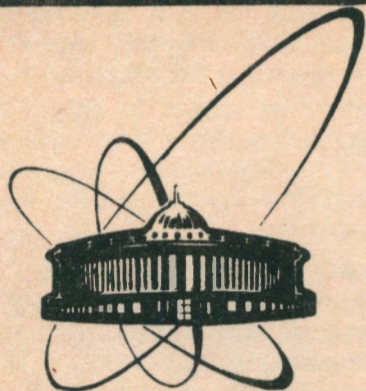


92-116



**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна**

**P3-92-116**

**А.Д.Стойка, А.В.Стрелков, В.Н.Швецов**

**ДИНАМИЧЕСКИЕ КОНВЕРТОРЫ  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ**

**1992**

## ВВЕДЕНИЕ

УХН (ультрахолодные нейтроны) — нейтроны с чрезвычайно малой кинетической энергией  $\sim 10^{-7}$  эВ ( $v \sim 5$  м/с) [1]. Они обладают уникальным свойством полного отражения от поверхности вещества и, таким образом, могут долго находиться в вакуумированных сосудах. При этом их поведение напоминает поведение ультраразреженного газа (длина свободного пробега намного больше размеров сосуда). Этот «нейтронный газ» удобно использовать в экспериментах по исследованию фундаментальных свойств нейтрона: измерение времени жизни и других констант в  $\beta$ -распаде нейтрона, эксперименты по несохранению  $T$ -четности — поиск ЭДМ нейтрона, а также в прикладных исследованиях. УХН получают главным образом из тепловых нейтронов за один удар, последние теряют при этом энергию на 5—6 порядков ( $10^{-2}$  эВ  $\rightarrow 10^{-7}$  эВ). Вероятность таких процессов для максвелловского спектра тепловых нейтронов чрезвычайно мала ( $\sim 10^{-11}$ ). Существуют принципиальные запреты на действие механизмов, позволяющих регулярно замедлять нейтроны от тепловых энергий до УХН [2], поэтому для получения УХН приходится довольствоваться только начальным участком максвелловского распределения тепловых нейтронов:

$$\Phi_{\text{ухн}} = \frac{1}{8} \Phi_T \left( \frac{v_{\text{гр}}}{v_T} \right)^4 \frac{\sigma_{ie}^{\ominus}}{\sigma_{ie}^{\oplus} + \sigma_a}$$

относительная доля которого в общем спектре от реактора составляет всего  $\sim 10^{-12}$ . Здесь  $\Phi_T$  — поток тепловых нейтронов,  $v_{\text{гр}}$  — граничная скорость стенок сосуда  $\sim (3-6)$  м/с,  $v_T = 2200$  м/с — скорость тепловых нейтронов,  $\sigma_{ie}^{\ominus}$ ,  $\sigma_{ie}^{\oplus}$  — соответственно неупругие сечения охлаждения и нагрева нейтрона,  $\sigma_a$  — сечение захвата нейтрона.

Если первый эксперимент двадцатилетней давности удалось провести с УХН при плотности всего  $5 \cdot 10^{-6}$  см $^{-3}$ , то по мере совершенствования источников УХН плотность УХН в настоящее время доведена до значения  $\sim 10^2$  см $^{-3}$  [3]. Такая плотность получена на высокопоточном стационарном реакторе института ILL (Гренобль, Франция) ( $W = 57$  МВт,  $\Phi_T \sim 10^{15}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$ , жидкодейтериевый замедлитель при  $T \sim 20$  К). Возможности значительного увеличения потока  $\Phi_T$  стационарных реакторов в настоящее время исчерпаны полностью, поэтому дальнейшее увеличение

© Объединенный институт ядерных исследований Дубна, 1992

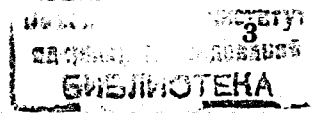
плотности УХН может быть осуществлено только при использовании импульсных реакторов, импульсные потоки от которых во много раз превышают потоки нейтронов от стационарных реакторов. Еще в 1970 г. Ф.Л.Шапиро предложил использовать импульсные реакторы для получения высокой плотности УХН, соответствующей пиковому значению потока тепловых нейтронов. Это предложение сводилось к возможности «запирать» источник УХН (конвертор) от объема хранения на время между вспышками реактора, поскольку сам конвертор является почти идеальным «черным телом» для УХН. Однако этот метод так и не был реализован, несмотря на множество предложенных способов быстрой отсечки УХН от конвертора. В 1976 г. группой А.В.Антонова (ФИАН) был выполнен первый эксперимент [4] по получению УХН на импульсном реакторе аperiodического действия (реакторы, у которых время между вспышками составляет 1—24 ч). Плотность УХН, зарегистрированная в этом эксперименте, составила всего  $10^{-2}$  см $^{-3}$ , что оказалось даже на порядок меньше, чем плотности УХН, получаемые в то время на стационарных реакторах. Этот эксперимент сохранил ряд упущений, которые привели к такой незначительной плотности УХН: неэффективный замедлитель тепловых нейтронов, недостаточная эффективность генерации УХН, разбавление (более чем в  $10^2$  раз) первоначального облака УХН в транспортируемом объеме, значительное время транспортировки объема с УХН и высокая наведенная  $\beta$ - $\gamma$ -активность материала сосуда, которая мешает детектированию УХН.

В описанном ниже способе получения УХН предполагается использовать:

1. Импульсный реактор БИГР (ВНИИЭФ, Арзамас-16), обладающий рекордным импульсным потоком (флюенс тепловых нейтронов  $\sim 10^{15}$  см $^{-2}$ ,  $\Delta t \sim 2 \cdot 10^{-3}$  с [5]).
2. Динамические конверторы, у которых эффективность генерации УХН намного больше.
3. Транспортируемые сосуды с УХН с объемом, близким к объему первоначального облака УХН, образованного динамическим конвертором. (При этом не происходит разбавления УХН в больших объемах.)
4. Время транспортировки от реактора сосуда с УХН намного меньше времени хранения УХН.
5. Применение процесса «перетряхивания» УХН из транспортируемого от реактора облученного сосуда в идентичный неактивированный сосуд.

## ГЕНЕРАЦИЯ УХН НА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРАХ

В стационарном случае плотности УХН внутри и вне конвертора имеют одинаковые значения (рис. 1а). В случае импульсного реактора (рис. 1б) из кон-



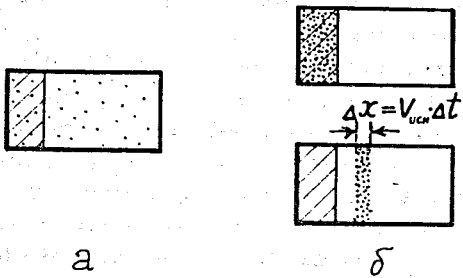


Рис. 1

вертора выходит пакет УХН толщиной  $\Delta x = v_{УХН} \cdot \Delta t$ , который затем расширяется на весь объем для хранения УХН. УХН выходят из конвертора только из тонкого приповерхностного слоя, определяемого очень большим сечением потерь УХН. Чтобы после вспышки реактора сохранить УХН, рожденные не только в приповерхностном слое, но и во всем объеме конвертора, надо в случае а) газового кон-

вертора — достаточно быстро удалить атомы конвертора, которые являются сильными поглотителями УХН; б) твердотельного конвертора — использовать движение конвертора для того, чтобы УХН, рожденные в лабораторной покоей системе координат, в системе координат, связанной с движущимся конвертором, имели бы достаточные скорости для подавления по закону  $1/v$  процессов нагрева и захвата УХН в конверторе.

### ГЕНЕРАЦИЯ УХН В НЕСТАЦИОНАРНОМ СЛУЧАЕ

Плотность УХН в нестационарном случае описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Phi_{\tau}(t) \sum_{ie}^{\ominus} - \frac{n(t)}{\tau(t)}, \quad \sum_{ie}^{\ominus} = N(t) \bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}. \quad (1)$$

Здесь  $n$  — плотность УХН (число УХН в  $1 \text{ см}^3$ );  $\Phi_{\tau}$  — плотность потока тепловых нейтронов в конверторе,  $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ;  $N(t)$  — число атомов в конверторе в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\tau(t)$  — время жизни УХН в конверторе;  $\tau(t)^{-1} = N(t)(\sigma_{ie}^{\oplus} + \sigma_a)v$ ,  $v$  — скорость УХН,  $(\sigma_{ie}^{\oplus} + \sigma_a)v = \text{const}$ , поскольку  $\sigma_{ie}^{\oplus}$  и  $\sigma_a$  — сечения нагрева и захвата УХН соответственно — следуют закону  $1/v$ .  $\bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}$  — сечение генерации УХН в диапазоне скоростей  $[0, v_{гр}]$ , усредненное по спектру тепловых нейтронов:

$$\bar{\sigma}_{ie}^{\ominus} = \iint_{|\vec{v}'| \leq v_{гр}} \frac{d\sigma(\vec{v}' - \vec{v})}{d\vec{v}} \frac{v'^3}{4\pi v_T^4} \exp\left(-\frac{v^2}{T^2}\right) d\vec{v}' d\vec{v},$$

где  $\vec{v}'$  — скорость тепловых нейтронов;  $\vec{v}$  — скорость УХН;  $v_T$  — наиболее вероятная скорость теплового спектра нейтронов,  $v_T = (2kT/m)^{1/2}$ ,  $T$  — температура спектра нейтронов. Решение уравнения (1):

$$n(t) = \int_{-\infty}^t N(t') \bar{\sigma}_{ie}^{\ominus} \Phi_{\tau}(t') \exp\left[-\int_{t'}^t \frac{dt''}{\tau(t'')}\right] dt'. \quad (2)$$

Здесь  $t'$  — момент генерации УХН;  $N(t') \bar{\sigma}_{ie}^{\ominus} = \sum_g$  — макроскопическое сечение генерации УХН;  $\exp\left[-\int_{t'}^t \frac{dt''}{\tau(t'')}\right]$  — коэффициент потерь УХН с момента генерации  $t'$  до момента наблюдения  $t$ .

Если поток тепловых нейтронов  $\Phi_{\tau}$  включается очень резко (время нарастания  $\Phi_{\tau}$  равно нулю), то ход зависимости плотности УХН от времени описывается уравнением

$$n(t) = \Phi_{\tau} N \bar{\sigma}_{ie}^{\ominus} \tau_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)\right],$$

где  $\tau_0 = [Nv(\sigma_{ie}^{\oplus} + \sigma_a)]^{-1}$  — время жизни УХН в неподвижном конверторе при постоянной концентрации атомов в конверторе.  $N \bar{\sigma}_{ie}^{\ominus} \tau_0 = \text{const}$ . Отсюда следует

$$n(t) = \Phi_{\tau} \frac{\bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}}{(\sigma_{ie}^{\oplus} + \sigma_a)v} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)\right]. \quad (3)$$

Интегральная по скоростям (от  $v = 0$  до  $v = v_{гр}$ ) плотность УХН, соответствующая максвелловскому распределению при  $T = 300 \text{ К}$ :

$$n_0 = \Phi_{\tau} \frac{2}{3} \frac{v_{гр}^3}{v_T^4} = \Phi_{\tau} \beta. \quad (4)$$

Здесь  $\beta = \frac{2}{3} \frac{v_{гр}^3}{v_T^4}$  имеет значения  $(5,27 \text{ и } 8,95) \cdot 10^{-14} \text{ с} \cdot \text{см}^{-1}$  соответственно для стенок сосудов из Си и Ве. Тогда выражение (3) имеет вид

$$n(t) = n_0 G \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)\right]. \quad (5)$$

Здесь  $G$ -фактор — относительный выход УХН из конвертора по отношению к полиэтиленовому конвертору при  $T = 300 \text{ К}$ , для которого

$$G = \frac{\bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}}{\sigma_{ie}^{\oplus} + \sigma_a} = 1 \text{ [6]}.$$

На рис. 2 показаны результаты расчета зависимости плотности УХН  $n(t)/n_0$  от времени (с момента включения потока  $\Phi_{\tau}$ ) в конверторах (при  $T = 80 \text{ К}$ ) из полиэтилена, бериллия и параводорода в единицах  $G$ .  $n_0$  — интегральная (от  $v = 0$ , до  $v = v_{гр}$ ) плотность УХН максвелловского распределения по скоростям в соответствующем конверторе при  $T = 300 \text{ К}$ . На-

клон кривых  $n(t)/n_0$  вблизи  $t = 0$  зависит от скорости генерации УХН, а не от времени жизни УХН в конверторе. Если  $G$ -фактор представить в виде  $G \propto \sigma_{ie}^{\Theta} \tau_0$ , то из уравнения (5) видно, что крутизна кривых  $n(t)/n_0 G$  будет пропорциональна  $\tau_0^{-1}$ . Поэтому, если кривые  $n(t)/n_0$  показывают, как реально растет плотность УХН со временем  $n(t)$ , то кривые  $n(t)/n_0 G$  дают относительный временной ход к максимально достижимой плотности для данного конвертора  $n_{\max} = n_0 G$ .

Для импульсного потока тепловых нейтронов, зависящего от времени по закону Гаусса:

$$\Phi_r(t) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6)$$

временная зависимость плотности УХН, рассчитанная из выражения (2), представлена на рис. 3. Здесь:  $\sigma$  — дисперсия распределения, которая связана с полушириной распределения  $\Delta t_{1/2} = 2,36\sigma$  и с интегральной шириной  $\Delta t_{\text{int}} = 2,51\sigma$ . Кривая

А на рис. 3 показывает зависимость относительной плотности УХН для случая  $\tau_0 \ll \sigma$ , которая с точностью до сдвига  $\tau_0 \sigma^{-1}$  совпадает с формой вспышки реактора. Для импульса реактора с  $\sigma = 10^{-3}$  с кривая А\* соответствует полиэтиленовому конвертору (фактор сдвига  $\tau_0 \sigma^{-1} \sim 0,2$  относительно вспышки реактора), кривая В ( $\tau_0 = \sigma$ ) — параводородному конвертору при  $P = 26$  атм, а кривая С ( $\tau_0 = 5\sigma$ ) — для бериллиевого конвертора или для параводородного конвертора при  $P = 5$  атм. (Все конверторы находятся при  $T = 80$  К.) На первый взгляд, параводород при  $P = 5$  атм и бериллий

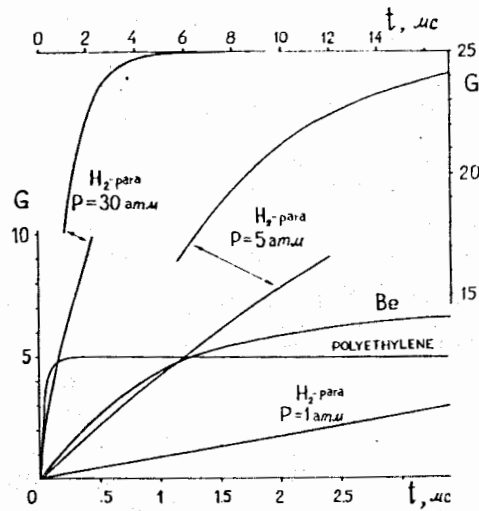


Рис.2

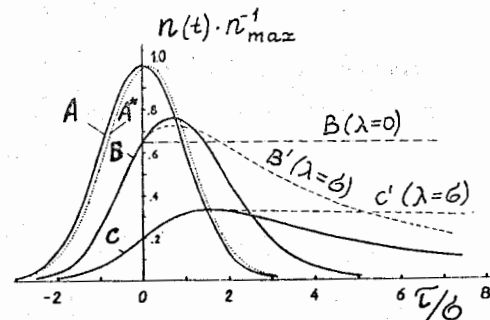


Рис.3

имеют одинаковые способности генерировать УХН. Однако это не так, потому что  $n_{\max}$  содержит  $G$ -фактор, который для случая параводорода значительно больше, чем для бериллия. Это вызвано значительно большим значением сечения охлаждения для параводорода, чем для бериллия, что наглядно выражено на рис. 2 в наклонах начальных участков кривых  $n(t)/n_0$ .

## ГАЗОВЫЙ РАСШИРЯЮЩИЙСЯ КОНВЕРТОР

Резкое падение давления в газовом конверторе в момент вспышки реактора, когда плотность УХН достигает максимального значения, приводит к уменьшению потерь УХН. Чтобы оценить затягивание импульса УХН —  $n(t)/n_{\max}$ , полученного таким образом, мы рассмотрели случай одномерного адиабатического расширения: газ из объема  $v_0$ , расширяясь в трубе, увлекает поршень. При этом давление газа остается равномерным по всему объему  $v$  расширяющегося газа. Для двухатомного газа (параводорода)  $\gamma = 7/5$  (адиабатическая константа  $\gamma = c_p/c_v$ ):

$$t - t_0 = \lambda \varphi \left( \frac{v}{v_0} \right).$$

Здесь  $t_0$  — начало расширения газа,  $\lambda$  — константа, определяющая скорость расширения газа,

$$\varphi(x) = \left( x + \frac{4}{3} x^{3/5} + \frac{8}{3} x^{1/5} \right) (1 - x^{-2/5})^{1/2}, \quad (x = \frac{v}{v_0}).$$

Уравнения адиабатического одномерного расширения:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{3\lambda^2} x^{-\gamma}.$$

При этом изменяется не только давление по закону  $\frac{p}{p_0} = \left( \frac{v}{v_0} \right)^{-\gamma}$ , но и температура газа:  $\frac{T}{T_0} = \left( \frac{v}{v_0} \right)^{1-\gamma}$ , и  $\tau_0$  — время жизни УХН в конверторе:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \left( \frac{v}{v_0} \right)^{\frac{1+\gamma}{2}}, \quad \frac{N_0 \bar{\sigma}_{ie}^{\Theta}}{N_0 \bar{\sigma}_{ie}^{\Theta}} = \left( \frac{v}{v_0} \right)^{-1}.$$

Здесь  $\bar{\sigma}_{ie}^{\Theta}$  изменяется по причине изменения температуры  $T$  расширяющегося газа.

Окончательный расчет  $n(t)/n_{\max}$  проходил по выражению (2), а момент начала расширения газа совпадал с моментом достижения максимума плотности потока тепловых нейтронов. На рис. 3 пунктирными кривыми В' и С' показан ход плотности УХН для двух значений давления параводорода

при  $\lambda = \sigma$ . Для малых давлений плотность УХН незначительно падает за время  $\sim 10\sigma$ . Это обстоятельство дает возможность сравнительно долго сохранять облако из УХН, образованных во время вспышки реактора, существенно увеличив тем самым время, отпущенное на срабатывание системы изоляции УХН от остаточного газа. (Время жизни УХН в газе не зависит от скорости УХН и определяется фактором  $\rho t$ , значение которого для параводорода при  $T = 80$  К составляет 8 торр·с [7].)

Следует заметить, что при расчете  $n(t)/n_{\max}$  не учитывалось изменение сечения потерь УХН, связанное с направленным движением расширяющегося газа как целого. Как показано в [8], этот эффект незначителен и не превышает 5%.

### ДВИЖУЩИЙСЯ КОНВЕРТОР

Быстрое удаление атомов конвертора после вспышки реактора можно реализовать и путем механического движения конвертора. При этом надо иметь в виду, что скорость УХН, находящихся в покоящейся лабораторной системе, относительно движущегося конвертора имеет значение  $v_0$  (это скорость движения конвертора в лабораторной системе, взятая с противоположным знаком).

При пролете достаточно толстого конвертора в равномерном поле тепловых нейтронов во время импульса реактора за конвертором образуется шлейф из УХН, плотность которых подчиняется зависимости, подобной представленной на рис. 3, в которой временная шкала преобразуется в пространственную шкалу с  $t = x/v_0$ .  $x$  — расстояние от места нахождения задней кромки конвертора в момент максимума вспышки. Длина (вдоль  $v_0$ ) области сосредоточения максимальной плотности УХН пропорциональна  $v_0$ . Для того, чтобы эффективно извлекать УХН из движущегося конвертора, надо сделать так, чтобы длина этой зоны была бы соизмерима с протяженностью зоны, откуда выводятся УХН. Для длины зоны извлечения  $d \sim 10$  см необходимые скорости движения конвертора находятся в диапазоне скоростей 20+100 м/с.

Для вычисления средней плотности УХН (на длине зоны извлечения  $d$ ) используется уравнение:

$$\bar{n}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d N \bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}(v_0) \exp \left\{ -N \left[ \sigma_{ie}^{\oplus}(v_0) + \sigma_a(v_0) \right] x \right\} \cdot \left[ \int_{t-\frac{d-x}{v_0}}^{t-\frac{x}{v_0}} \Phi_T(t') dt' \right] dx.$$

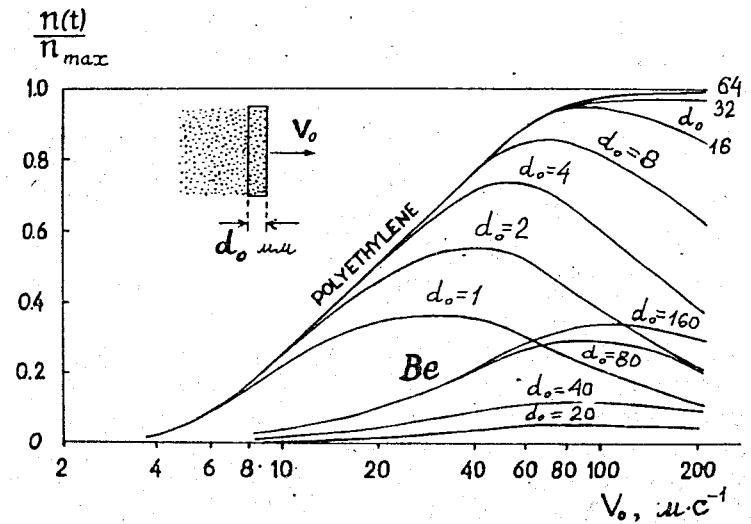


Рис. 4

Здесь  $d_0$  — толщина конвертора, а  $\bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}(v_0)$  — усредненное по спектру тепловых нейтронов сечение охлаждения теплового нейтрона в диапазоне скоростей  $|\vec{v} - \vec{v}_0| \leq v_{\text{тр}}$ :

$$\bar{\sigma}_{ie}^{\ominus}(v_0) = \iint_{|\vec{v} - \vec{v}_0| \leq v_{\text{тр}}} \frac{d\sigma(\vec{v}' - \vec{v}_0)}{d\vec{v}'} \cdot \frac{v'^3}{4\pi v_T^4} \exp \left( -\frac{v_0^2}{v'^2} \right) d\vec{v}' d\vec{v}.$$

На рис. 4 представлены результаты расчета  $n(t)/n_{\max}$  для конверторов разных толщин из полиэтилена и бериллия при  $T = 80$  К. Увеличение эффективности генерации УХН с ростом скорости конвертора объясняется увеличением глубины выхода УХН из конвертора  $\lambda \propto [\sigma_{ie}^{\oplus}(v) + \sigma_a(v)]^{-1} \propto v$ , а уменьшение эффективности генерации УХН при больших скоростях вызвано недостаточностью толщины конвертора для таких скоростей. Вид кривых на рис. 4 позволяет выбрать оптимальные скорости и толщины конвертора.

### ПЕРСПЕКТИВЫ

Флюенс быстрых (и тепловых) нейтронов на поверхности реактора БИГР  $\sim 10^{15}$  см $^{-2}$ . При длительности импульса  $\sigma \sim 1$  мс (в гауссовом приближении формы вспышки) максимальная плотность потока тепловых нейтронов составляет  $\sim 4 \cdot 10^{17}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$ . При этом в конверторе максимальная

плотность УХН будет  $n_{\max} = \Phi \beta G$ . Для УХН, удерживаемых в Ве-сосуде, фактор  $\beta = 8,95 \cdot 10^{-14}$  (см. соотношение (5)), поэтому для  $G = 1$   $n_{\max} = \Phi \beta = 3,58 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . При  $T = 80 \text{ К}$   $n_{\max}$  для полиэтилена ( $G \sim 5$ )  $\sim 1,8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ; бериллия ( $G \sim 7$ )  $\sim 2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ; параводорода ( $G \sim 25$ )  $\sim 9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Реально можно получить (см. рис. 4) для полиэтилена (толщина 8 мм,  $v_0 = 50 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ )  $\sim 84\%$  от  $n_{\max}$ , т.е.  $1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ , для Ве (толщина 10 см,  $v_0 = 50 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ) эффективность значительно ниже ( $\sim 27\%$  от  $n_{\max}$ ) и составляет  $\sim 8,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , а для параводорода ( $p = 30 \text{ атм}$ ) эффективность  $\sim 80\%$  (см. рис. 3), поэтому плотность УХН  $\sim 6,7 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

В заключение подчеркнем, что использование динамического конвертора не увеличивает плотности первоначально получаемого облака из УХН, исходящего из стационарного конвертора, а позволяет существенно расширить объем облака почти без уменьшения его плотности, доведя его до размеров сосуда для хранения УХН. Объем этого сосуда ограничен размером полости в замедлителе тепловых нейтронов, в которой реализуется максимальное значение плотности потока тепловых нейтронов, поскольку с увеличением размеров этой полости плотность потока тепловых нейтронов в ней падает. Для реактора БИГР объем полости в замедлителе может иметь значение 2 л и более, в котором можно получить  $10^9$  УХН для последующей транспортировки и использования в конкретном эксперименте.

Техническим вопросам реализации предлагаемого метода будет посвящена последующая публикация.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро Ф.Л. - Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976, с.195.
2. Шапиро Ф.Л. - ЭЧАЯ, 1972, т.2, с.973.
3. Steyerl A. et al. - Phys. Lett., 1986, A116, p.347.
4. Drexel W. - Neutron News, 1990, v.1, N 1, p.23.
5. Антонов А.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, с.387.
6. Колесов В.Ф. - ВАНТ (сер. "Импульсные реакторы и простые критические сборки"), 1985, вып.1, с.43.
7. Игнатович В.К. - Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986, с.25.
8. Ахметов Е.З. и др. - Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.1, с.178-181.
9. Калашников М.В. и др. - Сообщение ОИЯИ, P3-92-11, Дубна, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 марта 1992 года.

Стойка А.Д., Стрелков А.В., Швецов В.Н.  
Динамические конверторы ультрахолодных нейтронов

P3-92-116

Предложен метод использования динамических конверторов ультрахолодных нейтронов (УХН) на высокопоточном импульсном реакторе БИГР (ВНИИЭФ, Арзамас-16). Проведено сравнение различных типов конверторов и получены оценки максимально достижимой плотности УХН. Значения плотности УХН: от  $8,5 \cdot 10^4 \text{ н/см}^3$  для бериллиевого конвертора до  $6,7 \cdot 10^5 \text{ н/см}^3$  для параводорода при давлении 30 атм в объеме порядка 1-2 л.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Stoica A.D., Strelkov A.V., Shvetsov V.N.  
Dynamic Converters of Ultracold Neutrons

P3-92-116

The method of dynamic ultracold neutrons (UCN) converter using the high flux pulse reactor BИГР (Arzamas-16) is proposed. Different types of converters have been compared and estimations of maximal UCN density were obtained. The value of UCN density is: from  $8.5 \cdot 10^4 \text{ n/cm}^3$  for Be converter to  $6.7 \cdot 10^5 \text{ n/cm}^3$  for parahydrogen converter at pressure 30 atm in the volume 1-2 liters.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992