

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-88-642

С.Н.Ершов, С.П.Иванова

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ У КВАНТОВ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

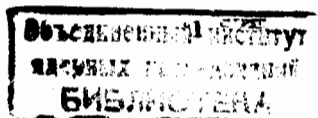
1. В полном спектре γ -квантов, испущенных в процессе взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, можно выделить несколько энергетических интервалов, каждому из которых сопоставляют свой механизм, ответственный за эмиссию этих γ -лучей. Полученная экспериментальная информация оказывается чрезвычайно важной для исследования свойств ядер, участвующих в реакции. В спектре γ -квантов можно выделить разрешенные дискретные линии, связанные с переходами между конкретными ядерными уровнями, и спектр неразрешенных γ -квантов, простирающихся от $E_\gamma \sim 1$ МэВ до $E_\gamma \lesssim 80$ МэВ. В неразрешенном спектре при энергиях $E_\gamma \gtrsim 2$ МэВ главный вклад $1/\sigma$ в сечение будут давать так называемые статистические γ -кванты, сопровождающие распад компаунд-состояний. При энергиях вблизи 12–15 МэВ наблюдается отклонение формы экспериментального спектра от экспоненциальной, связанное с возбуждением гигантского дипольного резонанса.

Образование и распад компаунд-состояния, полученных в реакциях с тяжелыми ионами, при энергиях $\lesssim 10$ МэВ/нуклон обычно описывают в рамках статистических теорий.

Цель данной работы — изучение статистических γ -лучей, образовавшихся в процессе взаимодействия тяжелых ионов с ядрами, поскольку отделение вклада статистических γ -квантов представляет собой важную задачу для интерпретации полных γ -спектров.

2. Изложим кратко основные формулы статистической модели, реализованные в вычислительных комплексах типа *GR06I2*¹²⁾, *GR06IF*¹³⁾, *ALICE*¹⁴⁾. Распад ядра из состояния статистического равновесия определяется конкуренцией между всеми учитываемыми каналами распада в соответствии с их фазовыми объемами¹⁵⁾.

Спектр γ -квантов, испущенных в процессе девозбуждения ядра А, определяется следующим образом:



$$S_{A\gamma}(\epsilon_\gamma) = \sum_{J_i} \int d\epsilon_i \rho_A(\epsilon_i, J_i) \sum_{J_f} \int d\epsilon_f G_{A\gamma}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f), \quad (1)$$

$$\epsilon_\gamma = \epsilon_i - \epsilon_f,$$

где $\rho_A(\epsilon_i, J_i)$ - распределение заселенности уровней ядра А в зависимости от энергии возбуждения ϵ_i и углового момента J_i ;

$G_{A\gamma}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f)$ - вероятность эмиссии фотонов из начального состояния с энергией возбуждения ϵ_i и моментом J_i в конечное (ϵ_f, J_f) :

$$G_{A\gamma}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f) = R_{A\gamma}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f) / G(\epsilon_i, J_i), \quad (2)$$

$$G(\epsilon_i, J_i) = \sum_{\substack{\nu=n, p, d, \\ \alpha, f}} R_{A\nu}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f), \quad (3)$$

где $R_{A\nu}$ определяет вероятность вылета из ядра А частицы ν или вероятность деления.

Для радиационного канала

$$R_{A\gamma}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f) = \sum_{\lambda} R_{A\gamma\lambda}(\epsilon_i, J_i; \epsilon_f, J_f) = \sum_{\lambda} \epsilon_\gamma^{2\lambda+1} f_{\lambda}(\epsilon_\gamma, i \rightarrow f) S_A(\epsilon_f, J_f) / S_A(\epsilon_i, J_i), \quad (4)$$

где $\epsilon_\gamma = \epsilon_i - \epsilon_f$ - энергия испускаемых γ квантов, λ - мультипольность, S_A - плотность уровней в ядре А при соответствующих ϵ и J , $f_{\lambda}(\epsilon_\gamma, i \rightarrow f)$ - радиационная силовая функция, пропорциональная средней приведенной вероятности электромагнитных переходов между состояниями i и f . Выбор радиационной силовой функции в существенной степени определяет спектр испущенных γ - квантов. Прямые экспериментальные данные существуют только для узкого диапазона энергий возбуждения, поэтому для выбора силовой функции привлекают данные по сечениям фотопоглощения. Эта реакция в основном связана с возбуждением гигантского дипольного резонанса (ГДР), построенного на основном состоянии ядра и в отдельных случаях $6/$ - на низколежащих возбужденных состояниях. Описание же ГДР для ядер, обладающих большими моментами и энергией возбуждения, основывается на разнообразных теоретических подходах, как феноменологических, так и микроскопических $7-II/$. Поскольку механизм образования фотонов, связанных с распадом ГДР, может давать прямую информацию о динамике ядерных столкновений и форме ядер, получающихся в процессе взаимодействия, то изучению этих вопросов в последнее время посвящено много работ (см., например, $11, 12/$ и другие работы в $12/$).

Однако статистические расчеты выходов γ - квантов оказываются не слишком чувствительными к индивидуальным особенностям ядерных возбуждений. Поэтому для анализа данных эксперимента пользуются более простыми феноменологическими моделями, основанными на гипотезе Бринка, заключающейся в том, что силовая функция электромагнитного перехода зависит лишь от энергии перехода и не зависит от энергии возбуждения ядер $13/$. Форма же силовой функции определяется свойствами структуры ядра (например, учитывает расщепление ГДР в деформированных ядрах) и содержит в себе как параметры положение и ширину ГДР.

В настоящее время (см. $12/$) нет однозначности в интерпретации существующих экспериментальных данных по этому вопросу. Эксперименты по радиационному захвату протонов $14/$ качественно подтверждают указанную картину: положение резонанса относительно состояния, на котором он построен, не зависит от энергии возбуждения, но ширина резонанса возрастает. Исследование жестких гамма-переходов в реакциях с тяжелыми ионами позволяет существенно сдвинуть по сравнению с реакциями, инициированными нуклонами, диапазон исследуемых состояний к высоким энергиям возбуждения и моментам. Для повышения надежности выделения информации о структуре ядра и определения оптимальных экспериментальных условий важно исследовать чувствительность теоретических расчетов каскадов γ - квантов к модельным предположениям. В данной работе мы изучили влияние формы радиационной силовой функции на результаты расчетов спектральной интенсивности статистических гамма-переходов. Для этого рассмотрим несколько различных аппроксимаций силовой функции.

1. Без учета возбуждения гигантских резонансов

$$f_{E\lambda}(\epsilon_\gamma, i \rightarrow f) = const. \quad (5)$$

2. Аппроксимация формы ГДР лоренцевской кривой

$$f_{E\lambda}(\epsilon_\gamma, i \rightarrow f) = const \frac{\epsilon_\gamma \Gamma}{(\epsilon_\gamma^2 - E^2)^2 + (\epsilon_\gamma \Gamma)^2}. \quad (6)$$

3. Аппроксимация ГДР брейт - вигнеровским резонансом

$$f_{E\lambda}(\epsilon_\gamma, i \rightarrow f) = const \frac{1}{(\epsilon_\gamma - E)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (7)$$

4. Аппроксимация ГДР двумя лоренцевскими кривыми

$$\int_{E_1} (\varepsilon_\gamma, i \rightarrow f) = \text{const} \frac{1}{3} \left(\frac{2 \varepsilon_\gamma \Gamma_2}{(\varepsilon_\gamma^2 - E_1^2)^2 + (\varepsilon_\gamma \Gamma_2)^2} + \frac{\varepsilon_\gamma \Gamma_2}{(\varepsilon_\gamma^2 - E_2^2)^2 + (\varepsilon_\gamma \Gamma_2)^2} \right). \quad (8)$$

Случай 4 можно рассматривать как приближенный учет расщепления ГДР в деформированных ядрах с отношением силы переходов между компонентами ГДР 2:1. В формулах (5)-(8) E - положение резонанса, Γ - его ширина, нормировочная постоянная определяется из сравнения с экспериментальными данными по радиационным ширинам.

Важной величиной, характеризующей процесс эмиссии фотонов, является множественность - среднее число γ - квантов, испущенных за один каскад. Для определения множественности в статистических расчетах необходимо знать суммарное количество γ - квантов, т.е. полное сечение:

$$\sigma_2 = \int d\varepsilon_\gamma S_{A\gamma}(\varepsilon_\gamma), \quad (9)$$

и число каскадов N_0 :

$$N_0 = \sum_i \int d\varepsilon_i P_A^0(\varepsilon_i, J_i) \sum_f \int d\varepsilon_f G_{A\gamma}(\varepsilon_f, J_f; \varepsilon_i, J_i), \quad (10)$$

где P_A^0 - распределение заселенности уровней до начала испускания γ - квантов. Множественность M равна

$$M = \sigma_2 / N_0. \quad (11)$$

Обсудим множественности статистических γ - квантов. В таблице I представлены результаты расчетов множественности γ - квантов в каналах с различным числом испущенных нейтронов в зависимости от вида радиационной силовой функции. Из вычислений следует, что на первых шагах реакции, когда заселяются состояния, энергия возбуждения которых значительно превышает энергию связи частиц в ядре, гамма-переходы имеют единичную множественность. Этот результат не зависит от деталей расчетов (вида радиационных силовых функций, плотности уровней и т.д.) и имеет простое объяснение. В каналах с небольшим числом испарившихся нейтронов радиационный распад ядерных уровней, возбужденных первичными гамма-лучами, подавлен из-за конкуренции с вылетом частиц, поэтому каскад фотонов не может развиваться и затухает.

Каскады γ - квантов возникают, если при девозбуждении ядра заселяются состояния, в которых радиационный канал распада доминирует или сравним с вылетом нейтронов. Условия для этого создаются, как правило, на последних шагах реакции, когда значительная часть энергии возбуждения уносится испарившимися частицами. Граница области, где преобладает эмиссия фотонов, зависит от углового момента составного ядра $1/I$. С увеличением момента вращения область, где возникают каскады статистических γ - квантов, сдвигается к более высоким энергиям возбуждения. Как следствие, при образовании компаунд-ядра с одинаковой энергией возбуждения в реакциях с легкими и тяжелыми ионами каскады γ - квантов возникают на более ранних этапах (с меньшим числом испарившихся частиц) в реакциях, инициированных более тяжелыми ионами, которые передают ядру в процессе слияния больший угловой момент. Для иллюстрации вышесказанного в таблице 2 приведены результаты расчетов множественности статистических γ - квантов в каналах с различным числом испущенных нейтронов для случаев, когда компаунд-система образуется при небольших ($I < 15$), средних ($15 \leq I \leq 30$) и высоких ($30 < I \leq 60$) спинах. Отметим увеличение множественности статистических γ - квантов на четвертом шаге при переходе от малых спинов к высоким.

В реакциях с тяжелыми ионами основная информация о ГДР извлекается из полных спектров γ - квантов, содержащих суммарные вклады от фотонов, испущенных на всех шагах реакции. Отклонение формы спектра от экспоненциальной при больших энергиях γ - квантов интерпретируется как проявление ГДР. Отметим, что даже в случае расчетов, не учитывающих ГДР (матричные элементы радиационных переходов не зависят от энергии ε_γ), происходит изменение наклона полного спектра. Это связано с тем обстоятельством, что жесткая часть спектра определяется в основном γ - переходами первых шагов реакции, для которых спектры сдвинуты в область более высоких энергий фотонов ($\tilde{\varepsilon}_\gamma \sim 3\sqrt{U/a}$, где $\tilde{\varepsilon}_\gamma$ - энергия, соответствующая максимальной интенсивности спектра, U - энергия возбуждения, a - параметр плотности уровней), что и приводит к изменению наклона полного спектра γ - квантов. (Это видно также из приведенных в таблице I значений средней энергии $\bar{\varepsilon}_\gamma$ γ - квантов). Тем не менее расчеты с постоянными матричными элементами радиационных переходов не позволяют объяснить экспериментально наблюдаемую форму спектров. Учет возбуждения ГДР в процессе распада компаунд-ядра позволяет при соответствующем подборе параметров, характеризующих резонанс, приблизиться к экспериментальным данным. По аналогии с процессами фотопоглощения, в которых возбуждается дипольный резонанс, построенный на основном состоянии ядра, можно надеяться извлечь из этого описания информацию о структуре ядра при высоких энер-

Таблица 1

Множественность M γ -квантов в реакции $^{150}\text{Nd} (^{16}\text{O}, xn)^{166-x}\text{Er}$ при $E_{^{16}\text{O}} = 77,7$ МэВ на разных шагах в зависимости от выбора аппроксимации радиационной силовой функции: 1 - аппроксимация (5), без учета ГДР; 2 - аппроксимация (6); 3 - аппроксимация (7); в случаях 2 и 3 $E = 14,0$ МэВ, $\Gamma = 9,5$ МэВ, \bar{E}_γ - средняя энергия γ -квантов в МэВ на соответствующем шаге реакции

Шаг	1	2	3	4	5
1	M	1	1	2,1	4,7
	\bar{E}_γ	6,0	5,4	4,6	2,5
2	M	1	1	1,5	3,4
	\bar{E}_γ	9,2	8,4	7,3	4,3
3	M	1	1	2,0	4,4
	\bar{E}_γ	7,7	6,8	5,6	2,9

Таблица 2

Множественность γ -каскада на разных шагах в реакции $^{150}\text{Nd} (^{16}\text{O}, xn)^{166-x}\text{Er}$ при $E_{^{16}\text{O}} = 77,7$ МэВ. Аппроксимация формы ГДР (6), $E = 14,95$ МэВ, $\Gamma = 10,0$ МэВ

Интервал по моментам	Шаг	1	2	3	4	5
$0 \leq P(I) < 15$		1	1	1	1,04	3,33
$15 \leq P(I) \leq 30$		1	1	1	1,84	3,35
$30 < P(I) \leq 60$		1	1	1	3,24	3,25

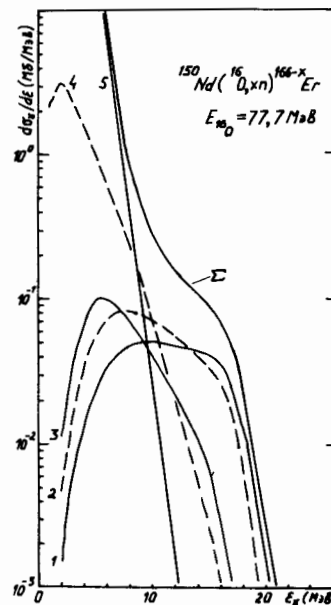


Рис. 1. Полный спектр Σ и спектры γ -квантов на разных шагах в реакции $^{150}\text{Nd} (^{16}\text{O}, xn)^{166-x}\text{Er}$ при $E_{^{16}\text{O}} = 77,7$ МэВ. Аппроксимация радиационной силовой функции (6), $E = 14,9$ МэВ, $\Gamma = 5,0$ МэВ.

гиях возбуждения. На рис. 1 приведены результаты расчетов спектров γ -квантов, соответствующих каналам с разным числом испущенных нейтронов, и полный спектр всех γ -квантов. Видно, что жесткая часть спектра определяется γ -квантами, вылетевшими на первых шагах реакции. С увеличением числа испущенных нейтронов влияние ГДР на форму спектра уменьшается и на последних шагах реакции, когда интенсив-

ность испущенных γ -лучей максимальна, высокоэнергетическая часть спектра имеет экспоненциальный характер. Очевидно, что парциальные спектры более чувствительны к ГДР, чем полные. На рис. 2 приведены спектры γ -квантов, соответствующих первым трем шагам реакции для различных типов радиационных силовых функций (5)-(8). С увеличением числа испущенных нейтронов спектры с разными радиационными силовыми функциями сближаются. В расчетах с радиационной силовой функцией (8) в виде суперпозиции двух лоренцевских функций (кривая 4) в спектре проявляется только бамп с меньшей энергией резонанса E_2 , присутствие второго бампа с большей энергией E_2 приводит лишь к изменению наклона в спектре. Чтобы второй бамп заметно проявился, необходимо, чтобы ширина пика была небольшой, что очень маловероятно. Отметим, что во всех случаях высокоэнергетическая часть спектров наиболее чувствительна к виду матричных элементов электромагнитных переходов.

Параметры (положение E и ширина Γ) ГДР определяются из сравнения результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными. Существующие экспериментальные результаты недостаточны для проведения систематического анализа и получения точных закономернос-

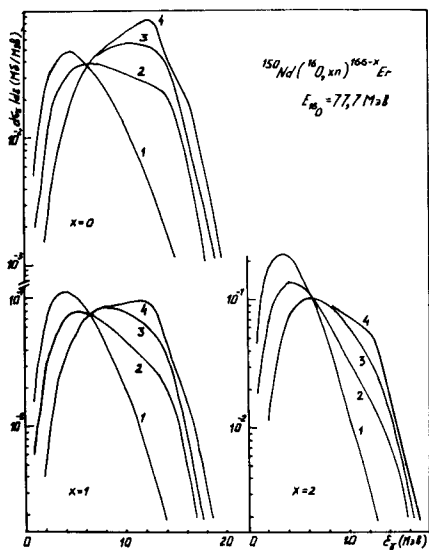
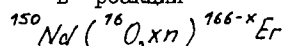


Рис. 2. Спектры γ - квантов в реакции



при $E_{\text{Me}} = 77,7$ МэВ на первых трех шагах в зависимости от выбора радиационной силовой функции: 1 - аппроксимация (5), без ГДР; 2 - аппроксимация (7); 3 - аппроксимация (6); 4 - аппроксимация (8); $E = 14,9$ МэВ, $\Gamma = 5,0$ МэВ в аппроксимациях (6) и (7); $E_1 = 13$ МэВ, $E_2 = 16,8$ МэВ, $\Gamma_1 = 3,3$ МэВ, $\Gamma_2 = 5,2$ МэВ в аппроксимации (8).

тей. Тем не менее эксперименты показывают ^{12/}, что ширина резонанса, построенного на возбужденных состояниях, много больше ширины ГДР, построенного на основном состоянии, а положения резонансов не совпадают друг с другом. Величина

энергетического сдвига в положении резонансов может достигать одного - двух МэВ.

Итак, проведенные нами методические расчеты показывают, что инклюзивные полные спектры γ - квантов не позволяют дать однозначную информацию о форме и параметрах гигантского дипольного резонанса. Видно, что наибольшую чувствительность к характеристикам ГДР имеют те каналы, которым соответствует единичная множественность.

3. Обратимся теперь к конкретным экспериментальным результатам по γ - спектрам, полученным при изучении взаимодействия ^{22}Ne ($E = 178$ МэВ) на ядрах ^{126}Sn , ^{165}Ho , ^{232}Th . Использование разных мишеней дает возможность сравнить форму спектра γ - квантов для составных систем, существенно отличающихся по A . На рис. 3-5 показаны статистические спектры γ - квантов, причем кривые 2, 3, 4 соответствуют выбору ширины ГДР 5 МэВ, 10 МэВ и 15 МэВ. Экспериментальные данные взяты из ^{15/}, однако абсолютные значения не приводятся, поэтому для сравнения спектры теоретические и эксперимен-

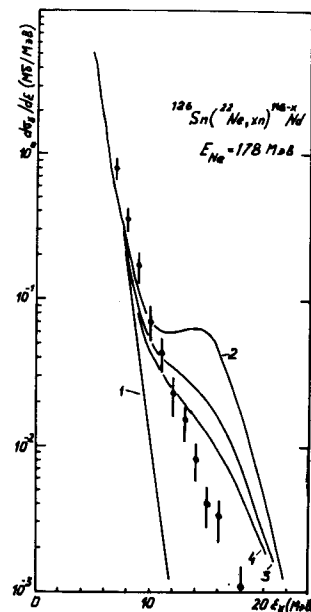
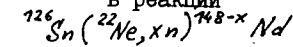


Рис. 3. Спектры γ - квантов в реакции



при $E_{\text{Me}} = 178$ МэВ. Кривая 1 - расчет без учета ГДР; кривые 2, 3, 4 - расчеты с учетом ГДР; ширина $\Gamma = 5, 10, 15$ МэВ соответственно.

тальные были отнормированы при $E_{\gamma} = 4$ МэВ. Это вносит некоторую дополнительную ошибку в сравнении расчетных и экспериментальных величин. Однако можно сказать, что для случая $^{126}\text{Sn} (^{22}\text{Ne}, xn\gamma)$ учет ГДР существенно улучшает согласие с экспериментом. В то же время для более тяжелой системы $^{165}\text{Ho} (^{22}\text{Ne}, xn\gamma)$ дискриминировать однозначно расчетные кривые оказывается затруднительным. При изучении γ - спектров в реакции $^{232}\text{Th} (^{22}\text{Ne}, xn\gamma)$ определяющим оказывается вклад γ - квантов от осколков деления. На рис.5 показаны результаты вычислений γ - спектров для случая симметричного деления, когда суммируются спектры от составного ядра и симметрич-

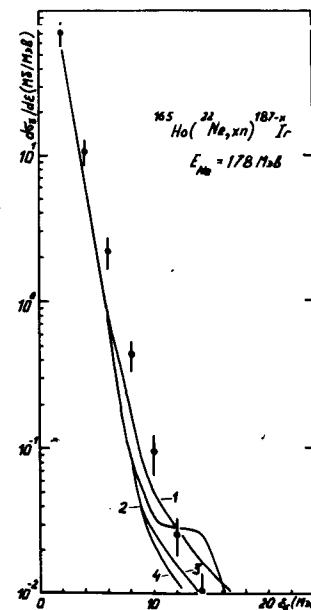
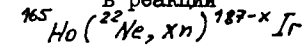


Рис. 4. Спектры γ - квантов в реакции



при $E_{\text{Me}} = 178$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

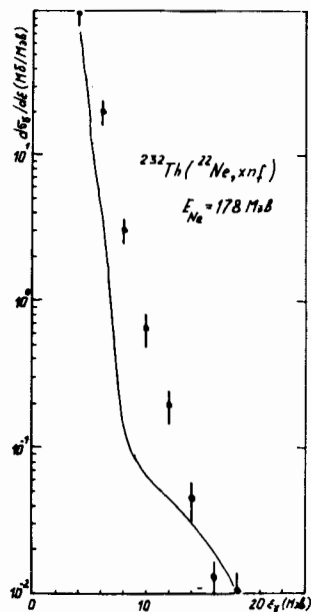
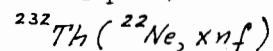


Рис. 5. Спектр γ - квантов
в реакции



при $E_{\text{Ne}} = 178 \text{ МэВ}$.

ных осколков. Однако ясно, что в расчетах этих спектров неопределенность существенно увеличивается.

Все это позволяет утверждать, что изучение только инклюзивных спектров не дает возможности получить достоверную спектроскопическую информацию о ядрах, участвующих в реакции.

Поэтому чрезвычайно важны как корреляционные эксперименты, так и данные относительно каналов реакции с единичной множественностью γ - квантов.

Авторы благодарны Р.В.Джолосу, В.В.Каманину, А.Куглеру, И.В.Копытину, И.С.Баткину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Diamond R.M., Stephens F.S. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1980, v. 30, p. 85.
2. Gilat J. "GROGI-2 - Nuclear evaporation computer code. Description and user's manual", preprint BNL 502/6 (T-580).
3. Груша О.В. и др. ВАНТ, сер. ядерные константы, 1987, вып. I, с.36.
4. Blann M. Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1770; Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И. Препринт ОИЯИ Р7-86-6, Дубна, 1986.
5. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Иностранная литература, 1954, с. II7.

6. Weller H.R. et al. Phys. Rev. C, 1982, v. 25, p. 2921.
7. Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И. ЯФ, 1979, т. 30, с. 944.
8. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. ЯФ, 1981, т. 33, с. 919; Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г., Цвек С. Препринт ОИЯИ Р4-83-365, Дубна, 1983.
9. Egidio J.L., Ring P. Phys. Rev. C, 1982, v. 25, p. 3239.
10. Neergard K. Phys. Lett. B, 1982, v. 110, p. 7.
11. Ring P. First Topical Meetings on Giant Resonance Excitation in Heavy-Ion Collisions, Italy, 1987. Contributed Paper, p. 33.
12. Snover K.A. Ibid., p. 35 and other papers.
13. Bartholomiew G.A. et al. Adv. in Nucl. Phys., 1974, v. 7, p. 229.
14. Dowell D.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1191.
15. Каманин В.В. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, 1985, № 8-85, с.18; Kamantin V.V. et al. Preprint JINR E7-86-457, Dubna, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 августа 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
D17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Ершов С.Н., Иванова С.П.

P4-88-642

Исследование статистических γ -квантов в реакциях с тяжелыми ионами

Исследуются статистические γ -кванты, образующиеся в процессе взаимодействия тяжелых ионов с ядрами при энергиях ≤ 10 МэВ/нуклон. Показано, что инклюзивные полные спектры γ -квантов не позволяют получить однозначную информацию о форме и положении гигантского дипольного резонанса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Ershov S.N., Ivanova S.P.

P4-88-642

Investigation of Statistical γ -Rays in Heavy Ion Induced Reactions

Statistical γ -rays in heavy-ion induced reactions with an energy ≤ 10 MeV/nucl. are studied. It is shown that total γ -spectra do not permit us to get correct information about the form and position of giant dipole resonances.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988