

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P7-86-306

А.Куглер, Т.И.Михайлова

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ЖЕСТКИХ ГАММА-КВАНТОВ,
ИСПУЩЕННЫХ В РЕАКЦИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

1986

Куглер А., Михайлова Т.И.

P7-86-306

Угловое распределение жестких гамма-квантов,
испущенных в реакциях тяжелых ионов

На основе предположений о статистическом механизме испускания γ -квантов и современных теоретических представлений о влиянии вращения на характеристики гигантского дипольного резонанса, моделируется угловое распределение жестких гамма-квантов, испущенных из компаунд-состояний ядер, образованных в столкновениях тяжелых ионов с ядрами. Показано, что влияние вращения на энергию гигантского дипольного резонанса может быть экспериментально обнаружено по зависимости анизотропии жестких гамма-квантов от их энергии. Расчеты проделаны для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$, приводящей к компаунд-ядру ^{199}Bi .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой.

Kugler A., Mikhailova T.I.

P7-86-306

Angular Distribution of High Energy Gamma-Quanta
Emitted in Heavy Ion Reactions

Angular distribution of high energy γ -rays emitted from the compound nuclear states formed in the heavy ion collisions is modelled. Assumption of the statistical nature of the γ -ray emission and up-to-date theoretical models describing the influence of nuclear rotation on the characteristics of the giant dipole resonance (GDR) are used. It is shown that the influence of rotation on the energy of GDR may be found studying the anisotropy of high-energy γ -quanta as a function of their energy. The calculation is made for the $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$ reaction leading to the ^{199}Bi compound nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

ВВЕДЕНИЕ

С развитием экспериментальной техники возникла возможность изучения жесткой компоненты γ -излучения в реакциях тяжелых ионов, в которых одним из основных каналов реакции является образование составного ядра, обладающего энергией возбуждения порядка 100 МэВ и большим угловым моментом $J \approx 60\hbar$. Зависимость интенсивности γ -излучения от энергии в этом случае приближенно описывается экспонентой.

Превышение выхода γ -квантов с энергиями $10 \text{ МэВ} < E_\gamma < 20 \text{ МэВ}$ по сравнению с экспоненциальным, впервые отмеченное в ^{1/}, было объяснено в ^{2/} как возникающее из-за резонансного характера взаимодействия электромагнитного излучения с ядерным веществом, а именно - из-за возникновения ГДР в составном ядре. Вслед за тем проявление ГДР в реакциях тяжелых ионов наблюдалось и другими группами ^{3,4/}. В ЛЯР ОИЯИ был проведен эксперимент по наблюдению углового распределения "жесткого" гамма-излучения по отношению к плоскости разлета осколков вынужденного деления в реакции $^{156}\text{Tb} + ^{40}\text{Ar}$ ^{5/}. Так как параметры резонанса зависят от характеристик ядра, например, от его формы и массового числа, исследование ГДР в реакциях тяжелых ионов позволяет получить информацию о деформации ядер при больших угловых моментах, а также глубже понять механизм протекания реакции. Интересную информацию о реакции можно получить по данным об анизотропии γ -излучения, которая является средством определения как мультипольности излучения, так и соотношения интенсивностей γ -квантов, имеющих разную проекцию момента на выделенную ось.

Для интерпретации полученных данных была создана схема, позволяющая путем несложных вычислений подсчитать вероятность и анизотропию излучения γ -квантов из составного ядра на определенном шаге реакции, в состоянии с заданными энергией возбуждения и угловым моментом.

Описание предлагаемого подхода и результаты расчетов приводятся ниже.

2. СХЕМА РАСЧЕТА

Интенсивность γ -излучения, сопровождающего распад определенного состояния составного ядра в условиях, когда существует несколько каналов распада этого состояния, определяется величиной

$$\frac{dN_{\gamma}(E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} = \frac{\sum_{\tau} P_{\gamma}^{\tau}}{\sum_i P_i}, \quad /1/$$

где P_i - вероятность распада по i -ому каналу, им может быть деление, испускание нейтрона, а также вероятность излучения γ -квантов во всем спектре энергий; $P_{\gamma}^{\tau}(E_{\gamma})$ - плотность вероятности излучения γ -квантов, имеющих энергию в интервале $E_{\gamma}, E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ и уносящих угловой момент τ . Для нахождения $P_{\gamma}^{\tau}(E_{\gamma})$ можно воспользоваться соотношением "детального баланса", которое позволяет связать вероятность испускания γ -кванта из состояния i , имеющего энергию возбуждения E_i и угловой момент I_i , с сечением обратного процесса σ_{τ}^{-1} , т.е. фотопоглощения в состоянии f , характеризуемом энергией возбуждения $E_f = E_i - E_{\gamma}$ и моментом $I_f = I_i - \tau$:

$$P_{\gamma}^{\tau}(E_{\gamma}) = \frac{1}{\pi^2 c^2 \hbar^3} \frac{g_f}{g_i} \sigma_{\tau}^{-1} E^2. \quad /2/$$

При больших энергиях возбуждения плотность уровней имеет статистический характер, т.е. определяется энергией над иррадиацией U . Поэтому отношение плотностей состояний запишется в следующем виде:

$$g_f/g_i = \exp(-(U_i - U_f)/T). \quad /3/$$

где T - ядерная температура, $T = \sqrt{(13,5/A) U}^{1/6}$. Подставляя /3/ в /2/ и вычисляя коэффициент, получаем:

$$P_i^{\tau} = 3,975 \cdot 10^{15} E^2 \sigma_{\tau}^{-1} \exp(-(U_i - U_f)/T) \left[\frac{1}{\text{МэВ} \cdot \text{с}} \right], \quad /4/$$

тем самым вероятность эмиссии γ -квантов определяется двумя факторами - температурой ядра и сечением обратного процесса. Сечение возбуждения ГДР на основном состоянии в сферически-симметричных ядрах имеет форму Лоренца:

$$\sigma = 6 \cdot \frac{NZ}{A} \rho(E_{\gamma}, E_{\text{рез}}) [\text{фм}^2], \quad /5a/$$

$$\rho = \frac{2}{\pi \Gamma} \frac{\Gamma^2 E_{\gamma}^2}{(E_{\gamma}^2 - (E_{\text{рез}}^2 + \Gamma^2/4))^2 + \Gamma^2 E_{\gamma}^2}, \quad /5b/$$

где $E_{\text{рез}} = 79/A^{1/3}$ МэВ, Γ - ширина ГДР, равная примерно 3-5 МэВ.

В реакциях тяжелых ионов ядра образуются в состояниях, обладающих большой энергией возбуждения $E^* \sim 100$ МэВ и большими угловыми моментами $I \sim 60\hbar$. Такие угловые моменты достигаются за счет вращения ядра как целого и, следовательно, должны сопровождаться его деформацией. Свойства гигантских дипольных резонансов /ГДР/ сильно зависят от формы ядра, так как эти состояния являются коллективными. Примером этого служит расщепление

лика фотопоглощения в деформированных ядрах, вызванное тем, что $E_{\text{рез}}$ различно для колебаний протонов относительно нейтронов вдоль разных осей. Следовательно, при вычислении вероятности γ -излучения необходимо учитывать зависимость деформации получающегося составного ядра от его углового момента. Большие энергии возбуждения дают возможность не учитывать оболочечные поправки и воспользоваться моделью жидкой капли. Расчеты такого типа проводились многими группами ^{7,8,9}, было показано, что при $I \leq 80\hbar$ ядро имеет аксиальную форму и может приближенно считаться эллипсом с полуосями $a_1, a_2 = a_1, a_3$ при условии, что момент направлен по оси OZ. В модели жидкой капли уравнение сил, действующих на элемент ядерной жидкости, в системе координат, вращающейся с угловой скоростью Ω , записывается следующим образом ⁸:

$$\vec{P} = \text{grad} W + \rho [\vec{\Omega} (\vec{\Omega} \vec{r})] = 0, \quad /6/$$

где W - сумма кулоновского потенциала и сил поверхностного натяжения, второй член в уравнении - центробежные силы. Пусть угловой момент направлен по оси OZ. Если проинтегрировать по объему эллипсоида и учесть свойство несжимаемости ядерной материи:

$$a_1^2 \cdot a_3 = r_0^3 A, \quad /7/$$

где A - массовое число, $r_0 = 1,25$ фм, то можно получить следующую связь между угловой скоростью вращения Ω и эксцентриситетом e :

$$\Omega^2 \bar{a}_1^2 = \frac{A^{1/3}}{35,125} (\bar{a}_3 - \bar{a}_1 + 2 \cdot X (\bar{a}_3^2 A_3 - \bar{a}_1^2 A_1)), \quad /8/$$

где

$$\bar{a}_1 = [(1 + e^2) \frac{1}{2e} \ln(\frac{1+e}{1-e}) - 1] \cdot \frac{(1-e^2)^{2/3}}{2e^2};$$

$$\bar{a}_3 = [1 - (1 - e^2) \frac{1}{2e} \ln(\frac{1+e}{1-e})] / e^2 (1 - e^2)^{1/3};$$

$$A_1 = [\arcsine \cdot (1 - e^2)^{1/2} / e - (1 - e^2)] / e^2;$$

$$A_3 = 2 \cdot [1 - \arcsine \cdot (1 - e^2)^{1/2} / e] / e^2;$$

$$\bar{a}_1 = a_1 / (r_0 \cdot A^{1/3}), \quad e = (1 - (a_3/a_1)^2)^{1/2}.$$

Момент ядра дается формулой

$$I = J \cdot \Omega = \frac{2}{5} m A a_1^2 \Omega, \quad /9/$$

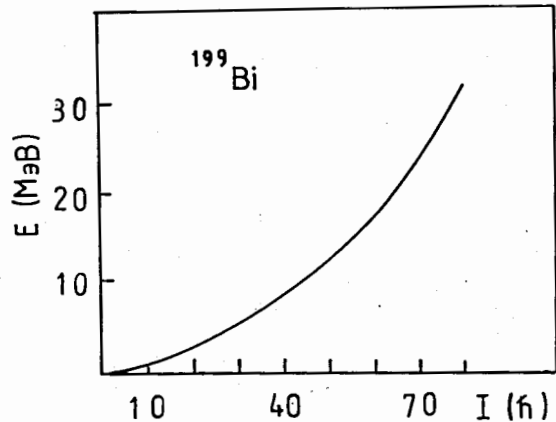


Рис.1. Ираст-линия для ядра ^{199}Bi , рассчитанная в модели жидкой капли в приближении эллипсоидальных деформаций.

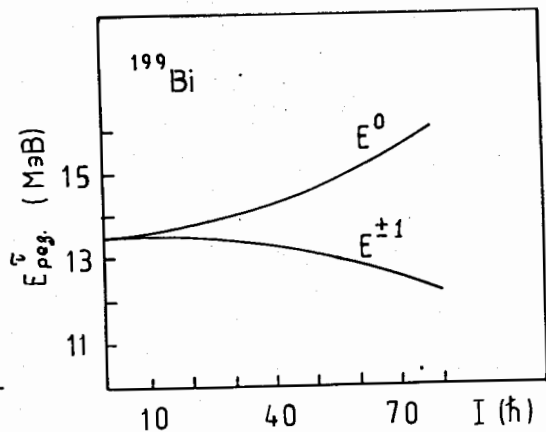


Рис.2. Зависимость энергии возбуждения ГДР $E_{\text{рез}}^{\tau}$ от углового момента ядра I для различных значений изменения углового момента ядра $\tau = 0; \pm 1$.

а его энергия возбуждения определяется соотношением:

$$E = E_{\text{вращ}} + E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}} + U; \quad E_{\text{вращ}} = \frac{1}{2} I \Omega;$$

$$E_{\text{пов}} = \left(\frac{1}{2} (a_3 + a_1 - 1) \right) \cdot 17 \cdot A^{2/3}; \quad /10/$$

$$E_{\text{кул}} = 0,35 \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} (a_3^2 A_3 + 2A_1 a_1^2 - 2); \quad U = aT^2$$

U представляет собой температурную часть энергии, m - масса нуклона, Z - заряд ядра, T - ядерная температура, a - параметр плотности уровней. Зависимость минимальной энергии, которой может обладать ядро, $E - U$, от углового момента I , т.е. ираст-линия для ядра ^{199}Bi , представлена на рис.1. Зависимость $E_{\text{рез}}^{\tau}$ от величины деформации, определенная в приближении случайных фаз ^{/10/}, имеет следующий вид:

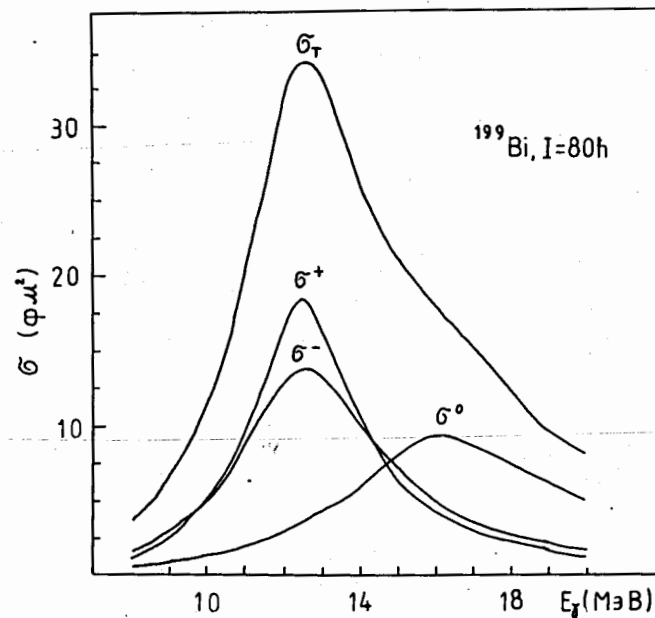


Рис.3. Сечение фотопоглощения дипольных гамма-квантов ядром ^{199}Bi с угловым моментом $I = 80\hbar$ для различных значений вносимого углового момента, а также суммарное сечение фотопоглощения σ_T .

$$E_{\text{рез}}^{\text{ГДР}} = \begin{cases} (79/A^{1/3})/a_1 & \tau = \pm 1 \\ (79/A^{1/3})/a_3 & \tau = 0, \end{cases} \quad /11/$$

где τ - угловой момент, уносимый γ -квантом. На рис.2 представлено расщепление энергий ГДР как функция углового момента, которым обладает ядро. В данных расчетах предполагается, что ширина резонанса не зависит от энергии возбуждения, а только от значения τ . Как было показано в ^{/10/}, зависимость ширины ГДР от энергии можно аппроксимировать соотношением:

$$\Gamma^{\tau} = 0,026 (E_{\text{рез}}^{\tau} - \tau \Omega)^2. \quad /12/$$

Сечение фотопоглощения записывается в виде

$$\sigma = 2 \cdot \frac{N \cdot Z}{A} \rho(E, E_{\text{рез}}^{\tau}), \quad /13/$$

где ρ описывается формулой /56/, с тем отличием, что $E_{\text{рез}}$ и Γ зависят теперь от τ , напр. Γ^{τ} . В данном случае τ - угловой момент, вносимый в ядро. Численный коэффициент, входящий в σ , вычисляется из правила сумм с учетом того, что все три ветви $\tau = \pm 1; 0$ дают одинаковый вклад в сумму. Подтверждением этого

служат спектры фотопоглощения деформированных ядер. Результаты расчета по формулам /13/, /56/ представлены на рис.3 для ядра ^{199}Bi , имеющего угловой момент $I = 80\hbar$.

Подставляя /13/, /56/ в /4/, получаем следующие выражения для плотности вероятности испускания γ -квантов:

$$P^{-1} = 3,975 \cdot 10^{15} \cdot \exp\left(-\frac{E_{\gamma} - \Omega}{T}\right) E_{\gamma}^2 \sigma^{+1};$$

$$P^0 = 3,975 \cdot 10^{15} \cdot \exp\left(-\frac{E_{\gamma}}{T}\right) E_{\gamma}^2 \sigma^0; \quad /14/$$

$$P^{+} = 3,975 \cdot 10^{15} \cdot \exp\left(-\frac{E_{\gamma} + \Omega}{T}\right) E_{\gamma}^2 \sigma^{-1}.$$

Как следует из уравнений /14/, наиболее благоприятные условия создаются для испускания γ -квантов, уносящих угловой момент, причем доля их тем больше, чем меньше температура. Угловое распределение дипольных γ -квантов относительно спина ядра \vec{I} зависит от $|\tau|$ и имеет следующий вид /12/:

$$w_{\pm 1}(\nu) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \nu); \quad w_0(\nu) = \frac{3}{2} \sin^2 \nu, \quad /15/$$

где ν - угол между направлением \vec{I} и направлением вылета γ -кванта. Определим R_I как отношение интенсивностей γ -квантов, испущенных в направлении, параллельном спину ядра, к испущенным в перпендикулярном направлении

$$R_I = \frac{W(0)}{W(90)}, \quad \text{где } W(\nu) = \sum_{\tau} w_{\tau}(\nu) P^{\tau}. \quad /16a/$$

Используя формулу /15/, получаем

$$R_I = \frac{2(P^{-} + P^{+})}{(P^{-} + P^{+}) + 2P^0} \quad /16b/$$

или, с учетом /14/,

$$R_I = \frac{2 \cdot (e^{\Omega/T} \sigma^{+} + e^{-\Omega/T} \sigma^{-})}{(e^{\Omega/T} \sigma^{+} + e^{-\Omega/T} \sigma^{-}) + 2\sigma^0}. \quad /16в/$$

Аналогичным образом можно определить отношение количества γ -квантов, испущенных в направлении пучка налетающих частиц к испущенным в перпендикулярном к нему направлении. Для этого необходимо усреднить распределения /15/ по всем возможным ориентациям спина составного ядра, учитывая то, что он лежит в плоскости, перпендикулярной пучку. В результате получим

$$1/R_n = \frac{3(P^{+} + P^{-}) + 2 \cdot P^0}{2(P^{+} + P^{-}) + 4 \cdot P^0}. \quad /16г/$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Данные формулы были использованы для расчета эмиссии γ -квантов и их анизотропии для ядра ^{199}Bi при различных энергиях возбуждения и угловых моментах.

Выбор ядра, энергии возбуждения и углового момента соответствовал условиям эксперимента /5/, в котором мишень из ^{159}Tb облучалась ионами ^{40}Ar с энергиями 300 МэВ / $E^* = 156$ МэВ/ и 220 МэВ / $E^* = 93$ МэВ/. В эксперименте определялась средняя величина R_I для жестких γ -квантов, $E_{\gamma} \geq 12$ МэВ, зарегистрированных в совпадении с осколками деления. Регистрация γ -квантов в совпадении с осколками деления позволяла выделить направление углового момента составного ядра /рис.4/, а также создавала благоприятные условия для наблюдения γ -квантов, испущенных до вылета большого числа нейтронов.

Известно, что вероятность вылета осколков деления под углом ϕ к направлению спина ядра имеет распределение Гаусса /13/

$$\rho \sim \exp\left(-\frac{I^2 \sin^2 \phi}{2K_0^2}\right).$$

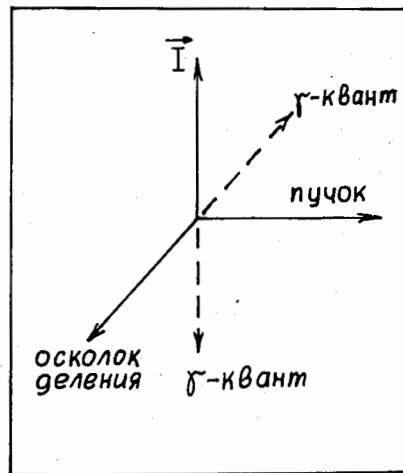


Рис.4. Схема определения угла вылета γ -кванта по отношению к спину ядра.

Для данной реакции при энергии ионов пучка 300 МэВ $K_0^2 = 200\hbar^2$, при энергии 220 МэВ $K_0^2 = 155\hbar^2$. Так как средний угловой момент $I = 60-80\hbar$, экспонента быстро спадает, и для 99% событий вектор \vec{I} лежит в конусе, образующая которого составляет угол $\frac{\pi}{10}$ с осью, перпендикулярной плоскости вылета осколков.

Поэтому предположение о строгой перпендикулярности оси деления направлению углового момента ядра не вносит существенной ошибки в интерпретацию экспериментальных данных. В результате эксперимента было получено значение $R_I = 2 \pm 1,2$ для обеих энергий пучка. На рис.5, 6 представлены плотности вероятности P_{τ}^{γ} и значения функций R_I, R_n^{-1} для двух случаев $E_i = 156$ МэВ, $I_i = 80\hbar$ и $E_i = 93$ МэВ, $I_i = 60\hbar$. Энергии возбуждения взяты равными энергиям возбуждения составного ядра в описываемой реакции, значение момента бралось равным $2/3 l_{cf}$; l_{cf} - максимальный момент,

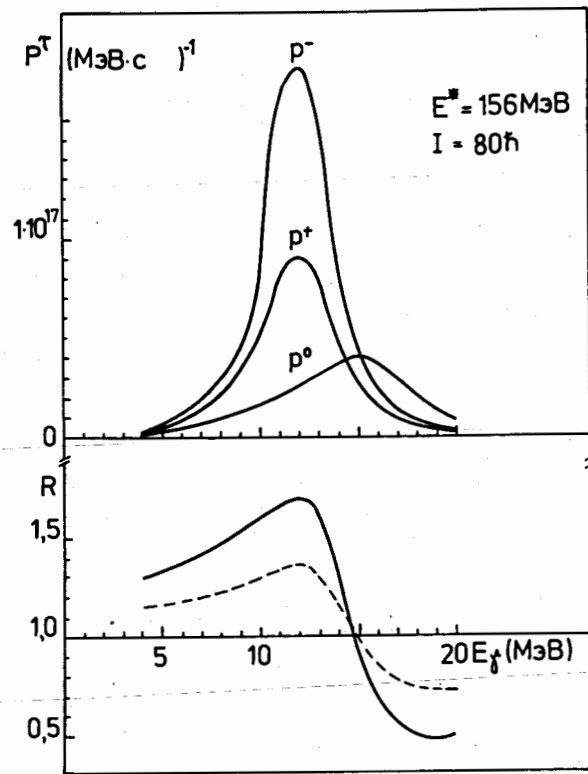


Рис.5. Плотность вероятности испускания γ -квантов ядром ^{199}Bi , $E^* = 156 \text{ МэВ}$, $I = 80\hbar$. Внизу: зависимость анизотропии γ -излучения от энергии E_γ , — — — R_1 ; - - - R_n^{-1}

достигаемый в реакции слияния. Первый случай соответствует энергии ионов $\text{Ag} - 300 \text{ МэВ}$, второй - 220 МэВ . Из рисунков видно, что при больших энергиях возбуждения имеется γ -излучение со всеми возможными значениями $\tau = 0; \pm 1$. Так как $E_{\text{рез}}$ для $\tau = 0$ смещено в область больших энергий, функция $(R_1(E_\gamma) - 1)$ является знакопеременной. Для энергий γ -квантов $E \geq 12 \text{ МэВ}$ по формуле /16/ вычислялось значение \bar{R}_1 ; только вместо $P^r(E_\gamma)$ бралось $P_\gamma^r = \int_{12 \text{ МэВ}}^{30 \text{ МэВ}} P^r(E_\gamma) dE_\gamma$. В первом случае получено $\bar{R}_1 = 1,26$, во вто-

ром $\bar{R}_1 = 1,23$. Для постоянного E_i значение \bar{R}_1 является слабо возрастающей функцией углового момента. Угловое распределение γ -квантов относительно пучка, R_n^{-1} , имеет тот же характер, но значительно меньше по амплитуде. Зная P_γ , можно оценить время жизни состояния $t \cdot \int P dE - 1$.

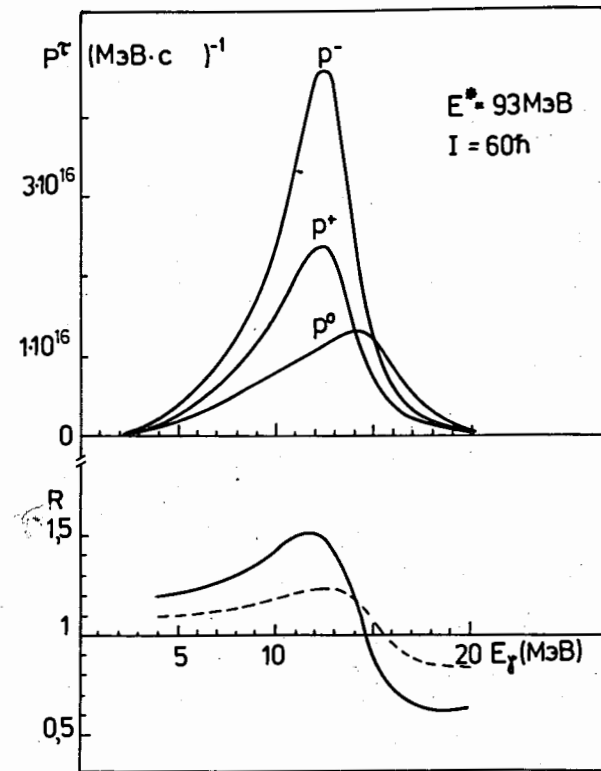


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для $E^* = 93 \text{ МэВ}$, $I = 60\hbar$.

Для ГДР, возникших в ядре, имеющем энергию возбуждения 100 МэВ , $t \sim 10^{-18} \text{ с}$.

Полученные результаты дают представление о характеристиках γ -квантов, испускаемых на первом шаге реакции, до испускания первого нейтрона. В эксперименте же регистрируются все γ -кванты, испущенные из составного ядра. Формула /1/ позволяет оценить соотношение выходов γ -квантов, испущенных на разных ступенях реакции. Если учитывать только два канала девозбуждения составного ядра: эмиссию γ -кванта и испускание нейтрона, получаем

$$\frac{dN_\gamma^r}{dE} = \frac{P_\gamma^r}{P_\gamma^r + P_n}$$

Вероятность вылета нейтрона P_n находится, как и P_γ , по сечению обратной реакции σ :

$$P_n = \frac{2M}{\pi^2 \hbar^2} \sigma T^2 e^{-\frac{B_n}{T}}$$

Сечение поглощения нейтронов бралось в приближении "черного тела". Для ядра ^{199}Bi по формуле /17/ получаем:

$$P_n = 1,23 \cdot 10^{21} \cdot T^2 e^{-B_n/T}$$

При больших энергиях возбуждения $P_\gamma \ll P_n$, и формула /1/ сводится к следующей:

$$\frac{dN_\gamma^r}{dE} = \frac{P_\gamma^r(E_\gamma)}{P_n}$$

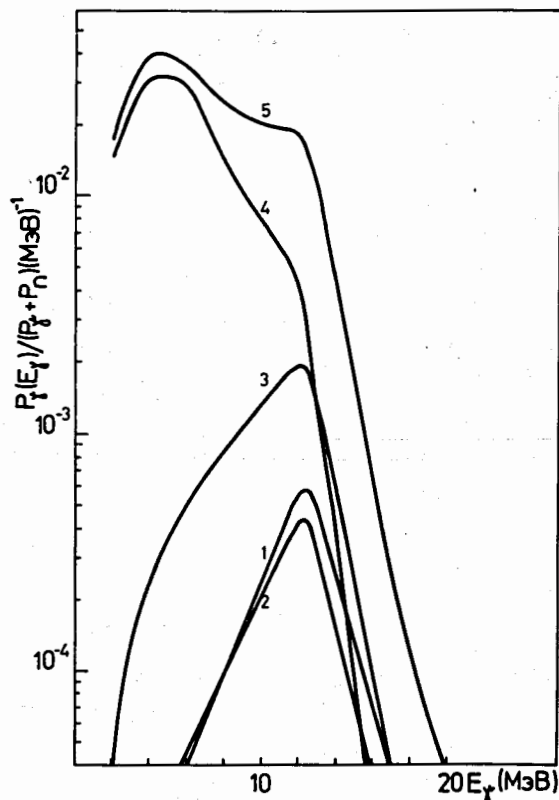


Рис.7. Зависимость плотности вероятности испускания γ -квантов от их энергии E_γ для ядра ^{199}Bi , $I = 80\hbar$ при разных энергиях возбуждения: 1 - $E^* = 156$ МэВ/в конкуренции с первым нейтроном/; 2 - $E^* = 113$ МэВ /с четвертым/, 3 - $E^* = 76$ МэВ /с седьмым/; 4 - $E^* = 44$ МэВ /с десятым/; 5 - суммарный спектр γ -квантов, испущенных составным ядром при снижении энергии возбуждения от $E^* = 156$ до $E^* = 44$ МэВ.

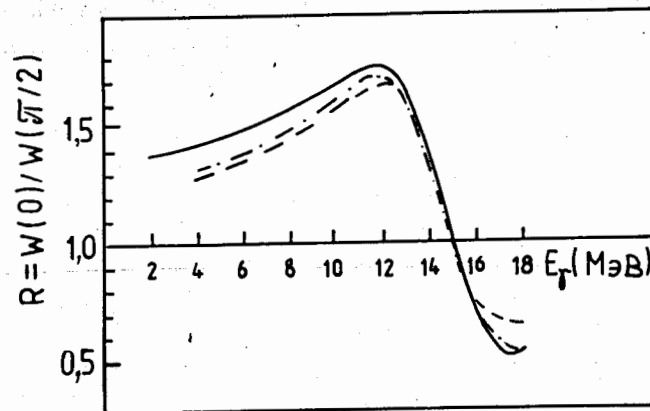


Рис.8. Зависимость отношения количества γ -квантов, испущенных в направлении, параллельном спину ядра, к испущенным под углом 90° от энергии γ -кванта: - - - - энергия возбуждения составного ядра $E^* = 156$ МэВ, $I = 80\hbar$, - · - · - $E = 93$ МэВ, $I = 80\hbar$, — учитываются все статистические γ -кванты, испущенные в конкуренции с нейтронами из составного ядра с первоначальной энергией возбуждения $E^* = 156$ МэВ, $I = 80\hbar$.

Для энергии связи B_n брались значения $B_n = 9,5$ МэВ для ядер с четным числом нейтронов и $B_n = 8,0$ МэВ - с нечетным. Были подсчитаны вероятности эмиссии γ -квантов после различного числа испущенных нейтронов для случая $E^* = 156$ МэВ, $I = 80\hbar$. Полученные результаты /рис.7/ показывают, что в область энергий $E_\gamma \sim 12$ МэВ дают вклад возбуждения вплоть до 50 МэВ, что соответствует 8 вылетевшим нейтронам. При одном и том же угловом моменте угловая анизотропия увеличивается с уменьшением энергии возбуждения /рис.8/. Поэтому суммарная анизотропия, учитывающая вклад γ -квантов, испущенных в диапазоне энергий возбуждения от $E^* = 156$ МэВ до энергии, остающейся после вылета последнего нейтрона, $\bar{E}_1 = 1,56$, т.е. больше, чем для первого шага реакции. Полученный суммарный спектр статистических дипольных γ -квантов, испущенных до испускания последнего нейтрона, правильно отражает характер γ -спектра в области $E_\gamma \geq 10$ МэВ и показывает, что вероятность испускания γ -квантов таких энергий составным ядром равна величине порядка процента при учете возбуждения ГДР в этом ядре. Так как в данном случае γ -кванты измерялись в совпадении с осколками деления, количество шагов по нейтронам должно быть ограничено. Следовательно, значение \bar{E}_1 для γ -квантов, испущенных из составного ядра, находится в интервале /1,3; 1,6/. Погрешности эксперимента не позволяют определенно сказать, имеют ли γ -кванты, из-

меряемые в эксперименте, своим источником составное ядро или же связаны с другим механизмом реакции. Уменьшение этих погрешностей позволило бы не только ответить на поставленный вопрос, но и уловить знакопеременный характер анизотропии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучались характеристики излучения статистических дипольных γ -квантов составным ядром. Показано, что их анизотропия ($R-1$) является знакопеременной функцией энергии γ -кванта, а ее среднее значение для $E_\gamma \geq 12$ МэВ возрастает с уменьшением энергии возбуждения ядра. Сделана оценка времени жизни составного ядра по отношению к излучению дипольных квантов, дающая величину порядка 10^{-18} с. Создана простая схема расчета характеристик γ -излучения при больших энергиях в условиях, когда в составном ядре возбуждается ГДР. Простота данной схемы позволяет включить в нее, если в этом будет необходимость, учет других возможных резонансов.

Авторы благодарны Ю.Э.Пенионжкевичу и И.Н.Михайлову за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dietrich F.S. et al. Phys.Rev., 1974, C10, p.795.
2. Newton J.O. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, v.46, p.1383.
3. Gaardhoje J.J. et al. Phys.Lett., 1984, 139B, p.273.
4. Sandorfy A.M. et al. Phys.Lett., 1983, 130B, p.19.
5. Каманин В.В. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 8-85, Дубна, 1985, с.18.
6. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. "Энергоатомиздат", М., 1983, гл.1.
7. Пик-Пичак Г.А. ЖЭТФ, 1958, 34, с.341.
8. Rosenkilde C.E., J.Math.Phys., 1967, 8, p.98.
9. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. Ann.Phys., 1974, 82, p.557.
10. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. Ядерная физика, 1981, 33, с.919.
11. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, т.2, "Мир", М., 1977, гл.6.
12. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия /под ред.К.Зигбана/, Атомиздат, М., 1969, т.3, гл.19.
13. Vaz L.C., Alexander J.M., Z.Phys., 1983, A312, p.163.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1986 года.