

## ТЕРМАЛИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ НА ХОЛОДНЫХ АТОМАХ В МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ

Зарецкий, С.Б.Сазонов

Российский научный центр "Курчатовский институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 июля 1999 г.

После переработки 5 октября 1999 г.

Предлагается новый метод охлаждения поляризованных нейтронов путем их термализации в магнитных ловушках сферического и тороидального вида при упругом триплетном рассеянии на холодных атомах дважды спин-поляризованного водорода.

PACS: 28.20.-v; 67.65.+z

В данной работе предлагается метод охлаждения поляризованных нейтронов путем их термализации в магнитной ловушке при рассеянии на холодных атомах дважды спин-поляризованного водорода. К настоящему времени получены квазистабильные ансамбли атомов спин-поляризованного водорода при очень низких температурах (до 40 мК [1]) плотностью  $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [2]. Времена существования такого водорода достигают десятков минут [3]. Можно рассчитывать на создание ансамблей атомов дважды спин-поляризованного водорода с энергиями вплоть до  $10^{-8}$  эВ и с плотностью  $10^{18-19} \text{ см}^{-3}$ .

Пусть в магнитную ловушку, где находятся атомы дважды спин-поляризованного водорода, вводятся поляризованные нейтроны с направлением спина, параллельным спину ядра и спину электрона, с энергией  $E_0$ , большей энергии атомов. Из-за упругих столкновений нейтронов с атомами будет происходить процесс их охлаждения или термализации. Нейтроны будут испытывать триплетное ядерное рассеяние и магнитное рассеяние на атоме. Кроме того, в этом случае добавочный вклад в сечение рассеяния внесет интерференция ядерного и магнитного рассеяний. Оценка полного сечения рассеяния  $\sigma$ , даёт 6,7 бн. Важно также, что в триплетном состоянии будет отсутствовать радиационный захват нейтронов протонами. Необходимо отметить, что при рассеянии нейтронов со спином, параллельным спину атома дважды спин-поляризованного водорода, из-за сохранения проекции полного момента не будет происходить переворота спина нейтрона, что привело бы к его уходу из ловушки.

Оценим степень охлаждения нейтронов из-за их упругих столкновений с атомами за время 800 с, близкое к времени жизни нейтрона. Время пробега нейтрона между  $i-1$  и  $i$ -ым столкновениями определим через среднюю длину свободного пробега  $\lambda$ , считая её не зависящей от энергии, по формуле:  $t_i = \lambda(m/2E_{i-1})^{1/2}$ , где  $E_{i-1}$  есть энергия нейтрона массы  $m$  после  $i-1$ -го столкновения. Известно, что при упругом столкновении с атомом водорода нейтрон в среднем теряет половину своей энергии. Считая, что энергия нейтрона, испытавшего  $K$  соударений с атомами, уменьшится в  $2^K$  раз, вычислим время замедления  $T$  как сумму  $t_i$ . Для  $T$  и конечной энергии нейтрона  $E_T$  получим выражения для оценок:

$$T = 2.414t_1((E_0/E_T)^{1/2} - 1), \quad (1)$$

$$E_T = E_0(0.41T/t_1 + 1)^{-2}, \quad (2)$$

где  $t_1$  – время пробега нейтрона до первого столкновения. Видно, что уменьшение энергии нейтрона от плотности атомов  $N$  зависит нелинейно, так как средняя длина свободного пробега определяется соотношением  $\lambda = (N\sigma_s)^{-1}$ . Из (2) следует, что при плотности атомов  $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  нейтроны с  $E_0 = 10^{-6} \text{ эВ}$  за 800 с можно охладить до энергии  $6 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}$  ( $t_1 \simeq 108,46 \text{ с}$ ).

В сферической магнитной ловушке удержание нейтронов осуществляется с помощью поля  $B$  типа сферического шестиполюсника, отражающего нейтроны, имеющие энергию, величина которой удовлетворяет неравенству  $E \leq \mu_n B$ , где  $\mu_n$  – модуль значения магнитного момента нейтрона. Так, поле напряженностью 17 Тл в сферической ловушке может удерживать нейтроны с энергией до  $10^{-6} \text{ эВ}$ .

Для охлаждения нейтронов с большей энергией более предпочтительной может оказаться система, представляющая собой магнитную тороидальную ловушку, заполненную холодными атомами водорода. Подобные ловушки являются магнитными шестиполюсниками, свернутыми в тор. В таких установках скорость захваченных поляризованных нейтронов вдоль круговой оси тора, в принципе, ничем не ограничивается. Важно только, чтобы компонента скорости, нормальная к стенкам тора, была меньше критической величины, определяемой сдерживающим магнитным полем.

Для примера будем ориентироваться на тороидальную магнитную ловушку типа той, что используется в проекте NESTOR [4]. Она представляет собой трубу радиусом  $r_0 = 5 \text{ см}$ , свернутую в кольцо радиусом  $R = 50 \text{ см}$ . С помощью магнитного поля специального вида напряженностью  $B$  до 5.6 Тл в ней удерживаются нейтроны, вращающиеся по тору с энергией до  $2 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$  и скоростью  $V \leq 20 \text{ м/с}$ . Между  $B$  и круговой скоростью  $V$  имеется соотношение:

$$V = [2(\mu_n/m)B(R+r)r/r_0^2]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $r$  – расстояние от произвольной кольцевой траектории нейтрона до круговой оси тора. Степень термализации и затрачиваемое на это время определяются по-прежнему формулами (1) и (2), в которых заменим  $t_1$  на  $t_{11} = t_1$ .  $t_{11}$  – время до первого столкновения, которое не зависит от диаметра тора и равняется  $t_{11} = (N\sigma_s V)^{-1}$ . В такой ловушке за 800 с на атомах водорода с плотностью  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $10^{-4} \text{ К}$  можно охладить нейтроны с  $E_0 = 10^{-6} \text{ эВ}$ , как и в сферической ловушке, в 16 раз, используя магнитное поле установки NESTOR, которое в три раза меньше поля, необходимого для удержания нейтронов с этой энергии в сферической ловушке.

В то же время, процесс охлаждения нейтронов в результате упругих столкновений с атомами в торе будет сопровождаться угловым расхождением пучка нейтронов в процессе рассеяния. Оценим величину магнитного поля, которое сможет препятствовать уходу нейтронов из ловушки из-за рассеяния. Все нейтроны с энергией  $E$ , имеющие после рассеяния энергию  $E \cos^2 \theta$ , у которых синус двойного угла рассеяния в лабораторной системе координат  $2\theta$  удовлетворяет неравенству

$$E \sin^2 2\theta \leq 4\mu_n B, \quad (4)$$

будут отражаться от магнитного барьера и продолжать движение внутри тора. Другими словами, нейтроны с энергией  $E \leq 4\mu_n B$  при любом угле рассеяния

не будут выбывать из пучка. Так из (4) следует, что для удержания нейтронов с энергией  $10^{-6}$  эВ в пучке после рассеяния достаточно поля 4,5 Тл. Интегрируя функцию углового распределения при рассеянии нейтронов с учетом (4), можно получить, что вероятность нейтрону остаться в пучке после соударения равна  $W = 1 - 2(1/4 - \mu_n B/E)^{1/2}$ . Заметим, что чем меньше энергия нейтронов, тем меньше их будет выбывать из ловушки из-за рассеяния. Как показывают оценки, это обстоятельство позволит охлаждать нейтроны предлагаемым способом с меньшими потерями, чем это имеет место в применяемых в настоящее время методах. Надо отметить, что в [4] используется поле неполного шестиполюсника – с внутренней стороны тора поле стремится к нулю. Для удержания рассеявшихся нейтронов необходимо использовать поле полного шестиполюсника.

Вместо тора, полностью заполненного водородом, можно использовать тор с встроенными в него камерами размером  $L$ , прозрачными для нейтронов и содержащими холодные атомы. Вероятность нейтрону рассеяться на атомах водорода за один оборот вращения по кольцу тора равна  $p = NL\sigma_s = 6,7 \cdot 10^{-5}$  (здесь  $L = 10$  см). Таким образом, нейтрон, прежде чем рассеяться, совершит  $X = 1/p \sim 15000$  оборотов по кольцу тора. Время до первого столкновения будет в этом случае определяться величиной  $t_{11} = 2\pi RX/V$ . Если расположить по периметру тора  $M$  камер с холодными атомами, то полное время термализации  $T$  из (1) уменьшится в  $M$  раз, так как  $t_{11}$  в этом случае заменится на  $t_{1M} = t_{11}/M$ . Увеличивая число камер, можно добиться более глубокого охлаждения.

Для лучшего согласования поля, удерживающего нейтроны, и поля, удерживающего атомы, более предпочтительной может оказаться схема, представляющая собой "искаженный" тор, в котором закругленные участки чередуются с прямолинейными, в которых и будут располагаться камеры с атомами. Поле на прямолинейных участках должно, во-первых, удерживать атомы и нейтроны и, во-вторых, предотвращать разлет нейтронов в процессе их рассеяния. Поэтому оно должно удерживать нейтроны со всех сторон. Поле на закругленных участках должно лишь формировать траекторию нейтронов и его, как в [4], целесообразно выполнить в виде поля неполного шестиполюсника, чтобы предотвратить потери нейтронов из-за переворота их спина в области нулевого поля на круговой оси тора. Кроме того, поле на закругленных участках целесообразно изменять по мере изменения энергии нейтронов.

Для выведения из ловушки уже охлажденных нейтронов можно использовать то, что нейтроны более низких энергий будут двигаться по траекториям меньшего радиуса. Используя конфигурацию поля, подобную используемой в [4], и периодически выключая поле со стороны внутренней части тора, можно отводить нейтроны нужных энергий.

- 
1. D.G.Fried, T.C.Killian, L.Willmann et.al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998).
  2. H.F.Hess, D.A.Bell, G.P.Kochanski et.al., Phys. Rev. Lett. **52**, 1520 (1984).
  3. N.Masuhara, J.M.Doyle, J.C.Sandberg et.al., Phys. Rev. Lett. **61**, 935 (1988).
  4. K.J.Kugler, K.Moritz, W.Paul et.al., Nucl. Instr.Methods **228**, 240 (1985).