}}}, \quad (5)$$

где  $\Phi_T$  - поток тепловых нейтронов в месте установки конвертора,  $U$  - граничная энергия стенок нейтронотода,  $E_T$  - энергия тепловых нейтронов,  $\sigma_{\text{охл.}}$  - сечение охлаждения нейтронов (передача энергии от нейтрона замедлителю),  $\sigma_{\text{нагр.}}$  - сечение нагр.

рева нейтронов (передача энергии от замедлителя нейтрону),

$\sigma_0$  - сечение захвата.

С уменьшением температуры конвертора для веществ с  $\sigma_{\text{нагр}} > \sigma_0$  (полиэтилен, бериллий, гидрид циркония и т.д.) выход УХН существенно увеличивается.  $\sigma_{\text{нагр}}$  при понижении температуры падает значительно быстрее, чем  $\sigma_{\text{охл}}$ , поэтому возрастает длина пробега УХН, а тем самым и толщина слоя конвертора, откуда выходят УХН. Существенного роста толщины этого слоя для конверторов с  $\sigma_0 > \sigma_{\text{нагр}}$  (алюминий, магний и т.д.) не происходит, т.к. толщина слоя определяется почти только сечением захвата. Поэтому для таких веществ выход УХН слабо зависит от температуры конвертора.

При постоянной температуре конвертора выход УХН незначительно зависит от температуры спектра первичных нейтронов (из-за сокращения используемой доли частотного спектра), и это в значительной мере компенсируется фактором  $E_T^{-2}$ .

#### в) Распространение УХН

Распространение УХН по нейтроноводу может быть описано на основе элементарной теории диффузии. Уравнение диффузии и граничные условия для газа, состоящего из УХН, имеющих скорость  $v$ , записываются в следующем виде:

$$\Delta n(z) - \frac{1}{L^2} n(z) = 0 \quad (6)$$

$$n = n_0 \quad \text{при} \quad z = 0 \quad (7)$$

$$-D \frac{dn}{dz} = \frac{S_d}{\pi R^2} \frac{nv}{4} \bar{\mu}_d \quad \text{при} \quad z = l. \quad (8)$$

Последнее граничное условие является достаточно хорошим

$$\text{при} \quad \frac{S_d}{\pi R^2} \bar{\mu}_d \ll 1.$$

Здесь  $n(z)$  - плотность УХН в зависимости от расстояния  $z$  вдоль нейтроновода от конвертора,  $l$  - длина,  $R$  - радиус нейтроновода,  $S_d$  - площадь детектора,  $D$  - коэффициент диффузии УХН. При полностью диффузном отражении

$$D = \frac{2}{3} Rv. \quad (9)$$

$L$  - длина диффузии, определяемая соотношением:

$$L^2 = DT, \quad (10)$$

где  $T$  - среднее время жизни УХН в нейтроноводe, наполненном газообразным гелием, который в некоторых опытах вводился в нейтроновод

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{\tau} + v \frac{\bar{\mu}}{d} + N_{\text{He}} \bar{v}_{\text{He}} \sigma_{\text{He}}, \quad (11)$$

где  $\tau$  - среднее время жизни нейтрона для  $\beta_-$ -распада,  $\bar{\mu}$  - усредненная по углу вероятность поглощения или нагрева УХН при одном столкновении со стенкой,  $d$  - усредненный по углу пробег УХН в нейтроноводe (для цилиндра  $d = 2R$ ),  $N_{\text{He}}$  - плотность, а  $\bar{v}_{\text{He}}$  - средняя тепловая скорость атомов гелия при комнатной температуре ( $\approx 1250$  мсек $^{-1}$ ),  $\sigma_{\text{He}}$  - сечение рассеяния нейтронов со скоростью 1250 мсек $^{-1}$  на покоящемся свободном атоме гелия.

В (8)  $\bar{\mu}_d$  - усредненная по углу вероятность поглощения УХН при столкновении с поверхностью детектора.  $\bar{\mu}$  и  $\bar{\mu}_d$  рассчитывались по формуле:

$$\bar{\mu}(\theta) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{2\sqrt{2}|x| \{[(x^2-1)^2 + \eta^2]^{\frac{1}{2}} + x^2 - 1\}^{\frac{1}{2}} \sin \theta \cos \theta}{x^2 [(x^2-1)^2 + \eta^2]^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2} x \{[(x^2-1)^2 + \eta^2]^{\frac{1}{2}} + x^2 - 1\}^{\frac{1}{2}}} d\theta, \quad (12)$$

где  $\theta$  - угол между нормалью к поверхности и волновым вектором нейтрона.

$$x = \frac{v \cos \theta m}{2\hbar \sqrt{\pi N \text{Re } b}}, \quad (12) \quad \eta = \frac{\sigma_a + \sigma_{ie}}{2 \lambda \text{Re } b}, \quad (13)$$

где  $\text{Re } b$  - действительная часть когерентной длины рассеяния,  $\sigma_a$  - сечение захвата УХН,  $\sigma_{ie}$  - сечение неупругого рассеяния с поглощением фона,  $\lambda$  - длина волны УХН.

Решение системы (5)-(7) имеет вид:

$$n = n_0 \frac{\text{ch } \frac{\ell - z}{L} + \gamma \text{sh } \frac{\ell - z}{L}}{\text{ch } \frac{\ell}{L} + \gamma \text{sh } \frac{\ell}{L}}, \quad (14)$$

где

$$\gamma = \frac{L v}{4D} \frac{S_d}{S_1} \bar{\mu}_d. \quad (15)$$

Здесь  $S_1$  - площадь сечения нейтроновода. В случае полностью диффузного отражения УХН

$$\gamma = \frac{3}{8\pi} \frac{L S_d}{R^3} \bar{\mu}_d. \quad (16)$$

Для скорости счета УХН детектором отсюда следует:

$$J = \frac{n_0 v}{4} \frac{S_d \bar{\mu}_d \xi}{\text{ch } \frac{\ell}{L} + \gamma \text{sh } \frac{\ell}{L}} \xrightarrow{\ell/L > 1} \frac{n_0 v S_d \bar{\mu}_d \xi}{2(1+\gamma)} \exp\left(-\frac{\ell}{L}\right), \quad (17)$$

где  $\xi$  - эффективность регистрации поглощенных УХН детектором,  $n_0$  - плотность УХН вблизи конвертора. В некоторых опытах вблизи детектора располагался поглотитель УХН с площадью  $S_d$ . Для этого случая  $\gamma$  определяется следующим соотношением

$$\gamma = \frac{L v}{4D} \frac{S_a + S_d \bar{\mu}_d}{S_1}. \quad (18)$$

Выражение (17) нужно усреднить по спектру УХН, который предполагается максвелловским:

$$d(n_0 v) = 2 \Phi_T \left(\frac{v_{\text{гр.}}}{v}\right) \gamma^3 dy, \quad (19)$$

где  $\Phi_T$  - поток тепловых нейтронов в конверторе,  $v_T$  - наивероятнейшая скорость тепловых нейтронов,  $\gamma = v/v_{\text{гр.}}$ . Предполагается, что  $v \ll v_T$ . Таким образом, интегральная скорость счета УХН детектором равна:

$$J = \frac{1}{2} \Phi_T \left(\frac{v_{\text{гр.}}}{v_T}\right)^4 \xi S_d \int_0^1 \frac{\gamma^3 \bar{\mu}_d}{\text{ch } \frac{\ell}{L} + \gamma \text{sh } \frac{\ell}{L}} dy. \quad (20)$$

#### Эксперимент по обнаружению УХН на импульсном реакторе ИБР

Выбор импульсного реактора ИБР [9] как источника нейтронов для экспериментов по поиску УХН объяснялся тем, что предполагалось регистрировать УХН в промежутках между вспышками реактора, когда фон от запаздывающих нейтронов составляет  $\approx 1\%$  от потока нейтронов в импульсе.



ИБР работал при средней мощности 6 квт и частоте повторения вспышек один раз в 5 сек. Поток тепловых нейтронов в полиэтиленовом конверторе 3 (см. рис. 1) толщиной 1 мм составлял  $\Phi_T = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Конвертор помещался внутри нейтронновода УХН у края медной трубы 4 с внутренним диаметром 9,4 см и длиной  $\approx 10,5$  м. Внутренние стенки нейтронновода были протравлены раствором для химического полирования. В нейтронноводе поддерживался вакуум  $\approx 10^{-3}$  тор. Детекторы УХН 11 и 12 представляли собой фотоумножители ФЭУ-13, входные окна которых площадью  $15 \text{ см}^2$  были покрыты сцинтиллирующим слоем  $\text{ZnS}$ , а затем слоем  $\text{Li}^6\text{OH}$  ( $\approx 0,05 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ } ^6\text{Li}^6$ ), обладающим почти нулевой граничной скоростью, чтобы УХН смогли пройти внутрь вещества с последующим их поглощением на ядрах  $\text{Li}^6$ . Детекторы устанавливались в защите 9 на изогнутом конце нейтронновода вне прямого пучка быстрых нейтронов, который поглощался в ловушке 15. Детекторы поочередно могли закрываться медной шторкой толщиной  $\approx 2$  мкм, которая практически прозрачна для нейтронов с нормальной компонентой скорости, большей  $v_{\text{гр}}$ , но полностью отражающей нейтроны при  $v < v_{\text{гр}}$  (УХН). Через каждые 200 сек шторка открывала один детектор и закрывала другой. Импульсы от детекторов подавались на пересчетные системы, которые запирались в момент вспышки реактора  $\approx 0,5$  сек. В некоторых измерениях импульсы от детекторов подавались и на временной анализатор, перекрывающий почти весь интервал между вспышками реактора.

Скорость счета детекторов составляла  $\approx 0,01 \text{ сек}^{-1}$  и уменьшалась примерно в 3 раза, когда они закрывались шторкой. Разница в счетах детекторов, открытого и закрытого шторкой, составляла счет УХН. Если бы УХН не отражались от шторки, то присутствие

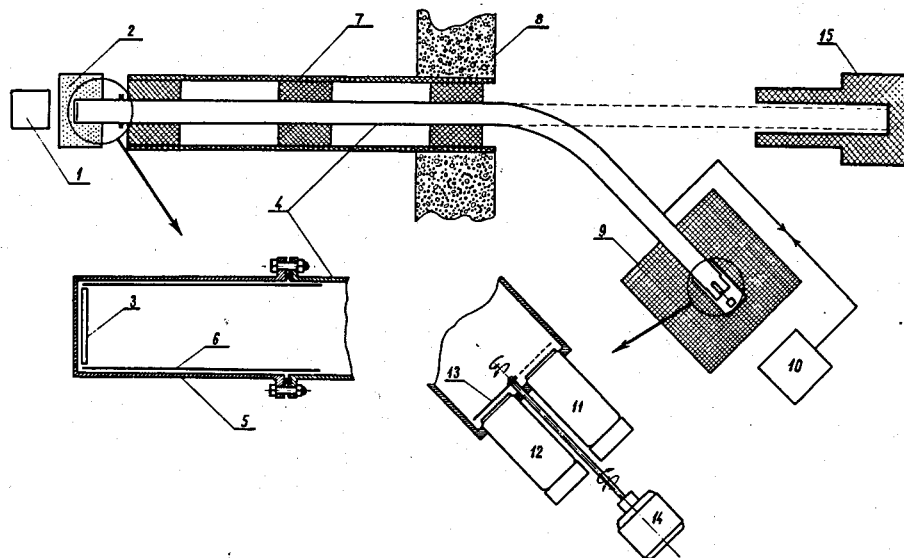


Рис. 1. Схема эксперимента по обнаружению УХН на ИБР . 1 - активная зона ИБР ; 2 - парафиновый замедлитель; 3 - конвертор; 4 - нейтронвод УХН; 5 - алюминиевый наконечник нейтронвода; 6 - медная фольга; 7 - защита (парафин с карбидом бора); 8 - двухметровая стена зала реактора; 9 - защита детектора (парафин); 10 - система откачки и наполнения нейтронвода гелием; 11,12 - детекторы УХН; 13 - медная шторка; 14 - механизм перемещения шторки; 15 - ловушка прямого пучка.

ее существенно не изменило бы интенсивности регистрации УХН, т.к. поглощение их в такой шторке составляет всего несколько процентов. Чтобы снять сомнения, регистрируют ли детекторы нейтроны, в одной из серий измерений был поставлен сцинтиллирующий слой  $ZnS$  без литиевого покрытия. Измерения показали, что в таком случае шторка не влияла на скорость счета, а это указывает на отсутствие заметного фона, обусловленного световыми квантами или заряженными частицами.

На рис. 2 приведен временной спектр эффекта уменьшения скорости счета детекторов при закрывании их шторкой. В пределах ошибок эффект постоянен. Это согласуется с предположением о том, что в этом опыте регистрировались УХН, диффундирующие вдоль нейтроновода в течение времени, значительно превышающего пятисекундные интервалы между вспышками.

Для оценки времени диффузии УХН от конвертора до детектора было измерено влияние заполнения нейтроновода газообразным гелием на интенсивность регистрации УХН.

Атомы гелия, двигаясь со средней тепловой скоростью  $v_{He} = 1250 \text{ мсек}^{-1}$ , при столкновении с УХН ускоряют их до тепловых нейтронов, которые уже легко проникают через стенку нейтроновода и покидают объем установки. Среднее время жизни нейтрона до столкновения с атомом гелия равно

$$T = (N_{He} v_{He} \sigma_{He})^{-1} = \frac{250}{P} \text{ сек}, \quad (21)$$

где  $N_{He}$  — число атомов  $He$  в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\sigma_{He}$  — полное сечение рассеяния нейтрона на покоящемся атоме гелия (с учетом примесей, содержащихся в использованном гелии,  $\sigma = 0,9 \text{ бн}$ ),  $P$  — давление  $He$  в торах.

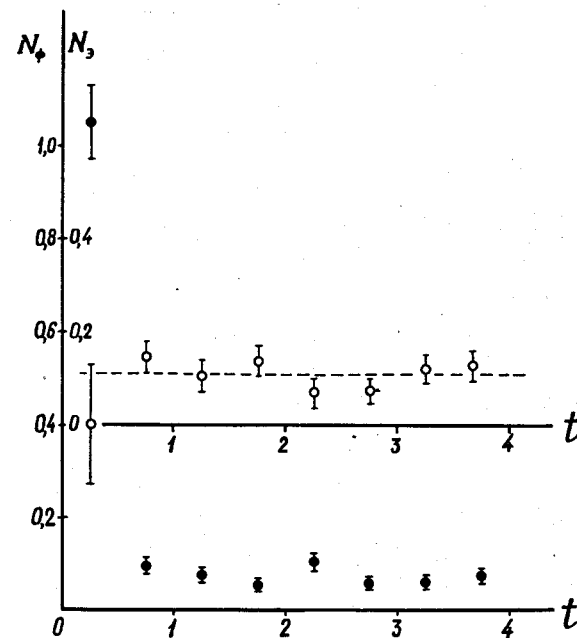


Рис. 2. Зависимость фона  $N_{\phi}$  (темные кружки) и эффекта  $N_{\varepsilon}$  (светлые кружки) от времени запаздывания относительно вспышки реактора. По оси ординат отложено число отсчетов за 100 сек.

Результаты опыта представлены на рис. 3. Как видно, давление 1 тор приводит к уменьшению эффекта примерно в два раза, что соответствует времени диффузии нейтрона от конвертора до детектора  $\approx 200$  сек.

Произведенные расчеты показали, что теоретически ожидаемые интенсивности УХН (19) довольно удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми в опыте.

#### Эксперименты с УХН на стационарном реакторе ИРТ-М

Достижимый поток УХН линейно зависит от используемого потока тепловых нейтронов реактора. Если в экспериментах на ИБР скорость регистрации УХН составляла  $\approx 0,008 \text{ сек}^{-1}$  при потоке тепловых нейтронов на конверторе  $\approx 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , то при использовании потока стационарного реактора  $\approx 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  можно ожидать увеличения потока УХН на три порядка. Фон от более быстрых нейтронов на стационарном реакторе ожидался более высоким, в то время как при работе на импульсном реакторе он эффективно подавлялся запирающим детекторов на время вспышки реактора. Поэтому при экспериментах на стационарном реакторе большее значение должна иметь качественная защита детектора УХН от фона более быстрых нейтронов.

В работе использовался стационарный реактор на тепловых нейтронах ИРТ-М Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. Для извлечения УХН было представлено два канала реактора - №3 и №4 (рис. 4). Нейтроноводы УХН были изготовлены из медных труб с внутренним диаметром 9,4 см. Внутренняя поверхность труб, установленных на канале 3, была обработана раство-

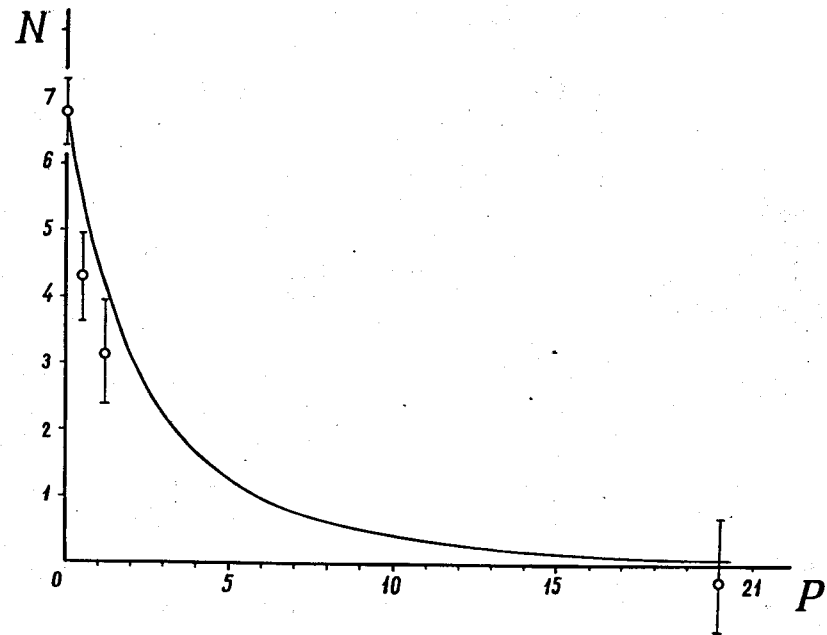


Рис. 3. Зависимость скорости счёта УХН (отсчётов за 1000 сек) от давления гелия в нейтроновом  $P$  тор. Проведенная теоретическая кривая нормирована к экспериментальному значению  $N$  при  $P = 0$ .

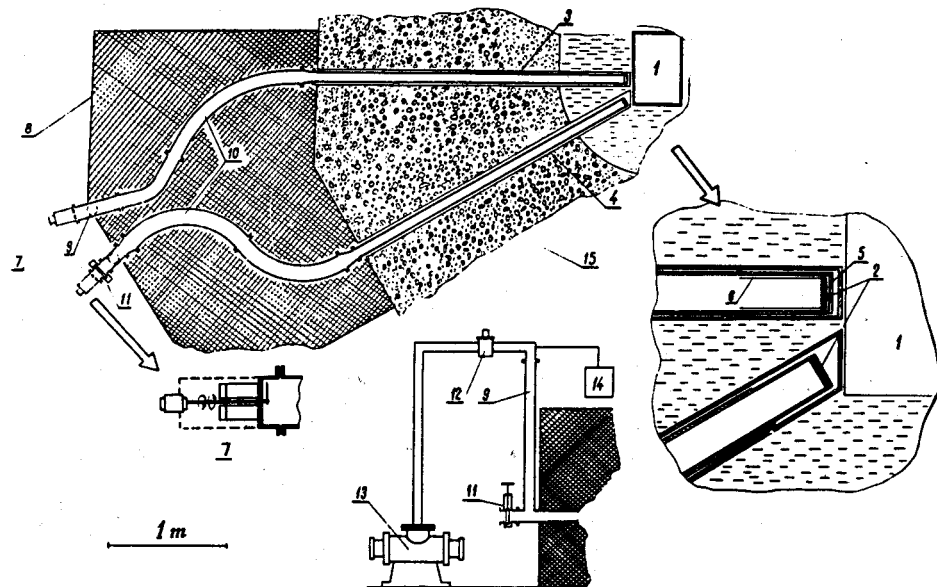


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для извлечения УХН из реактора ИРТ-М. 1 - активная зона реактора; 2 - конвертор; 3 - третий канал реактора; 4 - четвертый канал реактора; 5 - алюминиевый наконечник; 6 - медная фольга; 7 - детектор УХН; 8 - защита прямого пучка; 9 - вертикальный участок нейтронотода для вакуумной откачки; 10 - изогнутые участки нейтронотода; 11 - шибер; 12 - азотная ловушка; 13 - турбомолекулярный насос; 14 - система наполнения и контроля давления гелия в нейтронотоде.

ром для химического полирования. Поток тепловых нейтронов в месте расположения алюминиевого конвертора составлял  $\approx 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>. Полученная скорость счета УХН составляла  $\approx 1$  сек<sup>-1</sup> на детекторе, который использовался в экспериментах на ИБР. Через несколько недель интенсивность УХН упала на порядок. Причина этого явления не вполне ясна, однако интенсивность восстанавливалась при промывке внутренних стенок канала обезжиривающим составом.

В канале 4 были установлены электрополированные медные трубы, качество которых проверялось на предмет пропускания УХН через канал 3; был использован детектор с оптимальной толщиной чувствительного слоя; приняты меры к лучшей защите канала от паров масла откачивающих насосов; была исключена возможность попадания воздуха внутрь канала. Скорость счета УХН на канале 4 возросла до 5 сек<sup>-1</sup>, несмотря на то, что по оценкам поток тепловых нейтронов в месте установки конвертора канала 4 был в 3 раза меньше потока в канале 3. Выход УХН из канала 4 за 3 месяца упал в 3 раза. Причина этого оказалась неясной. Фон от нейтронов более быстрых, чем УХН, составлял  $\approx 50\%$  от счета УХН, однако он спадал на порядок при установке детектора за дополнительным прямоугольным коленом нейтроновода.

Спектр УХН, выходящих из канала 4, измерялся с помощью вращающегося колена (рис. 5а), изготовленного из участков электрополированных труб. При высоте подъема колена  $h > 0$  до детектора доходят нейтроны с энергией  $H \geq h$  (за меру энергии УХН принята максимальная высота подъема УХН в поле сил тяжести  $H = \frac{v^2}{2g}$ ). При  $h < 0$  нейтроны с энергией  $H > H_{max} = |h|$  ( $H_{max} = \frac{v_{гр}^2}{2g}$ ), падая на дно колена, приобретают скорость, большую чем  $v_{гр}$ , и поглощаются в стенках; таким образом, до детектора доходят

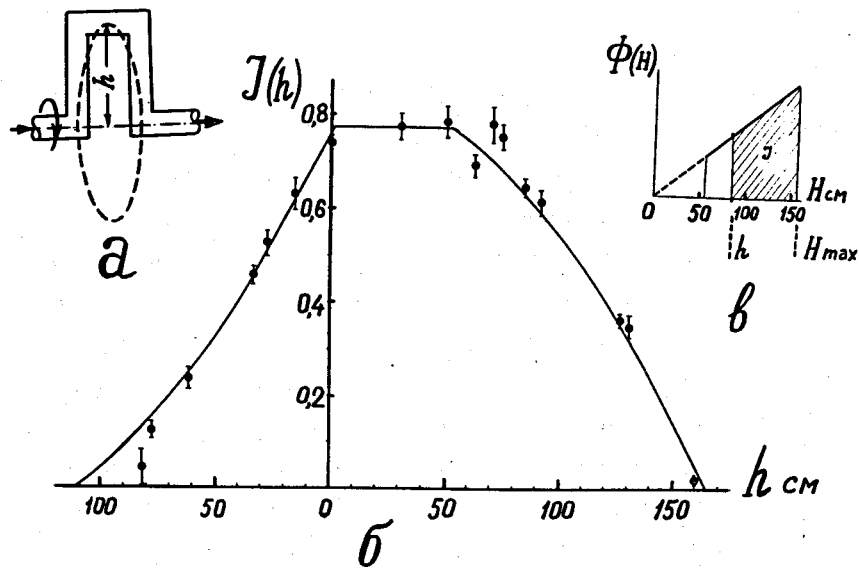


Рис. 5. а) поворотное колено для измерения спектра УХН; б) прохождение УХН через колено на канале 4; в) предполагаемый спектр УХН.

только УХН с энергией  $H \leq H_{max} + h$ . Сплошная кривая, нанесенная на рис. 5б, рассчитана в предположении, что спектр потока УХН соответствует участку максвелловского распределения

$$\Phi(H) dH = \text{const } H dH \quad (22)$$

в интервале  $H_{min} \leq H \leq H_{max}$ .  $H_{min}$  - минимальная энергия УХН, выходящих из алюминиевого конвертора, составляет 0,52 м, а максимальная высота подъема УХН соответствует граничной скорости для меди, т.е.  $H_{max} = 1,65$  м (рис. 5в).

Спектры УХН на каналах 3 и 4 оценивались также с помощью измерений зависимости счета УХН от высоты подъема детектора УХН над уровнем нейтропровода. Эти эксперименты показали, что если для канала 4 имеется примерное согласие с теорией, то для канала 3 при опускании детектора вместо ожидаемого падения наблюдается рост интенсивности. Это, очевидно, означает, что спектр канала 3 обеднен нейтронами со скоростями, близкими к  $v_{gr}$ . Вероятно, начальный участок нейтропровода вблизи активной зоны из-за неоднократного напуска воздуха в канал при радиационной коррозии покрылся достаточно толстым химическим соединением меди, граничная скорость которого значительно меньше граничной скорости чистой меди.

В ряде экспериментов изучался механизм распространения УХН по нейтропроводу. Опыты показали, что выражение (17), справедливое только для заданной скорости  $v$  УХН, неплохо описывает распространение УХН, несмотря на наличие спектра скоростей. Удовлетворялась экспоненциальная зависимость скорости счета УХН от длины нейтропровода, причем для диффузионной длины получилось значение  $L = 4,7 \pm 0,1$  м. Из измерений зависимость

ти скорости счета УХН от площади их поглотителя, установленного рядом с детектором, был определен коэффициент диффузии  $D = 1,7 \pm 0,2 \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$ . Эта величина в  $10 \pm 13$  раз больше коэффициента диффузии  $D = \frac{2}{3} R v$ , соответствующего полностью диффузному отражению УХН от стенок нейтропровода. Такое возрастание коэффициента диффузии может быть объяснено тем, что вероятность зеркального отражения УХН в 10 раз больше вероятности диффузного отражения.

Среднее время жизни УХН в нейтропроводе, вычисленное по формуле (10) из измеренных значений  $L$  и  $D$ , оказалось равным  $T = 13 \pm 1,5$  сек, что соответствует среднему числу ударов УХН о стенки до поглощения  $\nu \approx 10^3$ .

Были произведены также и прямые измерения времени жизни УХН в замкнутом сосуде. Схема и некоторые результаты измерений представлены на рис. 6. Для меди получилось значение  $\nu \approx 0,5 - 1,5 \cdot 10^3$ , что хорошо согласуется с полученным  $\nu$  для УХН в полости нейтропровода, однако этот результат в пять раз меньше теоретически ожидаемого значения  $\nu$  для гладкой поверхности чистой меди. Измерения с бериллием, пиролитическим графитом и тефлоном показали, что  $\nu$  для этих веществ почти не отличается от  $\nu$  для меди, хотя для них ожидаемое значение в  $20 \pm 30$  раз больше, чем для меди. Измерения с медным покрытием сосуда при температуре  $-250^\circ\text{C}$  и с пиролитическим графитом при температуре  $-190^\circ\text{C}$  не обнаружили заметного изменения времени хранения УХН. Таким образом, не подтвердилась гипотеза о водяной или другой водородосодержащей пленке, наличие которой могло бы объяснить существенное расхождение в величинах  $\nu$  расчетного и экспериментального. Измерения спектров УХН в зависимости от используемой длины нейтропрово-

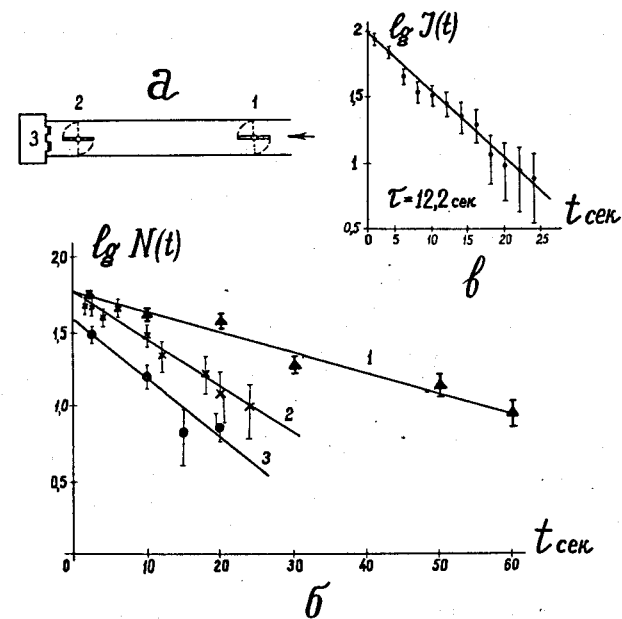


Рис. 6. а) Схема измерения времени жизни УХН в замкнутом сосуде (диаметр сосуда 14 см, длина 174 см). 1,2 - впускная и выпускная заслонки, 3 - детектор УХН; б) зависимость числа оставшихся УХН от времени  $t$  хранения УХН в сосуде; для: 1 - химически полированной медной поверхности, среднее время жизни  $T = 33$  сек (канал 3); 2 - необработанной медной фольги,  $T = 14$  сек (канал 3); 3 - пиролитического графита,  $T = 11$  сек (канал 4). в) скорость счёта УХН в зависимости от времени с момента открытия выпускной заслонки (канал 3).



да не показали (в пределах точности измерений) постепенного разогревания УХН, связанного с акустическими вибрациями стенок, флюктуирующими магнитными полями и др.

При подъеме сосуда для хранения УХН над уровнем нейтронновода на высоту  $h$ , сосуд наполнялся УХН, имеющими на  $mg h$  меньшую энергию. В поднятом сосуде наблюдалось увеличение времени хранения УХН. Такое же увеличение времени наблюдалось и при использовании сосудов с большей длиной свободного пробега УХН.

Ухудшение вакуума на порядок ( $8 \cdot 10^{-5} - 8 \cdot 10^{-4}$  тор) не влияло на время хранения УХН.

Перечисленные эксперименты позволяют сделать вывод о том, что время хранения УХН определяется только процессами, приводящими к исчезновению УХН (нагрев, захват) на стенках сосуда.

Если время хранения нейтронов пока еще очень сильно отличается от рассчитанного, то расчёт выхода УХН по (5) в пределах 20-30% согласуется с наблюдаемым значением интенсивности УХН.

#### Вертикальный канал для извлечения УХН на реакторе ИРТ-М

Для проверки некоторых представлений о механизме извлечения УХН на реакторе ИРТ-М был смонтирован вертикальный канал УХН (рис. 7). Канал был изготовлен из электрополированных медных труб с внутренним диаметром 9,4 см и длиной  $\approx 9$  м в виде дуги с радиусом  $\approx 17$  м. Нижний участок нейтронновода выполнялся из алюминия. Внутри этот участок был выложен электрополированной медной фольгой. Абсорбционные насосы поддерживали внутри канала вакуум  $\approx 10^{-4}$  тор. Детектор УХН располагался на высоте  $\approx 9$  м от конвертора, которым служила бассейновая вода первого

контура реактора, отделенная от вакуумного объема нейтронновода алюминиевым окном толщиной 1 мм. Это окно располагалось вблизи активной зоны, где поток тепловых нейтронов по оценкам составлял  $\approx 10^{12}$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>. Такое окно имеет пропускание  $\approx 70\%$  для нейтронов со скоростями  $\approx 14$  м/сек<sup>-1</sup>. Поднимаясь вверх, эти нейтроны теряют часть своей кинетической энергии на совершение работы в поле сил тяжести, и на высоте  $H \approx 9$  м становятся нейтронами со скоростями 5,7 м/сек<sup>-1</sup>, т.е. УХН. Интенсивность регистрации УХН на выходе нейтронновода составила  $\approx 0,3$  сек<sup>-1</sup> при фоне 5 сек<sup>-1</sup>. Измерения с полиэтиленовым поглотителем показали, что фон состоит из нейтронов со средней скоростью  $\approx 80$  м/сек<sup>-1</sup>. При установке детектора за коленом этот фон уменьшался более, чем в  $10^3$ . Счёт УХН при этом уменьшался в 5-6 раз, что, вероятно, связано с возможностью УХН падать обратно в нейтронновод после нескольких столкновений со стенками начального участка поворотного колена. Постановка алюминиевого конвертора показала, что отношение выхода УХН из воды к выходу УХН из алюминия превышает фактор 10.

Следует отметить, что для проверки закона  $1/v$  полных сечений, А. Steyerl /10/ на конструкции вертикального канала получил нейтроны с малыми энергиями, доходящими до области УХН. Однако малый диаметр канала (5 см) не позволил вывести достаточное количество УХН из реактора.

#### Измерение потоков УХН газовым счётчиком

Детектором УХН, в принципе, может служить любой из методов регистрации медленных нейтронов, основанный на захвате нейтронов с последующей регистрацией заряженных частиц фотоумножителем, ионизационной камерой, счётчиком, полупроводниковым детектором и т.д.

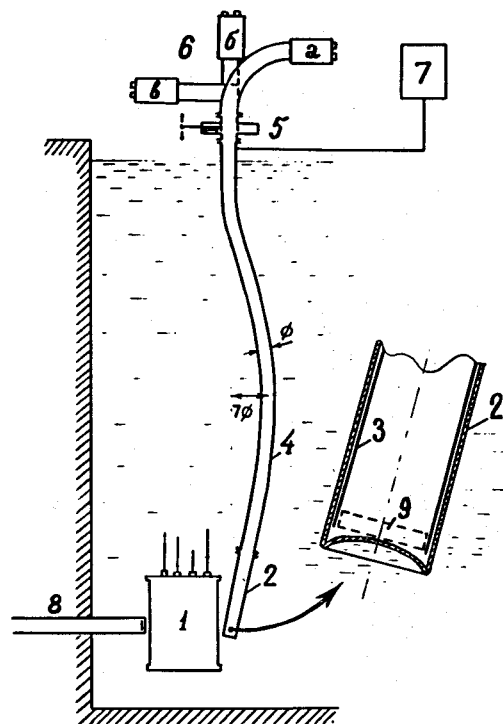


Рис. 7. Схема вертикального канала УХН на реакторе ИРТ-М. 1 - активная зона реактора; 2 - начальный алюминиевый участок нейтронвода; 3 - медная фольга; 4 - нейтронвод; 5 - шиббер; 6(а,в,с) - возможные варианты постановки детектора УХН; 7 - система откачки и наполнения гелием нейтронвода; 8 - горизонтальный канал УХН; 9 - место установки алюминиевого конвертора.

Использованный в работе сцинтилляционный детектор показывал различные значения интенсивности УХН для одного и того же весового количества  $Li^6OH \cdot nD_2O$ , нанесенного на сцинтиллятор. Этот факт может быть объяснен тем, что используемая методика получения слоя  $Li^6OH \cdot nD_2O$  приводила к значительной неоднородности распределения вещества детекторного слоя, а следовательно, и фактора  $n\sigma$  для УХН и  $T, \alpha$ -частиц в зависимости от места попадания на детекторный слой. Поэтому была поставлена задача создать газовый счётчик УХН с поглотителем, находящимся в газовой фазе, где однородность фактора  $n\sigma$  не вызывает сомнений.

Счётчик изготовлялся в виде цилиндра с радиусом 5 см и высотой  $\delta = 5$  см (рис. 8а). Одно из оснований цилиндра было целиком занято окном для входа УХН в счётчик. В качестве окна использовалась алюминиевая фольга толщиной в 60 мкм с измеренным пропусканием УХН  $\approx 0,5$ . Материалом стенок счётчика служила нержавеющая сталь, хорошо отражающая УХН, так что они могли внутри объема счётчика проходить пути до поглощения, значительно превышающие  $\delta$ . Оптимальное давление ( $n\sigma$ ) используемого для поглощения УХН гелия-3 в счётчике составляет 5 тор. Такое давление наполняющего газа слишком мало, чтобы осуществить нормальный режим работы счётчика и чтобы задержать в газе продукты реакции  ${}^3He + n \rightarrow T + p + 0,764$  МэВ, поэтому в счётчик добавлялся балластный газ - аргон до давлений  $\approx 760$  тор и углекислый газ  $\approx 5$  тор для стабилизации работы механизма газового усиления. Несмотря на то, что содержание аргона в смеси составляет  $\approx 99\%$ , достаточно малое сечение неупругих процессов на аргоне делает нагрев и захват УХН на атомах аргона сравнительно маловероятными процессами ( $\approx 4\%$ ).

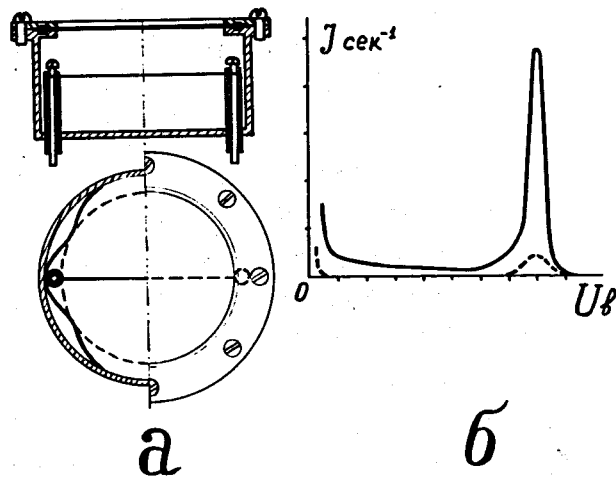


Рис. 8. а) схема конструкции счётчика, б) амплитудный дифференциальный спектр регистрируемых нейтронов (пунктирная кривая сдвигата для счётчика, закрытого медной шторкой).

Счётчик работал в пропорциональной области. Применение поперечного расположения нити (медь,  $\phi$  15 мкм) с последующим выравниванием электрического поля позволило приблизить полный объем к полезному объему счётчика, существенно сократив при этом фон от более быстрых нейтронов, проникающих сквозь стенки счётчика. Амплитудный дифференциальный спектр от такой конструкции счётчика представлен на рис. 8б.

В одинаковой геометрии с учетом пропускания окна интенсивность регистрации УХН счётчиком более чем в 3 раза превысила интенсивность регистрации УХН сцинтилляционным детектором на основе  $Li^6OH \cdot H_2O$ . Сравнительные измерения с полиэтиленовыми поглотителями показали, что УХН не отражается в заметных количествах от детекторного слоя  $Li^6OH \cdot H_2O$ . Полное поглощение, но не полная регистрация детектором УХН происходит, вероятно, вследствие кристаллической структуры детекторного слоя, где на кристаллах фактор  $n\sigma$  намного больше оптимального значения, в то же время между кристаллами он намного меньше оптимального.

Используемое в настоящее время алюминиевое окно в счётчике не пропускает УХН со скоростью, меньшей чем  $3,2 \text{ м/сек}^{-1}$ , тем самым не позволяет применять такой счётчик УХН в качественных измерениях со спектром, пропусканием УХН и т.д.

Счётчик, имеющий малопоглощающее окно с нулевой длиной рассеяния, будет свободен от этих недостатков. Наиболее перспективными в этом отношении являются окна из вакуумноплотной фольги ( $\approx 10$  мкм) сплавов:  $Ti-Al$ ,  $Ti-Zr$ ,  $^{62}Ni-Al$ ,  $^{62}Ni-Zr$ , а также тонкого полиэтилена, охлажденного до температуры жидкого азота.

## Выводы

Несмотря на то, что доля УХН в общем потоке нейтронов от реактора чрезвычайно мала  $\approx 10^{-12}$ , уникальные свойства УХН позволяют вывести их из реактора по изогнутым отражающим нейтронородам в места, достаточно защищенные от реакторного фона.

Выведенная интенсивность регистрации УХН позволила провести ряд экспериментов по изучению механизма их распространения, хранению и измерению спектров УХН.

Опыты показали, что расчётный выход потока УХН из конверторов в пределах расчётных приближений совпадает с наблюдаемым потоком, а поведение их в общих чертах совпадает с теоретически ожидаемым.

Оценка времени жизни УХН в нейтронороде и прямые измерения времени их хранения показали, что наблюдаемые величины значительно меньше теоретически рассчитанных. Вопрос о причине такого расхождения пока остается открытым.

В примененных конструкциях каналов достигнутое электрополировкой качество стенок нейтронорода позволило извлекать более 30% от максимальной плотности УХН у конвертора. Эту долю извлечения УХН можно существенно увеличить, используя нейтронорывы с большим диаметром и лучшим качеством зеркальности стенок. Из-за больших радиационных и технических трудностей кажется нецелесообразным извлечение УХН из реактора с помощью транспортировки от активной зоны сосудов с заключенными в них УХН<sup>/1,2/</sup>, тем более что в настоящее время пока еще экспериментально не удалось достичь времени хранения УХН в разумных размерах сосудов, которое бы превышало 10-20 сек.

В работах<sup>/11-13/</sup> предлагается получать УХН при помощи процессов замедления более быстрых нейтронов посредством соударений с механической системой убегающих зеркал. Однако, как показано на основе теоретических соображений<sup>/15/</sup>, достижимая плотность УХН не может превышать плотности УХН у конвертора независимо от способа их получения.

Непосредственное собирание и вывод УХН по нейтронородам сейчас кажется наиболее удобным методом для эффективного извлечения УХН из реактора. Если плотность УХН в эксперименте по их обнаружению составляла всего  $\approx 0,01$  литр<sup>-1</sup>, то в настоящее время удается получить  $\approx 10$  литр<sup>-1</sup>, а применение циркулирующего водородсодержащего конвертора, охлажденного до температуры  $-180^{\circ}\text{C}$ , позволит поднять выводимую плотность до 300 литр<sup>-1</sup>. Если при этом использовать зеркальный нейтронород из бериллия на реакторе с потоком тепловых нейтронов  $\approx 10^{14}$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>, то можно довести выводимую плотность УХН до  $5 \cdot 10^3$  литр<sup>-1</sup>. Применение "эффекта накачки" - накопления импульсной плотности УХН от импульсных реакторов<sup>/14/</sup> позволит довести получаемую плотность УХН до  $3 \cdot 10^9$  литр<sup>-1</sup>, что, вероятно, и является пределом экспериментальных возможностей в настоящее время.

## Литература

1. И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий, Изд-во "Наука", Москва, 1965.
2. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952 (1959).
3. Ф.Л. Шапиро. УФН, 95, 146 (1968).
4. J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev.Lett., 13, 138 (1964).

5. В.В. Владимирский. ЖЭТФ, 39, 1062 (1960).
6. В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотиловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 9, 40 (1969); препринт ОИЯИ, РЗ-4127, 1968.
7. Л.В. Грошев, В.Н. Дворецкий, А.М. Демидов, В.И. Лушиков, Ю.Н. Панин, Ю.Н. Покотиловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Phys.Lett., 36B, 4, 293 (1971) препринт ОИЯИ, РЗ-5392 (1970).
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, Москва, 1968.
9. Г.Е. Блохин и др. АЭ, 10, 437 (1961).
10. A. Steyerl. Phys.Lett., 29B, 1, 33 (1969).
11. A. Steyerl. Diskussionstagung über Neutronenphysik an Forschungsreaktoren, April 25-28, 1967, Kernforschungs-lage, Jülich.
12. А.В. Антонов, Д.Е. Вуль, М.В. Казарновский. Письма в ЖЭТФ, 9, 307 (1969).
13. Н.Т. Кашукеев. Доклады Болгарской Академии наук, 23, 1473 (1970).
14. Ф.Л. Шапиро. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5554, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 июля 1971 года.