

$N\bar{N}$ -ОСЦИЛЛЯЦИИ: ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

М.В. Казарновский, В.А. Кузьмин, М.Е. Шапошников

Рассмотрен процесс осцилляций нейтрон-антинейтрон в различных средах и системах. Найдены условия, при которых может бказаться перспективным эксперимент по поиску прямых $N\bar{N}$ переходов в пучке ультрахолодных нейтронов.

В последнее время значительный интерес приобрели эффекты, обусловленные несохранением барионного числа, в частности, $N\bar{N}$ -осцилляции [1, 2]. Осуществляется эксперимент по обнаружению перехода $N \rightarrow \bar{N}$ в потоке холодных нейтронов от ядерного реактора [3], впервые предложенный в работах [1, 2]. Широко обсуждаются возможности постановки таких экспериментов с тепловыми [1, 2] и ультрахолодными нейтронами [4].

Малая доля УХН в общем потоке тепловых нейтронов из реактора ($\sim 10^{-10} + 10^{-11}$) и заметное поглощение антинейтронов при каждом отражении от стенки ловушки [2] должно приводить к существенному снижению интенсивности регистрируемых событий переходов $N \rightarrow \bar{N}$ в экспериментах с УХН по сравнению с экспериментами с тепловыми нейтронами. Однако, не исключено, что малые скорости УХН, возможность их длительного хранения в ловушках, значительно лучшие фоновые условия и ряд других преимуществ УХН могут скомпенсировать эти недостатки. В этой связи в работе [4] выполнены некоторые оценки ожидаемой интенсивности $N \rightarrow \bar{N}$ в эксперименте с УХН в рамках весьма упрощенных предположений о характере взаимодействия со стенкой ловушки суперпозиции нейтронного и антинейтронного состояний. Учитывая важность и актуальность этого вопроса, мы тщательно исследовали поведение такой суперпозиции и нашли условия, при которых эксперимент с УХН может оказаться перспективным.

Поведение двухкомпонентной суперпозиции

$$\Psi = \alpha |n\rangle + \beta |\bar{n}\rangle \quad (1)$$

нейтронного и антинейтронного состояний в среде удобно феноменологически описывать с помощью уравнения Шредингера

$$E \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} + \hat{U} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}, \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} U_n & \epsilon \\ \epsilon & U_{\bar{n}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где U_n и $U_{\bar{n}}$ — эффективные оптические потенциалы для N и \bar{N} , а ϵ — параметр, характеризующий смешивание состояний $|n\rangle$ и $|\bar{n}\rangle$ и связанный с периодом $N\bar{N}$ — осцилляций в вакууме T_0 соотношением $\epsilon = 2\pi\hbar/T_0$. Действительные части потенциалов U_n и $U_{\bar{n}}$ представляют собой среднюю энергию взаимодействия соответственно N и \bar{N} с атомами среды

и магнитным полем, а мнимые должны учитывать все процессы, приводящие к выбыванию N и \bar{N} из начального когерентного состояния (1). В нашем случае этими процессами являются эффективное поглощение (объединяющее все возможные ядерные реакции) и нагревание за счет рассеяния на молекулах газа в ловушке или поглощения тепла при столкновениях со стенкой, а также распад. Соответственно имеем

$$U_{i, n, \bar{n}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \left(1 + \frac{1}{A}\right) N(a_{n, \bar{n}} - i\Delta a_{n, \bar{n}}) \pm \mu B - \frac{i\Gamma}{2}. \quad (3)$$

Здесь N — число ядер среды в единице объема, A — их массовое число, a_n и $a_{\bar{n}}$ — длины рассеяния¹⁾ N и \bar{N} на этих ядрах в СЦИ, Δa_n и $\Delta a_{\bar{n}}$ — эффективные добавки к a_n и $a_{\bar{n}}$ для учета вклада в мнимую часть потенциалов распада когерентного состояния (1) за счет нагревания N и \bar{N} , Γ — ширина нейтрона относительно β -распада, μ — его магнитный момент и B — магнитная индукция; знаки \pm перед μB зависят от ориентации спина суперпозиции (1), но всегда противоположны для N и \bar{N} .

Для оценки длины рассеяния $a_{\bar{n}}$ учтем ее связь с Ψ -функцией системы \bar{N} + ядро в пределе нулевой энергии относительного движения

$$\Psi_{\bar{n}} = \text{const} (1 - a_{\bar{n}}/r),$$

где r — расстояние между антинейтроном и центром ядра. Благодаря сильному поглощению антинейтронов в ядерной материи, $\Psi_{\bar{n}}$ должна быстро убывать по мере углубления антинейтрона в ядро. Поскольку $|\Psi_{\bar{n}}|^2$ внутри ядра мала, фактическое поглощение \bar{N} при столкновении с ядром оказывается слабым; взаимодействие \bar{N} с ядром происходит так, как если бы он "выталкивался" из ядра²⁾. Следовательно, действительная часть $a_{\bar{n}}$ должна быть близка к радиусу ядра, а мнимая — относительно невелика. Расчеты в рамках различных моделей подтверждают эту картину. Вариации формы распределения ядерной плотности и величины потенциала в разумных пределах дают разброс:

$$\left(1 + \frac{1}{A}\right) \text{Re} a_{\bar{n}} = 4,2 + 6,0 \Phi; \quad -\left(1 + \frac{1}{A}\right) \text{Im} a_{\bar{n}} = 0,2 + 1,8 \Phi. \quad (4)$$

Отметим, что при этом сечение поглощения тепловых \bar{N} ядрами оказывается все же очень большим:

$$\sigma = -4\pi \left[\frac{1}{k} \text{Im} a_{\bar{n}} + |a_{\bar{n}}|^2 \right] \approx 10^3 + 10^4 \text{ бн} \quad (5)$$

¹⁾ a_n и $a_{\bar{n}}$ — комплексны, причем их мнимые части описывают эффективное поглощение N и \bar{N} .

²⁾ Это явление совершенно аналогично отражению света от металлического зеркала, которое также обусловлено поглощением световой волны в металле.

(k – волновое число), а для ультрахолодных \bar{N} – еще на три порядка больше. По этой причине добавкой $\Delta a_{\bar{n}}$, обусловленной нагреванием \bar{N} (и так же как для нейтронов характеризуемой сечениями на два – три порядка меньшими), можно пренебречь.

В однородной среде при $|U| \gg \epsilon$ ($U = U_n - U_{\bar{n}}$) собственными функциями уравнения (2) являются комбинации

$$|1\rangle = \left(|n\rangle + \frac{\epsilon}{U} |\bar{n}\rangle \right) e^{ik_1 r}, \quad |2\rangle = \left(|n\rangle - \frac{\epsilon}{U} |\bar{n}\rangle \right) e^{ik_2 r},$$

$$k_{1,2} = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - U_{n,\bar{n}}) \right]^{1/2} + 0(\epsilon^2). \quad (6)$$

При этом суперпозиция (1) (с $\alpha = 1$, $\beta = 0$ при $Z = 0$) осциллирует вдоль траектории (вдоль оси Z):

$$\Psi = e^{ik_1 Z} \left\{ |n\rangle + \frac{\epsilon}{U} \left[1 - \exp\left(i \frac{U}{2k_1} Z\right) \right] |\bar{n}\rangle \right\} \quad (7)$$

(предполагается, что $|k_1 - k_2| \ll k_1$). Амплитуда и длина этих осцилляций тем меньше, чем больше $|U|$, поскольку между состояниями $|n\rangle$ и $|\bar{n}\rangle$ происходит "расфазировка" ¹⁾, обусловленная различием показателей преломления нейтронной и антинейтронной волн (т. е. k_1 и k_2).

Рассмотрим теперь поведение ультрахолодной суперпозиции (1) в ловушке при условии ²⁾ $E < \min[\operatorname{Re} U_n, \operatorname{Re} U_{\bar{n}}]$. Решение уравнения (2) дает следующую связь между коэффициентами α_{in} , β_{in} и α_{out} , β_{out} (соответственно до и после столкновения со стенкой ловушки):

$$\alpha_{out} = \exp(i\phi_n - \delta_n) \alpha_{in}, \quad \beta_{out} = \exp(i\phi_{\bar{n}} - \delta_{\bar{n}}) \beta_{in}, \quad (8)$$

$$\exp(i\phi_{n,\bar{n}} - \delta_{n,\bar{n}}) = \frac{1 - i\kappa_{n,\bar{n}}}{1 + i\kappa_{n,\bar{n}}}, \quad \kappa_{n,\bar{n}} = (U_{n,\bar{n}}/E \cos \theta - 1)^{1/2} \quad (9)$$

(θ – угол падения). Таким образом, при каждом столкновении возникает дополнительная расфазировка состояний $|n\rangle$ и $|\bar{n}\rangle$, обусловленная различием действительных частей U_n и $U_{\bar{n}}$, а также уменьшение амплитуд при $|n\rangle$ и $|\bar{n}\rangle$ за счет их поглощения и нагревания в стенке. Поэтому эксперимент с УХН наиболее эффективен когда $\operatorname{Re} U_n$ и $\operatorname{Re} U_{\bar{n}}$ мало отличаются друг от друга, а $\operatorname{Im} U_n$ и $\operatorname{Im} U_{\bar{n}}$ малы. В этом случае,

¹⁾ Именно для подавления этой расфазировки в экспериментах по наблюдению $N\bar{N}$ -осцилляций необходимо существенно экранироваться от магнитного поля Земли, а в случае УХН – также обеспечить высокий вакуум ($N \ll 10^{13}$ атом/см³)

²⁾ В противном случае одна или обе составляющих (1) могут вылетать из ловушки.

как нетрудно показать, вероятность регистрации ¹⁾ антинейтрона на один нейтрон, попавший в ловушку, равна

$$P = 2 R \epsilon^2 \int_0^{v_{\text{Гр}}} \frac{\Phi(v)}{v} dv \bar{\delta}_{\bar{n}} (\bar{\delta}_{\bar{n}}^2 + \Delta \bar{\phi}^2)^{-1} (\Gamma + 2v/R \bar{\delta}_{\bar{n}})^{-1}, \quad (10)$$

где R — средний размер ловушки, $\Phi(v) = 4v^3/v_{\text{Гр}}^4$ — спектр (по скоростям v) источника УХН ($v_{\text{Гр}}$ — максимальная скорость суперпозиции (1) в ловушке), а усредненные по углам $\bar{\delta}_{n, \bar{n}}$ и $\phi_n - \phi_{\bar{n}}$ равны:

$$\bar{\delta}_{n, \bar{n}} = \frac{\text{Im } U_{n, \bar{n}}}{\text{Re } U_{n, \bar{n}}} \chi\left(\frac{v}{v_{\text{Гр}}}\right), \quad \Delta \bar{\phi} = \chi\left(\frac{v}{v_{\text{Гр}}}\right) \frac{2\text{Re}(U_n - U_{\bar{n}})}{\text{Re}(U_n + U_{\bar{n}})},$$

$$\chi(u) = \frac{1}{u^2} \arcsin u - \left(\frac{1}{u^2} - 1\right)^{1/2}. \quad (11)$$

При полном потоке УХН порядка 10^5 сек⁻¹, $R = 1,5$ м, среднем времени жизни УХН в ловушке ~ 500 сек, $v_{\text{Гр}} = 5$ м/сек и $|\phi_n - \phi_{\bar{n}}| < 0,02$ это дает ~ 1 отсчет в неделю, что в настоящее время вполне доступно для экспериментального обнаружения.

Подчеркнем, что для проведения и интерпретации подобного опыта необходимо знать $\text{Re } a_{\bar{n}}$ с точностью не худшей 5%.

В заключение авторы пользуются случаем выразить благодарность В.М.Лобашову, Ю.Я.Стависскому, А.Н.Тавхелидзе, Дж. Фидекаро, К.Г.Четыркину, И.С.Шапиро, Т.Эриксону за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 июня 1981 г.

Литература

- [1] В.А.Кузьмин, Письма в ЖЭТФ, 13, 335, 1970; Изв. АН СССР сер. физ., 35, 2088, 1971; S.L.Glashow. Preprint HUTP-79/A059, 1979; М.В.Казарновский, В.А.Кузьмин, К.Г.Четыркин, М.Е.Шапошников. Письма в ЖЭТФ, 32, 88, 1980; R.N.Mohapatra, R.E.Marshak. Phys. Rev. Lett., 44, 1316, 1980; R.E.Marshak, R.N.Mohapatra. Phys. Lett., 94B, 183, 1980.
- [2] K.G.Chetyrkin, M.V.Kazarnovsky, V.A.Kuzmin, M.E.Shaposhnikov. Phys. Lett., 99B, 358, 1981.
- [3] G.Fidecaro, M.Baldo-Ceolin, K.Green. Research Proposal "A search for neutron-antineutron transitions using free neutrons" ILL, Grenoble,

¹⁾ В предположении, что регистрируется каждый акт поглощения \bar{N} .

1980; R.Wilson. "Possibilities of experiments to measure neutron-antineutron mixing", Harvard preprint, 1980; M.Baldo-Ceolin. "Search for neutron-antineutron oscillations", in "Astrophysics and elementary particles, common problems", Accademia Nazionale dei Lincei, Roma, 1980, p. 251.

[4] H.Yoshiki. KEK preprint 180 - 10, 1980.
