СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 10102

В.К.Игнатович, Г.И.Терехов

УДЕРЖАНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В ПЛОСКОЙ ГРАВИМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

1976

P4 - 10102

В.К.Игнатович, Г.И.Терехов*

УДЕРЖАНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В ПЛОСКОЙ ГРАВИМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

* Научно-исследовательский институт атомных реакторов (Димитровград, СССР)

Игнатович В.К., Терехов Г.И. P4 - 10102

Удержание ультрахолодных нейтронов в плоской гравимагнитной ловушке

Оценивается время удержания ультрахолодных нейтронов (УХН) над бесконечной плоской решеткой, составленной из чередующихся линейных проводников с током. Показывается, что при отсутствии слабого ведущего магнитного поля время удержания УХН мало.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

Ignatovich V.K., Terekhov G.I. P4 - 10102

Ultracold Neutron Storage in a Flat Gravimagnetic Trap

The storage time of ultracold neutrons above infinite flat lattice made of linear currents with alternating directions is estimated. It is shown that without a weak magnetic guide field the storage time can be small.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

1. Ультрахолодные нейтроны /УХН/ - нейтроны с энергиями $E \lesssim 100$ наноэлектрон-вольт /*нэВ*/ - можно удерживать магнитными полями в ограниченных объемах пространства. Впервые задачу о магнитных ловушках для УХН рассмотрел В.В.Владимирский [1], после чего было опубликовано еще несколько теоретических [2-4] и предварительных экспериментальных [5,6] работ, посвященных этой проблеме. В настоящее время как в СССР, так и за рубежом идет подготовка к экспериментам по непосредственному наблюдению удержания УХН в магнитных ловушках [7-9]. Совершенствуются теоретические методы исследования. Основной вопрос, касающийся магнитных ловушек, - это вопрос о скорости деполяризации УХН. Первые теоретические работы [1-3] рассматривали поведение спина нейтрона в магнитном поле полуклассически, не учитывая влияния поля на движение нейтрона. В дальнейшем это влияние было учтено и задача решалась в рамках квантовой механики [4]. Оказалось, что квантовомеханическая задача о поведении УХН в неоднородном магнитном поле имеет самостоятельный теоретический интерес, т.к. представляет собой простейшую модель для изучения распада нестабильной системы.

В настоящей работе методами работы [4] рассматривается удержание УХН в плоской гравимагнитной ловушке, в которой движение нейтронов сверху ограничивается гравитационным, а снизу - магнитным полями. Причем магнитное поле создается [1] прямолинейными проводниками с током, отстоящими друг от друга на расстояние d. Магнитное поле такой системы может быть представлено в виде:

$$\vec{H} = H_0 e^{-kz} \vec{e}, \qquad /1/$$

$$I = \frac{1}{g}\int_{x_n^-}^{x^+} \frac{dx}{\sqrt{E - x - \exp(-\zeta x)}},$$

где

$$\zeta = k/g = \mu H_0/mgd, \quad d = d/\pi .$$

Найдем теперь приближенное значение этого интеграла в двух случаях: когда $E \simeq 1$ и когда E имеет минимально возможное значение. Отметим положение максимума подкоренного выражения: $x_0 = \ln\zeta/\zeta$. При больших ζ максимум находится вблизи нуля. Максимальное значение подкоренного выражения равно: $f(x_0) \simeq E - (1 + \ln\zeta)/\zeta$. Поскольку эта величина должна быть положительна, то E должно быть больше $(1 + \ln\zeta)/\zeta$, а т.к. $E \lesssim 1$, то ζ всегда должно быть больше 1. Мы рассмотрим случай, когда $d = 2$ *см* и $H_0 = 3$ *кГс*, тогда $\xi = 14$.

Если $E \simeq 1$, то $x^+ \gg x_0$ и интеграл можно аппроксимировать выражением

$$I \simeq \frac{1}{g}\int_0^E \frac{dx}{\sqrt{E-x}} = \frac{2\sqrt{E}}{g} .$$

В случае же, когда E близко к минимальному значению $(1 + \ln\zeta)/\zeta$, подкоренное выражение можно представить в виде $f(x_0) - \zeta(x - x_0)^2/2$, при этом

$$I \simeq \frac{1}{g}\int_{x^-}^{x^+} \frac{dx}{\sqrt{f(x_0) - \zeta(x - x_0)^2/2}} = \frac{\pi}{g}\sqrt{\frac{2}{\zeta}} .$$

Поскольку $E_{min} \simeq 1/\zeta$, то можно при всех значениях E приближенно положить

$$\int_{z^-}^{z^+} \frac{dz}{\sqrt{E_n - gz - \exp(-kz)}} \simeq \frac{2\sqrt{E_n}}{g} .$$

Для c_+, таким образом, имеем: $c_+^2 \approx g/\sqrt{E_n}$.

Найдем теперь $\xi^n_{E_n}$. Согласно /7/ имеем:

$$\xi^n_{E_n} \simeq \frac{c_+ c_-}{2}\int_{z_n^-}^{z_n^+} \frac{dz}{\sqrt{p_n^{(+)} p_{E_n}^{(-)}}} \cos[\phi_{nE_n}(z)] = c_+ c_- \eta^n_{E_n}, \quad /12/$$

где

$$\phi_{nE_n}(z) = \int_{z_n^+}^{z} p_n^{(+)}(z')dz' - \int_{z_{E_n}^+}^{z} p_{E_n}^{(-)}(z')dz', \quad /13/$$

а z^+_{n,E_n} - правые точки поворота для функций $\chi^{(\pm)}_{n,E_n}$. Замена переменных $gz = x$ приводит выражения /12/ и /13/ к виду

$$\eta^n_{E_n} = \frac{1}{2g}\int_{x_n^-}^{x_n^+} \frac{dx \cos[\phi(x)/g]}{\sqrt[4]{(E - x - \exp(-\zeta x))(E_n - x + \exp(-\zeta x))}}, \quad /14/$$

$$\phi(x) = \phi_0 + \int_{x_n^+}^{x} \left(\sqrt{E_n - x - e^{-\zeta x}} - \sqrt{E_n - x + e^{-\zeta x}}\right)dx,$$

$$\phi_0 = \int_{x_{E_n}^+}^{x_n^+} \sqrt{E_n - x - e^{-\zeta x}}\, dx. \quad /15/$$

Найдем приближенное значение выражения /14/ при значениях параметров $\zeta \gg 1, g \ll 1$ в двух предельных случаях: $1/E \simeq 1$, $2/\Delta E = E_n - E_{min} \ll 1$. В первом случае

$$\phi(x) \simeq \int_x^{x_n^+} e^{-\zeta x'} \frac{dx'}{\sqrt{E - x'}}$$

и на большей части интервала интегрирования $\phi(x) \ll g$. Это означает, что $\cos[\phi(x)/g]$ можно положить равным 1 и экспонентой в знаменателе /14/ пренебречь. При этом получается:

$$\xi^n_{E_n} \simeq \frac{c_+ c_-}{2g}\int_0^E \frac{dx}{\sqrt{E_n - x}} = \frac{\sqrt[4]{E_n}}{\sqrt{g\pi}} . \quad /16/$$

Во втором случае можно положить $x_n^+ \simeq \frac{1}{\zeta}\ln\zeta + \sqrt{\frac{2\Delta E}{\zeta}}$,

$$\phi(x) = \phi_0 + \sqrt{\frac{2}{\zeta}}(x_n^+ - x)$$

и

$$\eta^n_{E_n} \approx \frac{1}{2g}\left(\frac{\zeta}{8\Delta E}\right)^{1/8} \int_0^\infty \cos\left(\frac{\phi_0}{g} - \sqrt{\frac{2}{\zeta}}\frac{y}{g}\right)\frac{dy}{\sqrt[4]{y}} \approx$$

$$\approx \frac{\Gamma(3/4)\sqrt{\zeta/2}\cos\left(\frac{\phi_0}{g} - \frac{3\pi}{8}\right)}{2(2g)^{1/4}(\Delta E)^{1/8}}. \qquad /17/$$

Полученные результаты позволяют дать оценку для времени удержания нейтрона в плоской гравимагнитной ловушке :

$$t \simeq \frac{t_0}{2A^2 c_+^2 c_-^2 |\eta^n_{E_n}|^2 \pi} = \frac{\sqrt{E_n}\, t_0}{2k^2 \nu^2 g \, |\eta^n_{E_n}|^2}. \qquad /18/$$

В случае $E_n \simeq 1$ имеем согласно /16/:

$$t \approx \frac{t_0 g}{2k^2 \nu^2 \sqrt{E_n}}. \qquad /19/$$

Если ν имеет величину ~ 1, то при H_0 = 3 *кГс*, d = 2 *см* имеем $\lambda_{гр}$~ 3.10^{-6} *см*, μH_0 ~ $2{,}8.10^{-20}$*эрг*, g~ 2.10^{-7}, k ~ ~ $4{,}7.10^{-6}$, t_0 ~ 5.10^{-6} *с* и находим t $\simeq$ 2.10^{-2} с. Когда $\Delta E \ll 1$, получаем согласно /17/ и /18/:

$$t \approx \frac{8\sqrt{2E_n g}\,\sqrt[4]{\Delta E}\, t_0}{k^2 \nu^2 \Gamma^2\left(\frac{3}{4}\right)\zeta}, \qquad /20/$$

и, подставляя те же значения параметров, имеем:

$$t \sim 10^8 \sqrt[4]{\frac{E - E_{min}}{E_{гр}}}\ с.$$

Последний результат показывает, что нейтроны, движущиеся почти горизонтально, хорошо хранятся в ловушке. Это физически понятно, т.к. в этом случае нейтроны все время находятся в области сильного поля. Нейтроны с почти строго вертикальным движением тоже хорошо

удерживаются в ловушке. Это следует из выражения /19/ при $\nu \to 0$, и физически это тоже понятно, ибо такие нейтроны даже если и выходят из области действия поля при движении вверх, то при движении вниз возвращаются в ту же точку, из которой вышли, и с той же проекцией спина.

Однако большая часть фазового объема содержит нейтроны со сравнительно быстрым вертикальным и горизонтальным движением, а такие нейтроны при движении вверх попадают в область слабого поля, за которым их спин, при быстром горизонтальном движении, не успевает "следить". В результате при движении вниз они могут попасть в такую область, где направление поля не совпадает с направлением их спина, и такие нейтроны покинут ловушку через время $t \approx 2v/g$. Увеличить время удержания таких нейтронов может слабое ведущее однородное магнитное поле. При этом спин нейтрона, ориентированный по полю, будет в точках выхода из магнитной "подушки" или входа в нее адиабатически выстраиваться параллельно результирующему полю. Однако здесь возникают нулевые точки, которые требуют дополнительного рассмотрения.

Авторы благодарны Ю.Г.Абову, В.В.Васильеву, В.И.Морозову и А.В.Стрелкову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. *В.В.Владимирский. Магнитные зеркала, каналы и бутылки для холодных нейтронов. ЖЭТФ, 1065 /1960/.*
2. *И.М.Матора, О.А.Стрелина. Препринт ОИЯИ, Р3-5902, Дубна, 1971.*
3. *И.М.Матора. ЯФ, 16, 624 /1972/.*
4. *V.K.Ignatovich. JINR Preprint, E4-8404, Dubna, 1974.*
5. *Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов. Письма ЖТФ, 2, 293 /1976/.*
6. *Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов. Письма ЖЭТФ, 23/2/, 135 /1976/.*

7. B.Martin. Dissertation, 1975, Bohnn Universitat.
8. K.J.Kugler. Diplomarbeit, 1975, Bohnn Universitat.
9. Ю.Г.Абов, В.Ф.Белкин, В.В.Васильев, В.В.Владимирский, П.А.Крупчицкий, В.К.Рисухин. ИТЭФ-44, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел 14 сентября 1976 года.