Таблица 16. Значения параметров, определяющих вращательные состояния некоторых четно-четных ядер

Ядро	*A*, *кэв*	*B*, *кэв*	δ
Hf^{180}	15,58	0,0703	3,3
Th^{226}	12,16	0,043	3,7
Pu^{238}	7,37	0,0033	4,7

Используя (24,9) и $I = 3B\beta_0^2$, можно выразить параметр δ через момент инерции и $\hbar\omega_0$ с помощью соотношения

$$\delta^2 = \frac{\hbar\omega_0 I}{3\hbar^2} = \frac{\hbar\omega_0}{A}. \tag{24,18}$$

В четвертом столбце таблицы 16 приведены значения δ, полученные с помощью (24,18), если положить $\hbar\omega_0 \approx 1$ *Мэв* и использовать соответствующие значения A из таблицы.

§ 25. Высокие возбужденные состояния ядер. Составное ядро

При высокой энергии возбуждения ($>$ 6—7 *Мэв*) квазистационарные возбужденные состояния ядер уже нельзя рассматривать как движения отдельного нуклона и коллективные движения определенного типа. Одной и той же энергии возбуждения будет соответствовать много различных типов возбужденных состояний. Эти возбуждения взаимно независимы только в первом приближении. В следующих приближениях из-за взаимосвязи возбуждений разного типа возникнут спонтанные переходы между ними, что приведет к значительному расширению уровней. Когда уширение уровней сравняется с расстоянием между ними, спектр возбуждения перейдет в непрерывный.

Итак, при высоких возбужденных состояниях ядра одному возбуждению соответствует много различных типов движений в ядре. Связь между этими движениями приводит к такому усложнению состояний ядра, что возникает возможность применения статистических и термодинамических методов для описания этих возбужденных состояний.

Возбуждения, значительно превышающие энергию первых ядерных уровней, возникают во многих случаях при присоединении нуклона к ядру в результате ядерных столкновений (кроме случаев столкновений с самыми легкими ядрами и магическими ядрами), так как энергия присоединения нуклона порядка 6—7 *Мэв*, а энергия первых возбужденных уровней 40—200 *кэв*. Сильное взаимодействие между сталкивающимися ядром и нуклоном приводит к тому, что очень скоро после столкновения (см. § 54, 58) падающий нуклон передает значительную часть своей энергии другим нуклонам ядра. В результате такого перераспределения энергии, сосредоточенной первоначально на одном нуклоне, ни один нуклон ядра не будет обладать достаточной энергией, чтобы преодолеть действие ядерных сил притяжения и покинуть ядро. Хотя энергия образовавшейся системы превосходит энергию, необходимую для вылета одного или нескольких нуклонов, такой процесс может произойти только через некоторое время, когда вследствие флуктуаций на одном из нуклонов сосредоточится достаточная энергия.

За единицу времени в ядерных реакциях следует принять время пролета ядра частицей, не взаимодействующей с ядром. Это «характерное ядерное время» порядка 10^{-22} *сек*. Сталкивающаяся частица и ядро часто образуют систему, которая существует, не распадаясь, в течение времени, значительно превышающего «характерное ядерное время». Такая система называется *составным* или *компаунд-ядром*.

Гипотеза составного ядра впервые была введена Н. Бором [39] для объяснения ядерных реакций (см. § 54, 58). В дальнейшем мы будем называть составным ядро, находящееся в сильно возбужденном состоянии, если энергия возбуждения (независимо от способа возбуждения) превышает энергию, необходимую для отделения одного или нескольких нуклонов, но меньше полной энергии связи ядра*).

Л. Д. Ландау [84] и Я. И. Френкель [85] предложили рассматривать составное ядро как фермиевскую жидкость или газ и применять для описания составного ядра методы термодинамики и статистической физики. Такие представления позволили качественно объяснить увеличение плотности ядерных уровней с ростом энергии возбуждения и рассмотреть испускание частиц составным ядром как процесс испарения (см. § 26).

При статистическом рассмотрении свойства тела определяются термодинамическими функциями: энтропией S, энергией возбуждения и т. д., которые являются функциями температуры. (Статистическое рассмотрение применимо для ядер среднего и большого атомного веса.) Нас интересуют энергии возбуждения, малые по сравнению с общей энергией связи ядра (~ 600 *Мэв*). В этом случае внутреннее состояние ядра следует сравнивать с состоянием макроскопического тела при очень низких температурах. Энергия возбуждения обычных макроскопических тел при низких температурах выражается формулой

$$E = \frac{a}{2}\theta^n,$$

где θ — температура, измеряемая в энергетических единицах; a и n —

---

*) Иногда [86] вместо одного понятия составного ядра вводится два понятия: компаунд-ядро (Compaund-nucleus), компаунд-система (Compaund-system). *Компаунд-системой* называют систему нуклонов, полная энергия возбуждения которой превышает энергию отделения одного нуклона, независимо от того, на каких степенях свободы сосредоточена эта энергия. *Компаунд-ядром* называют такие состояния компаунд-системы, при которых энергия возбуждения статистически распределена по всем (или многим) степеням свободы системы нуклонов.

постоянные. Для твердых тел $n=4$, для жидкой капли, совершающей поверхностные колебания, $n={}^7/_2$ [87], для вырожденного газа (жидкости) Ферми $n=2$. Таким образом, если энергетические состояния составного ядра подобны состояниям фермиевской жидкости, то энергия возбуждения ядра должна выражаться формулой

$$E=\frac{a}{2}\Theta^2, \tag{25,1}$$

здесь a — постоянная; Θ — температура в энергетических единицах. Теплоемкость

$$C=\frac{dE}{d\Theta}=a\Theta \tag{25,2}$$

изменяется по линейному закону и является в наших единицах безразмерным числом. Энтропия системы

$$S=\int_0^\Theta \frac{C\,d\Theta}{\Theta}=a\Theta=\sqrt{2aE}. \tag{25,3}$$

Соотношения (25,1), (25,2) и (25,3) лежат в основе ядерной термодинамики.

Согласно общему соотношению Больцмана

$$S=\ln W, \tag{25,4}$$

где W — число возможностей для реализации состояния с данной энтропией S, т. е. число возможных состояний с данной энергией (со всеми возможными моментами). Число состояний в единичном интервале энергии будет равно

$$\omega(E)=\frac{dW}{dE}=\frac{dS}{dE}e^S=\frac{1}{\Theta}e^S. \tag{25,5}$$

Среднее расстояние D между уровнями пропорционально ω^{-1}, следовательно,

$$D=\Theta e^{-\sqrt{2aE}}. \tag{25,6}$$

Формула (25,6) правильно отражает экспоненциальное уменьшение среднего расстояния между уровнями по мере роста энергии возбуждения. Если пренебречь поверхностными эффектами, то постоянная a будет пропорциональна массовому числу, следовательно, формула (25,6) определяет качественную зависимость среднего расстояния между уровнями ядра от A. Абсолютное значение расстояния между уровнями получается несколько уменьшенным, так как формула (25,6) не учитывает вырожденных состояний, т. е. случаев, когда несколько состояний относится к одной и той же энергии. Кроме того, обычно в экспериментах из-за действия законов сохранения проявляются уровни только определенного типа. Например, при столкновении медленного нейтрона с ядром возбуждаются только уровни с моментом $J=J_0 \pm {}^1/_2$, где J_0 — спин ядра мишени. Поэтому для сравнения с экспериментом надо знать среднее расстояние между уровнями с определенным значением момента количества движения, четности и т. д.

Рассмотрим состояние с определенным моментом $\hbar J$. При больших значениях моментов $J \gg 1$ можно использовать классическое приближение. При классическом рассмотрении ядерным состояниям с моментом $\hbar J$ соответствуют вращения тела как целого с энергией*) $E_J = \frac{\hbar^2 J^2}{2I_0}$, где $I_0 = \frac{2}{5} mAR^2 = \frac{2}{5} mA^{5/3} r_0^2$ — момент инерции шара массы mA и радиуса R.

Вероятность того, что полный момент количества движения ядра будет заключен в единичном интервале $(J, J+1)$, будет равна

$$\alpha_J = \frac{J^2 \exp\left\{-\frac{\hbar^2 J^2}{2\Theta I_0}\right\}}{\int\limits_0^\infty J^2 \exp\left\{-\frac{\hbar^2 J^2}{2\Theta I_0}\right\} dJ} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2I_0\Theta}{\hbar^2}\right)^{-3/2} J^2 \exp\left\{-\frac{\hbar^2 J^2}{2\Theta I_0}\right\}; \quad (25,7)$$

если $\frac{2\Theta I_0}{\hbar^2} \gg 1$, то

$$\alpha_J = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2I_0\Theta}{\hbar^2}\right)^{-3/2} J^2. \quad (25,8)$$

Величина α_J определяет долю ядерных уровней, имеющих заданный момент J. Чтобы получить расстояние между энергетическими уровнями с данным моментом J, надо (25,6) разделить на α_J; получим:

$$D_J = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{I_0}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\Theta^{5/2}}{J^2} \exp\{-S\}. \quad (25,9)$$

Найденная формула справедлива при больших J и при $\Theta > \frac{\hbar^2}{2I_0}$. Если принять $r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см*, $A = 100$ и $\Theta = 1$ *Мэв*, то

$$2I_0\Theta\hbar^{-2} \approx 100.$$

Из (25,1) и (25,3) следует, что

$$\Theta = \frac{2E}{S}. \quad (25,10)$$

Подставляя (25,10) в (25,9), получим:

$$S^{5/2} e^S = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{I_0}{\hbar^2}\right)^{3/2} (2E)^{5/2} J^{-2} D_J^{-1}. \quad (25,11)$$

*) Здесь вращение ядра рассматривается классически, поэтому момент инерции I_0 не имеет отношения к моменту инерции несферического ядра, характеризующего «волнообразное» вращательное движение.

Полагая $E=8$ *Мэв*, $D_J=5$ *эв*, $A=100$, $J=1$, из (25,11) находим $S\sim 14$ *), следовательно, $\Theta=\frac{2E}{S}\sim 1,1$ *Мэв*. Полученные числа дают представление только о порядке соответствующих величин, так как формула (25,9) справедлива только при больших J.

Качественную оценку расстояния между уровнями обычно производят, используя для плотности ядерных уровней $\omega\sim\frac{1}{D}$ выражение

$$\omega(E)=a\exp\sqrt{bE}, \tag{25,12}$$

где параметры a и b определяют из экспериментальных данных. Гейдман и Бете [8] для параметра b приводят значение $b=0,14\,(A-12)$ *Мэв*$^{-1}$ в области массовых чисел $15<A<70$.

Одним из способов экспериментального определения расстояния между уровнями является исследование эффективных сечений резонансного захвата нуклонов ядрами. В таблице 17 приводятся значения D, полученные таким образом [88] для энергии возбуждения, равной сумме энергии связи нуклона и энергии относительного движения нуклона и ядра.

Таблица 17. Среднее значение расстояния между энергетическими уровнями некоторых ядер

Ядро-мишень	Падающий нуклон	Энергия относительного движения, *Мэв*	Число резонансов	D, *кэв*
N^{15}	p	0,8 — 1,4	3	160
F^{19}	p	0,18 — 2,2	18	110
Al^{27}	p	0,45 — 2,59	30	36
O^{16}	n	0 — 1,45	3	500
F^{19}	n	0 — 0,70	7	100
Na^{23}	n	0,03 — 1,0	8	120
Al^{27}	n	0,01 — 1,0	12	83
Al^{27}	n	0,13 — 0,5	10	37
Ca^{40}	n	0,03 — 0,52	6	82

§ 26. Испускание частиц составным ядром как процесс испарения

Составным ядром мы условились называть ядро, энергия возбуждения которого превышает энергию связи одного нуклона в ядре. Состояние составного ядра является квазистационарным, так как оно способно испускать нуклоны и γ-кванты. Уровни составного ядра обладают значительной шириной Γ, определяющей вероятность пребывания составного ядра в данном состоянии $e^{-\Gamma t}$. В общем случае составное ядро

*) Напомним, что для обычных тел энтропия, выраженная в безразмерных единицах, по порядку величины равна 10^5.