

5-12
93

12



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В.В. Бабилов

P-893

О γ -ИЗЛУЧЕНИИ
СОСТАВНОГО ЯДРА
С БОЛЬШИМ МОМЕНТОМ ВРАЩЕНИЯ
ЖЭТФ, 1962, т 42, в 6, с 1647-1650.

В.В. Бабиков

P-893

О γ -ИЗЛУЧЕНИИ
СОСТАВНОГО ЯДРА
С БОЛЬШИМ МОМЕНТОМ ВРАЩЕНИЯ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В настоящее время нет надежных оценок времени релаксации для компаунд-систем, образующихся в реакциях тяжелых ионов с ядрами. Будем предполагать, как обычно (см., например, /1/), что распад составной системы происходит из состояния статистического равновесия, причем основным видом распада на последних этапах является γ -излучение системы с энергией возбуждения $\sim 10-15$ Мэв и моментом вращения $\sim 20-30$.

Известно /2/, что макроскопическая система, находящаяся в полном термодинамическом равновесии, может совершать вращательное движение только как целое с энергией вращения $E_{вр} = \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I}$, где I - "твердотельный" момент инерции системы, зависящий, вообще говоря, от полной энергии E и момента вращения j системы, $I=I(E, j)$. Это утверждение основано на предположении, что рассматриваемую систему можно разбить на ряд квазинезависимых подсистем. Наблюдаемое на опыте заметное отличие величин моментов инерции ядер от твердотельных объясняется не малой "макроскопичностью" ядерных систем, а наличием больших корреляций между нуклонами в низких квантовых состояниях ядра, когда не выполняются условия применимости приведенной теоремы. Заметим, что аналогичное явление проявляется в макроскопических объемах жидкого гелия, находящегося в сверхтекучем состоянии: момент инерции таких систем меньше твердотельных значений. Однако, влияние трех факторов, а именно, энергии возбуждения, большого момента в ожидаемых в связи с этим больших деформаций составного ядра, может привести к полному разрушению корреляций между нуклонами. Действительно, полная энергия спаривания ~ 2 Мэв, а наличие момента вращения еще больше уменьшает ее /3/. Кроме того, большие деформации, ожидаемые согласно канальной модели, должны приводить /4/ к эффективному уменьшению спаривания. В результате появляется возможность рассматривать систему, как идеальный ферми-газ, находящийся во вращающемся с постоянной угловой скоростью деформированном самосогласованном потенциале.

Энергия внутреннего движения E' при этом равна

$$E' = E - \frac{\hbar^2 j^2}{2I(E, j)}, \quad j \gg 1. \quad (1)$$

Для характеристики внутренних состояний нуклонов введем энтропию $S(E')$ и температуру $T(E')$. Как известно, для идеального ферми-газа

$$S(E) = \sqrt{2aE}, \quad T(E) = \sqrt{2E/a}, \quad (2)$$

где определяемый из опыта параметр $a \approx A/10 \text{ Мэв}^{-1}$ (A - число нуклонов в системе, E и T измеряются в Мэв). Плотность внутренних состояний равна тогда:

$$\rho(E, j) = \phi(E') e^{\sqrt{2a(E-aj^2)}} \quad , \quad a \equiv \frac{\hbar^2}{2I(E, j)} \quad , \quad (3)$$

где $\phi(E')$ - гладкая функция аргумента E' и при качественном рассмотрении может быть положена равной константе, так же как и a . Вращательное состояние коллективного движения с точностью до вырождения $2j+1$ однозначно определяется данными $E; j$. Поэтому полная плотность состояний ядра с данными энергией и моментом¹⁾ равна $(2j+1) \cdot \rho(E, j)$. В дальнейшем за ось квантования будет выбираться направление момента \vec{j} , так что $j_z = j$ и (3) будет определять полную плотность состояний.

Предполагаем, что после испускания γ -кванта ядро снова находится в состоянии полного статистического равновесия.

Из общей теории взаимодействия электромагнитного поля с ядрами (см., например, /5/) следует, что вероятность испускания в единицу времени γ -кванта с энергией ϵ и полным моментом \vec{j} , ядром с энергией E_a и моментом \vec{j}_a ($\epsilon = \hbar k$) :

$$P(\epsilon, \vec{j}; E_a, \vec{j}_a) d\epsilon = 2\pi/\hbar |V_{ba}|^2 \frac{k^2}{8\pi^3 c \hbar} \rho(E_a - \epsilon, \vec{j}_a - \vec{j}) d\epsilon.$$

Здесь V_{ba} - матричный элемент взаимодействия электромагнитного поля с ядром, взятый между начальным и конечными состояниями ядра. Вводя приведенную вероятность перехода $V_{ba}(\lambda J)$ для электрического и магнитного излучения ($\lambda = E, M$) и используя длинноволновое приближение²⁾, будем иметь с учетом (3):

1) При статистическом рассмотрении предполагается, что положительная и отрицательная четности состояний равновероятны.

2) Для мягкого γ -излучения, проявляющегося в реакциях с тяжелыми ионами /6/, т.е. для $\epsilon \sim 1 \text{ Мэв}$ и размеров составного ядра $R \sim 10^{-12} \text{ см}$, $(kR)^2 \sim 10^{-3}$.

$$P_{\lambda}(\epsilon, \vec{j}; E_a, \vec{j}_a) d\epsilon = C_J 1/h B_{ba}(\lambda J) k^{2J} e^{\sqrt{2a[E_a - \epsilon - a(j_a - J)^2]}} \phi(E'_b) \epsilon d\epsilon. \quad (4)$$

Здесь $C_J = 8\pi \frac{e^2}{hc} \frac{J+1}{J[(2J+1)!!]^2}$ - безразмерный множитель, слабо зависящий от J при малых J . Полагая $\epsilon \ll E'_a$, $2aj_a J \ll E'_a$, можно записать (4) в виде более удобном для анализа:

$$R_{\lambda}(\epsilon, \vec{j}; E_a, \vec{j}_a) d\epsilon = C 1/h B_{ba}(\lambda J) k^{2J} e^{-\frac{\epsilon}{T_a} + \frac{2aj_a J}{T_a}} \epsilon d\epsilon, \quad (5)$$

где $C = C_J e^{\sqrt{2aE'_a}} \phi(E'_b)$.

Наличие в (5) множителя $e^{\frac{2aj_a J}{T_a}}$ приводит к тому, что предпочтительно должны испускаться γ -кванты с \vec{j} , направленным по начальному моменту ядра \vec{j}_a , т.е. с $J_z = J$, так как коэффициент $\frac{2aj_a}{T_a} > 3$. Тогда можно положить в формулах (4) и (5) $\vec{j}_a \vec{j} = j_a J$.

Относительная вероятность излучения γ -квантов различной мультипольности определяется приведенными вероятностями $B(\lambda J)$ и множителями k^{2J} и $e^{\frac{2aj_a J}{T_a}}$. Из общих соображений следует ожидать, что (z - заряд составного ядра):

$$B(EJ) \approx zR^{2J}, \quad B(MJ) \approx zR^{2J}(\nu/c)^2,$$

где ν - средняя скорость нуклонов в составном ядре, $\nu \sim 0,1c$. Несмотря на имеющуюся экспоненциальную зависимость от J , очень сильный²⁾ фактор $(kR)^{2J}$ приводит к тому, что, по крайней мере, не для максимальных моментов и, соответственно, минимальных температур, наиболее вероятным оказывается испускание γ -квантов низкой мультипольности, E_1, E_2, M_1 ⁴⁾.

Энергетический спектр γ -излучения, если исходить из приближенного выражения (5), имеет вид:

3) В рассматриваемых реакциях $a \sim 10^{-2}$ Мэв, $j_a \sim 20 - 30$, $T_a \sim 0,3 - 0,5$ Мэв.

4) Следует отметить, что в случае значительных неаксиальных равновесных деформаций составного ядра можно ожидать и заметного ЕЗ излучения.

$$dN_J(\epsilon) = \epsilon^{2J+1} e^{-\frac{\epsilon}{T_a}} d\epsilon. \quad (6)$$

Из (6) видно, что уменьшение температуры T_a при заданной полной энергии за счет вращения должно приводить к смягчению спектра γ -излучения. При этом излучение более высокой мультипольности должно быть более жестким.

В предположении $J_z = J$ легко получить угловое распределение излучения. В этом случае функция корреляции, дающая угловое распределение излучения мультипольности J относительно вектора момента \vec{j}_a , равна:

$$F_{J,J}(\theta) = \frac{1}{2^{J-1}} \frac{2J!}{(J+1)!(J-1)!} \sin^{2(J-1)} \theta (1 + \cos^2 \theta). \quad (7)$$

Для сравнения с опытом это распределение надо усреднить по всем направлениям \vec{j}_a , лежащим в плоскости, нормальной к пучку падающих ионов. Тогда для угловых распределений дипольного, квадрупольного и октупольного излучения будем иметь, соответственно, (θ — угол между направлениями излучения и движения ионов)

$$f_D(\theta) = 1 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta$$

$$f_{KB}(\theta) = 1 - \frac{3}{8} \sin^4 \theta. \quad (8)$$

$$f_{OKT}(\theta) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta - \frac{3}{8} \sin^4 \theta + \frac{5}{16} \sin^6 \theta.$$

Таким образом, следует ожидать большой анизотропии излучения, вопреки утверждениям работы /7/. Заметим, что в приближении $J_z = J$ не должно быть интерференции излучений различной мультипольности, так как момент конечного состояния однозначно определяется начальным моментом j_a и моментом γ -кванта J :

$$j_b = j_a - J.$$

Приведенное выше рассмотрение ограничивалось одним этапом каскада γ -распадов составного ядра. Наряду с принципиальным усложнением рассмотрения, связанным с учетом различных возможностей в каскаде, следует иметь в виду, что по мере "высвечивания" энергии возбуждения и момента составного ядра начнут играть роль, очевидно, корреляции между нуклонами. Одним из следствий этого явится возможность появления коллективных возбуждений ядра, отличных от рассмотренного выше вращения. Поэтому последние этапы каскада должны рассчитываться с учетом /8/ конкретной структуры низколежащих ядерных уровней.

Подчеркнем, что настоящее рассмотрение проводилось в предположении установления в составном ядре полного статистического равновесия. Рассмотрение, основанное на предположении о наличии в компаунд-системе, не пришедшей к полному равновесию, статического электрического дипольного момента, проводилось ранее ^{/9/}. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные ^{/6/} не позволяют без детальных расчетов γ -каскада с учетом всех распределений оценить вклад в γ -излучение систем, пришедших и не пришедших к равновесию, ввиду близкого характера энергетических спектров и угловых распределений в обоих случаях.

Л и т е р а т у р а

1. T.Ericson. Advances in Physics. 9, 425 (1960).
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, стр.50, ГИТТЛ, Москва, 1951 г.
3. B.R.Mottelson, J.G.Valatin. Phys. Rev. Lett. 5, 511 (1960).
Ю.Т.Гринь, ЖЭТФ, 41, 445 (1961).
4. В.Г.Соловьев. Диссертация. Препринт ОИЯИ Р-801 (1961).
5. А.С.Давыдов. "Теория атомного ядра", гл. XI. Физматгиз, Москва, 1958 г.
6. В.А.Карнаухов, Ю.Ц.Оганесян. ЖЭТФ, 38, 1339 (1960).
Ю.В.Лобанов, Ю.Ц.Оганесян. Препринт ОИЯИ, Р-734 (1961).
Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Б.Н.Марков, Г.Н.Флеров. Препринт ОИЯИ, Р-802, (1961).
J.F.Mollenauer. University of California. UCRL 9724 (1961).
7. В.М.Стругинский. ЖЭТФ, 37, 861 (1959).
8. E.S.Troubetzky. Phys. Rev. 122, 212 (1961).
9. В.В.Бабилов. Препринт ОИЯИ, Р-822 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1962 года.