

О СПОНТАННЫХ ПЕРЕХОДАХ ЯДЕР В СВЕРХПЛОТНОЕ СОСТОЯНИЕ

*В.И.Алешин, А.Я.Балыш, В.М.Галицкий,
Ю.В.Козлов, В.И.Лебедев, В.П.Мартемьянов,
Л.А.Микаэлян, А.А.Поманский¹⁾, В.Г.Тарасенков*

Сообщаются результаты экспериментов по поиску спонтанных переходов некоторых ядер из обычного в сверхплотное состояние. Обсуждается механизм этих переходов. Получены ограничения на параметры сверхплотного состояния.

¹⁾ Сотрудник института ядерных исследований.

Рассмотрение π -мезонного поля в ядерном веществе, проведенное Мигдалом [1], показывает, что одна из ветвей возбуждения этого поля может оказаться неустойчивой. Это явление, называемое обычно π -конденсацией, возникает при плотностях нуклонов n , превышающих некоторую критическую плотность n_c и, возможно, приводит к появлению второго минимума на кривой зависимости энергии ядра ϵ , отнесенной к одному изотопу, от его плотности. Наибольший интерес для дальнейшего обсуждения представляет случай существования стабильных сверхплотных ядер с плотностью n_s (возможность существования таких ядер по другой причине рассматривали Ли и Вик [2]). В этом случае обычные ядра метастабильны и могут спонтанно переходить в сверхплотное состояние.

То обстоятельство, что обычные ядра находятся в метастабильном, а не более выгодном сверхплотном состоянии, может объясняться тем, что процесс образования средних и тяжелых ядер из наиболее легких происходил путем реакции последовательного захвата, а для наиболее легких ядер сверхплотное состояние маловероятно, так как с уменьшением атомного веса критическая плотность растет [3].

Изложенные соображения послужили стимулом для поисков спонтанных переходов ядер в сверхплотное состояние. В эксперименте, проведенном на Нейтринной станции АН СССР на глубине 600 м в.э., использовались две сцинтилляционные установки, одна из которых содержала 25 кг иодистого натрия, а другая — 3 кг сцинтилляционного фторбензола C_6F_6 .

Для уменьшения внешнего фона применялась защита из вольфрама и система антисовпадений. В опыте регистрировались γ -кванты с энергией в диапазоне $3 \div 10$ Мэв. Такие кванты должны сопровождать переход в сверхплотное состояние, если выделяемая при этом энергия $\Delta\epsilon$ превышает для исследованных ядер $0,05 - 1$ Мэв/нуклон.

В эксперименте не было обнаружено эффекта, связанного с переходами в сверхплотное состояние. Измеренная скорость счета, обусловленная, по-видимому, космическими лучами и радиоактивными загрязнениями материалов, в установке с фторбензолом составила $0,1$ события $кг^{-1} \cdot сутки^{-1}$, а в установке с иодистым натрием 2 события $кг^{-1} \cdot сутки^{-1}$. Приведенные скорости счета с учетом эффективности регистрации и геометрии приводят к следующим нижним границам времени жизни τ ядер:

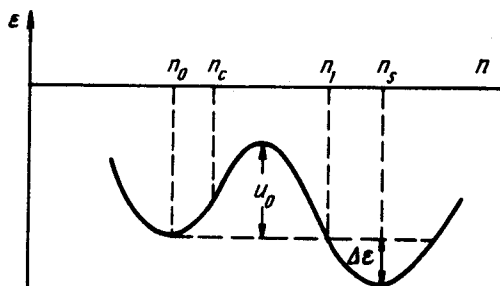
ядро	C	F	Na	J	W
τ , год	10^{22}	10^{22}	$3 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{20}$	10^{21}

Эти значения позволяют оценить нижние границы для плотности n_s и величины энергетического барьера, отделяющего обычное состояние от сверхплотного. Зависимость энергии ядра на один нуклон, соответствующая существованию стабильных сверхплотных ядер, показана на рисунке.

Эта кривая может быть аппроксимирована выражением

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{k}{2} \left(\frac{n - n_0}{n_0} \right)^2 + \frac{q}{6} \left(\frac{n - n_0}{n_0} \right)^3 - \frac{a}{2} \left(\frac{n - n_c}{n_0} \right)^2 \theta (n - n_c), \quad (1)$$

в котором k есть известная величина, связанная с сжимаемостью ядерного вещества и равная $k \cong 32 \text{ Мэв}^1$) коэффициенты q , a и значение n_c являются варьируемыми параметрами. Последний член соответствует выигрышу энергии при появлении π -конденсата при $n > n_c$.



Вероятность перехода в сверхплотное состояние может быть найдена из обычной картины подбарьерного перехода

$$1/\tau = \omega \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} dr \sqrt{2M_{\text{эфф}}(U - E)} \right\}, \quad (2)$$

где ω — частота попыток, равная по порядку величины отношению скорости звука к размеру ядра, что дает $\omega \approx 10^{21} \text{ ссек}^{-1}$, r_0 и r_1 — радиусы, соответствующие плотностям n_0 и n_1 ; $M_{\text{эфф}}$ — эффективная масса, равная для случая однородного сжатия $3/5$ от массы ядра. В (2) следует перейти к величинам, отнесенным к одному нуклону, т. е. $U - E = A(\epsilon - \epsilon_0)$. Показатель экспоненты в (2) зависит, вообще говоря, от выделяемой в переходе энергии на один нуклон $\Delta\epsilon$, однако, при не очень больших $\Delta\epsilon$ эта зависимость слабая и в дальнейших оценках мы получаем $\Delta\epsilon = 0$. В результате формула для вероятности перехода принимает вид

$$1/\tau = \omega \exp \left\{ - \text{const} F \left(\frac{q}{k}, \frac{n_s}{n_0} \right) A^{4/3} \right\}. \quad (3)$$

Приравнивая τ экспериментальному времени жизни можно получить нижнюю границу n_c/n_0 . Эта величина оказывается плавной функцией отношения q/k (в интервале q/k $0,5 \div 2,0$). Приближенные значения n_c/n_0 и соответствующие им значения n_s/n_0 и U_0 приведены в таблице.

	Na ²³	I ¹²⁷	W ¹⁸⁴
n_c/n_0	3,4	1,3	1,2
n_s/n_0	9 8	3,0	2,5
$U_0, \text{ Мэв/нуклон}$	314	5,4	2,6

¹⁾ Отметим, что в ряде работ, посвященных свойствам ядерного вещества, вводится величина в девять раз большая.

Из таблицы видно, что с уменьшением атомного номера нижняя граница n_c / n_0 и высота барьера на нуклон возрастают. Фтор и углерод не включены в таблицу; критические плотности и барьеры для них получаются еще более высокими, однако, для таких легких ядер развиваемая здесь концепция может оказаться сомнительной. Более подробный анализ результатов и ограничений, накладываемых на коэффициенты разложения (1), будет проведен в дальнейшем.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
18 июня 1976 г.

Литература

- [1] А.Б.Мигдал ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1974.
 - [2] T.D.Lee, G.C.Wick. Phys. Rev., D9, 2291, 1974.
 - [3] Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс. Препринт ИАЭ №2571, 1975.
-