

УДК 539.1

ФИЗИКА

В. А. НАМИОТ

О БЕСФОНОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ НЕЙТРОНОВ ДО УЛЬТРАНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

(Представлено академиком Я. Б. Зельдовичем 12 X 1972)

Интерес к изучению свойств и получению ультрахолодных нейтронов (у.х.н.) возник после того, как в работе (1) была показана возможность удерживания нейтронов сверхнизких энергий в замкнутых объемах в продолжение их времени жизни ~ 1000 сек. Ультрахолодные нейтроны можно получить, либо «вырезая» из спектра нейтронов, средняя энергия которых много выше 10^{-3} °К, часть, соответствующую диапазону энергий у.х.н. (2), либо путем охлаждения всего нейтронного газа до температуры $\sim 10^{-3}$ °К.

В данной работе рассматривается охлаждение нейтронного газа, при котором энергия, теряемая нейтронами в процессе охлаждения, не идет на возбуждение колебаний кристаллической решетки.

Пусть охлажденный до подбреговских энергий нейтрон движется в помещенном в сильное магнитное поле замедлителе, ядра которого поляризованы по полю *, кроме того замедлитель помещен в резонатор, в котором возбуждена электромагнитная волна, квант энергии которой равен энергии перехода нейтрона из состояния со спином по полю в состояние со спином против поля. Если в начальный момент нейтрон находился в состоянии со спином против поля (магнитный момент направлен по полю), то у него есть две возможности: или он, поглотив электромагнитный квант, перейдет в состояние со спином по полю, или он, столкнувшись с ядром замедлителя, переведет его в состояние со спином против поля, а сам перейдет в состояние со спином по полю. В этом последнем случае кинетическая энергия нейтрона уменьшится на величину, равную изменению энергий ядра и нейтрона в магнитном поле. Для нейтрона, который перешел в состояние со спином по полю, есть только одна возможность: испустив электромагнитный квант, вернуться обратно в состояние со спином против поля. Переопроектирование спинов при соударении с ядром замедлителя запрещено в данном случае законом сохранения полного спина.

Для того чтобы иметь представление о возможностях такого процесса охлаждения, рассмотрим простейшую задачу — охлаждение в безграничной среде, пространственно однородный случай. При выполнении условия резонанса время τ' , за которое электромагнитная волна с круговой поляризацией, волновой вектор которой направлен по магнитному полю, переворачивает спин нейтрона, определяется как (8)

$$\tau' = \frac{\pi \hbar}{2\mu H_1}, \quad (1)$$

где μ — магнитный момент нейтрона, H_1 — поле волны в точке расположения нейтрона. Приравняв потоки нейтронов из состояний со спином, направленным по полю (состояние I), в состояния со спином, направленным против поля (состояние II), и наоборот, можно найти вероятность нейтро-

* Метод динамической поляризации дает возможность получать близкие к 100% коэффициенты поляризации при сравнительно высоких температурах.

ну оказаться в состоянии II:

$$P_{II} = \frac{1}{2 + N\sigma_s(E)v_n\tau'}; \quad (2)$$

здесь v_n — скорость нейтрона, N — число ядер замедлителя в 1 см^3 , $\sigma_s(E)$ — сечение столкновения нейтрона с ядром, сопровождающееся переопрокидыванием спина. При выполнении условия

$$\tau' \ll \frac{1}{N\sigma_s(E)v_n} \quad (3)$$

длина пробега между столкновениями минимальна и равна $\frac{2}{N\sigma_s(E)}$.

Потери кинетической энергии нейтрона δE за одно соударение

$$\delta E = \frac{e\hbar H_z}{Mpc} (|\gamma_n| + \beta' |\gamma'|); \quad (4)$$

здесь γ' — магнитный момент ядра замедлителя (измеренный в ядерных магнетонах Бора), γ_n — магнитный момент нейтрона (в тех же единицах), β зависит от спина ядра: для ядра со спином $1/2$ $\beta' = 1$; для ядра со спином 1 $\beta' = 1/2$.

Вычислить $\sigma_s(E)$ можно стандартным способом, используя для описания взаимодействия медленных нейтронов с ядрами псевдопотенциал Ферми $\hat{V}(r)$:

$$\hat{V}(r) = \frac{2\pi\hbar^2 Mm}{M+m} (a^+ \hat{\eta}^+ + a^- \hat{\eta}^-) \delta(\vec{r}), \quad (5)$$

где $\hat{\eta}^+ = \frac{I+1+2(\vec{I}\vec{S})}{2I+1}$; $\hat{\eta}^- = \frac{I-2(\vec{I}\vec{S})}{2I+1}$ (здесь $\vec{I}$ и $\vec{S}$ — соответственно операторы спина ядра и нейтрона), a^+ и a^- — длины рассеяния для состояний с параллельными и антипараллельными спинами нейтрона и ядра. $\sigma_s(E)$ оказывается равной

$$\sigma_s(E) = \begin{cases} \alpha \sqrt{1 - \delta E/E} \sigma_{nk}, & E > \delta E, \\ 0, & E < \delta E; \end{cases} \quad (6)$$

здесь $\alpha = 4/3$ для ядер со спином $1/2$ и $\alpha = 1$ для ядер со спином 1 .

Кинетическое уравнение для охлаждаемых нейтронов при выполнении условия (4) сводится к уравнению в конечных разностях

$$\frac{1}{2} N \sqrt{\frac{2E}{m}} [\sigma_s(E + \delta E) \Phi(E + \delta E) - \sigma_s(E) \Phi(E)] - \frac{\Phi(E)}{\tau} = \frac{\partial \Phi(E)}{\partial t}; \quad (7)$$

здесь $\Phi(E) = \sqrt{\frac{2E}{m}} f(E)$ — поток нейтронов с энергией E , τ — время поглощения (τ не зависит от энергии). В области энергий $E \gg \delta E$ уравнение (7) может быть сведено к уравнению в частных производных первого порядка

$$N \frac{\sigma_{nk}}{2} \sqrt{\frac{2E}{m}} \delta E \frac{\partial \Phi}{\partial E} - \frac{\Phi}{\tau} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (8)$$

(спин ядра равен 1), решение которого имеет вид:

$$\Phi(E; t) = \Phi_0 \left[\frac{m}{2} \left(\sqrt{\frac{2E}{m}} + \frac{N\sigma_{nk}\delta E t}{2m} \right)^2 \right] e^{-t/\tau}. \quad (9)$$

В области $E < \delta E$ уравнение (7) упрощается:

$$\frac{1}{2} N \sqrt{\frac{2E}{m}} \sigma_s(E + \delta E) \Phi(E + \delta E) - \frac{\Phi(E)}{\tau} = \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (10)$$

Можно найти приближенное решение уравнения (10), если подставить в него вместо точного выражения для $\sigma_s(E + \delta E)\Phi(E + \delta E)$, $\sigma_{\text{вк}}\Phi(\delta E)$ данное формулой (9):

$$\Phi(E; t) = \left[\frac{N\sigma_{\text{вк}}}{2} \sqrt{\frac{2E}{m}} \int_0^t \Phi_0 \left[\frac{m}{2} \left(\sqrt{\frac{2\delta E}{m}} + \frac{N\sigma_{\text{вк}} \delta E t}{2m} \right)^2 \right] dt + \Phi_0(E) \right] e^{-t/\tau}. \quad (11)$$

Формулы (11) и (9) дают возможность оценить температуру, до которой следует предварительно охладить нейтронный газ, чтобы рассчитывать в дальнейшем на эффективное охлаждение до ультранизких температур:

$$T_{\text{пр}} \approx \frac{\delta E^2 \tau^2 N^2 \sigma_{\text{вк}}^2}{8m}. \quad (12)$$

К примеру, для твердого дейтерия в постоянном магнитном поле $H_z = 300 \text{ кэ}$ $T_{\text{пр}} \sim 12^\circ \text{ К}$.

Величина переменного магнитного поля, при котором выполняется условие (3), оказывается для дейтерия порядка 0,5 э.

Автор выражает благодарность чл.-корр. АН СССР Е. А. Велихову, чл.-корр. АН СССР И. И. Гуревичу, А. Н. Старостину за интерес к работе и ценные обсуждения.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
21 IX 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 36, 1952 (1960). ² В. И. Лушников, Ю. Н. Поткиловский и др., Письма ЖЭТФ, 9, 40 (1969). ³ И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, Физика нейтронов низких энергий, «Наука», 1965. ⁴ А. Ахиезер, И. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, 1950. ⁵ И. В. Гордеев, Д. А. Кардашов, А. В. Малышев, Ядерно-физические константы, 1963. ⁶ К. Бекурц, К. Виртц, Нейтронная физика, 1968. ⁷ А. В. Антонов, А. И. Исаков и др., Письма ЖЭТФ, 10, 380 (1969). ⁸ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, 1963.