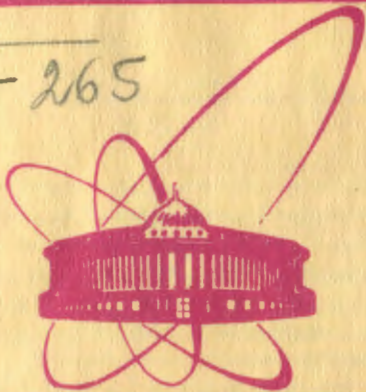


e
f

И-265



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2371/2-81

18/5-8

P4-81-77

В.К.Игнатович, В.И.Лушиков

АНОМАЛИЯ В ХРАНЕНИИ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
И ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРОНА

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1981

Вероятность потерь ультрахолодных нейтронов /УХН/ при одном ударе о стенки накопительного сосуда значительно превышает теоретически ожидаемую, приблизительно одинакова для всех веществ и практически не зависит от температуры стенок /см. обзоры ^{1/} и цитируемую там литературу/. Попытка объяснить эту аномалию с помощью водородсодержащих загрязнений поверхности стенок представляется малоуспешной, поскольку не отражает слабую температурную зависимость. В принципе можно сконструировать такую модель строения вещества вблизи поверхности /клас-терная структура ^{2/} /, которая может объяснить все твердо установленные в настоящее время экспериментальные факты, однако она выглядит очень искусственно, и потому нельзя исключить, что объяснение аномалии должно быть совсем иным. Например, аномалия может быть обусловлена фундаментальными свойствами самого нейтрона.

Покушение на фундаментальные свойства нейтрона были пред-приняты в работе ^{3/}, где аномалия объяснялась с помощью волно-вого пакета, и в работе ^{4/}, где высказывалось предположение, что нейтрон с некоторой вероятностью может находиться в со-стоянии со спином $3/2$, в котором он взаимодействует с вещест-вом несколько иначе, чем в состоянии со спином $1/2$. Однако с точки зрения аномалии оба эти подхода не представляются до-статочно последовательными, ибо не предусматривают регенерации пакета или состояний нейтрона после каждого соударения со стен-ками. В настоящей работе предлагается модель с регенерацией. Она основана на идее скрытых состояний, изложенной в книге ^{5/}.

Предположим, что у нейтрона имеется два состояния: собственно нейтрон n и состояние \tilde{n} , которое мы будем называть "нейтро-ноном". Эти два состояния различаются неким квантовым числом, которое мы будем называть "скрытностью", и имеют разность масс Δm . Допустим также, что взаимодействие нейтрона и нейтронона с внешними полями и амплитуды рассеяния на ядрах различаются по знаку, т.е. если для нейтрона вещество представляется по-тенциальным барьером, то для нейтронона оно представляется по-тенциальной ямой. Предположим далее, что в силу некоторого закона сохранения скрытности нейтрон всегда рождается в состоя-нии n . Чтобы объяснить аномалию УХН, необходимо предположить существование некоего механизма, переводящего состояние n в \tilde{n} . Примем, что в природе существует взаимодействие величины $\alpha \ll \Delta m$,

нарушающее закон сохранения скрытности. Тогда состояние π оказывается нестационарным и с амплитудой $\sim \alpha/\Delta m$ периодически переходит в $\bar{\pi}$ с периодом $\tau = h/\Delta m$. При этом с вероятностью $\sim (\alpha/\Delta m)^2$ нейтрон, будучи нейтроном, свободно проходит сквозь стенки накопительного сосуда. Внутри стенок он при этом может неупруго рассеиваться. Для объяснения аномалии необходимо принять, что $(\alpha/\Delta m) = 0,02$. Период прецессии должен быть меньше времени между соударениями со стенками $\sim 0,01$ с/, но значительно больше времени самого соударения $\sim 10^{-8}$ с/, то есть можно считать, что $0,01 > \tau \geq 10^{-8}$ с или Δm можно ожидать в диапазоне $10^{-13} \div 10^{-9}$ эВ.

Соответствующая математика аналогична той, которая описывает поведение спина во внешнем поле. Действительно, представим состояния π и $\bar{\pi}$ в виде спиноров:

$$\pi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \bar{\pi} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad /1/$$

В этих обозначениях эффективный гамильтониан в вакууме равен $H = H_0 + \Delta m \sigma_z + \alpha \sigma_x$, а в веществе сюда добавляется член $u \cdot \sigma_z$. Здесь H_0 описывает часть гамильтониана, одинаковую для π и $\bar{\pi}$; $\sigma_{x,z}$ - матрицы Паули; Δm и α действительны /для простоты предположим, что время жизни π и $\bar{\pi}$ одинаково/. Этот гамильтониан имеет такой же вид, как и для случая спина во внешнем магнитном поле, которое вне вещества имеет компоненты $(\alpha, \Delta m)$, а внутри вещества - компоненты $(\alpha, \Delta m + u)$. Таким образом, векторы внутри и вне вещества неколлинеарны. Отражение от границы раздела с неколлинеарными магнитными полями рассмотрено в работе^{6/}. Согласно этой работе, если падающий нейтрон описывается спинором ξ , то отраженный и прошедший - соответственно спинорами $\hat{r}\xi$ и $\hat{t}\xi$, где матрицы \hat{r} и \hat{t} равны

$$\hat{r} = (\hat{k}_1 + \hat{k}_2)^{-1} (\hat{k}_1 - \hat{k}_2); \quad \hat{t} = (\hat{k}_1 + \hat{k}_2)^{-1} 2\hat{k}_1, \quad /2/$$

$$\hat{k}_{1,2} = \sqrt{k^2 - \sigma B_{1,2}}; \quad B_{1,2} = (\alpha; 0; u_{1,2}); \quad u_1 = \Delta m; \quad u_2 = \Delta m + u.$$

а k - нормальная к границе раздела компонента волнового вектора падающего нейтрона. /Считаем, что $u > k^2 \gg \Delta m$, и потому $\hat{k}_1 = k$ /. Пусть падающий нейтрон поляризован по полю B_1 , тогда коэффициент потерь можно представить как

$$\mu = |\hat{r}_{+-}|^2 + k'^2 |t_{+-}|^2 / k,$$

где $k' = \sqrt{k^2 + u}$; r_{+-} - матричный элемент, описывающий отраженную волну со спином против B_1 , а t_{+-} - матричный элемент, описывающий прошедшую волну со спином против B_2 . Несложный расчет показывает, что

$$\mu = \phi^2 [k / (k+k')][1+k / (k+k')], \quad /3/$$

где ϕ - угол между внешним и внутренним полями. При малых k из /3/ следует $\mu = \phi^2 k / \sqrt{u}$; сравнение с общепринятой формулой $\mu = 2\eta k / \sqrt{u}$, которая хорошо согласуется с экспериментом, приводит к $\phi^2 = 2\eta$, откуда и следует $\alpha / \Delta m = 0,02$. Утверждение о прецессии непосредственно следует из того, что спин, направленный вдоль z , прецессирует вокруг поля B_1 с частотой $\omega = B_1 / \hbar$ и переходит в состояние со спином вдоль $-z$ с амплитудой $\sin(\phi/2)$.

Описываемая здесь картина очень близка к тому, что известно относительно K^0 -мезонов и нейтрино, возможно также, что скрытые почти вырожденные состояния свойственны вообще всем элементарным частицам. Мы здесь не рискуем давать интерпретацию скрытых состояний, но если вышеприведенную схему применить к обсуждаемому в настоящее время осцилляциям нейтрон-антинейтрон /7/, то, учитывая присутствие во всех экспериментах магнитного поля Земли $H = 0,5$ Гс, получим $\mu H = 0,5 \cdot 10^{-11}$ эВ / μ - магнитный момент нейтрона/ и $a \approx 0,5 \cdot 10^{-13}$ эВ, то есть из аномалии в хранении УХН следует оценка периода осцилляций нейтрон-антинейтрон $T \geq \hbar / a \approx 10^{-1}$ с.

Интересно, что, увеличивая магнитное поле внутри сосуда хранения, можно уменьшить угол между векторами B_1 и $B_2/2$ и тем самым уменьшить потери при ударе УХН о стенки и увеличить время хранения. Этот факт можно использовать в качестве проверки предлагаемой гипотезы.

Авторы благодарны М.И.Подгорецкому за очень полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Luschikov V.I. Phys. Today, 1977, 30, p.42; Golub R., Pendlebury J.M. Rep.Prog.Phys., 1979, 42, p.439; Игнатович В.К. Материалы школы ЛИЯФ по физике конденсированных состояний. Л., 1979, с.200.
2. Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-80-261, Дубна, 1980.
3. Игнатович В.К. ОИЯИ, Е4-8038, Дубна, 1974.
4. Дворецкий В.Н. ИАЗ-2715, М., 1976.
5. Гельфер Я.М., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И. Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике. "Наука", М., 1975, с.225.
6. Игнатович В.К. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.311.
7. Казарновский М.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.88.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 февраля 1981 года.