

ЭМИССИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ГАММА-КВАНТОВ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ПРИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. В. Каманин, А. Куглер, Ю. Э. Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

И. С. Баткин, И. В. Копытин

Воронежский государственный университет им. Ленинского Комсомола, Воронеж

В обзоре рассмотрены результаты экспериментального и теоретического изучения процесса испускания высокоэнергетического электромагнитного излучения с E_γ , превышающей энергию бомбардирующей частицы на нуклон E/A при столкновении тяжелых ионов с энергиями от 8 до более чем 100 МэВ/нуклон. Рассмотрены методы регистрации высокоэнергетического γ -излучения, а также нейтронов и заряженных частиц.

Особое внимание уделено изучению области энергии γ -квантов, соответствующей разрядке гигантских дипольных резонансов (ГДР). Проведено сравнение данных, характеризующих ГДР, полученных с помощью различных методов выделения канала реакции с тяжелыми ионами.

Экспериментальные данные проанализированы с помощью общепринятых теоретических подходов, например, в рамках статистической теории, а также с помощью моделей, предложенных авторами обзора.

In the present review the results of experimental and theoretical studies are considered of process of emission of high-energy electromagnetic radiation with an energy E_γ more then E/A , in heavy-ion collisions at energies from 8 to about 100 MeV/nucleon. The methods of detecting high-energy gamma-rays, neutrons and charged particles are examined.

Special attention is paid to the study of the gamma-ray energy region corresponding to the decay of giant dipole resonances (GDR). A comparison of the data that characterize GDR obtained by using different methods of separating heavy-ion reaction channels is made.

The experimental data have been analyzed in terms of conventional models, for example, the statistical model, and in terms of the models suggested by the authors of the present review.

ВВЕДЕНИЕ

В обзоре рассматриваются результаты экспериментального и теоретического изучения процесса испускания высокоэнергетического электромагнитного излучения при столкновении тяжелых ионов с энергиями бомбардирующих ионов от 8 до 100 МэВ/нуклон. В этом энергетическом диапазоне кинетическая энергия налетающего ядра

больше высоты кулоновского барьера, но существенно меньше энергии покоя каждого из взаимодействующих ядер. Первое обстоятельство открывает большое количество каналов реакции, включая и реакцию полного слияния, а второе при теоретическом анализе позволяет использовать нерелятивистское приближение.

Высокоэнергетическим мы будем называть в дальнейшем электромагнитное излучение с энергией фотона E_γ больше, чем E/A_1 , где E — кинетическая энергия относительно движения ионов и A_1 — массовое число налетающего иона. В соответствии с этим определением очевидно, что термин «высокоэнергетическое излучение» в значительной мере условен, поскольку в зависимости от величины E/A_1 это могут быть фотоны как с энергией 10—20, так и 100—200 МэВ. Тем не менее независимо от E_γ может быть поставлен вопрос: каков механизм (или механизмы) реакции, приводящий к появлению фотонов, энергия которых кинематически запрещена для однонуклонных процессов?

При столкновении тяжелых ионов наряду с фотонами возможна эмиссия различных частиц (нуклонов, легких ядер, пионов и др.) также с энергией, недоступной для однонуклонных процессов. Однако для ответа на поставленный вопрос о механизме реакции тяжелых ионов исследование характеристик именно электромагнитного излучения обладает рядом ощутимых преимуществ.

Во-первых, относительная слабость электромагнитного взаимодействия позволяет использовать низшие порядки теории возмущений.

Во-вторых, структура электромагнитных токов хорошо известна, и это снимает неопределенность в построении матричных элементов процесса излучения.

В-третьих, снимается проблема воздействия ядерного поля на вылетевшую частицу — фотон.

В-четвертых, относительная малость импульса фотона в ряде случаев позволяет использовать мультипольное разложение амплитуды электромагнитного взаимодействия.

Естественно, все перечисленное выше существенно повышает точность извлекаемой информации о физике явления и привлекает интерес исследователей.

В последнее время появилось значительное количество экспериментальных теоретических работ, посвященных обсуждаемой проблеме. Экспериментальные работы можно разделить на две основные группы. В одной из них выход γ -квантов исследовался при столкновении ионов с энергиями 5—12 МэВ/нуклон, в другой энергия налетающих ионов превышала 20 МэВ/нуклон. Естественно, что диапазон энергий γ -квантов, изучаемых в этих группах, также различался. В первом случае энергия фотонов в основном ограничивалась интервалом 28—5 МэВ, тогда как во втором исследовались спектральные характеристики излучения с энергией выше 25 МэВ. Указанные диапазоны энергий фотонов во многом определяли и характерные осо-

бенности формы спектров. В низкоэнергетическом диапазоне ($E_\gamma \sim 8 \div 25$ МэВ) на фоне общего экспоненциального спада с ростом энергии фотона в форме спектра наблюдались нерегулярности при энергиях, характерных для ядерных гигантских резонансов.

Высокоэнергетические спектры γ -квантов ($E_\gamma \sim 25 \div 200$ МэВ), как правило, оказывались гладкими и достаточно хорошо описывались только экспоненциальной зависимостью от энергии фотона. По-видимому, отмеченные особенности экспериментальных γ -спектров для объяснения механизма реакции требуют привлечения также и различных теоретических моделей. Однако, как уже отмечалось, основной их общей целью является выявление механизма рождения жестких фотонов с энергией выше кинематического предела для однонуклонных процессов.

В разд. 1 дан анализ методов регистрации высокоэнергетических γ -квантов и проведена сравнительная оценка характеристик сцинтилляционных материалов, используемых в этих методах.

В разд. 2 проводится анализ экспериментальной ситуации в изучении спектров γ -квантов с энергиями до 30 МэВ. Там же кратко изложены результаты экспериментальных исследований в области энергий фотонов выше 30 МэВ.

В разд. 3 проводится обзор теоретических подходов к объяснению механизма реакции с тяжелыми ионами, приводящего к рождению высокоэнергетических фотонов. В этом же разделе изложена микроскопическая модель, которая без использования свободных параметров позволяет сравнительно просто рассчитывать дифференциальные сечения рождения γ -квантов.

Раздел 4 посвящен обсуждению результатов, полученных в рамках предложенной теории.

1. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ γ -КВАНТОВ

В экспериментах по изучению испускания высокоэнергетического γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами для регистрации фотонов вначале использовались разные виды сцинтилляционных детекторов на основе известных сцинтилляторов NaI(Tl) (для $E_\gamma < 30$ МэВ) и свинцового стекла (для $E_\gamma > 20$ МэВ). Оба сцинтиллятора общедоступны и сравнительно дешевы. Преимуществом свинцового стекла считается малое значение фотовыхода и соответственно высокое значение нижнего порога регистрации γ -квантов (~ 8 МэВ) [1]. Позже появились новые сцинтилляторы, обладающие или более высокой эффективностью регистрации γ -квантов, например германат висмута ВГО [2, 3], или высоким временным разрешением и способностью различать регистрацию заряженных частиц и γ -квантов по соотношению двух составляющих световой вспышки, например фторид бария BaF_2 [4, 5]. В проектах новых установок предполагается использовать также йодид цезия CsI(Tl) [6, 7], у которого обнаружено

изменение соотношения двух составляющих световой вспышки в зависимости от вида регистрируемого излучения [8, 9]. Основные параметры сцинтилляторов приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Характеристики сцинтилляционных материалов

Параметр	Сцинтиллятор				
	BGO	BaF ₂	CsI(Tl)	NaI(Tl)	SF ₅
Плотность, г/см ³	7,1	4,8	4,5	3,7	4,1
Радиационная длина, см	1,12	2,05	1,87	2,59	2,47
Фотовыход, фотон/МэВ	800	1400	4200	10000	1—8
Время спада световой вспышки, нс	300	1/630	1000/300	250	1
Временное разрешение, нс	4	0,7	4	2	0,5
Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов 10^{-24} см ² молекулой вещества сцинтиллятора	7,1	1,2	35	6,7	0,3
Энергетическое разрешение для $E_{\gamma} = 661$ кэВ, %	12	9	7	6	—

Взаимодействие γ -квантов с $E_{\gamma} > 8$ МэВ с веществом сцинтиллятора приводит в большинстве случаев к образованию пары частиц — электрона и позитрона. Каждая частица из пары уносит в среднем половину энергии первичного γ -кванта. В свою очередь, взаимодействие электрона и позитрона с веществом приводит к испусканию вторичных γ -квантов в основном за счет тормозного излучения. Таким образом, в сцинтилляторе развивается ливень вторичных электронов, позитронов и γ -квантов, занимающих объем в виде конуса. Удобной характеристикой его линейных размеров является радиационная длина, т. е. расстояние, на котором радиационные потери за счет тормозного излучения для высокоэнергетического электрона приводят к уменьшению его энергии в e раз ($e = 2,7 \dots$). Например, для детектора, изготовленного из сцинтиллятора BaF₂ в виде цилиндра высотой 30 и диаметром 5 см, 25 % начальной энергии $E_{\gamma} = 300$ МэВ γ -кванта, попавшего в детектор по его оси симметрии, уходит через боковую поверхность.

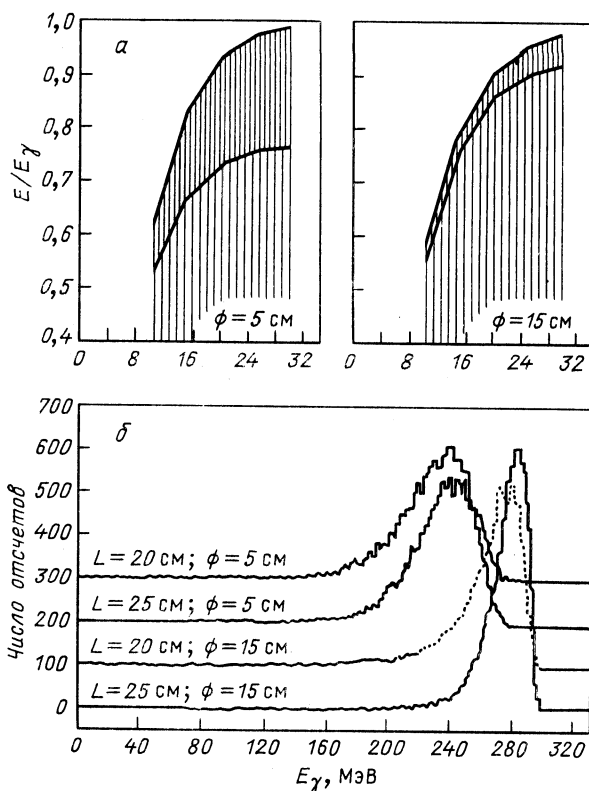


Рис. 1. Результаты моделирования процесса регистрации γ -излучения с энергией 300 МэВ, падающего в цилиндрический детектор из BaF_2 по его оси симметрии [7]:

a — зависимость потерь первичной энергии γ -излучения в объеме детектора (нижняя кривая) и суммы этих потерь с утечкой энергии через боковую поверхность от высоты цилиндра и его диаметра; *b* — расчетные функции отклика для разных по размеру детекторов

Увеличение диаметра цилиндра до 15 см приводит к уменьшению этого значения до 5 % (см. рис. 1, *a*). Напомним, что радиационная длина в сцинтилляторе BaF_2 равна примерно 2 см. Отсюда следует, что детектор γ -квантов должен иметь длину и диаметр порядка нескольких радиационных длин, чтобы увеличить вероятность остановки всего каскада в детекторе. Оказывается, что «утечка» энергии первичного γ -кванта, т. е. вылет вторичных частиц из детектора, является основной причиной уширения пика, соответствующего регистрации моноэнергетического γ -кванта высокой энергии (см. рис. 1, *b*). В качестве примера можно привести результаты исследований сборки детекторов из семи шестигранных модулей BaF_2 , диаметром 26 и длиной 200 мм каждый, на пучке моноэнергетических

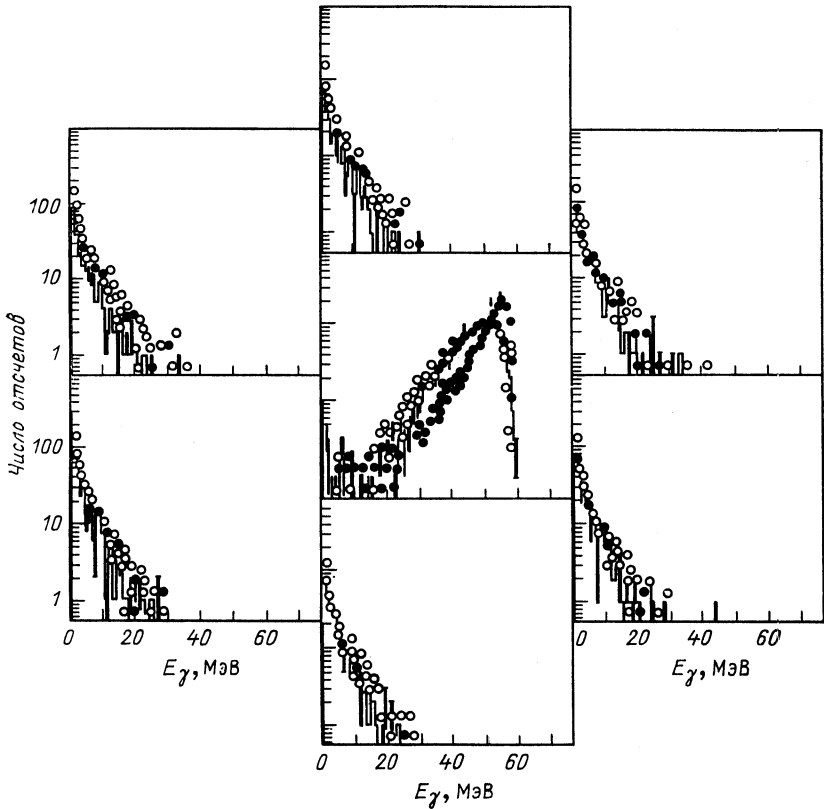


Рис. 2. Аппаратурные спектры (светлые кружки), наблюдаемые в каждом из семи шестигранных модулей BaF_2 диаметром 26 и длиной 200 мм каждый, для случаев попадания γ -квантов с $E_\gamma = 50$ МэВ в центральный детектор, окруженный остальными шестью детекторами. В центре также показан спектр полной энергии (черные кружки), зарегистрированной во всей сборке из семи модулей для случаев попадания γ -квантов с $E_\gamma = 50$ МэВ в центральный детектор [7]. Гистограмма — расчет методом Монте-Карло

γ -квантов из установки МАМИ А (см. [7]). Результаты измерений для случаев попадания γ -квантов в $E_\gamma = 50$ МэВ в центральный детектор показаны на рис. 2 [7]. В более чем 90 % случаев одновременно с регистрацией γ -кванта в центральном детекторе в одном из окружающих его детекторов был зарегистрирован импульс, соответствующий энергии выше 100 кэВ. Поэтому для регистрации γ -квантов больших энергий важным является не столько значение параметра «фотовыход» (табл. 1), который определяет энергетическое разрешение для низких энергий γ -кванта, сколько значение «утечки» энергии первичного γ -кванта из объема детектора. Например, в вышеупомянутой сборке из семи шестигранных модулей BaF_2 ширина пика амплитуд-

ного спектра центрального детектора, соответствующего регистрации γ -кванта с $E_\gamma = 20$ МэВ, составляла 12 % E_γ . За счет суммирования амплитуды центрального детектора с амплитудами сигналов, зарегистрированных одновременно во внешних шести модулях, удалось уменьшить ширину пика до 6 % энергии первичного γ -кванта. Этот детектор высокоэнергетического γ -излучения применялся при изучении реакций $^{40}\text{Ar}(44 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{158}\text{Gd}$ [4] и $^{92}\text{Mo}(19,5 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{92}\text{Mo}$ [10]. В других экспериментах, в основном для регистрации γ -квантов с энергией выше 20 МэВ, условием наблюдения также было совпадение импульсов от регистрации высокоэнергетического γ -кванта в центральном детекторе и в окружающем его защитном слое с последующим суммированием обоих импульсов. В качестве примера можно привести установку HERMES [11]. Она состоит из центрального кристалла NaI(Tl) в виде цилиндра диаметром 15 и высотой 28 см, окруженного кристаллом из NaI(Tl) с внешним диаметром 28 см. Достигнуто разрешение порядка 2,8 % для γ -кванта с энергией 22,5 МэВ. Качественно такие же результаты удалось получить, используя большие детекторы и проводя коллимацию высокоэнергетических γ -квантов так, чтобы они попадали в центральный объем большого детектора. Примером могут быть установки BNL-MKII и BNL-MKIII [12], основой которых являются детекторы из NaI(Tl) в виде цилиндров диаметром 24 и высотой 25 и 36 см соответственно [12]. Весь детектор при этом находился в активной защите из пластика, и регистрация производилась только при отсутствии сигнала в данной защите. Получено энергетическое разрешение порядка 2,2 % при $E_\gamma = 22$ МэВ.

Но для извлечения истинной формы изучаемых γ -спектров важно не столько энергетическое разрешение, сколько форма целого аппаратного спектра детектора для моноэнергетического γ -излучения, т. е. функция отклика детектора. Сильное отличие в форме высокоэнергетического «хвоста» функции отклика приводит и к разным аппаратным спектрам. Примером может служить разница между аппаратными спектрами, полученными при измерении высокоэнергетических γ -квантов детекторами из свинцового стекла и из BaF_2 γ -спектры для обоих видов детекторов, измеренные в реакции $^{58}\text{Fe} + ^{116}\text{Sn}$, показаны на рис. 3). Разница в наклонах объясняется наличием высокоэнергетического хвоста в аппаратных спектрах регистрации моноэнергетических γ -квантов (рис. 4). Такая форма функции отклика для детекторов из свинцового стекла ставит под сомнение результаты по определению температуры из аппаратных спектров высокоэнергетических γ -квантов, полученных ранее с использованием свинцового стекла как материала детекторов высокоэнергетических γ -квантов [13, 14].

Из вышесказанного вытекает, что форма функции отклика, в частности ширина пика, зависит от геометрической конфигурации детектора. Ввиду малой доступности источников моноэнергетических γ -квантов с $E_\gamma > 7$ МэВ часто используют теоретические расчеты

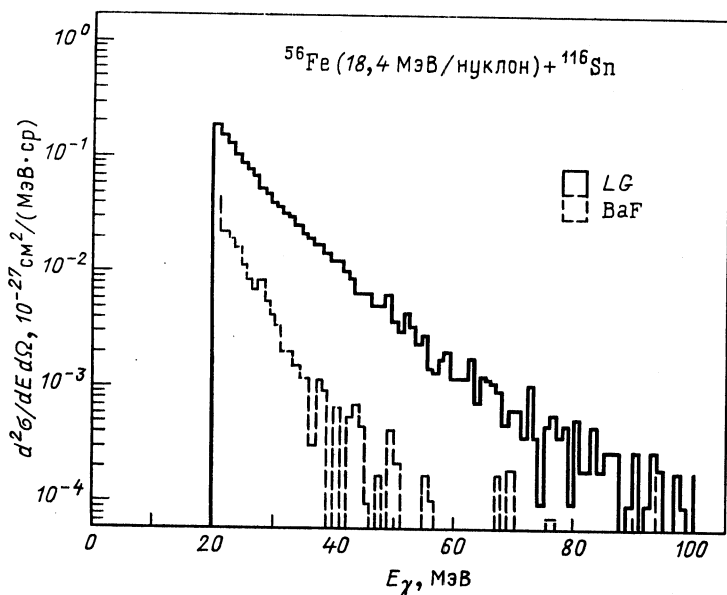


Рис. 3. Аппаратурные спектры, полученные при измерении высокоэнергетических γ -квантов детекторами из свинцового стекла (LG) и из BaF_2 (BaF) в указанной на рисунке реакции под углом 90° [7]

функций отклика методом Монте-Карло (см., например, программы GEANT [15] или JACKET [16]). Результаты расчетов проверяются в отдельных методических экспериментах с теми же детекторами. Помимо калибровки детекторов методом меченых тормозных γ -квантов на установках типа MAMI A [17] часто используются высокоэнергетические γ -переходы из реакций (p, γ) на легких мишенях [11, 12, 18, 19]. Для энергетической калибровки во время эксперимента обычно используются или γ -кванты из реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ в нейтронных источниках, дающей энергию $E_\gamma = 4,43$ МэВ, или измерение энергетических потерь μ -мезонов из космического излучения в детекторе. Например, среднее значение потерь энергии «космического» μ -мезона после прохода слоя BaF_2 толщиной 1 см составляет 6,5 МэВ [5].

В реакциях с тяжелыми ионами выход γ -квантов с $E_\gamma \geq 8$ МэВ составляет только 10^{-4} полного выхода γ -квантов с энергией ниже 2 МэВ (см. рис. 8), что соответствует сечениям выхода порядка $100 \cdot 10^{-30}$ см^2 и ниже. Одновременно средняя энергия нейтронов, испаряющихся из высоковозбужденных продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами, оказывается около 2 МэВ. При увеличении энергии налетающих ионов в диапазоне $E/A_1 = 10 \div 100$ МэВ/нуклон температура в высоковозбужденном продукте реакции изменяется в пределах $T = 1 \div 5$ МэВ, а средняя энергия испарительных нейтронов в пределах $\langle E_n \rangle = 2 \div 10$ МэВ. С ростом E/A_1 под малыми

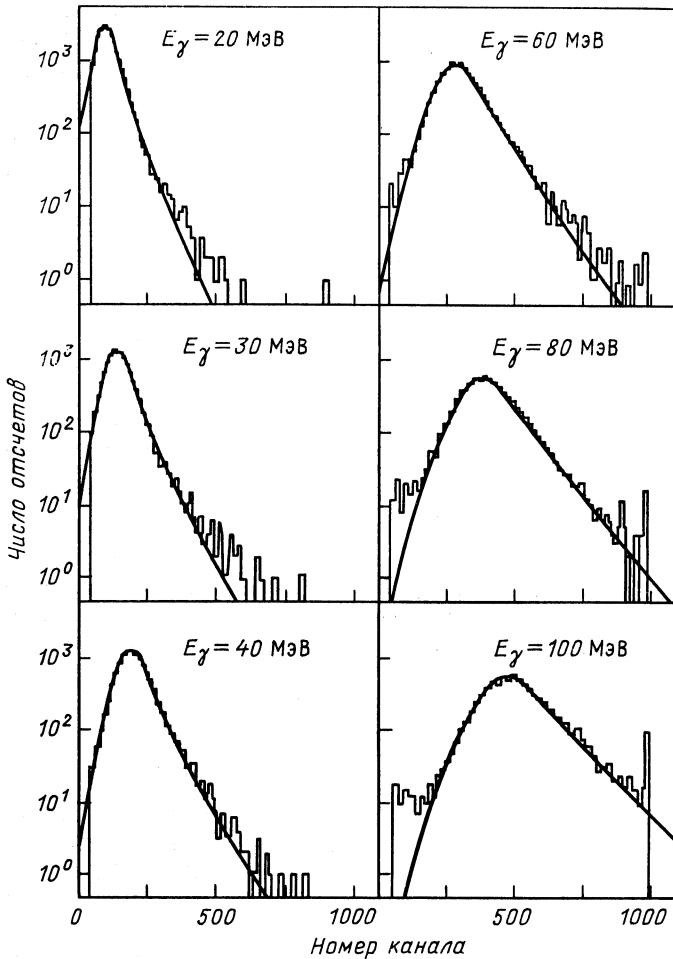


Рис. 4. Аппаратурные спектры, полученные на установке МАМІ А, при регистрации моноэнергетических γ -квантов с различными энергиями в детекторе из свинцового стекла [7]. Сплошные линии — огибающая экспериментальных данных

углами увеличивается выход предравновесных нейтронов и протонов со средней энергией порядка значения E/A_1 , вплоть до значений, сопоставимых с сечением реакции. При таких сечениях необходимо тщательно учитывать вклад быстрых нейтронов и протонов в аппаратный спектр, регистрируемый γ -детектором. Поэтому следует выбирать детекторы, обладающие не только высокой эффективностью регистрации γ -излучения, но и одновременно малоэффективные по отношению к регистрации основных фоновых излучений, т. е. нейтронов и легких заряженных частиц, и позволяющие подавлять

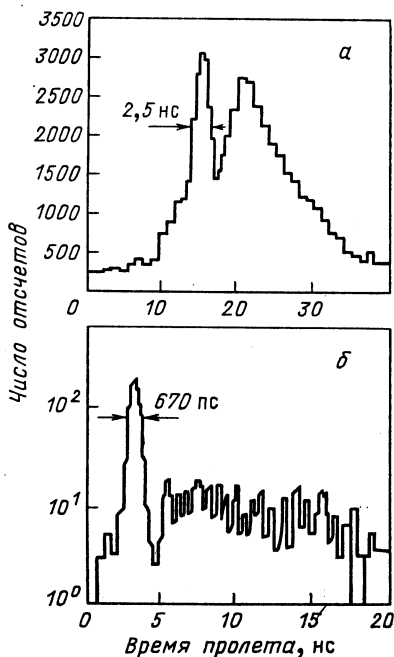


Рис. 5. Времяпролетные спектры:

a — для реакции ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + Ni [13] с детектором из свинцового стекла, расстояние от мишени до детектора 50 см; *b* — для реакции ^{40}Ar (44 МэВ/нуклон) + ^{158}Gd [5] с детектором из BaF_2 , расстояние от мишени до детектора 60 см (стрелками и цифрами указана ширина пиков на половине их высоты)

их вклад в экспериментальные данные при обработке. В связи с вышесказанным прокомментируем дальше некоторые особенности регистрации нейтронов и заряженных частиц с помощью сцинтилляторов.

Нейтроны. Механизм регистрации быстрых нейтронов в сцинтилляторах с большим Z на сегодняшний день не очень понятен. Ясно, что он представляет собой, по крайней мере, двухступенчатый процесс. Одним из механизмов является замедление нейтронов в материале сцинтиллятора с последующим его захватом в реакции (n, γ) и регистрацией

вторичного γ -кванта. На сегодняшний день в используемых сцинтилляторах хорошо известно сечение радиационного захвата только тепловых нейтронов. Оно больше всего у CsI(Tl) и меньше всего у свинцового стекла (см. табл. 1). Но измерение времени пролета в [13] показало, что эффективность регистрации быстрых нейтронов свинцовым стеклом не так мала, как предполагалось ранее на основе данных о сечении реакции ($n_{\text{тепл}} \gamma$). Более того, по этому параметру свинцовое стекло сравнимо с другими сцинтилляторами. Это видно из сравнения времяпролетных спектров, приведенных на рис. 5. С другой стороны, измерения амплитудных спектров сцинтилляционных детекторов из NaI(Tl) , BGO и BaF_2 , соответствующих регистрации быстрых нейтронов, показали, что:

а) форма амплитудных спектров слабо зависит от энергии нейтронов (рис. 6 в случае BaF_2 [20] и NaI(Tl) [21, 62];

б) она представляется в виде быстроспадающей функции с резким обрывом при амплитуде соответствующей E_γ около 8 МэВ [18];

в) полная эффективность регистрации (т. е. интеграл амплитудного спектра) медленно растет с энергией нейтронов и достигает значений 40 и 30 % для NaI(Tl) и BaF_2 соответственно при $E_n > 6$ МэВ (рис. 7).

Итак, механизм регистрации быстрых нейтронов в сцинтилляционных детекторах γ -квантов включает не только радиационный

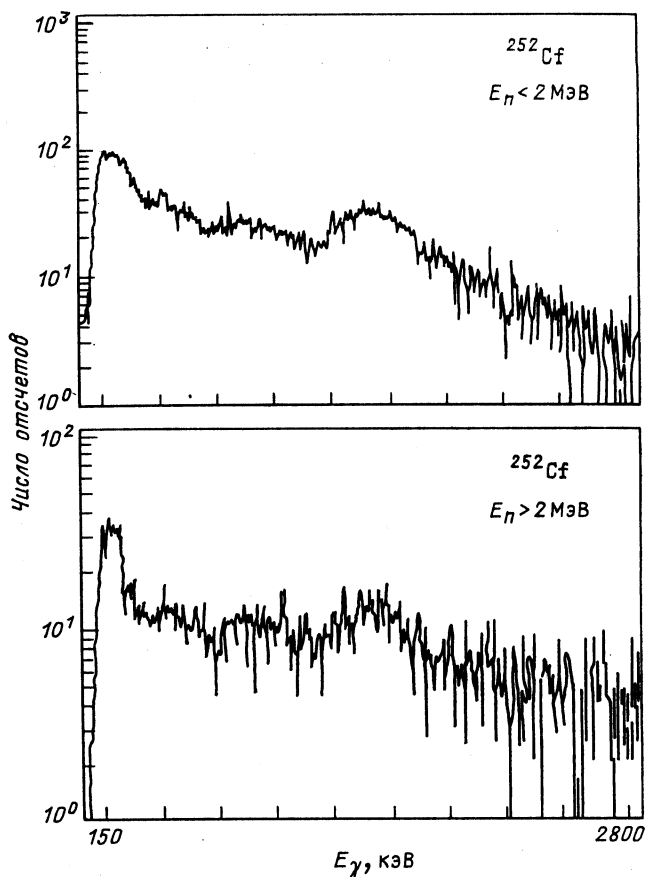


Рис. 6. Аппаратурные спектры, соответствующие регистрации нейтронов с энергией E_n , определенной по времяпролетной методике на базе 40 см, в шестигранном детекторе из BaF_2 диаметром 10 и длиной 14 см [20]

захват замедленных до тепловых энергий нейтронов, но также и другой, пока не очень ясный механизм. Из анализа формы соответствующих амплитудных спектров можно предположить, что в области $E_\gamma > 8$ МэВ вклад от регистрации быстрых нейтронов в сцинтилляционном гамма-детекторе все-таки мал и не зависит от энергий нейтронов, хотя для реакций с энергией налетающих ионов выше 20 МэВ/нуклон есть указания, что совсем пренебрегать им нельзя [5]. Поэтому важным параметром детектора остается его временное разрешение, которое лучше у кристаллов BaF_2 , в которых сцинтилляционная вспышка имеет быструю составляющую (см. табл. 1), что дает возможность получать временное разрешение значительно меньше 1 нс (см. рис. 5, 6). В других материалах, например NaI(Tl) ,

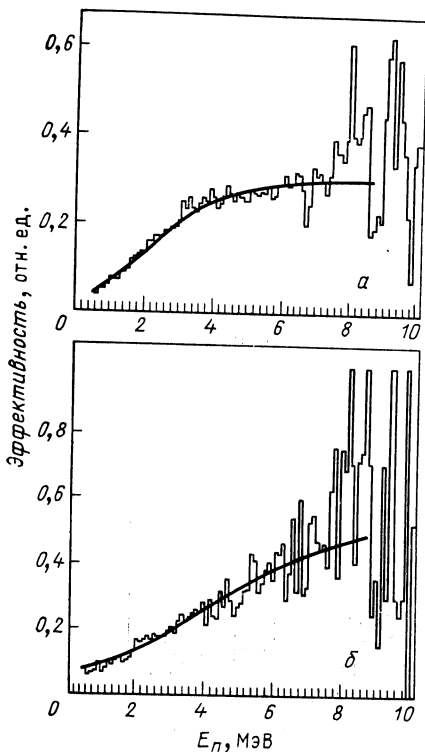


Рис. 7. Полная эффективность регистрации (т. е. интеграл амплитудного спектра) нейтронов, отнормированная на соответствующий телесный угол: а — для шестигранного детектора из BaF_2 диаметром 10 и длиной 14 см [20]; б — для цилиндрического детектора из NaI(Tl) диаметром 7,5 и высотой 7,5 см [21]. Сплошная линия — огибающая экспериментальных данных

достигается типичное временное разрешение порядка нескольких наносекунд. С другой стороны, в сравнении с другими материалами, достоинством детекторов из ВГО являются их почти в 2 раза меньшие линейные размеры и соответственно в 2 раза меньшая эффективность регистрации испарительных и предравновесных нейтронов при той же эффективности регистрации γ -квантов, т. е. в этом же телесном угле по отношению к мишени. Использование кристаллов ВГО позволило получить удовлетворительные формы функции отклика вплоть до энергий γ -квантов 20 МэВ для маленьких кристаллов в виде цилиндров

диаметром 7,6 и высотой 7,6 и 2,5 см соответственно (см. [18, 19]). При этом уменьшение объема детектора привело одновременно и к уменьшению вклада фонового излучения в измеряемые спектры высокоэнергетических γ -квантов в сравнении со стандартным большим детектором из кристалла NaI(Tl) диаметром 15 и высотой 10 см.

Заряженные частицы. Интенсивность световой вспышки, возникающей при попадании заряженной частицы в сцинтиллятор, пропорциональна энергии частицы и эквивалентна регистрации γ -излучения с энергией примерно такого же порядка. Если учесть, что пробег легких заряженных частиц с энергией 10 МэВ/нуклон в алюминии меньше 1 мм, то дополнительные меры для устранения вклада высокоэнергетических заряженных частиц в аппаратные спектры следует предпринимать только для реакций тяжелых ионов с энергией выше 10—20 МэВ/нуклон [13]. Для этих целей помимо пассивной защиты применяется активная защита, состоящая из тонкого пластика, помещенного перед детектором. Ввиду малой толщины пластика порог регистрации импульсов в нем можно выставить так, чтобы регистрировались практически все заряженные частицы, кото-

рые проходят в гамма-детектор, и применять его как запрет регистрации [13]. В последних экспериментах использовалась возможность выделения случаев регистрации заряженных частиц по форме импульса в BaF_2 (см. [4, 10]). Подобными свойствами обладает и кристалл CsI(Tl) (см. [6]). Как и в случае нейтронов, используется также измерение времени пролета частицы между мишенью и детектором. Хорошие временные разрешения BaF_2 и свинцового стекла способствуют при этом уменьшению пролетной базы и увеличению тем самым эффективности детекторов.

2. ОБНАРУЖЕНИЕ СЛОЖНОЙ ПРИРОДЫ ЭМИССИИ γ -КВАНТОВ С $8 < E_\gamma < 30$ МэВ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Вплоть до 1981 г. экспериментальное изучение γ -квантов, испускаемых в реакциях с тяжелыми ионами, ограничивалось энергией $E_\gamma < 8$ МэВ. За это время установилась известная картина, связывающая наблюдаемые γ -спектры с процессом девозбуждения продуктов ядерной реакции. В статистической модели в процессе девозбуждения высоковозбужденных ядер выделяется три основных этапа [22]. На первом этапе «испаряются» нейтроны и легкие заряженные частицы (α , p), а в случае тяжелых ядер происходит деление на два фрагмента. На втором этапе, когда энергия возбуждения становится меньше энергии связи частиц, следует испускание нескольких «статистических» γ -квантов, спектр которых описывается формулой $\sigma(E_\gamma) \sim \exp(-E_\gamma/T)$, где температура $T \sim 1$ МэВ. Далее следует каскад сравнительно низкоэнергетических γ -квантов $E_\gamma = 0,5 \div 1,5$ МэВ между состояниями вблизи «раст-линий». Количество низкоэнергетических γ -квантов и сумма их энергий (полная энергия каскада) прямо пропорциональны угловому моменту состояния, с которого начинается каскад. Данные многочисленных экспериментальных спектров γ -квантов четко выделялись области дипольных и квадрупольных «бампов» для каскадов низкоэнергетических γ -квантов с $E_\gamma < 2$ МэВ и экспоненциально спадающий спектр «статистических» γ -квантов для $E_\gamma > 2$ МэВ (см., например, [22]).

В 1981 г. вышла работа [23], в которой сообщалось о результатах измерений γ -спектров в диапазоне $E_\gamma = 2 \div 30$ МэВ в ядерных реакциях между ускоренными ионами ^{40}Ar (170 МэВ) и ядрами мишеней из изотопов ^{82}Se , ^{110}Pd и ^{124}Sn . Новым в этих экспериментальных данных [23] было обнаружение в γ -спектрах характерных изломов в районе $E_\gamma \sim 8$ МэВ. Наблюдалось также и увеличение выхода γ -квантов в сравнении с расчетными значениями, полученными по формуле $Y_\gamma \sim \exp(-E_\gamma/T)$ для $E_\gamma > 8$ МэВ. Экспериментальные спектры представляли собой экспоненту вплоть до $E_\gamma < 8$ МэВ, в то же время для более высокой энергии спектры существенно отличались от нее, и их форма напоминала широкий пик — «бамп». Спектры выходили на плато при $E_\gamma \sim 20$ МэВ (рис. 8). Появление

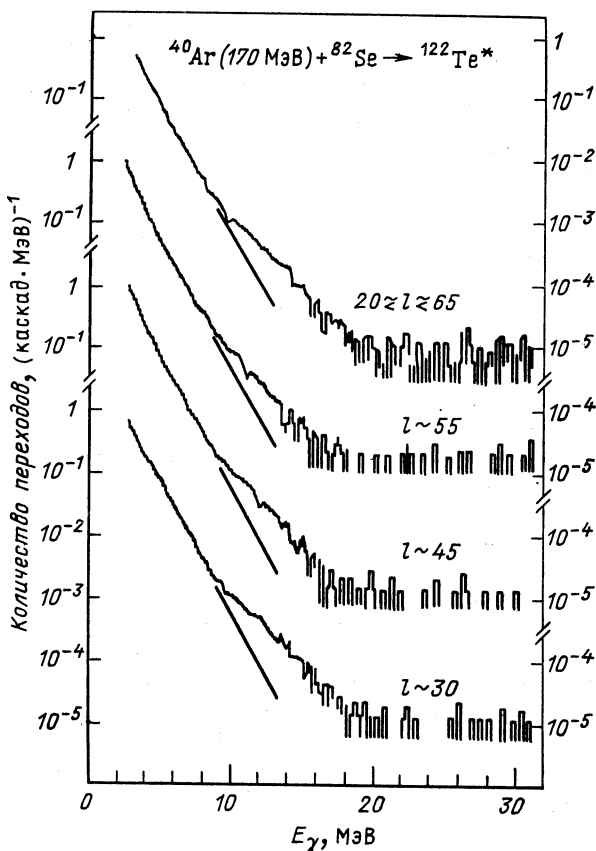


Рис. 8. Гамма-спектры, соответствующие различным окнам по суммарной энергии γ -переходов $E_s = 10 \div 40$ МэВ (см. текст). Отвечающие им угловые моменты указаны на рисунке. Прямые линии — экстраполяция низкоэнергетической части γ -спектров

этого плато в экспериментальных спектрах связано с использованной в работе методикой выделения канала ядерной реакции, так называемой методикой «гамма-старта», и авторы высказали предположение о том, что это плато вызвано космическим излучением. Позднее в работе [2] было экспериментально показано, что одновременное попадание γ -квантов и частиц из космического ливня в стартовый детектор и детектор высокоэнергетических γ -квантов действительно приводит к появлению постоянного фонового вклада в экспериментальные спектры.

Наблюдение бампов в экспериментальных спектрах γ -квантов для $E_\gamma > 8$ МэВ и высказанная гипотеза, связывающая их с возбуждением гигантского дипольного резонанса (ГДР*) в составном ядре,

вызвали большой интерес к изучению высокоэнергетических γ -квантов в реакциях с тяжелыми ионами, приводящих к образованию составных ядер. Появился ряд работ, изучающих разные аспекты изменения формы спектров высокоэнергетических γ -квантов в зависимости от параметров составных ядер. Проводился поиск возможной «двугорбой» формы спектров, соответствующей расщеплению ГДР* за счет большого углового момента составных ядер, изучалась угловая анизотропия вылета высокоэнергетических γ -квантов. Параллельно с экспериментальными было опубликовано за последние годы значительное число теоретических работ, касающихся характеристик в нагретых и быстровращающихся ядрах ГДР* [24—31], и гигантского квадрупольного резонанса (ГКР*) [32, 33].

В последующие семь лет вышел ряд работ, в которых приводились результаты исследования γ -спектров, измеренных в реакциях с тяжелыми ионами с помощью методик гамма-старта. Следует особо остановиться на этих методиках, так как они не дают возможности непосредственного выделения канала образования составного ядра, как это обычно делается с использованием детекторов характеристического γ - или рентгеновского излучения, осколков деления или точного измерения зарядов и масс фрагментов реакции. Основной принципиальной особенностью, отличающей методики гамма-старта друг от друга, является количество или полная эффективность гамма-детекторов, вырабатывающих стартовый сигнал. Отсюда возникает разная чувствительность этих методик к разным каналам реакции, которые не всегда сильно отличаются по множественности сопровождающих их низкоэнергетических γ -квантов [34].

Как будет ясно из нижеследующего, возможно, в этом заключается причина трудностей, которые возникают при сравнительном анализе результатов разных работ. Поэтому в п. 2 мы приводим описание постановки экспериментов для тех работ, данные которых анализируются для предоставления возможности читателю сделать свои заключения о степени достоверности выделения канала образования составных ядер с помощью этих методик.

Следует также особо остановиться на извлечении параметров, характеризующих форму спектров и выход высокоэнергетического γ -излучения. Во всех работах, основанных на использовании методики гамма-старта, анализ экспериментальных данных основывается на предположении о возбуждении гигантского резонанса на высоко-возбужденных состояниях составных ядер [23]. Форма γ -спектра может быть для неделящихся ядер описана с помощью следующих выражений [35]:

$$Y(E_\gamma) = \Gamma_\gamma(E_\gamma) / \Gamma_T;$$

$$\Gamma_\gamma(E_\gamma) = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \left\{ \frac{2E_\gamma^2}{\pi c^2 \hbar^2} \sigma(E_\gamma) \rho(E^* - E_\gamma) \right\}.$$

Если полная ширина распада возбужденного ядра определяется нейтронной шириной Γ_n , а это выполняется для ядер средней массы,

то

$$\Gamma_T \sim \Gamma_n = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \left\{ \frac{4M_n T^2}{\pi h^2} \sigma_n \rho(E^* - B_n) \right\}.$$

Здесь B_n , M_n и T — энергия связи нейтрона, его масса и ядерная температура соответственно. Далее с хорошей точностью можно записать:

$$Y(E_\gamma) = \frac{E_\gamma^2 \sigma(E_\gamma)}{2c^2 T^2 M_n \sigma_n} \exp((B_n - E_\gamma)/T).$$

Сечение фотопоглощения $\sigma(E_\gamma)$ может быть описано как

$$\sigma(E_\gamma) = L E_\gamma f(E_\gamma),$$

где L — суммарное сечение поглощения $E1$ -излучения. Силовая функция основного состояния $Lf(E_\gamma)$ для ГДР хорошо воспроизводится формой Лоренца:

$$f(E_\gamma) = \frac{\Gamma_g E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_g^2)^2 + E_g^2 \Gamma_g^2},$$

где E_g и Γ_g — энергия и ширина резонанса соответственно. Итак, выход γ -излучения при данной энергии возбуждения в таком простом статистическом представлении может быть описан:

$$Y(E_\gamma) \sim \frac{E_\gamma^3}{T^2} \exp((B_n - E_\gamma)/T) \left\{ \frac{\Gamma_g E_\gamma}{(E_\gamma^2 - E_g^2)^2 + E_g^2 \Gamma_g^2} \right\}.$$

В общем виде $\sigma(E_\gamma)$ может быть описана с учетом расщепления гигантского резонанса следующим образом:

$$\sigma(E_\gamma) = 60 \cdot 10^{-27} (\text{МэВ} \cdot \text{см}^2) (2/\pi) \times \\ \times (NZ/A) \sum_{i=1}^2 S_g^i \Gamma_g^i E_\gamma^2 \{ (E_\gamma^2 - (E_g^i)^2)^2 + (E_g^i \Gamma_g^i)^2 \}^{-1},$$

где S_g^i , E_g^i и Γ_g^i — сила резонанса (в единицах классического правила сумм), его энергия и ширина для двух компонент.

Однако далеко не во всех работах используется предположение о расщеплении гигантского резонанса для быстровращающихся ядер, обоснованное в теоретической работе [24]. На рис. 9, а представлен γ -спектр (Y_γ — в единицах количества переходов, рассчитанный для реакции на акт распада составного ядра на 1 МэВ), $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$ с помощью программы GROG1 2 в однокомпонентном приближении для $\sigma(E_\gamma)$ [23]. Из этого рисунка видно, что γ -спектр без учета возбуждения ГДР (пунктирная кривая) представляет собой грубо сумму двух экспонент $\exp(-E_\gamma/T)$. В области до 8 МэВ $T \sim 1$ МэВ, а в области $E_\gamma > 8$ МэВ температура ядра $T = T_{\text{эф}}$, которая может быть оценена из начальной энергии возбуждения составного ядра:

$$T_{\text{эф}} = (E^*/a)^{1/2},$$

Рис. 9. Гамма-спектр, рассчитанный по программе GROG12 (см. текст)

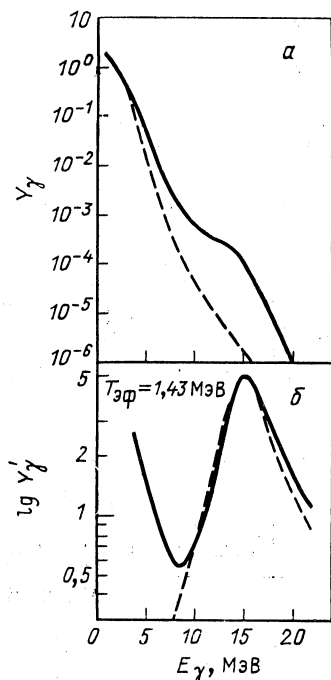
a — параметр плотности уровней. Итак, для наглядности спектр, рассчитанный с учетом возбуждения ГДР*, можно умножить на $\exp(E_\gamma/T_{эф})$, $Y'_\gamma = Y_\gamma \times \exp(E_\gamma/T_{эф})$, для выделения вклада в γ -спектр γ -квантов от распада ГДР* (см. рис. 9, б). Полученная кривая в линейном масштабе (сплошная линия) имеет форму очень близкую к однокомпонентному лоренциану (пунктирная кривая на рис. 9, б). В этом заключается методика выделения пиков ГДР* из экспериментальных спектров, которая использовалась в ряде работ (см. ниже) для получения параметров формы бампа ГДР*.

По вышеизложенным соображениям (т. е. с учетом различий в постановке эксперимента и в методике извлечения параметров гигантских резонансов) не представляется возможным проводить систематический анализ полученных в различных работах экспериментальных данных о зависимости таких очевидных физических параметров, как E_g , Γ_g и $S_g(E1)$, являющихся спектроскопическими характеристиками ядер, которым они предписываются, от энергии возбуждения и углового момента, характеризующих состояние излучающего ядра. Такой анализ проводится, где это возможно, для экспериментальных данных, полученных в каждой отдельной работе.

Во всех работах значения E_g , Γ_g и S_g , полученные в экспериментах с тяжелыми ионами, сравниваются с аналогичными значениями для основных состояний исследуемых ядер. Систематику параметров ГДР (ГКР и др.) можно найти в [36] для широкого диапазона масс ядер. На рис. 10 представлена систематика параметров ГДР для области масс $20 < A < 220$.

В этом разделе приведены также результаты измерения углового распределения высокоэнергетических γ -квантов, зависимости множественности низкоэнергетических γ -квантов, сопровождающих процесс эмиссии высокоэнергетических γ -квантов, и результаты исследований, направленных на определение места процесса эмиссии высокоэнергетических γ -квантов на оси времени взаимодействия сложных ядер.

Особое место в исследованиях выхода высокоэнергетических γ -квантов в реакциях с тяжелыми ионами занимают работы, выпол-



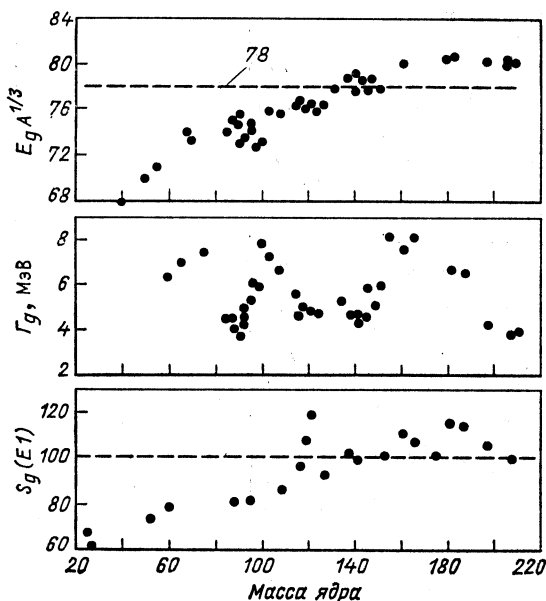


Рис. 10. Систематика параметров из [36], характеризующих бамп изовекторных ГДР, в зависимости от массы ядра: сверху — энергия в максимуме, аппроксимированная функцией $E_g A^{1/3}$, где A — масса излучающего ядра; в середине — ширина резонанса Γ_g ; внизу — сила $E1$ — перехода $S_g(E1)$ в процентах от правила сумм

ненные в ЛЯР ОИЯИ. В этих работах выделение канала образования остаточных ядер — продуктов реакции производилось прямыми методами по регистрации характеристического рентгеновского излучения и осколков деления. В них удалось систематизировать полученные данные по параметру отношения масс взаимодействующих ядер, характеризующему входной канал реакции.

2.1. Исследование формы γ -спектра в экспериментах с использованием методики гамма-старта. Начиная с работы [23] анализ формы γ -спектров является новым инструментом изучения ядерной динамики для ядер, находящихся в состояниях, очень далеких от основного.

Описанная в [23] экспериментальная установка состояла из сумм-спектрометра и восьми NaI(Tl)-детекторов ($\varnothing 12,7 \times 15,2$ см) высокоэнергетического γ -излучения, размещенных под разными углами. Порог регистрации в восьми детекторах высокоэнергетических γ -квантов устанавливался от 1,5 до 2,5 МэВ в зависимости от конкретной мишени, из-за существующих ограничений на скорость набора данных в ЭВМ, что позволило за одни сутки измерений зарегистрировать в γ -спектре единичные отсчеты для γ -квантов с $E_\gamma > 20$ МэВ одновременно с 10^6 отсчетов для $E_\gamma \approx 4$ МэВ.

Сумм-спектрометр представлял собой два больших NaI(Tl)-детектора размерами $\varnothing 33 \times 20$ см, расположенных на расстоянии 2,5 см от мишени ниже и выше ее. Оба детектора были оптически разделены на четыре сектора, что позволило использовать сумм-спектрометр в качестве фильтра множественности низкоэнергетических γ -квантов.

Необходимым условием регистрации высокоэнергетического γ -кванта являлось наличие сигналов, по крайней мере, от шести секторов сумм-спектрометра. Таким образом, высокоэнергетический γ -квант соответствовал ядерной реакции, характеризующейся значением множественности низкоэнергетических γ -квантов больше пяти, если пренебречь перерасеянием γ -квантов между соседними секторами сумм-спектрометра.

По мнению авторов, такая постановка эксперимента обеспечивала эффективную очистку спектров высокоэнергетических γ -квантов от фоновых процессов, таких, как реакции на примесях легких ядер в мишени и от космических лучей. Выбор окон в суммарной энергии γ -квантов в области $10 < E_s < 40$ МэВ давал возможность сепарировать γ -кванты от различных по спину составного ядра состояний в области $(20 \div 60) \hbar$. При этом естественно принималось, что большим значениям E_s должны соответствовать большие значения спина.

На рис. 8 представлены γ -спектры, соответствующие различным окнам по E_s для реакции $^{82}\text{Se} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{122}\text{Te}^*$. Нетрудно заметить увеличение выхода высокоэнергетических γ -квантов с уменьшением спина составного ядра, что можно было ожидать на основе статистического подхода к описанию механизма излучения высокоэнергетических γ -квантов.

Экспериментальное значение выхода высокоэнергетических γ -квантов с $E_\gamma = 10 \div 20$ МэВ составляло $(2-3) \cdot 10^3$ квантов на один триггерный запуск. Увеличение выхода γ -квантов в сравнении с расчетным значением по формуле

$$Y_\gamma = \text{const } E_\gamma \exp(-E_\gamma/T_{\text{эф}})$$

для $E_\gamma > 8$ МэВ интерпретировалось авторами работы [23] как наблюдение γ -квантов, соответствующих распаду резонансных ядерных состояний (ГДР*), основанных на высоковозбужденных состояниях составных ядер (см. [37]).

Для выявления формы γ -спектра в районе 8—20 МэВ авторы работы [23] использовали вышеописанную процедуру. Для $E_\gamma < 8$ МэВ во всех трех реакциях форма γ -спектра хорошо описывалась при $T_{\text{эф}} \approx 1$ МэВ. Тот факт, что для $E_\gamma > 10$ МэВ γ -спектр выходит на плато, свидетельствовал об эмиссии этих γ -квантов при значительно больших $T_{\text{эф}}$. Для реакции, приводящей к составному ядру $^{164}\text{Er}^*$ (мишень ^{124}Sn), было выбрано значение $T_{\text{эф}} = 1,43$ МэВ, при пересчете $T_{\text{эф}}$ для других реакций использовалось соотношение $T_{\text{эф}} \approx A^{-0,5}$. Экспериментальные спектры умножались на $\exp(E_\gamma/T_{\text{эф}})$. Полученные таким образом результаты представлены на рис. 11, из которого следует, что для реакции $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$ энергетический спектр имеет максимум при энергии 14 МэВ и ширину, близкую к ширине ГДР на основном состоянии. В то же время энергия в максимуме пиков (бампов) смещается в сторону больших значений для меньших масс составных ядер, в соответствии с формулой для энергий ГДР $E_g \sim A^{-1/3}$ (см. рис. 10).

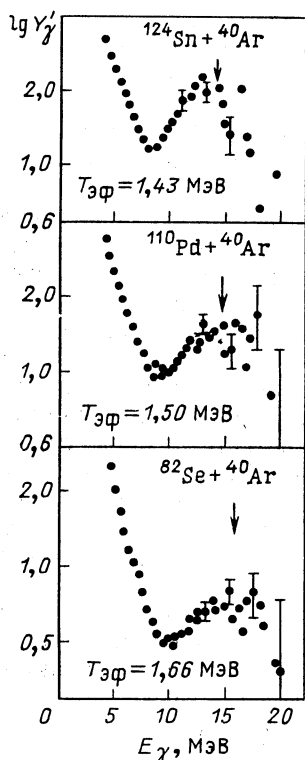


Рис. 11. Гамма-спектры, соответствующие полному окну по E_s (см. текст). Стрелки указывают на положение в максимуме изовекторных ГДР, рассчитанных по формуле $E_g = 78/A^{1/3}$ МэВ

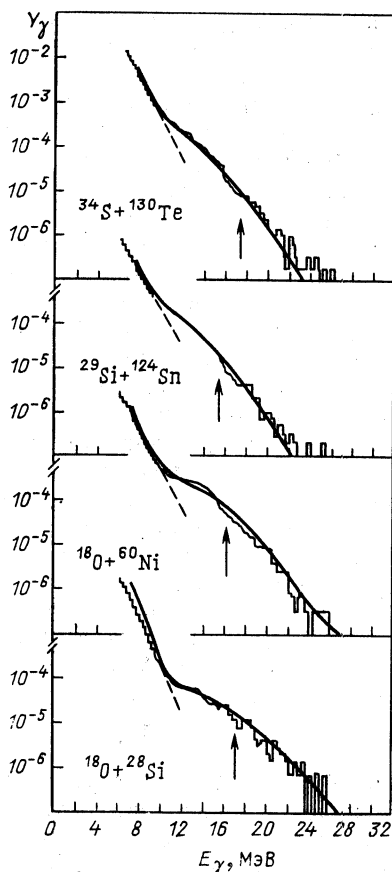


Рис. 12. Гамма-спектры четырех реакций. Значения Y_γ получены с учетом полной эффективности детектора высокоэнергетических γ -квантов, а также в предположении об изотропном угловом распределении γ -излучения:

сплошные линии — расчет по статистической теории при следующих значениях изовекторных параметров (по рисунку сверху вниз):

- $S_g(E_1) = 100\%$, $E_g = 17$ МэВ, $\Gamma_g = 13$ МэВ;
- $S_g(E_1) = 35\%$, $E_g = 15$ МэВ, $\Gamma_g = 11$ МэВ;
- $S_g(E_1) = 65\%$, $E_g = 16$ МэВ, $\Gamma_g = 8$ МэВ;
- $S_g(E_1) = 50\%$, $E_g = 17$ МэВ, $\Gamma_g = 12$ МэВ

В статистической модели, подгоняя результаты расчета под экспериментальные спектры (см. рис. 9), авторы [23] определили энергии и ширины ГДР* для составных ядер $^{122}\text{Te}^*$, $^{150}\text{Gd}^*$ и $^{164}\text{Er}^*$. Полученные значения энергии E_g соответствовали известным значениям для ГДР на основных состояниях составных ядер. В то же время авторы указывали на сложную структуру бампов, сильно отличающуюся от

щуюся от простого лоренциана, а также не отрицали возможного вклада в наблюдаемые структуры от γ -квантов, испущенных в прямых процессах из когерентных состояний ГДР, образованных на начальных этапах реакции.

Аналогичные исследования, но в более широкой области масс составных ядер: ^{154}Er , ^{153}Gd , ^{78}Kr и ^{46}Ti , проводились в работе [38]. В этих экспериментах высокоэнергетические γ -кванты регистрировались антикомптоновским спектрометром BNL, MARKIII [12], установленном на расстоянии 87 см от мишени. Для уменьшения вклада нейтронов из ядерных реакций на мишени применялась методика разделения γ -квантов и нейтронов по времени пролета. Использовалась методика гамма-старта, и в качестве стартового детектора применялся NaI(Tl)-детектор $\varnothing 24 \times 25$ см, установленный на расстоянии 3 см от мишени.

В [38] исследовались реакции ^{34}S (141 МэВ) + ^{130}Tl , ^{29}Si (127 МэВ) + ^{124}Sn , ^{18}O (60 МэВ) + ^{60}Ni , ^{18}O (40 МэВ) + ^{28}Si .

Измеренные спектры представлены на рис. 12. Сплошные кривые на этом рисунке представляют расчетные данные по статистической модели с использованием модифицированной программы CASCADE, включающей единичную функцию распределения Лоренца. Значения параметров E_g и S_g , соответствующих наилучшей подгонке к экспериментальным данным, указаны на рис. 13 и 14. В работе отмечается тенденция превышения выхода γ -квантов над статистическим спадом в области $E_\gamma \approx 11$ МэВ с уменьшением A . Подгоночные значения E_g и Γ_g существенно отличаются от значений E_g для основных состояний этих ядер и не подчиняются известной систематике $E_g \sim A^{-1/3}$ (см. рис. 13). По мнению авторов, это может быть связано с сильной спиновой зависимостью E_g . Аналогичное отклонение E_g от систематики наблюдалось и в работе [35].

С другой стороны, хорошее согласие наблюдалось между подгоночными значениями $S_g(E1)$ и значениями $S_g(E1)$, полученными для близких ядер в основном состоянии в реакциях фотопоглощения (рис. 14). Это свидетельствовало в пользу применимости статистического подхода к количественному описанию выхода высокоэнергетических γ -квантов.

Подробный анализ γ -спектров в рамках статистической теории в широкой области масс составных ядер $63 < A < 127$ проводился также в [39]. Особое внимание в этой работе уделялось влиянию углового момента составного ядра на форму γ -спектра в высокоэнергетической области. В [39] высокоэнергетические γ -кванты регистрировались NaI(Tl)-детектором ($\varnothing 25 \times 30$ см), помещенном в антикомптоновской защите на расстоянии 72 см от мишени, с использованием времяпролетной методики для уменьшения вклада нейтронов из ядерной реакции на мишени. Исследовались реакции ионов ^{12}C (42—60 МэВ) с ядрами ^{51}V , ^{64}Zn и ^{115}In , приводящие к образованию составных ядер ^{63}Cu , ^{76}Kr и ^{127}Cs соответственно, с энергией возбуждения около 50—60 МэВ. Те же составные ядра с более высоким углом

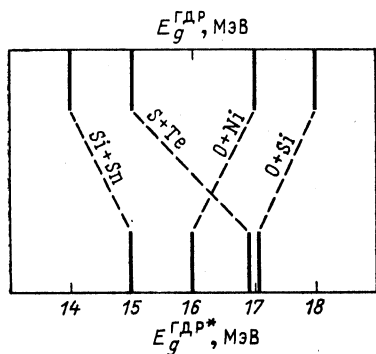


Рис. 13. Сравнение значений энергий в максимуме ГДР*, оптимизированных при описании экспериментальных γ -спектров для четырех реакций (см. рис. 12) с помощью программы CASCADE (на рисунке внизу), с величинами E_g для ГДР (на рисунке сверху), возбуждаемых на основном состоянии ядер согласно систематике (см. рис. 10)

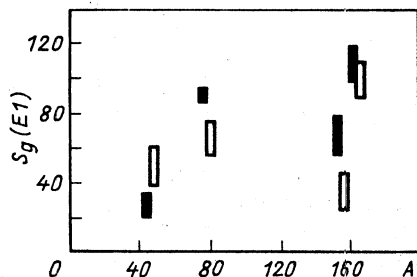


Рис. 14. Силы переходов в процентах от правила сумм (светлые прямоугольники), определенные в результате расчетов (см. рис. 12). Затрихованные прямоугольники — значения $S_g(E1)$ для ГДР, возбуждаемых на основных состояниях ядер согласно систематике (см. рис. 10)

вым моментом изучались в реакции между ионами ^{18}O (42—60 МэВ) и ядрами ^{45}Sc , ^{58}Ni и ^{109}Ag .

Экспериментальная форма γ -спектров, изображенных на рис. 15 и 16, в области $E_\gamma > 8$ МэВ хорошо воспроизводилась в расчетах по статистической модели (программа CASCADE) с подгоночными параметрами E_g и Γ_g , приведенными в табл. 2.

В работе отмечается, что подгоночные значения E_g получились на 1,0—1,5 МэВ ниже значений для соответствующих основных со-

Таблица 2. Параметры, характеризующие составные ядра, образованные в реакциях с ионами углерода и кислорода (E^* — энергия возбуждения, l — угловой момент, подгоночные параметры E_g и Γ_g , полученные при воспроизведении γ -спектров от составных ядер по статистической модели, см. текст)

Составное ядро	E^* , МэВ	l , \hbar (^{18}O)	l , \hbar (^{12}C)	E_g^a , МэВ	Γ_g^a , МэВ
^{63}Cu	54,3	10	16	15,7	7,5
^{76}Kr	44,0	9	15	15,5	7,0
^{76}Kr	46,3	12	15	15,5	7,0
^{76}Kr	53,9	17	19	15,5	7,0
^{137}Cs	48,4	8	16	14,25	6,0

^a — значения E_g и Γ_g получены с погрешностью $\pm (0,5-0,75)$ МэВ.

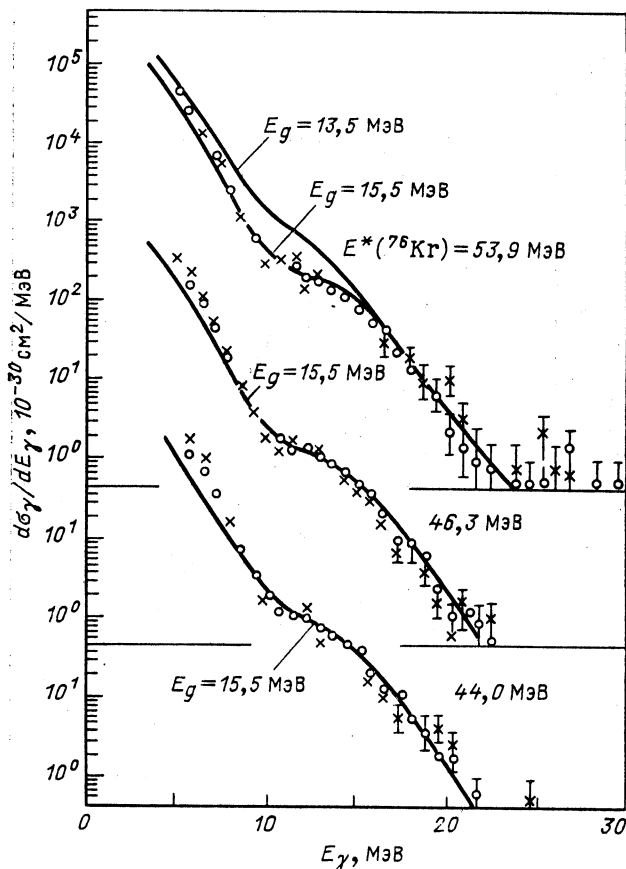


Рис. 15. Гамма-спектры, соответствующие распаду ^{76}Kr при энергиях возбуждения 44,0, 46,3 и 53,9 МэВ. Светлые точки — данные для реакции $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, крестики для $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Zn}$. Сечения даны для реакции с ионами ^{18}O . На них нормированы данные другой реакции. Сплошные кривые — расчет по статистической модели с указанными параметрами E_g при $\Gamma_g = 7,0$ МэВ

стояний ядер и этот эффект не может быть объяснен влиянием углового момента на форму составного ядра. Последнее обстоятельство обусловлено тем, что спины исследуемых составных ядер оказываются ниже предела $l = 20 \hbar$, данного в теоретической работе [26]. Получены оценки верхнего предела изменения E_g и Γ_g от спина: $dE_g/dl < 0,1$ МэВ и $d\Gamma_g/dl < 0,1$ МэВ.

Противоречивые выводы о соответствии параметров ГДР, возбуждаемых на основном состоянии ядер и в реакциях с тяжелыми ионами, в которых возбуждение ГДР* неизбежно связано с высокой энергией возбуждения и широким распределением по угловому мо-

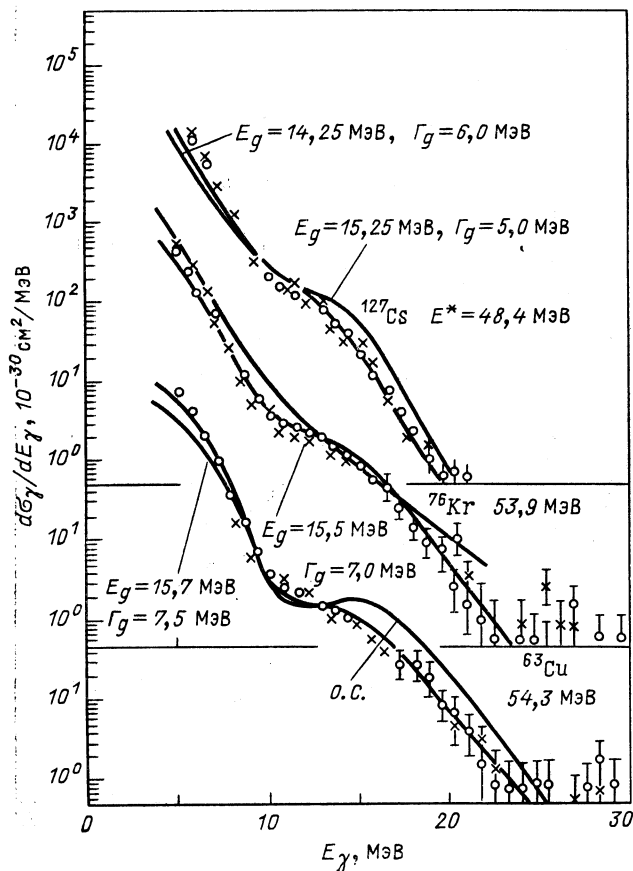


Рис. 16. Гамма-спектры, соответствующие распаду различных составных ядер: вверху — ^{127}Cs при энергии возбуждения 48,4 МэВ, крестики — данные для реакции $^{12}\text{C} + ^{116}\text{I}$, кружки — $^{18}\text{O} + ^{109}\text{Ag}$; в центре — ^{76}Kr (53,9 МэВ), крестики — $^{12}\text{C} + ^{64}\text{Zn}$, кружки — $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$; внизу — ^{63}Cu (54,3 МэВ), крестики — $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$, кружки — $^{18}\text{O} + ^{46}\text{Sc}$. Кривые — расчетные данные, полученные по статистической модели с указанными для ГДР параметрами

менту в составном ядре, ставили вопрос о применимости методики гамма-старта для выделения канала образования составного ядра.

Проверка применимости методики гамма-старта для выделения канала образования составного ядра была выполнена в [40] сравнением γ -спектров, измеренных в этой методике и в совпадении с характерной γ -линией изомерного уровня остаточного ядра ^{144}Gd с периодом полураспада $t = 190$ нс.

В [40] высокоэнергетические γ -кванты регистрировались NaI(Tl)-детектором ($\varnothing 25,4 \times 30,5$ см), помещенным в антикомптоновской защите из пластика Ne 102 на расстоянии 60 см от мишени, с исполь-

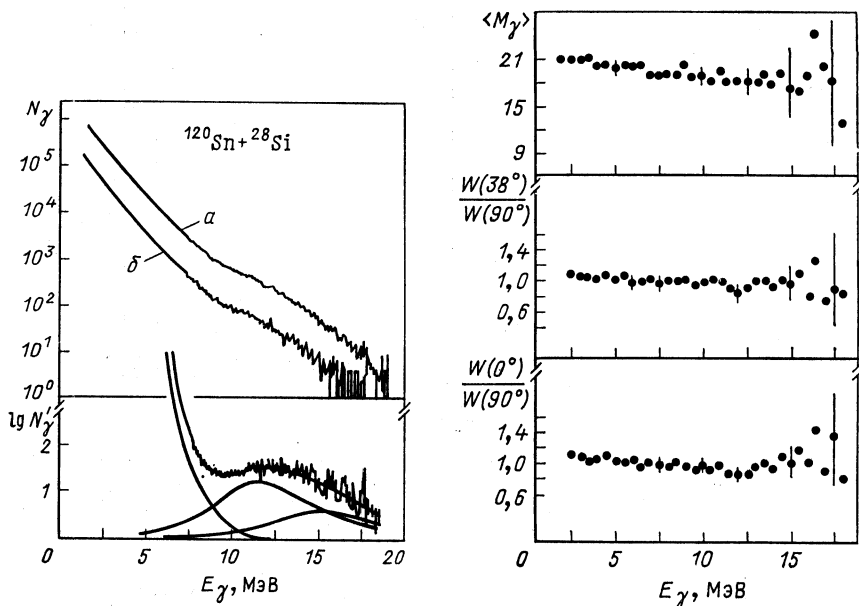


Рис. 17. Гамма-спектр, измеренный с использованием фильтра M_γ (кривая a) и в методике (кривая b) задержанных совпадений с γ -квантами распада изомерного состояния остаточного ядра (см. текст).

В нижней части рисунка представлены экспериментальные данные, соответствующие кривой a , показанной в верхней части рисунка, в сравнении с расчетной кривой, состоящей из трех составляющих: экспоненциального «хвоста» и двух лоренцианов. Для лучшего графического представления экспериментальные N_γ и расчетные данные отнормированы, т. е. $N'_\gamma = N_\gamma / [E_\gamma^2 \exp(-E_\gamma/T_{эф})]$, и, следовательно, вертикальная шкала нижней части рисунка представлена в относительных единицах

Рис. 18. Результаты измерения $\langle M_\gamma \rangle$ и W как функции от E_γ , соответствующие методике задержанных совпадений с γ -квантами распада изомерного состояния остаточного ядра (см. текст и кривую b на рис. 17)

зованием времяпролетной методики для уменьшения вклада нейтронов из ядерной реакции на мишени, которые замедлялись в блоке из парафина толщиной 20 см. Исследовались реакции ионов ^{28}Si (145 МэВ) с ядрами ^{120}Sn , приводящие к образованию составных ядер ^{148}Gd . Детектор высокоэнергетических γ -квантов помещался под углами 0, 38 и 90° к направлению пучка ионов, но экспериментальные трудности и слабая статистика не позволили сделать достоверных заключений об угловой анизотропии вылета высокоэнергетических γ -квантов. Спектр γ -квантов изображен на рис. 17.

Используя четыре NaI(Tl)-детектора ($\varnothing 12,5 \times 15$ см), помещенных в свинцовой защите, была определена средняя множественность γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$, сопровождающих вылет высокоэнергетических

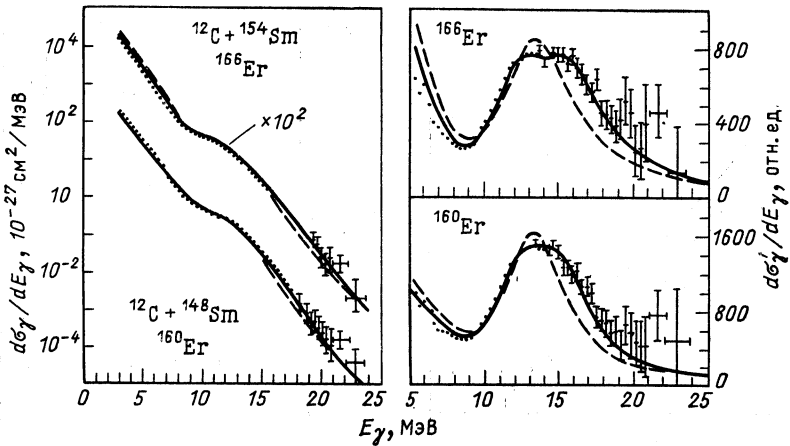


Рис. 19. Спектры γ -квантов от распада ядер ^{166}Er при энергии возбуждения $E^* = 49,2$ МэВ и ^{160}Er при $E^* = 43,2$ МэВ, образованных соответственно в реакциях $^{12}\text{C} + ^{154}\text{Sm}$ и $^{12}\text{C} + ^{148}\text{Sm}$ при средней энергии бомбардирующих ионов углерода 61,2 МэВ:

пунктирная и сплошная кривые: среднеквадратическая подгонка расчетных спектров по статистической модели (программа CASCADE) для области $E_\gamma = 9 \div 21$ МэВ, соответственно в предположении об одно- и двухкомпонентной форме ГДР*. В расчетах использована функция отклика детектора. На оси ординат отложены средние значения поперечного сечения $\sigma_\gamma(E_\gamma)$ в области углов $\theta_\gamma = 65 \div 140^\circ$. Справа показано произведение $\sigma'_\gamma(E_\gamma) = \sigma_\gamma(E_\gamma) \exp(\alpha E_\gamma)$, где $\alpha^{-1} = 1,45$ МэВ для ^{166}Er и 1,40 МэВ для ^{160}Er

γ -квантов. Наблюдалось небольшое уменьшение $\langle M_\gamma \rangle$ с ростом энергии γ -излучения (рис. 18).

Условие задержанного совпадения триггерного детектора, регистрирующего изомерный уровень ^{144}Gd , с детектором высокоэнергетических γ -квантов никак не поменяло форму экспериментальных спектров. Экспериментальное значение выхода высокоэнергетических γ -квантов с $E_\gamma = 9 \div 20$ МэВ после вычета экспоненты составляло $(2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$ квантов на один задержанный триггерный запуск, что дает хорошее совпадение со значением, приведенным в [23].

Подгонка расчетов к экспериментальным спектрам привела к значениям $E_g = 12,2$ МэВ и $\Gamma_g = 8,9$ МэВ, которые сильно отличаются от параметров ГДР на основном состоянии составного ядра. В частности, для $A = 144$ на основе соотношения $E_g = 78 A^{-1/3}$ получается $E_g = 14,9$ МэВ. Авторам удалось описать экспериментальные спектры также и с помощью двухкомпонентного ГДР с $E_g^1 = 11,6$ МэВ, $E_g^2 = 14,9$ МэВ и шириной обеих компонент $\Gamma_g = 6,7$ МэВ (см. рис. 17).

Как следует из вышеизложенного, работа [40] далеко не единственная, в которой не отрицается возможность описания широкого бампа в районе ГДР с помощью двух компонент, соответствующих продольным и поперечным колебаниям деформированных ядер.

Впервые об экспериментальном наблюдении двугорбой формы бампа в спектре высокоэнергетических γ -квантов для $E_\gamma > 8$ МэВ докладывалось в [41]. В этой работе измерялся прямой спектр γ -квантов в реакциях ионов ^{12}C (63 МэВ) с ядрами ^{148}Sm и ^{154}Sm , приводящих к образованию составных ядер ^{160}Er и ^{166}Er соответственно. Определение временных корреляций между детектором высокоэнергетических γ -квантов и сигналом от задающего генератора высокой частоты ускорителя способствовало уменьшению вклада в экспериментальные спектры космических ливней и других фоновых процессов.

На рис. 19 представлены измеренные спектры в сравнении с расчетными, полученными с помощью модифицированной программы CASCADE. Из сравнения теории с экспериментом (рис. 19) авторы [41] делают вывод о том, что наилучшее согласие наблюдается, если в расчетах использовать две компоненты ГДР*. Оптимизированные параметры представлены в табл. 3.

Таблица 3. Оптимизированные параметры ГДР* (см. текст)

Ядро	E_g^1 , МэВ	Γ_g^1 , МэВ	S_g^1	E_g^2 , МэВ	Γ_g^2 , МэВ	S_g^2
$^{166}\text{Er}^*$	$12,15 \pm 0,09$	$3,69 \pm 0,23$	$0,43 \pm 0,07$	$15,77 \pm 0,17$	$5,75 \pm 0,71$	$0,74 \pm 0,11$
$^{160}\text{Er}^*$	$12,21 \pm 0,09$	$3,13 \pm 0,21$	$0,39 \pm 0,07$	$15,17 \pm 0,18$	$4,81 \pm 0,51$	$0,64 \pm 0,09$
$^{154}\text{Sm}^a$	$12,35 \pm 0,10$	$3,35 \pm 0,15$	$0,45 \pm 0,03$	$16,10 \pm 0,10$	$5,25 \pm 0,20$	$0,76 \pm 0,05$
Er^a	12,0	2,9	0,42	15,45	5,0	0,84

Примечание. * означает, что данные относятся к ансамблю ядер $^{164-166}\text{Er}$ и $^{158-160}\text{Er}$ со средней энергией возбуждения $E^* \approx 30$ МэВ и угловым моментом $l=0+25\hbar$; а — данные измерений для основного состояния ядер в реакциях (γ , n) из [42, 43].

Основываясь на данных работы [44] и гидродинамической модели [45], дающей специфическое отношение сил резонансов $S_g^2 : S_g^1 = 2 : 1$ для вытянутого ядра и $S_g^2 : S_g^1 = 1 : 2$ для сплюснутого ядра, а также отношение

$$E_g^2 : E_g^1 = 0,911d + 0,089,$$

где d — отношение большей полуоси симметрии к меньшей, авторам удалось из данных табл. 3 получить значения деформации $\delta = (d - 1) d^{-1/3} = 0,3$ и $0,25$ соответственно для составных ядер $^{166}\text{Er}^*$ и $^{160}\text{Er}^*$. Эти результаты хорошо согласуются со значениями, полученными из измерений квадрупольных моментов для этих ядер при низких энергиях ($\delta = 0,95\beta$ и значения β взяты из [46], усреднением по $^{164}, ^{166}\text{Er}$ и $^{158}, ^{160}\text{Er}$ получены δ , равные $0,3$ и $0,24$ соответственно).

Данные этой работы относятся к ядрам со средней температурой $T \approx 1$ МэВ (для параметра плотности уровней в модели ферми-газа

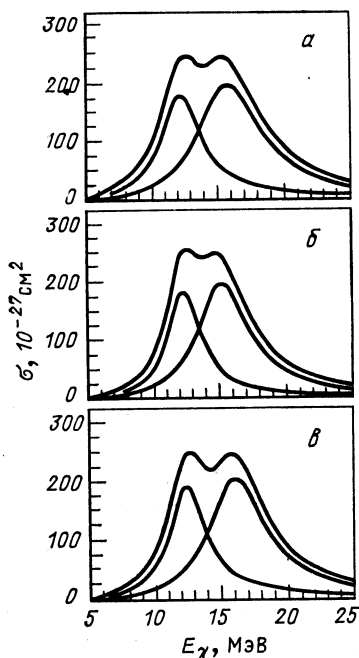


Рис. 20. Сечение фотопоглощения $\sigma(E_\gamma)$, извлеченное при обработке экспериментальных данных:

a — наилучшая подгонка для случая γ -распада ^{186}Er ; *б* — для ^{180}Er (см. рис. 19 и табл. 2); *в* — подгонка расчетной кривой для случая фотопоглощения на основном состоянии в реакции $^{184}\text{Sm}(\gamma, n)$, данные взяты из [42, 43] и табл. 3

$a = A/8$), что ниже критической температуры $T_{\text{крит}} \approx 2$ МэВ для таких ядер. В соответствии с [47] при $T < T_{\text{крит}} = 40 \delta A^{-1/3} \approx 2$ МэВ должна сохраняться иростоподобная деформация, и таким образом авторы делают вывод о том, что форма γ -спектра ГДР* для нагретых деформированных ядер при средней температуре $T \approx 1$ МэВ и спине $l = 0 \div 25 \hbar$ удивительно сходна с формой γ -спектра ГДР, возбуждаемого на основном состоянии тех же ядер (рис. 20).

Выводы, сделанные в [41], противоречат данным, полученным на установке Crystall-Ball, обладающей большими методическими возможностями [48].

В [48] изучались спектры γ -квантов в реакции $^{34}\text{S} (155 \text{ МэВ}) + ^{128}\text{Tl}$, приводящей так же, как и в [41], к образованию изотопа эрбия с близкой к изучавшимся в [41] ядрам массой, с энергией возбуждения 71 МэВ и угловыми моментами до $65 \hbar$. Гамма-кванты с энергией $E_\gamma > 4,7$ МэВ регистрировались в любом из 160 модулей спектрометра в совпадении с γ -квантами любой энергии, зарегистрированными другими модулями.

В силу 4 π -геометрии кратность срабатывания модулей «*N*» пропорциональна значению углового момента остаточного ядра, образованного в акте взаимодействия. Спектры γ -квантов для различных окон по *N* (т. е. по угловому моменту) приведены на рис. 21. В работе применялась та же процедура выделения бампов ГДР умножением экспериментального спектра на фактор $\exp(aE_\gamma)$, $a^{-1} = 1,6$ МэВ. Полученные таким образом данные представлены на рис. 22. Авторам удалось описать данные, введя в расчеты γ -спектров (код CASCADE) только одну компоненту ГДР. Однако такой подход привел к необходимости в уменьшении энергии и ширины резонанса с увеличением спина. Для малых значений спинов энергии E_g хорошо совпадают с данными для основных состояний. Оптимизированные параметры приведены в табл. 4.

Изучение формы спектров высокоэнергетических γ -квантов для изотопов Er проводилось также в [49]. Изучались реакции $^{16}\text{O} (84 \text{ МэВ}) + ^{150}\text{Nd}$ и $^{17}\text{O} (72 \text{ МэВ}) + ^{148}\text{Nd}$, приводящие соответственно

Таблица 4. Оптимизированные параметры ГДР*, с использованием которых рассчитывались γ -спектры для реакции ^{34}S (155 МэВ) + ^{128}Te в различных окнах по угловому l остаточных ядер (см. текст)

N	l, \hbar	$E_g, \text{МэВ}$	$\Gamma_g, \text{МэВ}$	S_g
29—40	45	12,0	6,50	0,56
25—28	36	12,5	5,75	0,56
21—24	30	13,0	5,00	0,67
17—20	23	14,0	5,00	0,52
13—16	16	15,0	7,00	0,44
9—12	10	14,5	9,00	0,30

к образованию составных ядер ^{155}Er с энергией возбуждения $E^* = 61,5 \text{ МэВ}$ и угловыми моментами $l \leq 36 \hbar$ и ^{165}Er с $E^* = 49,9 \text{ МэВ}$ и $l \leq 23 \hbar$. В этом эксперименте наблюдалось, так же как и в [48], только односторонняя структура бампа в области $E_\gamma \geq 10 \text{ МэВ}$. С помощью специальной техники было установлено, что около 25 % полного сечения γ -эмиссии в области 10—20 МэВ связано с изучением γ -квантов в конкуренции с испарением первого нейтрона из составного ядра ^{166}Er .

Следует отметить, что различие в форме γ -спектров близких изотопов Er, которое наблюдается из сравнения данных разных работ, может быть связано с существенной разницей в энергии возбуждения и угловых моментов. При этом наиболее отчетливо двугорбая структура бампа наблюдается при относительно малой энергии возбуждения, около 30 МэВ [41]. В других работах [23, 38, 48, 49, 50] изотопы эрбия изучались при более высоких энергиях возбуждения, и сделанные в них выводы относительно количества пиков, составляющих бамп, не являются однозначными.

В [35] специально изучалась зависимость выхода высокоэнергетического γ -излучения от энергии остаточных ядер. Высокоэнергетические γ -кванты регистрировались семью детекторами NaI(Tl) $\varnothing 12,7 \times 15,2 \text{ см}$, размещенными на расстоянии 50 см от мишени, причем шесть из них лежали в одной (горизонтальной) плоскости под углами $\pm 90, \pm 120$ и $\pm 150^\circ$ по отношению к направлению пучка и один перпендикулярно этой плоскости. Изучалась реакция ^{136}Xe (1150 МэВ) + ^{197}Au . Близкие к ядрам Xe по массе фрагменты регистрировались под углом 29° около классического угла «грейзинга» восьмью кремниевыми детекторами ($\Omega = 6,4 \text{ мср/детектор}$), размещенными по кольцу вокруг оси пучка (рис. 23). Гамма-спектры, соответствующие различным «окнам» по значениям Q -реакции (средняя энергия в окнах 1—5 равна 34, 80, 119, 159 и 199 МэВ соответственно), представлены на рис. 24. Спектры исправлены с учетом эффекта Доплера и отвечают только двухтельной кинематике. В этом эксперименте наблюдался резкий рост выхода γ -квантов в области 10—

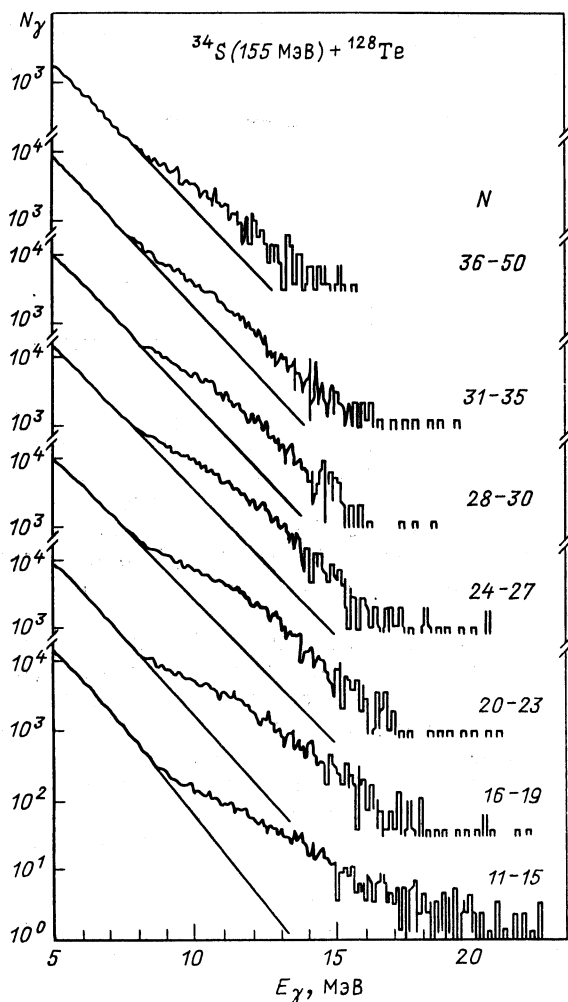


Рис. 21. Спектры γ -квантов для отдельного детектора, соответствующие различному числу совпадающих с ним других детекторов N .

Прямые линии — экстраполяция низкоэнергетической части γ -спектра в область энергий выше 8 МэВ

20 МэВ с увеличением степени неупругости взаимодействия или, иными словами, с увеличением энергии возбуждения фрагментов.

Сравнение экспериментальных спектров с расчетными по статической модели показало, что необходимо изменять параметры E_g и Γ_g для описания всего набора γ -спектров по энергии возбуждения. Так, с ростом энергии возбуждения фрагментов для достижения наилучшего согласия расчета и эксперимента необходимо уменьшать энер-

Рис. 22. То же, что на рис. 21, умноженное на экспоненциальный фактор, см. текст

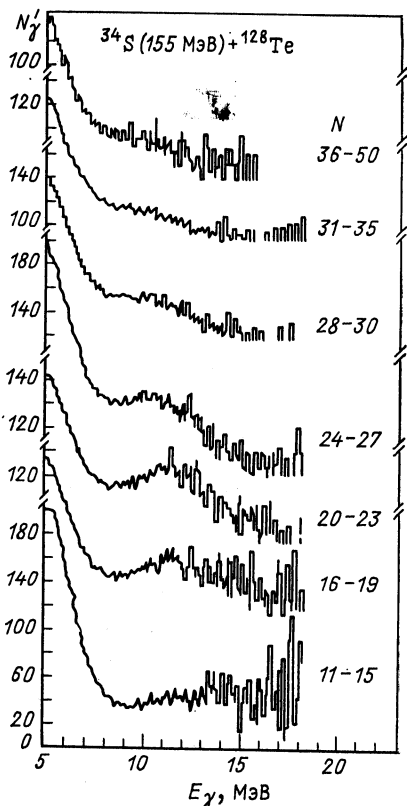
гию резонанса и увеличивать его ширину по сравнению со значениями этих величин на основном состоянии.

Существует ряд работ, в которых проводились подобные вышеизложенным измерения и анализ формы γ -спектров и выхода высокоэнергетических γ -квантов. Так, в [51] изучалась реакция ^{12}C (100 МэВ) + ^{159}Tb . Анализ формы γ -спектров в широком диапазоне масс ядер мишени и энергий бомбардирующих ионов $\epsilon = (5 \pm 7)$ МэВ/нуклон в реакциях с легкими ионами $^3,^4\text{He}$, ^{12}C и ^{16}O приведен в [52].

В работе [50] представлены результаты исследований реакций ^3He (12–26 МэВ) + ^{25}Mg , ^{16}O (40 МэВ) + ^{12}C , реакции ^{12}C + $^{51}\text{V} \rightarrow ^{63}\text{Cu}$ и ^4He + $^{59}\text{Co} \rightarrow ^{63}\text{Cu}$ с энергией возбуждения ^{63}Cu от 17 до 52 МэВ, проводится анализ данных для реакций ^{12}C (61,5 МэВ) + $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{166}\text{Er}^*$ и α (27 МэВ) + $^{149,154}\text{Sm}$.

Приведенные в этом пункте экспериментальные данные, характеризующие форму γ -спектра и выход γ -квантов в области энергий ГДР, и их анализ, конечно, не являются полными, однако отражают общую картину, сложившуюся в результате исследований высокоэнергетического γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами, выполненных с помощью методики гамма-старта.

С одной стороны, форма спектра и выход γ -квантов в области ГДР могут быть удовлетворительно описаны в рамках статистической теории в предположении эквивалентности характеристик ГДР, возбужденных на основном или высоколежащем состоянии ядра (гипотеза Бринка). С другой стороны, параметры ГДР*, извлеченные при анализе экспериментальных данных в рамках статистической теории, существенно расходятся, как правило, с параметрами ГДР, возбуждаемых на основных состояниях этих же ядер. Они отличаются также для близких ядер, изучавшихся в различных работах, например, для изотопов эрбия. Нет ясности в том, что является причиной этих



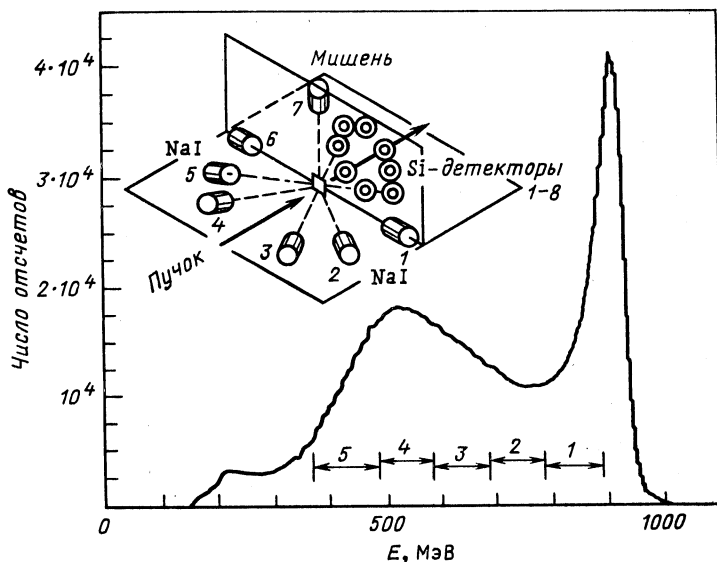


Рис. 23. Просуммированный энергетический спектр в лабораторной системе координат фрагментов, близких по массе и заряду к бомбардирующему иону Хе, зарегистрированных под углом 29° восемью кремневыми детекторами. Геометрия эксперимента схематически показана на вставке

различий, нельзя исключить влияния на конечный результат самой постановки эксперимента с использованием методики гамма-старта. Возможно, что оно связано с параметрами реакций: энергией возбуждения, угловыми моментами, соотношением масс взаимодействующих ядер. Как отмечалось в [50], после эйфории, связанной с, казалось бы, очевидным фактом статистической природы возбуждения гигантских резонансов на высоколежащих состояниях составных ядер, требуются детальные дополнительные исследования в этой области физики тяжелых ионов.

Ниже приводятся данные экспериментов, выполненных с использованием принципиально нового подхода для исследований высокоэнергетического γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами.

2.2. Исследование выхода высокоэнергетических γ -квантов по характеристическому рентгеновскому излучению и осколкам деления. Как отмечалось выше, авторы работ [23, 49, 50 и др.] для выделения канала образования составного ядра использовали методику гамма-старта, т. е. исследовали выходы γ -квантов с энергией $E_\gamma > 4$ МэВ в совпадении с каскадом низкоэнергетических ($E_\gamma \approx 1$ МэВ) γ -квантов, соответствующих конечному этапу распада возбужденных остаточных ядер. Однако в реакциях с тяжелыми ионами образуются высоковозбужденные ядра не только в канале слияния, но и в множестве других каналов глубокоinelastических взаимодействий.

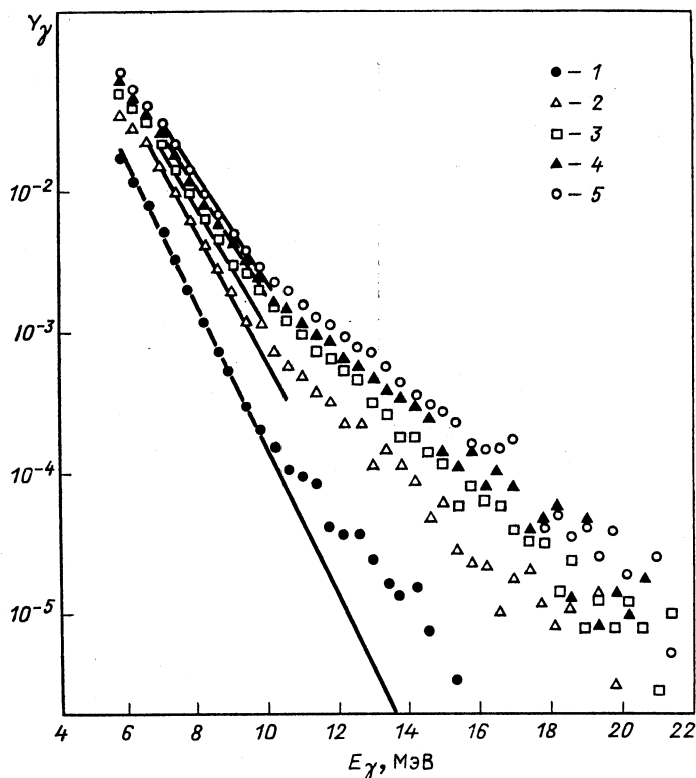


Рис. 24. Гамма-спектры, соответствующие пяти различным областям энергетического спектра близких к Хе фрагментов, указанных на рис. 23 (см. также текст)

Этот факт частично обесценивает преимущества использования методики гамма-старта в этих реакциях и подвергает сомнению соответствие между наблюдаемыми таким образом высокоэнергетическими γ -квантами и γ -распадом гигантских резонансов в возбужденных составных ядрах. В связи с этим необходимо использовать прямые методы выделения канала образования составных ядер, основанные, например, на регистрации характеристического рентгеновского излучения остаточных ядер и осколков деления составных ядер.

а) *Канал деления.* Результаты экспериментов по наблюдению эмиссии высокоэнергетических γ -квантов, соответствующих каналу образования составного ядра Bi^* , были представлены в [53]. Канал слияния в реакциях $^{159}Tb + ^{40}Ar$ (220; 300 МэВ), $^{181}Ta + ^{22}Ne$ (155 МэВ) и $^{192}Os + ^{15}N$ (147 МэВ) выделялся путем регистрации осколков деления составных ядер. Было установлено, что экспериментальные спектры γ -квантов, полученные в исследуемых реакциях,

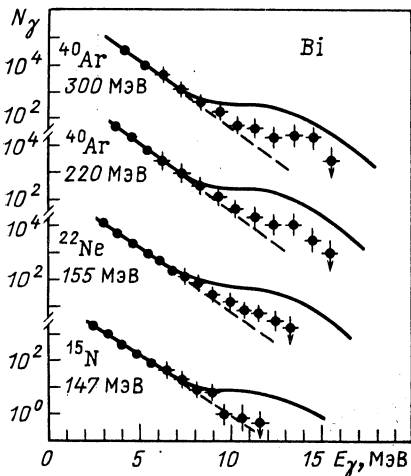


Рис. 25. Спектры γ -квантов: точки — экспериментальные данные, отнормированные при $E_\gamma < 8$ МэВ на теоретическую кривую (сплошная линия), см. текст

совпадают друг с другом по форме в области $E_\gamma < 10$ МэВ [54]. Этот факт согласуется с теоретическими оценками выхода γ -квантов, соответствующих распаду возбужденных составных ядер Bi^* и возбужденных осколков деления Bi^* , рассчитанного с помощью модифицированной программы CASCADE [55] и программы типа Монте-Карло [56] соответственно. Результаты этих расчетов показали, что расчетное значение выхода высокоэнергетических γ -квантов зависит

в основном от энергии возбуждения составного ядра Bi^* , т. е. оно относительно больше для реакций $^{192}\text{Os} + ^{15}\text{N}$ (147 МэВ) и $^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ar}$ (300 МэВ) и относительно меньше для реакции $^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ar}$ (220 МэВ). Однако этот факт находится в явном разногласии с экспериментом (рис. 25).

б) *Испарительный канал.* Изучение выхода высокоэнергетических γ -каналов в испарительном канале реакций проводилось с помощью методики совпадений с характеристическими рентгеновскими квантами K -оболочки (далее KX -кванты), описанной в [58]. Показаны преимущества регистрации KX -квантов для выделения канала реакции в широком диапазоне по Z продуктов реакций с тяжелыми ионами.

Детальное изучение высокоэнергетических γ -квантов в зависимости от входного канала было проведено в реакциях ^{20}Ne (110 МэВ) + ^{112}Sn и ^{64}Zn (290 МэВ) + ^{68}Zn , приводящих к образованию одного и того же составного ядра ^{132}Nd с близкой по значению энергией возбуждения [54]. В экспериментах использовались толстые мишени, за которыми помещался детектор KX -квантов, что обеспечивало высокую эффективность их регистрации.

При измерении γ -спектров в методике гамма-старта в пределах экспериментальной погрешности не обнаружилось различия в форме γ -спектров для обеих реакций вплоть до $E_\gamma \approx 19$ МэВ (рис. 26). Гамма-спектры имеют подъемы при $E_\gamma > 8$ МэВ, подобные наблюдаемым в [23, 50 и др.]. В то же время γ -спектры, измеренные в совпадении с KX -квантами продуктов реакций, близких по Z к составному ядру, существенно различаются (рис. 27). Некоторая разница в энергиях возбуждения и угловых моментах составных ядер, образованных в различных комбинациях, как показал теоретический анализ, не могут объяснить этого различия в γ -спектрах. Результаты расчета

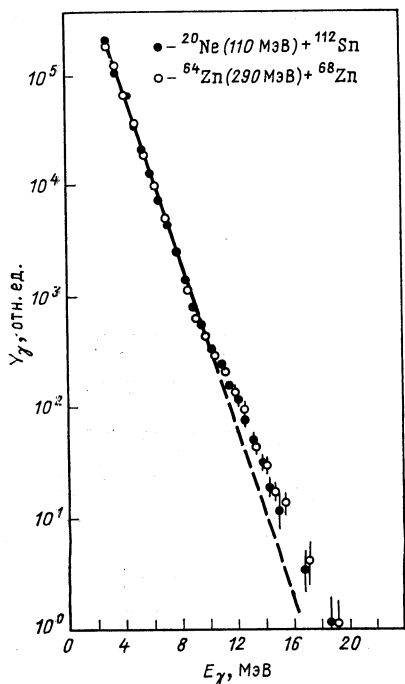


Рис. 26. Спектры γ -квантов, измеренные с помощью методики гамма-старта

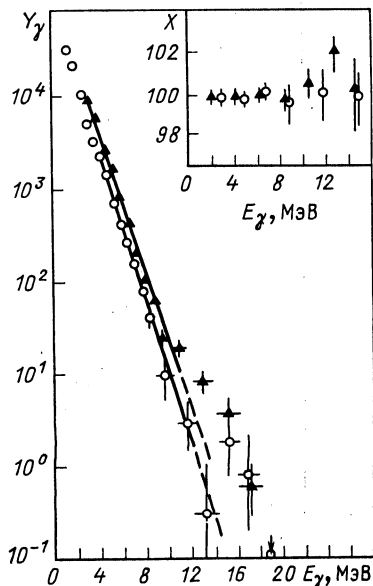


Рис. 27 Спектры γ -квантов, измеренные в совпадении с характеристическим рентгеновским излучением продуктов, близких по Z к составному ядру, для реакций $^{64}\text{Zn} + ^{68}\text{Zn}$ (черные точки), $^{20}\text{Ne} + ^{112}\text{Sn}$ (светлые точки). На вставке X — номер канала спектра KX -квантов, отвечающего положению центра тяжести пика характеристического рентгеновского излучения, измеренного в совпадении с γ -квантами

спектров γ -квантов, сопровождающих распад составного ядра, выполненных для изученных реакций в статистической модели методом Монте-Карло, представлены на рис. 28. Из рисунка видно, что вплоть до энергии $E_\gamma \approx 14$ МэВ расчетные γ -спектры для обеих реакций практически не различаются.

С целью исследования вклада различных каналов в эмиссию высокоэнергетических γ -квантов в [2, 3] для реакции $^{136}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$ (300 МэВ) проведены измерения спектров γ -квантов с $E_\gamma = 4 \div 20$ МэВ в совпадении с KX -квантами остаточных ядер, а также измерения выхода KX -квантов в широком диапазоне $Z = 50 \div 68$ в зависимости от E_γ . В той же реакции была измерена угловая анизотропия γ -излучения в широком диапазоне E_γ . Эксперименты проводились на выведенном пучке ионов ^{40}Ar (300 МэВ) циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ. Схематически установка для измерения γ -спектров в совпадении с KX -квантами представлена на рис. 29. Выведенный пучок ионов ^{40}Ar падал на мишень — металлическую фольгу

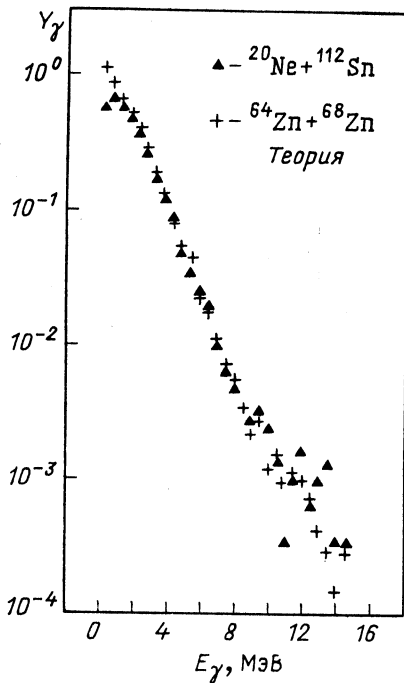
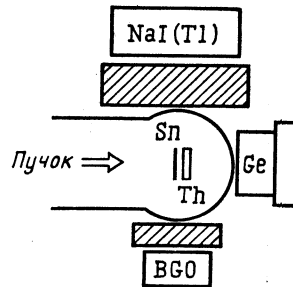
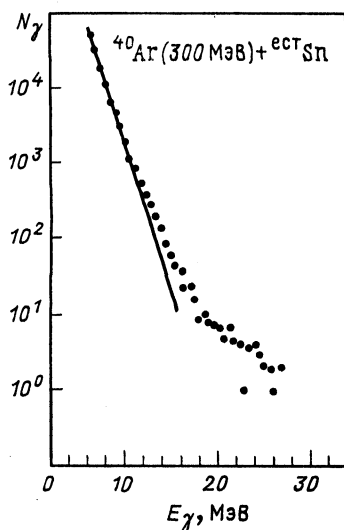
Рис. 28. Расчетные γ -спектры (см. текст)

Рис. 29. Схема экспериментальной установки

из олова естественного изотопного состава толщиной $15 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$ и полностью тормозился в установленном за мишенью поглотителе, представляющем собой металлическую фольгу из тория толщиной $47 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$. Рентгеновский детектор из чистого германия имел эффективность в пике полного поглощения 5% в области $E_{\text{кх}} = 25 \div 80 \text{ кэВ}$. Энергетическое разрешение для этой области составляло 600 эВ . Высокоэнергетические γ -кванты регистрировались детекторами BGO размерами $\varnothing 7,5 \times 2,5 \text{ см}$ и NaI(Tl), $\varnothing 15 \times 10 \text{ см}$, расположенными перпендикулярно направлению пучка на расстоянии 10 и 20 см от мишени соответственно. Порог регистрации на них устанавливался выше 4 МэВ . Подробнее методика измерений изложена в [57].

На рис. 30 приведен спектр γ -квантов, зарегистрированных BGO-детектором в совпадении с Ge-детектором, регистрирующим кванты в диапазоне энергии $25\text{--}400 \text{ кэВ}$ (рис. 31) в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Sn}$. В области энергий $E_\gamma \leq 10 \text{ МэВ}$ γ -спектр можно аппроксимировать функцией: $\exp(-E_\gamma/T_{\text{эф}})$, $T_{\text{эф}} = 1,1 \text{ МэВ}$. Эта низкоэнергетическая область соответствует испусканию статистических γ -квантов в основном на последних стадиях разрядки остаточных ядер [50]. Выше по энергии наблюдается отклонение от экспоненциальной зависимости, и спектр имеет форму широкого пика, наложенного на экспоненциально спадающую функцию, что качественно

Рис. 30. Спектр γ -квантов, измеренных в методике гамма-старта



совпадает с формой γ -спектров в реакции ${}^{ecr}\text{Sn} + {}^{40}\text{Ar}$, измеренных с помощью метода гамма-старта в [23]. В соответствии с выводами [23] в эту область γ -спектра большой вклад должны давать γ -кванты ГДР*, испущенные высоковозбужденными составными ядрами при равновесном распаде. Можно было также ожидать значительный вклад γ -квантов с $E_\gamma = 10 \div 14$ МэВ, испущенных на начальных этапах реакции слияния [59, 60]. Однако, как видно из рентгеновского спектра (рис. 31), спектру, изображенному на рис. 30, соответствует спектр γ -квантов продуктов не только канала полного слияния реакции ${}^{ecr}\text{Sn} + {}^{40}\text{Ar}$, но также и каналов, приводящих к образованию мишенеподобных продуктов.

На рис. 32 показаны γ -спектры, измеренные BGO- и NaI(Tl)-детекторами, в совпадении с KX -квантами ядер, близких по Z к составному ядру. Видно, что этот спектр для $E_\gamma \geq 10$ МэВ существенно отличается по форме от γ -спектра, представленного на рис. 30. Основной отличительной особенностью является наличие минимума при энергии около 16 МэВ, что позволяет выделить в γ -спектре три характерные области: первая $E_\gamma \leq 10$ МэВ, вторая $10 \leq E_\gamma \leq 16$ МэВ и третья $E_\gamma \geq 16$ МэВ.

На рис. 31 представлены спектры рентгеновского излучения, измеренные в совпадении с γ -квантами различных областей γ -спектра. В спектре рентгеновского излучения, совпадающего со спектром γ -квантов второй области, находятся как рентгеновские переходы, соответствующие остаточным ядрам, близким по Z к составному ядру, так и переходы, соответствующие ядрам, близким по Z к ядру мишени. Отсюда можно сделать вывод, что процессы, приводящие к образованию этих ядер, дают заметный вклад во вторую область γ -спектра. Этот факт находится в противоречии с принятым в [23 и др.] предположением о том, что основным источником γ -излучения, дающим превышение над экспоненциальным спадом в спектре для $E_\gamma \geq 10$ МэВ, является статистический распад составного ядра.

Из рентгеновского спектра, измеренного в совпадении со спектром γ -квантов с $E_\gamma \geq 16$ МэВ, следует, что основным источником γ -квантов третьей области являются процессы, приводящие к образованию остаточных ядер, близких по Z к составному ядру. Таким образом, превышение выхода γ -квантов, связанных с распадом состав-

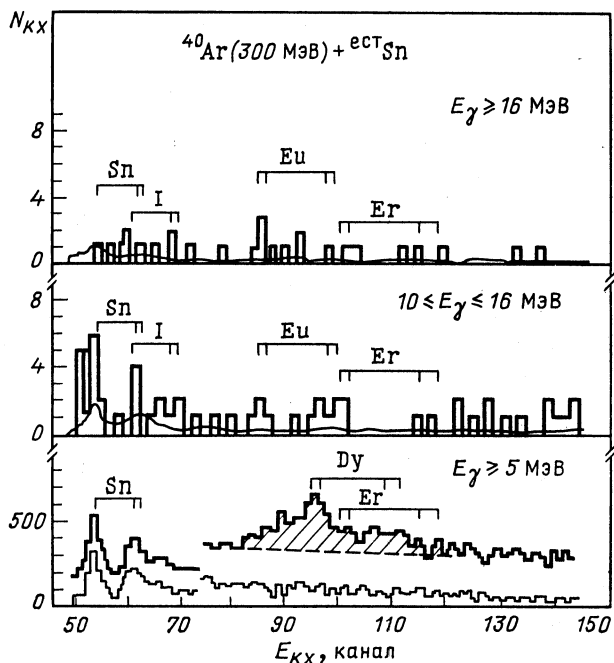
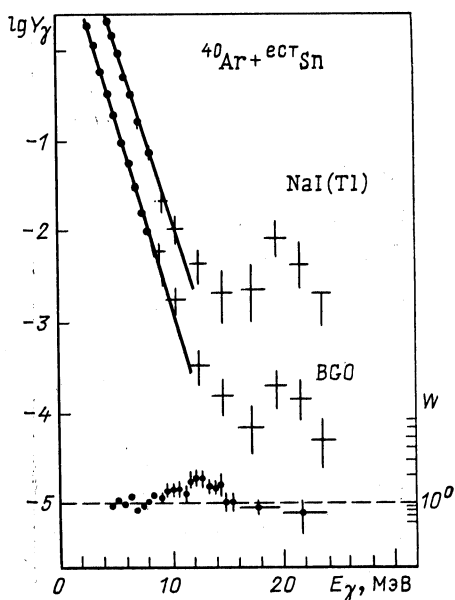


Рис. 31. Спектр KX -квантов, измеренных в совпадении с γ -квантами различных энергий (диапазон E_γ указан на рисунке)

ного ядра, над экспоненциальным спадом наблюдается по всей области энергий $E_\gamma \geq 10$ МэВ. В то же время соответствующее превышение для ядер, близких к ядру-мишени, наблюдается в основном только в области $E_\gamma = 10 \div 16$ МэВ.

Таким образом, методика прямого выделения канала реакции, сопровождающегося эмиссией высокоэнергетических γ -квантов, дала принципиально новые результаты. Из экспериментов, выполненных с их использованием, однозначно вытекает тот факт, что наблюдаемый бамп в случае применения методики гамма-старта состоит из нескольких составляющих его пиков, принадлежащих различным каналам реакции. Так же как и канал полного слияния, другие каналы неупругого взаимодействия сложных ядер (неполное слияние, реакции многонуклонных передач и т. п.) сопровождаются большим количеством низкоэнергетических γ -квантов [34]. Изменение соотношения масс взаимодействующих ядер, энергии бомбардирующих ионов влечет за собой изменение соотношения сечений в разных каналах реакции и, как следствие, должно приводить к изменению вкладов пиков в общий бамп. Возможно, с этим связано отклонение значений энергии в максимуме бампов от энергий ГДР соответствующей

Рис. 32. Спектры γ -квантов, измеренные в совпадении с KX -квантами двумя различными детекторами. Отношение выходов W γ -квантов в направлении перпендикулярном и параллельном пучку ионов



щих составных ядер, в разной степени наблюдающееся в экспериментах, описанных в п. 2.1.

Более подробный анализ приведен в п. 2.6. В следующих разделах приведены экспериментальные данные по измерению угловой анизотропии высокоэнергетических γ -квантов, которые проливают свет на характер этого излучения, его мультипольность. Приведены также данные по измерению распределения по множественности или среднего значения множественности низкоэнергетических γ -квантов, сопровождающих высокоэнергетическое γ -излучение. Последнее относится к попыткам определения области угловых моментов в ядрах, ответственных за эмиссию высокоэнергетических γ -квантов.

2.3. Угловая анизотропия γ -излучения высокоэнергетических γ -квантов. В деформированных аксиально-симметричных ядрах при низких угловых моментах ГДР расщепляется на две компоненты, причем энергия расщепления пропорциональна деформации. При более высоких угловых моментах резонанс расщепляется на пять компонент из-за воздействия сил Кориолиса на ядро, имеющее триаксиальную форму. Девозбуждение колебаний протонов относительно нейтронов вдоль оси спина (x — ось) происходит путем эмиссии «нев्यстроенного» дипольного излучения ($m_x = 0$, $\Delta I = 0$), которое идет преимущественно перпендикулярно спину. Колебания в плоскости, перпендикулярной спину, снимаются через эмиссию «выстроенного» дипольного излучения ($|m_x| = 1$, $|\Delta I| = 1$), которая происходит преимущественно вдоль оси спина. Итак, одна из компонент ГДР может быть, в принципе, отделена от других по угловому распределению соответствующего γ -излучения.

Из-за неопределенности направления спина ядра, образованного в реакции с тяжелыми ионами, в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, ожидаемая анизотропия выхода γ -излучения относительно направления пучка ионов в экспериментах по прямому ее измерению не может быть большой. Такого рода измерения

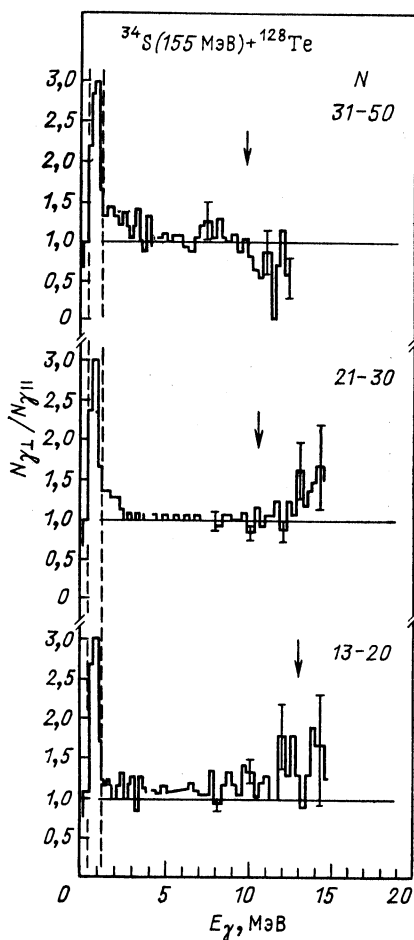


Рис. 33. Угловая анизотропия γ -излучения как отношение выходов γ -квантов перпендикулярно и параллельно направлению спина ядра в диапазоне углов $\pm 30^\circ$ для трех окон по количеству N сработавших детекторов. Стрелками указаны положения центра пика гигантского резонанса в данном окне по N

проводились для реакций $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ при энергии 84 МэВ в [61] и $^{28}\text{Si} + ^{120}\text{Sn}$ при энергии 144 МэВ в [40]. В этих работах не было сделано определенных заключений относительно анизотропии γ -излучения, кроме некоторых указаний на то, что $E_\gamma < 11$ МэВ излучение идет преимущественно вдоль оси спина и перпендикулярно ему при больших энергиях.

Эффект может оказаться значительно больше в корреляционных измерениях, в которых измеряются направления эмиссии по крайней мере двух γ -квантов. Результаты таких экспериментов опубликованы в [48]. На установке Crystall-Ball регистрировались все γ -кванты из реакции $^{34}\text{S} (155 \text{ МэВ}) + ^{130}\text{Te}$. Низкоэнергетическое γ -излучение, соответствующее квадрупольному бампу, использовалось для определения

направления спина ядра для каждого отдельного события, и по отношению к этому направлению затем определялось направление эмиссии высокоэнергетических γ -квантов. Полученные таким образом данные представлены на рис. 33. Гамма-кванты с энергией приблизительно до 10 МэВ (рис. 33) излучаются преимущественно перпендикулярно направлению спина для $\langle M_\gamma \rangle < 30$ и вдоль направления спина для $\langle M_\gamma \rangle = 31 \div 50$. При больших значениях множественности в области E_γ от 8 до 10 МэВ преобладает γ -излучение, перпендикулярное направлению спина ядра.

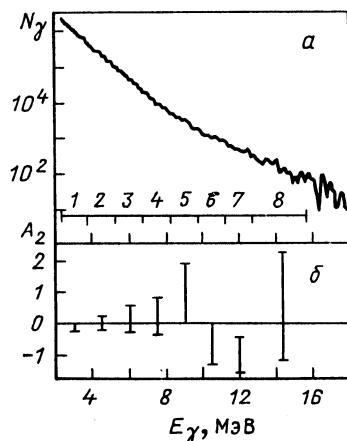
Угловое распределение высокоэнергетических γ -квантов может быть выражено следующим образом:

$$W(\theta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos \theta), \quad k = 2, 4, \dots,$$

Рис. 34. Спектр γ -квантов (а) и зависимость коэффициента A_2 (б) от E_γ (см. текст)

где $P(\theta)$ — полином Лежандра; θ — угол эмиссии по отношению к направлению спина. На рис. 34 приведена зависимость коэффициента A_2 от E_γ для реакции $^{12}\text{C} (100 \text{ МэВ}) + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{171}\text{Dy}^*$, взятая из [51]. В этой работе проводились корреляционные измерения низкоэнергетических и высокоэнергетических γ -квантов. Анализируя приведенную на рис. 34 зависимость, авторы работы [51] отмечают отрицательное значение A_2 в области $E_\gamma \approx 3 \text{ МэВ}$ и в области $10 < E_\gamma < 13 \text{ МэВ}$, а также изотропное распределение в области между 3 и 10 МэВ. Для ГДР*, возбуждаемого непосредственно в реакции с тяжелыми ионами вдоль направления спина, авторы ожидали моду возбуждения слабозаселенной, так как коллективный электрический дипольный момент лежит вблизи плоскости реакции. В этом случае значение A_2 должно быть около 0,5, что существенно расходится с полученным значением (рис. 34). Для ГДР*, статистически возбужденного в вытянутом составном ядре, низкоэнергетическая компонента должна иметь значение $A_2 > 0$. Поэтому авторы работы [51] делают вывод, что значительная часть спектра γ -квантов до энергии $\approx 10 \text{ МэВ}$ в изученной реакции не обусловлена распадом ГДР* в канале полного слияния.

Для выяснения природы γ -излучения, измеренного в реакции $\text{естSn} + ^{40}\text{Ar}$ [2], соответствующего описанным в п. 2.2 областям E_γ , были проведены измерения его выхода под углами 90° и 0° к направлению пучка ионов. Основываясь на том, что авторы работы [51] не наблюдали выделенного направления вылета γ -квантов для $E_\gamma \leq 8 \text{ МэВ}$ в реакции $^{12}\text{C} + ^{159}\text{Tb}$, приводящей к образованию близкого по массе составного ядра, проводилась нормировка полученных спектров друг к другу в области $E_\gamma \leq 8 \text{ МэВ}$. Таким образом, автоматически вводилась поправка на доплеровское смещение энергии γ -квантов, зарегистрированных по направлению пучка ионов, относительно энергии γ -квантов, зарегистрированных перпендикулярно пучку. Полученное отношение выходов γ -квантов $W = N_\gamma(90^\circ)/N_\gamma(0^\circ)$ представлено в зависимости от E_γ на рис. 32. В области энергии $E_\gamma = 10 \div 16 \text{ МэВ}$ наблюдается увеличение выхода γ -квантов, испускаемых перпендикулярно направлению пучка, что может отвечать выстроеным дипольным переходам. В области энергии $E_\gamma = 16 \div 22 \text{ МэВ}$ в пределах экспериментальных погрешностей не наблюдается выделенного направления вылета γ -квантов. Полученные данные по анизотропии вылета γ -квантов относительно направ-



ления пучка дополнительно указывают на различную природу источников их эмиссии в разных областях энергии.

Аналогичные измерения были нами выполнены для реакции $^{22}\text{Ne} + \text{ест}\text{Sn}$. Полученная зависимость анизотропии γ -излучения

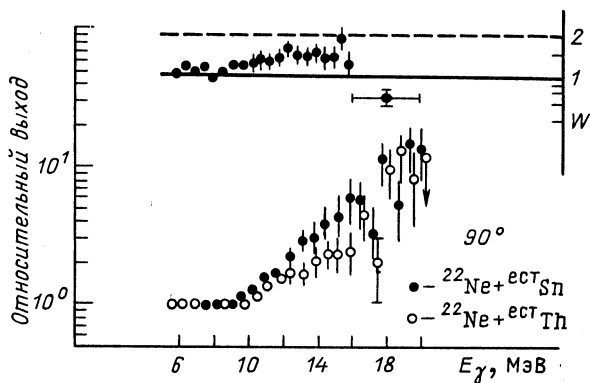


Рис. 35. Спектр γ -квантов, отнормированный на функцию $\exp(-E_\gamma/T_{эф})$, для двух реакций: вверху — угловая анизотропия γ -излучения для реакции ^{22}Ne (178 МэВ) + $\text{ест}\text{Sn}$

от E_γ повторяет данные для реакции $^{40}\text{Ar} + \text{ест}\text{Sn}$ (рис. 35, ср. с рис. 32).

В работе [53] получены данные по угловой анизотропии высокоэнергетических γ -квантов в реакции деления составных ядер Вi. С помощью выделения плоскости разлета осколков деления Вi удалось определить соотношение выходов γ -квантов с $E_\gamma > 12$ МэВ перпендикулярно направлению спина I (рис. 36, а) и по направлению делящегося ядра Вi (рис. 36, б) в реакциях ^{40}Ar (220, 300 МэВ) + ^{159}Tb . Высокоэнергетические γ -кванты, вылетающие по направлению спина делящихся ядер и перпендикулярно ему, регистрировались одним детектором. Такая постановка эксперимента исключала методические погрешности, связанные с сопоставлением γ -спектров, измеренных различными детекторами. Для области энергии $E_\gamma > 12$ МэВ было получено примерно равное ($0,5 \pm 0,3$) отношение выходов γ -квантов по направлению и перпендикулярно направлению спина ядер Вi для обеих значений энергии ионов Ar. Экспериментальные данные находятся в согласии с предположением, что γ -кванты с $E_\gamma > 12$ МэВ соответствуют выстроеным дипольным переходам.

Таким образом, результаты большинства экспериментов по измерению угловой анизотропии высокоэнергетической компоненты γ -излучения подтверждают предположение о его дипольном характере. Данные экспериментов [53] не противоречат возможности вклада в γ -спектр с $E_\gamma > 16$ МэВ γ -излучения от распада ГКР, возбуждение которого возможно в ядрах бомбардирующей частицы и мишени в процессе взаимодействия. Подробнее об этом вкладе изложено в разд. 3.

2.4. Множественность γ -квантов, сопровождающих высокоэнергетическое γ -излучение в реакциях с тяжелыми ионами. В некоторых работах с целью получения оценок угловых моментов ядер,

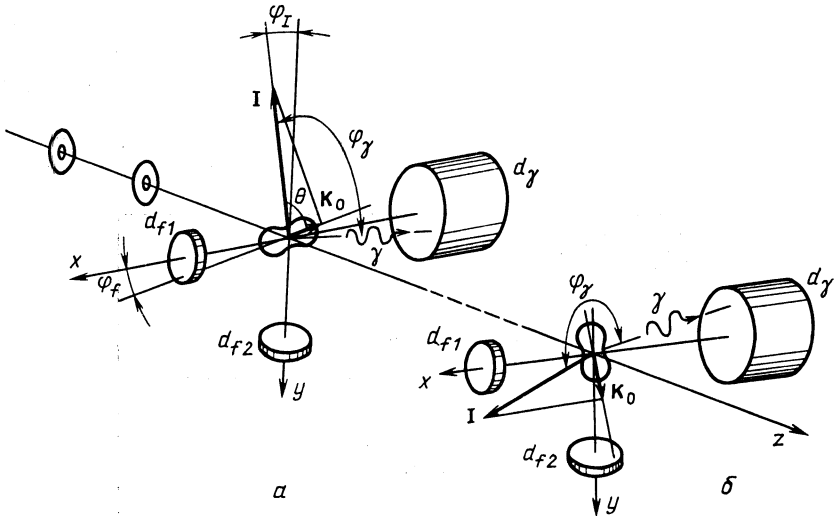


Рис. 36. Схема эксперимента по измерению угловой анизотропии γ -излучения: а — измерение в направлении, перпендикулярном направлению спина ядра; б — параллельном этому направлению. d_γ и d_f — соответственно детекторы γ -квантов и осколков деления; I — спин ядра

излучающих высокоэнергетические γ -кванты, измерялась множественность γ -квантов как функция их энергии. Так, в [40] измерена зависимость $\langle M_\gamma(E_\gamma) \rangle$ в диапазоне энергий $2 < E_\gamma < 20$ МэВ в реакции ^{28}Si (145 МэВ) + ^{120}Sn (см. рис. 18). В этой реакции в пределах статистической погрешности наблюдалось постоянство $\langle M_\gamma(E_\gamma) \rangle$.

Исследования зависимости $\langle M_\gamma \rangle$ от E_γ в диапазоне энергии $E_\gamma = 3 \div 24$ МэВ в трех реакциях ^{64}Zn (290 МэВ) + ^{68}Zn , ^{20}Ne (110 МэВ) + ^{112}Sn , ^{64}Zn (358 МэВ) + ^{112}Sn проводилось в [58]. В первой и третьей реакции (рис. 37) наблюдалось медленное увеличение $\langle M_\gamma \rangle$ с ростом энергии E_γ .

В реакции $^{20}\text{Ne} + ^{112}\text{Sn}$, в отличие от зависимости $\langle M_\gamma(E_\gamma) \rangle$ для реакции Si + Sn [40], наблюдался резкий рост $\langle M_\gamma \rangle$ при изменении E_γ от 3 до 12 МэВ.

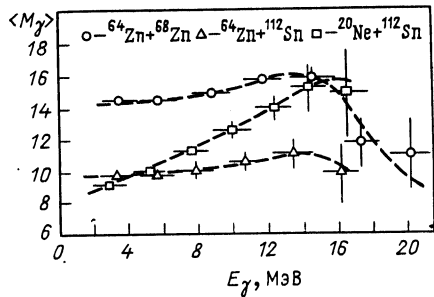


Рис. 37. Зависимость $\langle M_\gamma \rangle$ от E_γ , измеренная для трех реакций

Анализ этих данных показал, что в области $E_\gamma = E_g \langle M_\gamma \rangle$ соответствует в основном испарительному каналу реакции слияния для реакции $Zn + Zn$, а для реакции $Ne + Sn$ каналу реакции, идущему через слияние с последующим разрывом фрагментов («стикинг-процесс»). Основным выводом работы является то, что экспериментальная зависимость $\langle M_\gamma \rangle$ от E_γ не согласуется с моделью преимущественного возбуждения ГДР* в канале полного слияния ядер ([23] и др., см. п.2.2).

2.5. Экспериментальные исследования времени высвечивания высокоэнергетических γ -квантов. Важное значение для понимания

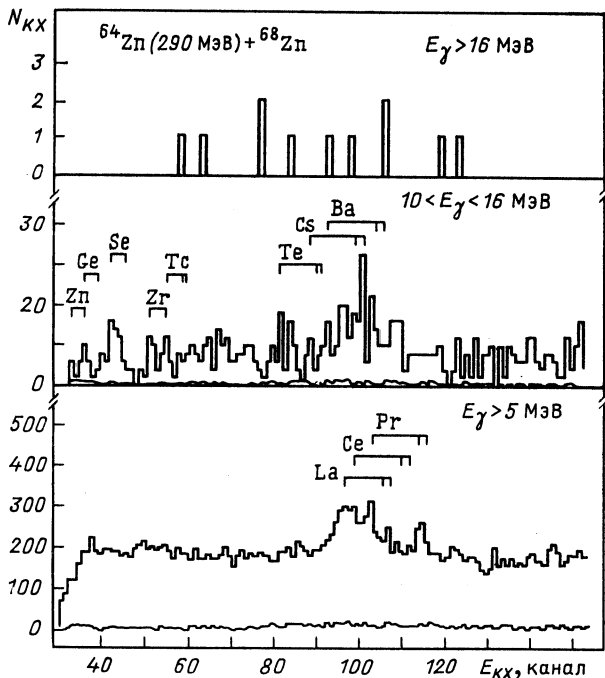


Рис. 38. Спектры KX -квантов, измеренные в совпадении с γ -квантами различных энергий (диапазоны E_γ указаны на рисунке)

механизма образования высокоэнергетических γ -квантов имеют исследования, направленные на определение времени их высвечивания. В ряде работ, выполненных в последние годы, указывается на существование эмиссии γ -квантов на первых этапах реакции между сложными ядрами. В [59, 60] экспериментально наблюдалось «охлаждение» измеренных в совпадении с γ -квантами ($E_\gamma > 14$ МэВ) спектров p - и α -частиц в реакции $^{58}Ni + ^{16}O$ (76 МэВ) и в совпадении с γ -квантами ($E_\gamma > 10$ МэВ) спектров нейтронов в реакции $^{150}Tb + ^{12}C$ (100 МэВ).

В [63] измерялся выход испарительных продуктов реакции $^{87}\text{Ru} + ^{66}\text{Cu} \rightarrow ^{148}\text{Dy}$. В ней наблюдался неожиданно большой по сравнению с результатами расчета по статистической теории выход продуктов испарения малого числа нейтронов ($1n$, $2n$) при относительно высокой тепловой энергии возбуждения составного ядра около 50 МэВ. Механизм реакций, подобных тем, которые изучались в [59, 60, 63], окончательно не установлен. Поэтому можно предположить, что им может быть предравновесная эмиссия высокоэнергетических γ -квантов ($E_\gamma > 10$ МэВ).

Вместе с тем, как это было показано в предыдущих разделах, изучение выходов γ -квантов с $E_\gamma > 10$ МэВ в реакциях с тяжелыми ионами в последние годы было связано в основном с предположением о наличии γ -распада гигантских резонансов, построенных на высоковозбужденных состояниях составных ядер. Выполненный в [54] анализ экспериментальных данных, полученных в реакции $^{68}\text{Zn} + ^{64}\text{Zn}$, показал, что центр тяжести пика в энергетическом спектре КХ-квантов (рис. 38), соответствующего продуктам канала слияния и измеренного в совпадении с γ -квантами, при $E_\gamma > 10$ МэВ смещается в область больших энергий. Это смещение показано на вставке рис. 27. Оно соответствует меньшему числу испаренных заряженных частиц. Для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{112}\text{Sn}$ такой корреляции в пределах экспериментальной погрешности не было обнаружено (см. вставку на рис. 27). Расчеты, выполненные с помощью модифицированной программы ALICE [64], показали, что наблюдаемая корреляция величины Z остаточных ядер с энергией γ -квантов для реакции $^{64}\text{Zn} + ^{68}\text{Zn}$ свидетельствует о том, что эмиссия γ -квантов с $E_\gamma > 10$ МэВ происходит на первых шагах испарительного каскада или до него, уменьшая при этом энергию возбуждения составного ядра и соответственно числа испаренных частиц (протонов).

2.6. Теоретические подходы к объяснению механизма эмиссии высокоэнергетических γ -квантов с энергией $E_\gamma < 30$ МэВ. Просуммируем некоторые выводы, вытекающие из проведенного анализа. Полученные данные по выходу высокоэнергетических γ -квантов в каналах образования составного ядра [2, 3, 53, 54, 65] указывают на существование механизма их эмиссии, отличающегося от того, который принимался ранее [23, 50 и др.]. Обращает на себя внимание тот факт, что спектры γ -квантов, измеренные в выделенном канале образования составного ядра, не всегда имеют характерные изломы в области 8 МэВ (см. рис. 25, 27 и 32), таким образом ставя под сомнение методику выделения бампа ГДР, основанную на умножении γ -спектра на фактор $\exp(E_\gamma/T_{\text{эф}})$. Не исключено, как это было показано в работе [2], что если при использовании методики гамма-старта не предпринимать специальных мер (ограничивать сигналы в детекторах гамма-старта сверху), то в высокоэнергетическую часть γ -спектра большой вклад будут давать « γ -кванты» космического происхождения.

Для качественной интерпретации полученных результатов рас-

смотрим один из возможных механизмов эмиссии таких γ -квантов. Известно, что в реакциях с тяжелыми ионами наблюдается возбуждение различных мод гигантских резонансов (ГДР, ГКР, ГМР) уже при сравнительно небольшом контакте взаимодействующих ядер, т. е. в неупругих реакциях [36]. Возбуждение гигантских резонансов в качестве одного из возможных механизмов диссипации кинетической энергии при взаимодействии сложных ядер отмечается в [66, 67]. Естественно предположить, что возбуждение гигантских резонансов происходит и в процессе передачи масс в двойной ядерной системе взаимодействующих ядер, которая образуется на первых этапах глуконеупругих реакций и реакций слияния.

Экспериментально установлено, что распад гигантских резонансов приводит примерно в 10^{-3} — 10^{-4} доле случаев к эмиссии γ -квантов с энергией $E_\gamma \approx E_g$ [36]. На основе данных, полученных в фотоядерных реакциях, можно утверждать, что при сравнимой вероятности возбуждения разных мод гигантского резонанса основной вклад в эмиссию γ -квантов дает именно распад ГДР [44]. Так как ГДР на начальных стадиях существования двойной ядерной системы должны возбуждаться преимущественно вдоль оси симметрии системы [51], т. е. перпендикулярно направлению ее спина, то соответствующие γ -кванты будут вылетать преимущественно параллельно направлению спина. Для таких γ -квантов энергия E_g определяется размером двойной ядерной системы вдоль оси симметрии $2r''$. На начальном этапе взаимодействия

$$r'' = r''_{\text{макс}} \sim (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}),$$

где A_2 — массовое число ядра мишени, что позволяет получить нижнюю границу энергии ГДР* (МэВ):

$$E_g^{\text{мин}} \approx \frac{78}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}. \quad (1)$$

В дальнейшем двойная ядерная система может распасться на два возбужденных фрагмента (мишенеподобный и ионоподобный) или образовать вытянутый эллипсоид, который постепенно приобретает равновесную конфигурацию составного ядра. Для составного ядра

$$r'' = r''_{\text{мин}} \sim (A_1 + A_2)^{1/3}$$

и можно дать оценку максимальной энергии ГДР* (МэВ), соответствующего колебаниям ядра перпендикулярно спину:

$$E_g^{\text{макс}} \approx \frac{78}{(A_1 + A_2)^{1/3}}. \quad (2)$$

В области энергии $E_\gamma = (E_g^{\text{мин}} \parallel, E_g^{\text{макс}} \parallel)$ должны давать вклад не только γ -кванты, соответствующие распаду составного ядра, но и γ -кванты, соответствующие распаду двойной ядерной системы на мишенеподобный и ионоподобный фрагменты. Так как спин двойной ядерной системы наиболее вероятно ориентирован перпендикулярно

направлению пучка, то γ -кванты с $E_\gamma = E_g^{\text{мин}} \parallel \div E_g^{\text{макс}} \parallel$ должны вылетать преимущественно перпендикулярно направлению пучка.

По пути трансформации формы ядра от вытянутого эллипсоида к равновесной конфигурации, близкой к сферической, возможно также возбуждение ГДР* в плоскости, перпендикулярной к его оси симметрии, т. е.

$$E_g^\Delta > E_g^{\text{макс}} \parallel. \quad (3)$$

В области энергии $E_\gamma > E_g^{\text{макс}} \parallel$ основной вклад должны давать γ -кванты, соответствующие поперечной моде ГДР в образовавшемся составном ядре и не имеющие выделенного направления вылета относительно направления пучка.

Для реакции $^{40}\text{Ar} + \text{ест}\text{Sn}$ можно с помощью формул (1) — (3) установить, что γ -кванты, соответствующие образованию составного ядра и продуктов распада двойной ядерной системы и вылетающие перпендикулярно направлению пучка, должны иметь энергию $E_\gamma = 8 \div 16$ МэВ. Гамма-кванты, вылетающие изотропно относительно направления пучка и соответствующие преимущественно образованию составного ядра, должны иметь энергию $E_\gamma > 16$ МэВ. Эти оценки хорошо совпадают с результатами измерений, представленными на рис. 32.

Полученные данные показывают, что в спектре γ -квантов, связанных со взаимодействием ядер в реакции ^{40}Ar (300 МэВ) + $\text{ест}\text{Sn}$, заметный вклад в область энергии $E_\gamma = 8 \div 16$ МэВ дают γ -кванты, соответствующие реакциям многонуклонных передач, что находится в противоречии с выводами, сделанными авторами предыдущих работ [23, 52 и др.]. В области энергии $E_\gamma = 16 \div 22$ МэВ вклад γ -квантов, соответствующих слиянию ядер, оказался доминирующим. Наблюдалось увеличение выхода γ -квантов в области энергии $E_\gamma = 8 \div 16$ МэВ, испускаемых перпендикулярно направлению пучка, и изотропное угловое распределение в области энергии $E_\gamma = 16 \div 22$ МэВ. Предложенная модель формирования высокоэнергетической части γ -спектра в реакциях с тяжелыми ионами, основанная на предположении о возбуждении ГДР в диссипативных процессах в двойной ядерной системе, качественно объясняет наличие трех областей по энергии E_γ в γ -спектре и вклад в них различных каналов реакции $^{40}\text{Ar} + \text{ест}\text{Sn}$. В ее рамках ясную интерпретацию находит зависимость W (см. рис. 32) от E_γ .

Если предположить, что излом в зависимости $W(E_\gamma)$ в области $E_\gamma \approx 8$ МэВ и 16—17 МэВ для реакций $\text{Sn} + \text{Ne}$ и $\text{Sn} + \text{Ar}$ (см. рис. 32, 35) связан с деформацией излучающего ядра [51], то можно оценить деформацию такой системы δ (см. п.2.1). Для $E_g^1 : E_g^2 \approx 0,6 \div 0,7$ нетрудно получить $\delta = 0,35 \div 0,4$. Такая большая деформация не может соответствовать ядрам мишени, Sn или налетающих ионов Ne и Ar . Она также слишком велика для предполагаемых составных ядер Nd и Er .

Предположение об излучении высокоэнергетических γ -квантов из двойной ядерной системы, для которой такие значения деформации, как 0,5, не являются необычными [34], может объяснить наблюдаемые зависимости $W(E_\gamma)$ для обеих реакций.

В рамках этого подхода γ -спектры, измеряемые в методике гамма-старта, должны представлять собой суперпозицию ГДР*, возбужденных на различных этапах эволюции ядерной системы, имеющих, таким образом, разную энергию. Отсюда становится очевидным тот факт, что с ростом углового момента взаимодействующих ядер средняя энергия суперпозиции должна уменьшаться, что и отмечается, например, в [48]. С этим же, возможно, связано расширение бампов ГДР* и смещение их энергии в меньшую сторону по сравнению со значениями, приведенными в систематике для основных состояний (см. рис. 10), что отмечается в подавляющем большинстве работ. На возбуждение ГДР в канале слипания с последующим развалом двойной ядерной системы указывают данные измерений множественности γ -квантов в реакции $\text{Ne} + \text{Sn}$ [58].

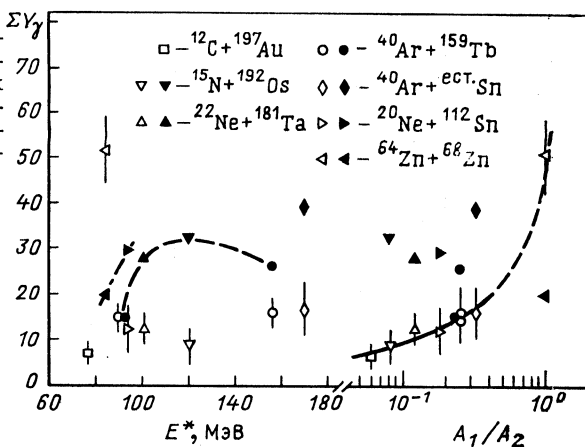
Отметим также, что на существование механизма, приводящего к возбуждению ГДР* преимущественно перпендикулярно спину составной системы, указывалось в [48] для объяснения относительно большого выхода γ -излучения в области $E_\gamma \geq 7$ МэВ в реакции $^{34}\text{S} + ^{128}\text{Te}$.

Некоторый вклад в спектр γ -излучения с $E_\gamma \geq 16$ МэВ может дать процесс предравновесного возбуждения и распада изовекторного квадрупольного гигантского резонанса. Количественная оценка такого вклада порядка 10^{-6} на составное ядро дана в [68] для реакции радиационного захвата $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$. Другим возможным механизмом, ответственным за эту часть γ -спектра, является процесс тормозного излучения при столкновении сложных ядер. Этот механизм подробно изложен в следующем разделе. Хорошее согласие данных, рассчитанных по этой модели, с экспериментально измеренными спектрами γ -квантов содержится в [69] для реакций ^{22}Ne (155 МэВ) + ^{181}Ta и ^{40}Ar (300 МэВ) + ^{159}Tb (см. разд. 4).

Все сказанное выше относится к реакциям с достаточно большим значением массовой асимметрии во входном канале. Что касается реакций между ядрами с близкими массами, то, как показывает сравнение данных реакций $\text{Zn} + \text{Zn}$ и $\text{Ne} + \text{Sn}$, приводящих к одному и тому же составному ядру, имеются основания предположить о еще более сложной картине образования высокоэнергетических γ -квантов. На рис. 39 представлена систематика выходов γ -квантов $\sum Y_\gamma$ с энергией в области энергии ГДР $12 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 14 \text{ МэВ}$ по параметрам: энергии возбуждения E^* и отношения массовых чисел бомбардирующего ядра A_1 и ядра мишени A_2 [54].

Рис. 39, а демонстрирует сильную зависимость расчетных значений $\sum Y_\gamma$ от E^* и отсутствие какой-либо систематической зависимости экспериментальных значений $\sum Y_\gamma$ от E^* . На рис. 39, б пока-

Рис. 39 Экспериментальные и теоретические выходы высокоэнергетических γ -квантов (см. текст) в единицах количества переходов на ядро $\times 10^4$ в диапазоне $12 \leq E_\gamma \leq 14$ МэВ



зан монотонный рост экспериментальных значений с ростом A_1/A_2 , т. е. обнаруживается систематическая зависимость $\sum Y_\gamma$ от параметра, характеризующего реакцию во входном канале.

Исследование зависимости выхода высокоэнергетических γ -квантов от параметра массовой асимметрии во входном канале реакции при одной и той же массе бомбардирующего иона проводилось нами с использованием методики гамма-старта. На рис. 40 представлены спектры γ -квантов, измеренные в реакциях с ионами ^{22}Ne (178 МэВ) на мишенях ^{232}Th , ^{165}Ho , ^{124}Sn . Заштрихованная область на γ -спектрах соответствует превышению выхода γ -квантов над экспоненциальным спадом. На рис. 41 приведена зависимость R_γ превышения выхода γ -квантов над экспоненциальным спадом, рассчитанная в предположении одноэкспоненциального спада:

$$R_\gamma = Y_\gamma / \exp(-E_\gamma/T) \approx E_\gamma^3 f(E_\gamma)$$

для двух реакций ^{22}Ne (178 МэВ) + ест. Sn и ^{40}Ar (220 МэВ) + ест. Sn. Из рис. 40 и 41 следует, что выход γ -квантов с $E_\gamma > 10$ МэВ растет с ростом отношения масс A_1/A_2 при одной и той же массе ядра мишени. Еще более наглядный рост R_γ от роста A_1/A_2 представлен на рис. 42 для выделенного канала деления в описанном выше эксперименте [53].

Естественно было предположить, что выход высокоэнергетических γ -квантов может быть связан также и с предравновесными механизмами, подобными тем, которые предложены для объяснения эмиссии быстрых заряженных частиц [70]. Тогда значения $\sum Y_\gamma$ должны были бы возрастать с ростом энергии с бомбардирующего иона на нуклон над кулоновским барьером взаимодействия с ядром-мишенью. Однако, как видно из рис. 43, зависимость $\sum Y_\gamma$ от ϵ существенно отличается от ожидаемого роста выхода предравновесных частиц с уве-

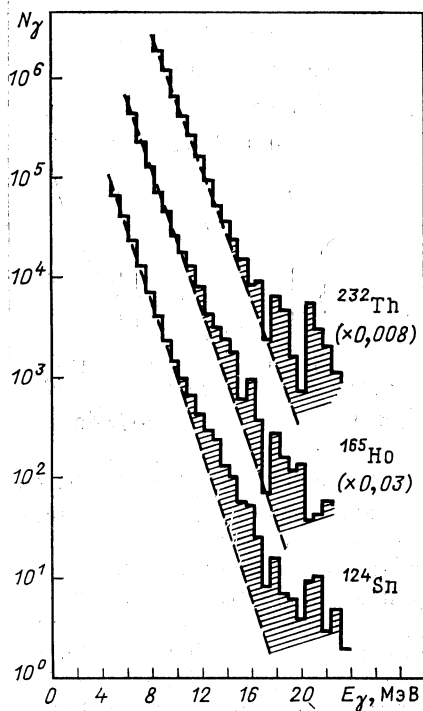


Рис. 40. Спектры γ -квантов, измеренные в реакциях ускоренных ионов ^{22}Ne с энергией 178 МэВ на различных мишенях

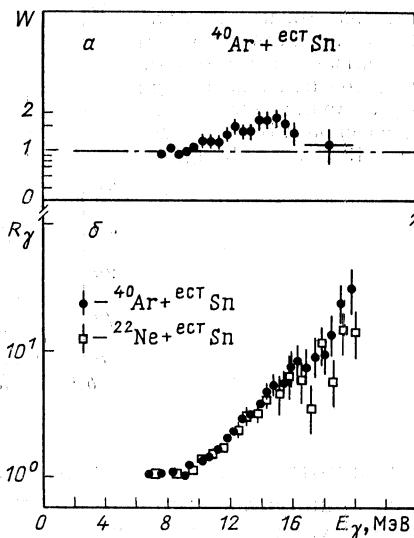


Рис. 41. Угловая анизотропия γ -излучения, измеренная в методике гамма-старта для реакции $^{40}\text{Ar} + e\sigma\tau\text{Sn}$ (а) и спектры γ -квантов для реакции между ядром мишени $e\sigma\tau\text{Sn}$ и различными по массе ионами ^{22}Ne и ^{40}Ar , измеренные в методике гамма-старта, отнормированные на $\exp(-E_\gamma/T)$ (б) (см. текст)

личением ε [70]. В работе [71] высокоэнергетическая часть γ -спектров, измеренных для реакции $\text{Zn} + \text{Zn}$ [54], интерпретировалась на основании расчетов по экситонной модели.

Таким образом, имеются основания предположить, что часть высокоэнергетических γ -квантов с $E_\gamma > 10$ МэВ связана с новым механизмом взаимодействия сложных ядер, который сильно зависит от массовой асимметрии взаимодействующих ядер во входном канале реакции. В [72] в рамках гидродинамического подхода рассмотрен вылет γ -квантов в процессе эволюции формы двойной ядерной системы. Исследовались два механизма излучения. В первом плотность нуклонов считалась постоянной, а мультипольность излучения принималась квадрупольной. Во втором предполагалось возбуждение в системе изовекторных колебаний плотности и учитывалась лишь нижайшая мода, которая описывается как ГДР в сферическом ядре с зависящим от времени радиусом, равным длине составной системы. Рассчитанные выходы γ -квантов в области энергий $12 \leq E_\gamma \leq 14$ МэВ при сферизации систем $^{64}\text{Zn} + ^{68}\text{Zn}$ и $^{20}\text{Ne} + ^{112}\text{Sn}$ в рам-

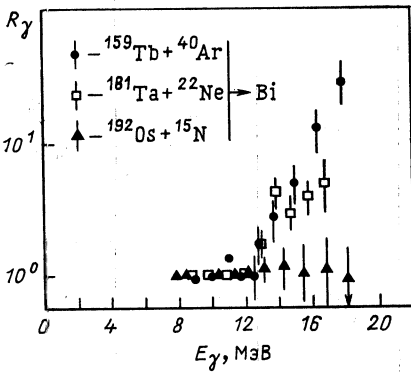


Рис. 42. Спектры γ -квантов, измеренные в выделенном канале деления ядер Bi, отнормированные на $e\mu$ ($-E_\gamma/T$) (см. текст)

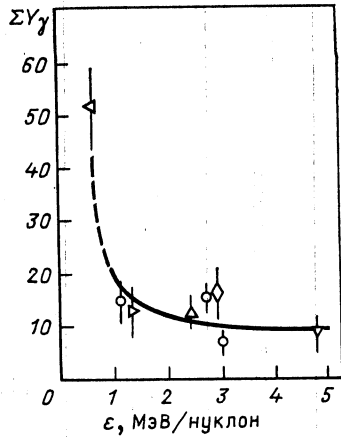


Рис. 43. Выходы высокоэнергетических γ -квантов в зависимости от энергии налетающего иона ε (см. текст)

как первого подхода составили соответственно $5 \cdot 10^{-8}$ и 10^{-6} , а во втором $43 \cdot 10^{-4}$ и $34 \cdot 10^{-4}$. Последние данные согласуются с тенденцией систематики [54], приведенной на рис. 39, причем значение выхода γ -квантов для реакции $Zn + Zn$ близко к экспериментальному. Таким образом, в [72] получила количественное подтверждение идея о возможности эмиссии высокоэнергетических γ -квантов в процессе эволюции формы двойной ядерной системы, изложенная в [21].

2.7. Экспериментальные исследования спектров γ -излучения с $E_\gamma > 30$ МэВ. Рассмотрим основные результаты экспериментальных работ по изучению спектров γ -излучения, сопровождающего столкновения ионов промежуточных энергий ($E/A_1 > 20$ МэВ/нуклон). Хотя для этой области энергий количество опубликованных работ пока невелико, тем не менее в последнее время их число непрерывно растет. Это связано как с вводом в строй новых ускорителей, так и с заметным интересом, проявленным теоретиками к выявлению механизма реакции, который оказался не слишком простым. В сводной таблице представлены характеристики реакций с ионами промежуточных энергий, в которых был зафиксирован выход высокоэнергетического γ -излучения для конкретных реакций. В табл. 5 указан лишь диапазон приближенных значений дифференциального сечения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ в начале и конце спектра. Более точное поведение экспериментального сечения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для большинства перечисленных в табл. 5 реакций будет представлено в разд. 4 при

Таблица 5. Характеристики реакций с ионами промежуточных энергий, сопровождающихся эмиссией γ -квантов с $E_\gamma > 30$ МэВ

Реакция	E/A_1 , МэВ/нуклон	Диапазон E_γ , МэВ	Угол наблюдени- ния γ -квантов, град	Диапазон $d^2\sigma/dE d\Omega$ 10^{-30} см ² /(МэВ·ср)	E_0 , МэВ	Детектор	Литера- тура
$^{40}\text{Ar} + ^{70}\text{Ge}$	15 24	5-45 5-55	—	—	8 ± 2 10 ± 2	NaI(Tl)	[73]
$^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$	20 30 40	20-75 20-85 20-105	30; 60; 90; 120; 150	$10^2 - 10^{-1}$ — —	7,7 11,1 13,3	CsI(Tl)	[74]
$^{14}\text{N} + \text{Zn}$	20 30 40	20-75 20-85 20-105	30; 60; 90; 120; 150	$10^2 - 10^{-1}$ — —	8,3 11,8 13,7	CsI(Tl)	[74]
$^{14}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$	20 30 40	20-75 20-85 20-105	30; 60; 90; 120-150	$10^2 - 10^{-1}$ —	10,0 12,0 14,2	CsI(Tl)	[74]
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	30	20-55	40; 90; 157	$10 - 10^{-1}$	7,3	BaF ₂ NaI(Tl)	[75]

Таблица 5 (продолжение)

Реакция	E/A , МэВ/нуклон	Диапазон E_γ , МэВ	Угол наблюдени- я γ -квантов, град	Диапазон $d^2Q/dE d\Omega$ 10^{-30} см ² /(МэВ·ср)	E_0 , МэВ	Детектор	Литера- тура
$^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$	35	20—150	30; 60; 90; 120	10—10 ⁻¹	14,5±1,0	Свинцовые стекла	[13]
$^{14}\text{N} + \text{Cu}$	40	20—140	—	—	—	—	[76]
$^{40}\text{Ar} + ^{158}\text{Gd}$	44	5—80	90; 145	10—10 ⁻¹	12,6±0,6 10,5±0,7	BaF ₂	[4]
$^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ $^{86}\text{Kr} + \text{Ag}$ $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$	44 44 44	30—80 — —	40; 90; 150 40; 65; 100; 153, 5 30; 90; 153, 5	10—10 ⁻¹ — —	41,6±0,5 42,5±0,3 42,1±0,2	BaF ₂ NaI(Tl)	[77]
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	48 60 74 84	30—80 30—120 30—140 30—200	90 в с.п.м. — —	10—10 ⁻² — —	—	Свинцовые стекла	[14]
$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	84	30—200	52,5; 90	10—10 ⁻²	—	То же	[14]

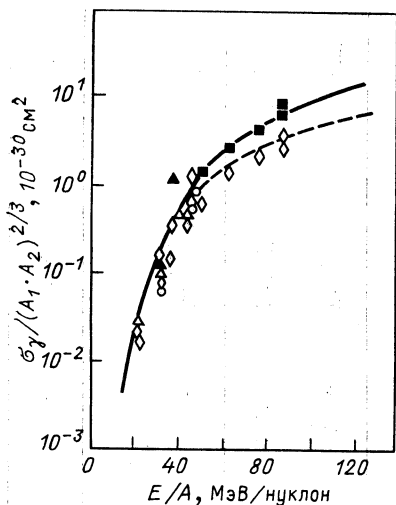


Рис. 44. Зависимость сечения выхода γ -квантов с $E_\gamma \geq 50$ МэВ от энергии бомбардирующих ионов. Экспериментальные точки взяты из следующих работ:

\diamond — [78], \triangle — [74], \circ — [75,77], \blacksquare — [14], \blacktriangle — [13]

сравнении с результатами теоретических расчетов. Здесь мы дадим только общую характеристику этих спектров.

При энергиях фотонов $E_\gamma > 30$ МэВ для всех реакций зависимость величин $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ от E_γ может быть аппроксимирована функцией $\exp(-E_\gamma/E_0)$, где E_0 — параметр, определяющий скорость спадания кривой (или наклон прямой при построении в логарифмическом масштабе). Как следует из табл. 5, диапазон значений E_0 достаточно узок, E_0 имеет тенденцию к увеличению с ростом E/A_1 (например, для реакции $^{14}\text{N} + \text{C}, \text{Zn}, \text{Pb}$) и очень слабо зависит от массы сталкивающихся ядер. В отдельных случаях отличие E_0 от усредненного по всем γ -спектрам значения $\langle E_0 \rangle = (11,5 \pm 0,5)$ МэВ обусловлено использованием для аппроксимации спектра более сложной, чем $\exp(-E_\gamma/E_0)$, функции (например, в [75]). Выход γ -квантов имеет некоторую тенденцию к росту с увеличением как энергии пучка, так и масс сталкивающихся ядер (рис. 44, взятый из [78]). На этом рисунке показана зависимость сечения полного выхода фотонов с $E_\gamma > 50$ МэВ, отнесенного к геометрическому сечению сталкивающихся ядер, как функции энергии пучка E/A_1 .

Исследование угловых распределений γ -квантов, испущенных в процессе реакции, проводилось в работах [13, 14, 74], и, в отличие от энергетических распределений, здесь однозначной картины не наблюдается. Так, если для реакций ^{86}Kr (44 МэВ/нуклон) + C, Ag, Au и ^{12}C (48, 60, 74 и 84 МэВ/нуклон) + C^{12} наблюдалось изотропное распределение фотонов [14, 77], а для реакции ^{14}N (20–40 МэВ/нуклон) + C, Zn, Pb отмечался небольшой пик на малых углах [74], то угловое распределение γ -квантов в реакциях ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + ^{58}Ni отличалось резкой анизотропией с максимумом $\theta_\gamma = 90^\circ$ [13]. При этом в последнем случае положение максимума от энергии фотона не зависело.

Поскольку энергии пучков и массы сталкивающихся ядер в некоторых из этих реакций различаются незначительно [например, в реакциях ^{14}N (30 и 40 МэВ/нуклон) + Zn, ^{86}Kr (44 МэВ/нуклон) + ^{12}C и ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + ^{58}Ni], резкое расхождение в резуль-

татах работ [74, 77] и [13] ставит вопрос о его причинах. Однако независимо от его решения для получения общих выводов интерес представляют дальнейшие исследования угловых распределений, которых пока явно недостаточно.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ПРОЦЕССА ЭМИССИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ γ -КВАНТОВ

Основной вопрос, который возникает при теоретическом анализе экспериментальных γ -спектров в реакциях с тяжелыми ионами, — каким образом формируется высокоэнергетическое электромагнитное излучение при столкновении ядер, если каждый нуклон имеет относительно малую энергию переносного движения ($E/A_1 < E_\gamma \ll E$). Поэтому очевидно, что любой микроскопический механизм формирования высокоэнергетического излучения должен базироваться на каком-либо способе учета межнуклонного взаимодействия. Проявления этого взаимодействия могут быть достаточно многообразными — от формирования среднего ядерного поля и оптического потенциала до перераспределения нуклонов в энергетическом или фазовом пространстве за счет столкновительных членов в кинетических уравнениях. Однако, к сожалению, далеко не всегда удается однозначно связать наблюдаемые характеристики с параметрами межнуклонного потенциала. Отсюда возникает разнообразие теоретических подходов к описанию одного и того же явления в рассматриваемом случае — свойств высокоэнергетического излучения.

В зависимости от способа учета взаимодействия нуклонов известные теоретические подходы [69, 79—96] условно можно разделить на четыре основные группы:

- 1) термодинамические модели [79, 80];
- 2) модели первых столкновений [81—87];
- 3) статистические модели [88—93];
- 4) квантовые модели электромагнитного излучения в оптическом потенциале [69, 94—96].

Далее мы проанализируем основные идеи каждого из указанных подходов и более подробно сформулируем квантовую модель электромагнитного излучения в оптическом потенциале.

3.1. Термодинамические модели. К этой группе мы относим подходы, в которых все составное ядро, образовавшееся в результате реакции, или его часть находится в состоянии термодинамического равновесия и обладает определенной температурой. Принято считать, что при относительно малых энергиях сталкивающихся ионов (8—12 МэВ/нуклон) равномерно нагретой оказывается вся составная система. При энергии столкновения выше 20 МэВ/нуклон становится возможным образование сильно нагретой отдельной зоны в составной системе — фэйрбола. В обоих случаях источником электромагнитного излучения является хаотическое тепловое движение нуклонов.

Мы не будем здесь проводить анализ теоретических работ, в которых изучались γ -спектры, в реакциях ионов с $E/A_1 = 8 \div 12$ МэВ/нуклон в рамках испарительных моделей, поскольку их обзор был дан в разд. 2, а ограничимся рассмотрением лишь модели файерболла. Отметим только, что в диапазоне $E_\gamma < 25$ МэВ наряду с испарительными спектрами необходимо исследовать и электромагнитное излучение за счет разрядки гигантских резонансов, возбуждаемых в продуктах реакции. Процедура соответствующих расчетов известна и оформлена в виде различных стандартных программ (например, ALICA, CASCADE, GROGI и др.).

Модель файерболла предполагает, что при столкновении ядер образуется нагретая зона, представляющая собой больцмановский газ с температурой T_F . Нуклоны газа сталкиваются друг с другом случайным образом, и в результате возникает некогерентное электромагнитное излучение. Как показано в [79], при классическом описании тормозного излучения, возникающего в результате индивидуальных $n - p$ -столкновений, дифференциальное сечение испускания файерболом γ -кванта определяется следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \approx 8,73 \cdot 10^{-4} \frac{\sigma_R}{E_\gamma} (2\nu + 1) \frac{N_F Z_F}{A_F} \times \\ \times \frac{T_F}{mc^2} e^{-E_\gamma/T_F} \left[2 \left(\frac{E_\gamma}{T_F} \right)^{3/2} + 3 \left(\frac{E_\gamma}{T_F} \right)^{1/2} + \frac{3}{2} \left(\frac{E_\gamma}{T_F} \right)^{1/2} \right]. \quad (4)$$

Здесь σ_R — полное сечение реакции; m — масса нуклона; N_F , Z_F — числа нейтронов и протонов в файерболле; $A_F = N_F + Z_F$. Параметр ν определяет среднее число соударений, приходящихся на один нуклон в файерболле. В случае, представляющем наибольший интерес, когда $T_F/\epsilon_F \sim 1$ (ϵ_F — энергия Ферми):

$$\nu \approx 4,6 \cdot 10^{-2} \sigma_T R_F \exp(B/T) \times \\ \times [1 - \exp(-0,8 \cdot 10^{-6} T^4 (16 + 8\pi \epsilon_F/T)^{1/2})], \quad (5)$$

где R_F — радиус файерболла в фм; B — средняя энергия отделения нуклона; σ_T — среднее сечение нуклон-нуклонного соударения в 10^{-27} см².

Модель файерболла была использована для описания низкоэнергетической части (ниже 50 МэВ) спектра γ -излучения в реакции $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ при 84 МэВ/нуклон. Согласно с экспериментальными данными было получено в предположении, что термолизированный источник имеет температуру 6 МэВ и среднее число столкновений на один нуклон составляет около 30.

Упрощенная модель файерболла, дополненная квантовым расчетом сечения испускания фотона в индивидуальном $n - p$ -столкновении, использовалась и в [80]. Результаты этой работы мы рассмотрим ниже при обсуждении статистических подходов.

Заметим, что наличие нескольких свободных параметров (R_F , T_F , ν , B) и отсутствие ясного физического обоснования равновесной

термолизации в сильнонеравновесной ситуации, несмотря на определенные успехи, препятствуют широкому использованию модели фэйрбола для описания эмиссии γ -квантов высокой энергии.

3.2. Модели первых столкновений. Свойства тормозного излучения, возникающего при рассеянии нуклонов на атомных ядрах, изучены достаточно хорошо (см., например, обзор [97]). Данное обстоятельство послужило основой ряда подходов к решению задачи об электромагнитном излучении в ядро-ядерных соударениях [81—87]. В этих подходах, как правило, рассматривается эмиссия высокоэнергетических γ -квантов на начальном этапе соударения ионов, причем излучателями могут быть или ион в целом, или отдельные протоны сталкивающихся ядер. В последнем случае процесс γ -излучения может рассматриваться и как результат торможения нуклонов налетающего иона в среднем поле ядра-мишени (это поле может меняться со временем), и как следствие нуклон-нуклонных соударений (обычно рассматриваются только $n-p$ -соударения, дающие наибольшую интенсивность излучения).

Возможны два способа рассмотрения ядерного тормозного излучения — классический и квантовый. Ниже рассмотрим основные результаты каждого из этих подходов.

а) *Классические модели тормозного излучения.* К этим моделям можно отнести подходы, развиваемые в работах [79, 81—84]. В них предполагается, что движение ионов происходит по классической траектории и излучение является результатом изменения при столкновении относительной скорости ядер. Дифференциальное сечение γ -излучения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ можно рассчитать по формуле [81]

$$\frac{d^2\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{\sigma_0}{E_\gamma} \left| \sum_{j=a, b} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d}{dt} \times \right. \\ \left. \times \left[\rho(\mathbf{p}_j) \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{v}_j(t)}{1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_j(t)} \right] \exp[i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{R}_j(t))] dt \right|^2. \quad (6)$$

Здесь $\rho(\mathbf{r})$ — ядерная плотность; $\rho(\mathbf{p}) = \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}} d^3r$ — её фурье-компонента; $\sigma_0 = 4\pi R^2$, радиус R определен условием $\rho(R) = \frac{1}{2}\rho(0)$; v_j , \mathbf{p}_j — скорость и импульс иона; $j = a$ или b — индекс, указывающий на налетающий ион или мишень соответственно; \mathbf{n} — единичный вектор в направлении вылета фотона; $\mathbf{R}_j(t)$ — радиус-вектор, определяющий траекторию движения иона j . Динамика столкновения определяется либо временем замедления иона τ , либо, если воспользоваться гидродинамической моделью ядра, это время можно связать с коэффициентом трения ядерной среды k . Эти величины являются невычисляемыми параметрами теории. Такая модель в работах [81—84] использовалась для расчета выхода γ -излучения и π -мезонов при столкновениях тяжелых ионов различных масс и энергий (от 20 до 84 МэВ/нуклон). Было найдено, что с оди-

наковым для всех реакций значением параметра k удалось объяснить все пионные спектры, но при этом рассчитанные выходы γ -квантов оказались в среднем в 2 раза меньше экспериментальных. Однако последнее обстоятельство авторы не считают критичным ввиду имеющихся расхождений в результатах различных групп экспериментаторов.

Отметим, что, несмотря на определенную эвристическую ценность классических моделей, рассмотренный выше способ описания реакций вызывает неудовлетворенность, так как не позволяет связать наблюдаемые характеристики γ -излучения с особенностями ядерной структуры и свойствами межъядерного взаимодействия конкретных ядерных систем, участвующих в реакции.

б) *Квантовые модели.* В работах [85, 86] при расчете сечения тормозного излучения принималась во внимание временная эволюция среднего ядерного поля в результате сближения двух ядерных систем. Для нахождения одночастичных волновых функций $\varphi_\alpha(\mathbf{r}, t)$ решалось зависящее от времени уравнение Хартри — Фока. В [85] затем рассчитывалась функция распределения

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega, t) = \sum_{\alpha} \int d^3s d\tau e^{-i\mathbf{k}\mathbf{s} + i\omega\tau} \times \\ \times \varphi_{\alpha}\left(\mathbf{r} + \frac{1}{2}\mathbf{s}, t + \frac{1}{2}\tau\right) \varphi_{\alpha}^*\left(\mathbf{r} - \frac{1}{2}\mathbf{s}, t - \frac{1}{2}\tau\right) \quad (7)$$

(суммирование проводится по заполненным однонуклонным состояниям), с помощью которой после усреднения по объему зоны и времени протекания реакции находилось импульсное распределение $g(\mathbf{k})$. Отмечалась довольно слабая чувствительность результатов к параметрам, характеризующим выбранные интервалы усреднения. Для дважды дифференциального сечения испускания фотона за счет $n-p$ -соударений использовалось выражение

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma}}{dE_{\gamma}d\Omega_{\gamma}} = \int d^3k_1 d^3k_2 g(\mathbf{k}_1) g(\mathbf{k}_2) \times \\ \times \int \frac{d\Omega_{\mathbf{q}}}{4\pi} \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma'}} \frac{d^2\sigma_{\gamma}^{(0)}}{dE_{\gamma'}d\Omega_{\gamma'}} (1 - g(\mathbf{k}'_1)) (1 - g(\mathbf{k}'_2)), \quad (8)$$

где $\mathbf{q} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}'_1 - \mathbf{k}'_2)$.

Величина $d^2\sigma_{\gamma}^{(0)}/dE_{\gamma}d\Omega_{\gamma}$ для элементарной реакции $n + p \rightarrow n' + p' + \gamma$ определялась классическим выражением

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma}^{(0)}}{dE_{\gamma}d\Omega_{\gamma}} = \alpha \frac{R^2}{12\pi} \frac{1}{E_{\gamma}} (2\beta_i^2 + 3\beta_f^2 \sin^2 \theta_{\gamma}). \quad (9)$$

Здесь $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры; β_i, β_f — начальная и конечная скорости протона (в единицах скорости света c) в системе центра инерции. Значение параметра $R = 2,1$ фм было выбрано из анализа $(p, n\gamma)$ -реакции с протонами 140 и 200 МэВ. Для

определения полного выхода γ -квантов в результате ядро-ядерного столкновения проводилось интегрирование по прицельному параметру в упрощенной геометрии, и результат получался в виде

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma}^{\text{tot}}}{dE_{\gamma} d\Omega_{\gamma}} \approx 2,3 [(N_a Z_b + N_b Z_a)/(A_a A_b)^{1/3}] \frac{d^2\sigma_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{\gamma}}. \quad (10)$$

В рамках этой модели для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (48, 60, 74 и 84 МэВ/нуклон) было получено удовлетворительное описание полного выхода γ -квантов с энергией выше 50 МэВ. Данное обстоятельство послужило основанием для заключения о преобладающем вкладе начального этапа соударения в процесс формирования электромагнитного излучения.

В работе [86] той же группы формализм временного уравнения Хартри — Фока был использован также и для оценки вклада электромагнитного излучения, возникающего в результате когерентного торможения нуклонов одного ядра в поле другого. В данном случае проводился прямой квантовомеханический расчет вероятности γ -излучения нуклона, движущегося в зависящем от времени потенциальном поле с выделением как коллективной компоненты в тормозном излучении, возникающей за счет временного и пространственного изменения однонуклонного тока, так и компоненты, обусловленной электромагнитными переходами нуклонов между занятыми и свободными меняющимися со временем одночастичными состояниями. Ввиду сложности расчеты удалось провести только для реакции легких ядер ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) в упрощенной геометрии, из-за чего трудно оценить точность полученных результатов. Тем не менее авторы утверждают, что данный механизм не может дать выхода γ -квантов, достаточного для объяснения экспериментальных данных. Хотя способ описания реакции, предложенный в [86], на наш взгляд, наиболее последователен, по-видимому, в настоящее время он трудно реализуем в трехмерной геометрии, особенно при исследовании реакций более массивных, чем ^{12}C или ^{16}O , ионов.

В [87] с использованием приближений бесконечной и полубесконечной ядерной материи был проведен сравнительный анализ двух механизмов возникновения высокоэнергетического γ -излучения при ионных соударениях: в результате торможения нуклонов налетающего иона в среднем поле ядра-мишени и за счет $n - p$ -соударений. Из проведенных модельных оценок был сделан вывод, что более существенную роль в формировании излучения играет второй механизм, хотя попытка количественного расчета формы спектра фотонов для реакций $^{14}\text{N} + ^{298}\text{Pb}$ (40 МэВ/нуклон) дала выход излучения, в 3 раза меньший наблюдаемого. Поскольку в модели использовались довольно грубые приближения (бесконечная ядерная материя, $n - p$ -взаимодействие нулевого радиуса), по-видимому, трудно сделать окончательный вывод об адекватности модели изучаемому процессу.

Заметим, что при квантовом описании процессов первого столкновения, по сути дела, когерентное рождение γ -квантов в результате $n - p$ -столкновений рассматривалось лишь в [86], где суммировались амплитуды рождения γ -кванта, вне сечения. Однако, как уже отмечалось выше, приближения, использованные в [86] для упрощения расчетов, и единственная реакция, для которой проводилось сравнение результатов расчета с экспериментом, не позволяют сделать однозначный вывод о роли когерентных процессов. По-видимому, данный вопрос требует дополнительных исследований.

3.3. Статистические модели. В статистических моделях основной задачей является расчет зависимости от времени одночастичной функции распределения в фазовом или энергетическом пространстве системы двух сталкивающихся ядер. Для этой цели используются различные модификации кинетического уравнения Больцмана. Испускание γ -кванта в этих моделях осуществляется в результате индивидуальных $n - p$ -соударений, а расчет полного выхода излучения проводится с использованием найденных однонуклонных распределений. Вкладом электромагнитного излучения от $p - p$ - и $n - n$ -соударений при таких расчетах в рассматриваемой области энергий обычно пренебрегается.

В [88] для определения одночастичного распределения нуклонов в фазовом пространстве $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ решалось уравнение Больцмана — Улинга — Уленбека [98, 99]:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_1 - \nabla_{\mathbf{r}} u \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_1 = \frac{4}{(2\pi)^3} \int d^3 k_2 d^3 k_3 d\Omega v_{12} \frac{d\sigma^{(0)}}{d\Omega} \times \\ \times \delta^3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) [f_1 f_2 (1 - f_3) (1 - f_4) - f_3 f_4 (1 - f_1) (1 - f_2)]. \quad (11)$$

Здесь $d\sigma^{(0)}/d\Omega$ — дифференциальное сечение нуклон-нуклонного рассеяния; $v_{1,2}$ — относительная скорость сталкивающихся нуклонов; u — потенциал среднего поля, в котором движутся нуклоны. Для него использовалась следующая параметризация:

$$u(\rho) = a' \rho / \rho_0 + b' (\rho / \rho_0)^{4/3}, \quad (12)$$

где $\rho(r)$ — ядерная плотность; $a' = -218$ МэВ и $b' = 164$ МэВ.

Для нахождения дифференциального сечения эмиссии γ -квантов при столкновении ионов использовалось следующее выражение:

$$\frac{d^2 \sigma_{\gamma}^{(\text{tot})}}{dE_{\gamma} d\Omega_{\gamma}} = \int d^2 b \sum \int \frac{d\Omega_q}{4\pi} \frac{E_{\gamma}}{E_{\gamma'}} \times \\ \times \frac{1}{\sigma_{NN}} \frac{d\sigma_{\gamma}^{(0)}}{dE_{\gamma} d\Omega_{\gamma}} (1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{k}_3, t)) (1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{k}_4, t)), \quad (13)$$

где b — прицельный параметр; $\sigma_{NN} = 30 \cdot 10^{-27}$ см²; θ_q и φ_q — углы, определяющие направление вектора $\mathbf{q} = \frac{1}{2}(\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4)$. Суммирование проводится по всевозможным $n - p$ -соударениям. Величина

$d^2\sigma_\gamma^{(0)}/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ определена формулой (9), однако в данной работе параметр b полагался равным 3 фм^2 .

Расчеты величины $d^2\sigma_\gamma^{\text{tot}}/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ были проведены для реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (84 МэВ/нуклон) и $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ (20, 30 и 40 МэВ/нуклон). Было найдено, что предложенная модель с точностью до порядка воспроизводит форму энергетического спектра и зависимость от начальной энергии сталкивающихся ионов, а также от направления вылета γ -кванта. Анализ временной эволюции процесса показал, что вылет высокоэнергетических γ -квантов происходит на начальной стадии реакции.

На наш взгляд, достоинством модели является отсутствие свободных параметров, а недостатком — по сути классический способ описания и очевидные сложности практической реализации метода.

Другой подход к решению проблемы был предложен в [89—91]. В нем используется система квантовых уравнений Больцмана следующего вида:

$$\frac{dn_i^x}{dt} = g_i^x \sum_y \left\{ \sum_{jkl} [\omega_{kl \rightarrow ij}^{xy} g_k^x g_l^y g_j^x n_k^x n_l^y (1 - n_i^x) (1 - n_j^y) - \omega_{ij \rightarrow kl}^{xy} g_j^y g_k^x g_l^y n_i^x n_j^y (1 - n_k^x) (1 - n_l^y)] - n_i^x \omega_{i \rightarrow i'}^x \right\} + f_i(p, n). \quad (14)$$

Здесь индексы x и y отмечают тип нуклона (n или p); g_i^x — плотность одночастичных состояний с энергией i (при ее определении используется модель ферми-газа); n_i^x — числа заполнения; величина $\omega_{kl \rightarrow ij}^{xy}$ определяет вероятность перехода нуклонов x и y соответственно из состояний k, l в состояния i, j за счет столкновений; $\omega_{i \rightarrow i'}^x$ дает вероятность перехода нуклона x с энергией i в состояние непрерывного спектра с энергией i' . Член $f_i(p, n)$ учитывает вероятность перехода нуклона с энергией i из налетающего ядра в связанное состояние ядра-мишени (при расчетах предполагалось, что масса налетающего ядра значительно меньше массы ядра-мишени). Одним из основных приближений при решении уравнения (14) является то, что энергия, вносимая налетающим ионом в компаунд-систему на первоначальном этапе, статистически распределяется между n_0 экситонами. Число n_0 является тем параметром теории, к которому результаты расчетов особенно критичны. Из анализа предравновесных нейтронных спектров и расчетов выхода пионов в реакциях с тяжелыми ионами, выполненных на основе решения уравнений (14), в работах [100, 101] был сделан вывод, что $n_0 = A_1$.

Для нахождения выхода γ -излучения при соударении ионов рассчитывалась величина

$$\frac{d^2 N_m^\gamma}{dE_\gamma dt} = \sum_{ijkl} \omega_{ij \rightarrow klm}^{pnny} g_i^p g_j^n g_k^p g_l^n n_i^p n_j^n (1 - n_k^p) (1 - n_l^n). \quad (15)$$

Здесь $\omega_{ij \rightarrow klm}^{pn\gamma}$ — вероятность эмиссии γ -кванта с энергией m в результате индивидуального $n - p$ -столкновения. Для нее использовалась классическая формула для дипольного тормозного излучения, аналогичная формуле (9), но с введением дополнительного численного фактора, учитывающего квантовые поправки. Величина этого фактора была определена из анализа спектров тормозного излучения в $p - d$ -реакции. Предложенный подход позволил успешно объяснить как угловые, так и энергетические распределения γ -квантов в реакциях $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$, ^{208}Pb (20, 30 и 40 МэВ/нуклон), $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ (30 МэВ/нуклон), $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, Ag (44 МэВ/нуклон). Несколько хуже были объяснены результаты реакций $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, ^{238}U (E/A_1 выше 50 МэВ/нуклон) и $^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$ (35 МэВ/нуклон). В качестве одной из возможных причин найденного для последних реакций превышения экспериментального выхода γ -квантов над теоретическим авторы указывают на использование в измерениях для регистрации фотонов свинцовых стекол, эффективность регистрации которых недостаточно хорошо известна [102]. Правда, при этом не исключается и возможная неадекватность предлагаемого описания при рассмотрении реакций с довольно большой энергией относительного движения ионов (выше 50 МэВ/нуклон).

Следует отметить, что предложенная в [89—91] модель очень критична, как отмечают и сами авторы, к параметру n_0 , определяющему число экситонов в компаунд-системе, тогда как для его выбора не существует четких физических обоснований, кроме согласия результатов расчета с экспериментом.

К представленным выше моделям близко примыкает подход, предложенный в [92], где выход электромагнитного излучения формируется в результате внутриядерного каскада. На основе расчетов угловых и энергетических распределений тормозных фотонов при столкновениях симметричных систем ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$) авторы продемонстрировали чувствительность процесса эмиссии γ -квантов к динамике протекания ядерной реакции. Было показано, что в спектре излучения при энергиях γ -кванта выше 30 МэВ преобладает некогерентная дипольная компонента. В [92] не проводились сравнения теории с конкретными экспериментами, поскольку ее авторы видели основную цель в методическом изучении механизма реакции.

Объединение модели фэйрбола со статистическим подходом было проведено в [80]. Для определения выхода электромагнитного излучения использовалась формула, аналогичная формуле (13), однако сечение $d\sigma_{\gamma}^{(0)}/dk$ рассчитывалось квантовым образом с учетом высших порядков $n - p$ -взаимодействия и без ограничения дипольным приближением. Функция распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ выбиралась в соответствии с упрощенной моделью фэйрбола в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \frac{A_F}{4(mT_F)^{3/2} R_F^3} \exp \left[-\frac{\mathbf{p}^2}{2mT_F} - \frac{1}{2R_F^2} \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}t}{m} \right)^2 \right], \quad (16)$$

где T_F , R_F — начальная температура и радиус фэйрбола; A_F — среднее число нуклонов в нем. Сравнение результатов расчета γ -спектра с экспериментальными данными для реакций $^{14}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ (40 МэВ/нуклон) и $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (84 МэВ/нуклон), а также с данными [79] показало, что использование точного значения сечения тормозного излучения при индивидуальных $n - p$ -соударениях существенно улучшает согласие теории с экспериментом, хотя, на наш взгляд, все преимущества точного расчета сечения $d\sigma\%/dk$ сводятся на нет использованием испарительной модели с ее многочисленными параметрами.

Несколько особое место в статистических подходах занимает работа [93]. В ней предполагается, что излучение γ -квантов происходит в результате взаимодействия виртуальных кластеров, образующихся в сталкивающихся ядрах. Вероятность появления кластера из определенного числа нуклонов задается распределением Пуассона. К сожалению, в опубликованных работах [93, 103] сам механизм испускания кластерами фотонов (а также пионов) не описан и, если исходить из приведенных формул, в расчет не включен, хотя, казалось бы, этот механизм должен представлять главный интерес. Поэтому остается неясным, что же в итоге, кроме законов сохранения, управляет реакцией и какие в конечном счете параметры заложены в расчет.

3.4. Квантовые модели электромагнитного излучения в оптическом потенциале. В [69, 94—96] с использованием формализма оптического потенциала были рассмотрены различные варианты микроскопической модели испускания высокоэнергетического излучения при столкновении тяжелых ионов с энергией $E/A_1 < 100$ МэВ/нуклон. Эта модель не имеет свободных параметров и ее использование не требует проведения громоздких расчетов, связанных с решением зависящих от времени уравнений Хартри — Фока или кинетических уравнений. В основе модели лежит предположение, что существенную роль в формировании выхода высокоэнергетического γ -излучения играет начальный этап соударения, пока расстояние между центрами тяжести сталкивающихся ионов $|R| \geq R_a + R_b$, где R_a и R_b — соответственно радиусы налетающего ядра и ядра-мишени (этап «торможения», предшествующий ядерному слиянию). Данный этап соответствует ситуации, когда в области действия градиента ядерного потенциала одного иона оказывается сразу несколько нуклонов другого, и тогда эти нуклоны когерентным образом могут испустить γ -квант. При таком подходе вероятность процесса будет зависеть от зарядовых распределений и двухнуклонных корреляционных функций сталкивающихся ядер, а также от свойств потенциала межъядерного взаимодействия.

Таким образом, для рождения высокоэнергетических γ -квантов необходимо, чтобы в этом процессе участвовали сразу несколько нуклонов, оказавшихся одновременно в зоне действия градиента потенциала, созданного некоторым «внешним» полем (для периферий-

ного процесса, который мы рассматриваем, им будет ядерное поле партнера по столкновению). На наш взгляд, поставленному условию удовлетворяет реальная ядерная плотность и известные из экспериментов по рассеянию нуклонов на атомных ядрах оптические однонуклонные потенциалы, которые можно использовать для моделирования ядерного поля. Действительно, область действия градиента оптического однонуклонного потенциала с координатной зависимостью реальной части в виде потенциала Саксон — Вудса имеет размеры порядка 1 фм. Этого достаточно, чтобы при реальных значениях ядерной плотности в этой области оказалось сразу несколько нуклонов налетающего иона и, следовательно, стало возможным испускание γ -кванта одновременно всей группой.

Процесс испускания γ -квантов рассматривается в первом порядке теории возмущений по межъядерному взаимодействию. Такое приближение представляется справедливым для энергии относительного движения ионов выше 30 МэВ/нуклон. Градиент потенциала, необходимый для формирования высокоэнергетического излучения ($E_\gamma > 30$ МэВ), достигается лишь в узкой области вблизи поверхности ядра. Типичное значение оптического потенциала, действующего в этой области на налетающий нуклон, составляет 15—20 МэВ для энергии нуклона 30 МэВ и уменьшается с ее ростом [104]. Это существенно меньше кинетической энергии нуклона в налетающем ионе, что и оправдывает использование теории возмущений. В своем рассмотрении мы ограничиваем величину E/A_1 также и сверху значением 100 МэВ/нуклон. При энергиях ≥ 100 МэВ/нуклон описание картины рассеяния с помощью формализма оптического потенциала существенно ухудшается из-за сильного возрастания эффектов объемного поглощения. Фактически в этом случае длина волны де Бройля налетающего нуклона $\lambda \leq r_0$, где r_0 — среднее расстояние между нуклонами, и более реальной становится картина дифракции на многих центрах.

Для матричного элемента процесса электромагнитного излучения сталкивающихся ядер a и b с потенциальной энергией взаимодействия U в указанном приближении получается

$$M^{(\nu)} = \sum_{\lambda=a, b} \sum_{m_\lambda} \left\{ \frac{\langle f_\lambda | H_\lambda^{(\nu)} | m_\lambda \rangle \langle m_\lambda | u | i_\lambda \rangle}{\varepsilon_{f_\lambda} - \varepsilon_{m_\lambda} + E_\nu} + \frac{\langle f_\lambda | u | m_\lambda \rangle \langle m_\lambda | H_\lambda^{(\nu)} | i_\lambda \rangle}{\varepsilon_{i_\lambda} - \varepsilon_{m_\lambda} - E_\nu} \right\}. \quad (17)$$

Здесь индексы i, m, f отмечают начальное, промежуточное и конечное состояния сталкивающихся ядер; ε_s ($s = i, m, f$) — их соответствующие энергии; $H^{(\nu)}$ — оператор взаимодействия ядра с электромагнитным излучением.

Дальнейшее рассмотрение проводилось с выделением в операторах и волновых функциях координат центров тяжести ядер R_a и R_b

и относительных координат нуклонов в ядрах $\xi^{(a)} = \mathbf{r}^{(a)} - \mathbf{R}_a$, $\xi^{(b)} = \mathbf{r}^{(b)} - \mathbf{R}_b$, где $\mathbf{r}^{(\lambda)}$ — координата нуклона в ядре λ в лабораторной системе координат. Так, волновые функции каждого из сталкивающихся ядер a или b записывались в следующем виде, $s = i, m, f$:

$$|s_\lambda\rangle \equiv |\mathbf{k}_s^{(\lambda)}, \beta_s^{(\lambda)}\rangle = \exp(i\mathbf{k}_s^{(\lambda)}\mathbf{R}_\lambda) \Psi_{\beta_s}^\lambda(\xi^{(\lambda)}), \quad (18)$$

где $(\xi) \equiv (\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_A)$; $\mathbf{k}_s = \hbar^{-1}\mathbf{P}_s$; \mathbf{P}_s — импульс ядра; β_s — квантовые числа, описывающие внутренние состояния иона. Вид оператора $H^{(\nu)}$ и матричных элементов, вычисленных с использованием функций (18), приведен в приложении, где также показаны и некоторые детали вычислений.

Рассмотрим вид матричных элементов $\langle S'_\lambda | u | S_\lambda \rangle$. Потенциальная энергия взаимодействия ядер a и b представлялась следующим образом:

$$V = \sum_{j,l} W_{j,l}(\mathbf{r}_j^{(a)} - \mathbf{r}_l^{(b)}), \quad (19)$$

где $W_{j,l}$ — потенциальная энергия взаимодействия j -го нуклона ядра a с l -м нуклоном ядра b . Пусть при излучении фотонов одним из ядер другое своего внутреннего состояния не меняет (использование первого порядка теории возмущений такое предположение оправдывает). Тогда, например, на нуклоны ядра a со стороны ядра b действует поле

$$u = \langle \mathbf{k}_f^{(b)}, \beta_i^{(b)} | V | \mathbf{k}_i^{(b)}, \beta_i^{(b)} \rangle = \\ = \sum_j \int d^3R_b V_j^{(b)}(\mathbf{R}_b - \mathbf{R}_a + \xi_j^{(a)}) \exp[i(\mathbf{k}_i^{(b)} - \mathbf{k}_f^{(b)})\mathbf{R}_b], \quad (20)$$

где

$$V_j^{(b)}(\mathbf{r}) = \langle \beta_i^{(b)} | \sum_l W_{j,l}(\mathbf{r} - \xi_l^{(b)}) | \beta_i^{(b)} \rangle. \quad (21)$$

Вводя относительную координату $\mathbf{R}_{ba} = \mathbf{R}_b - \mathbf{R}_a$ и координату центра тяжести системы \mathbf{R}_c , матричный элемент $\langle s'_a | u | s_a \rangle$ с использованием (20) можно представить в виде

$$\langle s'_a | u | s_a \rangle = \delta(\mathbf{k}_i^{(b)} - \mathbf{k}_f^{(b)} + \mathbf{q}_{s'_a s_a}) \times \\ \times \int d^3R_{ba} \exp(i\mathbf{q}_{s'_a s_a}\mathbf{R}_{ba}) \left\langle \beta_s^{(a)} \left| \sum_{j=1}^{A_a} V_j^{(b)}(\mathbf{R}_{ba} + \xi_i^{(a)}) \right| \beta_s^{(a)} \right\rangle. \quad (22)$$

Соответственно матричный элемент $\langle s'_b | u | s_b \rangle$ получится из (22) заменой $a \rightleftharpoons b$.

В работах [69, 95, 96] далее были проанализированы две различные физические ситуации:

а) эмиссия γ -кванта происходит на начальной стадии столкновения без взаимопроникновения ядер, что соответствует условию $R_{ba} > \xi_j^{(a)}, \xi_j^{(b)}$ [96];

б) эмиссия γ -кванта происходит при полном проникновении ядер в результате слияния [69].

Как уже отмечалось выше, в модели предполагается, что высокоэнергетические γ -кванты испускаются только на первой стадии столкновения, пока энергия налетающего иона не распределилась по многим степеням свободы. Вторая ситуация реализуется в низкоэнергетической части спектра, и существенную роль здесь может играть также и γ -распад ядерных состояний, возбуждаемых в процессе столкновения. Ниже каждую из этих ситуаций рассмотрим в отдельности.

а) *Излучение на начальной стадии соударения.* Принимая условие $R_{ba} > \xi_j^{(a)}, \xi_l^{(b)}$, можно провести разложение в (22) по степеням $\xi_j^{(a)}$:

$$V_j^{(b)}(\mathbf{R}_{ba} + \xi_j^{(a)}) = V_j^{(b)}(\mathbf{R}_{ba}) + \left(\frac{\partial V_j^{(b)}}{\partial \xi_j^{(a)}} \right)_{\xi_j^{(a)}=0} \xi_j^{(a)} + \dots \quad (23)$$

Отдельные члены этого разложения приводят к возбуждению у ядра a внутренних состояний определенной мультипольности. Вклад этих состояний наиболее существен в случае испускания γ -квантов с энергиями, близкими к энергиям соответствующих гигантских резонансов. Поскольку рассматривается высокоэнергетическое излучение ($E_\gamma > 30$ МэВ), вкладом виртуальных ядерных возбуждений в формуле (17) можно пренебречь. Тогда

$$V_j^{(b)}(\mathbf{R}_{ba} + \xi_j^{(a)}) \approx V_j^{(b)}(\mathbf{R}_{ba}) \quad (24)$$

и вид матричного элемента упрощается:

$$\langle s'_a | u | s_a \rangle = u_0^{(b)}(\mathbf{q}_{s_a s'_a}) \delta(\mathbf{k}_i^{(b)} - \mathbf{k}_f^{(b)} + \mathbf{q}_{s_a s'_a}) \delta_{\beta_s^{(a)}, \beta_{s'_a}^{(a)}}, \quad (25)$$

где

$$u_0^{(b)}(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^A V_j^{(b)}(\mathbf{q}). \quad (26)$$

Заменяя в (25) $a \rightleftharpoons b$, аналогичное выражение может быть получено и для матричного элемента $\langle s'_b | u | s_b \rangle$.

При столкновении симметричных систем, например $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $V_l^{(a)}(\mathbf{R}_{ba}) = V_l^{(b)}(\mathbf{R}_{ba})$ и, следовательно, $U_0^{(a)}(\mathbf{q}) = U_0^{(b)}(\mathbf{q}) \equiv U_0(\mathbf{q})$. Как нетрудно убедиться [см. приложение, формулу (44)],

матричный элемент излучения $M^{(\nu)}$ определяется фурье-компонентой потенциала взаимодействия сталкивающихся ядер, зависящего только от относительного межъядерного расстояния. В принципе, если бы такой потенциал был хорошо известен, то расчет $U_0(\mathbf{q})$ (\mathbf{q} — переданный ядру-мишени импульс) не представлял бы особой сложности. Однако данные об оптическом потенциале взаимодействия тяжелых ионов крайне неоднозначны, хотя в последнее время и предпринимаются попытки получить универсальную формулу (см., например, обзор [105]). В этих условиях представляется более последовательным моделировать межъядерный потенциал суммой однонуклонных оптических потенциалов, параметры которых известны со значительно большей точностью [104]. Поэтому далее принимается

$$U_0(\mathbf{q}) = \sum_j V_{0j}(\mathbf{q}), \quad (27)$$

где $V_0(\mathbf{q})$ — фурье-компонента однонуклонного оптического потенциала.

Для полностью симметричных (или близких по массам) систем из двух сталкивающихся ядер в качестве $V_0(\mathbf{r})$ берется однонуклонный оптический потенциал любого из сталкивающихся ядер. Для сильно несимметричных систем, например $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$, при моделировании U_0 используются однонуклонные оптические потенциалы более тяжелого иона. Только в этом случае относительные координаты ξ излучающего ядра можно считать меньше межъядерного расстояния R_{ba} и использовать приближение (24). Справедливость такого способа моделирования функций U_0 оправдывается а posteriori сравнением результатов расчета с экспериментом.

В итоге для дифференциального сечения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ получено следующее выражение [96]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = & \frac{\alpha E_\gamma}{(2\pi\hbar c)^4 k_i^{(a)}} \int d\Omega_f^{(a)} k_f^{(a)} |u_0(\mathbf{q})|^2 \{ |\mathbf{B}|^2 - |\mathbf{k}_0\mathbf{B}|^2 + Z_a(Z_a - 1) \times \\ & \times G_a(\mathbf{k}) (|\mathbf{B}|^2 - |\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{B}_a|^2) + (A_a/A_b)^2 \times \\ & \times Z_b(Z_b - 1) G_b(\mathbf{k}) (|\mathbf{B}_b|^2 - |\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{B}_b|^2) \}. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i^{(a)} - \mathbf{k}_f^{(a)} - \mathbf{k}$, \mathbf{k} — волновой вектор фотона, $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}/k$;

$$\mathbf{B} = Z_a f_a^{(p)}(\mathbf{k}) \mathbf{B}_a + (A_a/A_b) Z_b f_b^{(p)}(\mathbf{k}) \mathbf{B}_b; \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_\lambda = & \hbar c \left\{ \mathbf{k}_i^{(\lambda)} \left[E_\gamma - \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} (2\mathbf{k}_i^{(\lambda)} \cdot \mathbf{k} - k^2) \right]^{-1} - \right. \\ & \left. - (\mathbf{k}_f^{(\lambda)} + \mathbf{k}) \left[E_\gamma - \frac{\hbar^2}{2M_\lambda} (2\mathbf{k}_f^{(\lambda)} \cdot \mathbf{k} + k^2) \right]^{-1} \right\}; \end{aligned} \quad (30)$$

$G_\lambda(\mathbf{k})$ и $f_\lambda^{(p)}(\mathbf{k})$ — соответственно формфакторы протон-протонной корреляционной функции и $G_\lambda^{(p)}(\mathbf{r})$ и протонной плотности $\rho_\lambda^{(p)}(\mathbf{r})$:

$$G_\lambda(\mathbf{k}) = \int d^3r G_\lambda^{(p)}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad f_\lambda^{(p)}(\mathbf{k}) = \int d^3r \rho_\lambda^{(p)}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}; \quad (31)$$

$d\Omega_f^{(a)} = \sin \theta_f^{(a)} d\theta_f^{(a)} d\varphi_f^{(a)}$, $\theta_f^{(a)} \varphi_f^{(a)}$ — углы, определяющие направление вектора $\mathbf{k}_f^{(a)}$ (за ось квантования выбрано направление вектора $\mathbf{k}_i^{(a)}$). При получении (28) для определенности предполагалось, что ядро a налетает на покоящееся ядро b , M_λ — масса ядра λ .

б) *Учет эффектов проникновения.* В исходном матричном элементе $\langle s'_a | u | s_a \rangle$ [см. формулу (22)] можно выполнить интегрирование по величине и направлениям вектора \mathbf{R}_{ba} , не прибегая к приближению (24):

$$\begin{aligned} \langle s'_a | u | s_a \rangle &= \delta(\mathbf{k}_i^{(b)} - \mathbf{k}_f^{(b)} + \mathbf{q}_{s_a s'_a}) \times \\ &\times \left\langle \beta_s^{(a)} \left| \sum_{j=1}^{A_a} V_{0,j}^{(b)}(\mathbf{q}_{s_a s'_a}) e^{-i\mathbf{q}_{s_a s'_a} \xi_j^{(a)}} \right| \beta_s^{(a)} \right\rangle. \end{aligned} \quad (32)$$

Процесс излучения может происходить как без возбуждения внутренних степеней свободы у сталкивающихся ядер, так и с возбуждением. Использование известного мультипольного разложения экспоненты дает:

$$\begin{aligned} \langle s'_a | u | s_a \rangle &= \delta(\mathbf{k}_i^{(b)} - \mathbf{k}_f^{(b)} + \mathbf{q}_{s_a s'_a}) \sum_{LM} \frac{4\pi}{2L+1} Y_{LM}^*(\mathbf{q}_{s_a s'_a}^{(0)}) \times \\ &\times \langle \beta_s^{(a)} | \hat{Q}_{LM}(\mathbf{q}_{s_a s'_a}, \xi^{(a)}) | \beta_s^{(a)} \rangle, \end{aligned} \quad (33)$$

где

$$\hat{Q}_{LM}(\mathbf{q}, \xi^{(a)}) = \sum_{j=1}^{A_a} V_{0,j}^{(b)}(\mathbf{q}) j_L(q, \xi_j^{(a)}) Y_{LM}(\xi_j^{(0,a)}), \quad (34)$$

$\mathbf{q}^{(0)}$, $\xi^{(0)}$ — единичные векторы, $j_L(x)$ — сферическая функция Бесселя. Если в процессе излучения внутреннее состояние ядра не меняется, $\beta_s^{(a)} = \beta_s^{(a)}$, то в (33) остается только первый член разложения, который пропорционален формфактору ядра $f_a(\mathbf{q}_{s_a s'_a})$. Если $\beta_s^{(a)} \neq \beta_s^{(a)}$, то каждое слагаемое в сумме по L приводит к возбуждению ядерных состояний определенной мультипольности. Среди возможных ядерных возбуждений в дальнейшем можно оставить лишь состояния типа гигантских резонансов (дипольных и квадрупольных). После выделения такого рода состояний среди промежуточных в выражении для матричного элемента излучения $M^{(\nu)}$ [см. формулу (17)] для сечения испускания γ -кванта получается [69]:

$$d\sigma_\gamma = d\sigma_\gamma^{(T)} + \sum_{\lambda=a, b} d\sigma_{\gamma, \lambda}^{\text{рез}}, \quad (35)$$

где

$$\frac{d^2\sigma_\gamma^{(T)}}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{\alpha E_\gamma}{(2\pi\hbar c)^4 k_i^{(a)}} \int d\Omega_{f_a} k_f^{(a)} (|C|^2 - |\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{C}|^2); \quad (36)$$

$$\mathbf{C} = A_a [Z_a f_a^{(p)}(\mathbf{k}) V_0^{(b)}(\mathbf{q}) f_a^{(A)}(\mathbf{q}) \mathbf{B}_a + Z_b f_b^{(p)}(\mathbf{k}) V_0^{(a)}(\mathbf{q}) f_b^{(A)}(\mathbf{q}) \mathbf{B}_b]; \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{\gamma, \lambda}^{\text{pec}}}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} &= \sum_{L=1, 2} \frac{\alpha}{(g^{L-1}\pi)^2} \left(\frac{Z_\lambda N_\lambda}{A_\lambda} \right)^{2(L-2)} \times \\ &\times \frac{k^{2(L+1)} B_{J_i^{(\lambda)} \rightarrow J_f^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(EL)}{E_\gamma [(E_\gamma - \varepsilon_{\lambda, L}^{\text{pec}})^2 + \Gamma_{\lambda, L}^2/4]} \frac{[(2L+1)!!!]^2}{(2L+1)^3} \left\{ \begin{matrix} L J_i^{(\lambda)} J_r^{(\lambda)} \\ L J_i^{(\lambda)} J_r^{(\lambda)} \end{matrix} \right\} \times \\ &\times \int d\Omega_f^{(a)} [(k_f^{(\lambda)})^2 - (\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_f^{(\lambda)})^2] [P_L(\cos \theta_q)]^2 D_{J_i^{(\lambda)} \rightarrow J_r^{(\lambda)}}^{(\lambda)}(\mathbf{q}, L). \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь $V_0^{(a)}(\mathbf{q})$ и $V_0^{(b)}(\mathbf{q})$ — фурье-компоненты однонуклонных оптических потенциалов соответственно ядер a и b [в отличие от случая а) теперь это разные потенциалы, если сталкиваются ядра разной массы];

$$f_\lambda^{(A)}(\mathbf{q}) = \int d^3r \rho_\lambda^{(A)}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}, \quad (39)$$

$\rho^{(A)}(\mathbf{r})$ — ядерная массовая плотность;

$$D_{J_i^{(a)} \rightarrow J_r^{(a)}}^{(a)}(\mathbf{q}, L) = \left| \left\langle J_r^{(a)} \right\| \sum_{j=1}^{A_a} V_0^{(b), j}(\mathbf{q}) j_L(q\xi_j^{(a)}) Y_L(\xi_j^{(0, a)}) \left\| J_i^{(a)} \right\rangle \right|^2; \quad (40)$$

$P_L(x)$ — полином Лежандра; $\theta_q = (\mathbf{k}, \mathbf{q})$. $\varepsilon_L^{\text{pec}}$ — энергия в максимуме соответствующего гигантского резонанса, Γ_L — его ширина; $B_{J_i \rightarrow J_r}(EL)$ — приведенная вероятность электромагнитного перехода $J_i \rightarrow J_r$, J_i , J_r — полные спины соответствующих ядерных состояний. Способ расчета приведенных вероятностей $B_{J_i \rightarrow J_r}(EL)$ и $D_{J_i \rightarrow J_r}(\mathbf{q}, L)$ описан в приложении.

Результаты расчетов величины $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ по квантовой модели электромагнитного излучения в оптическом потенциале мы рассмотрим в следующем разделе в сравнении с экспериментальными данными и другими теоретическими подходами.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ СПЕКТРОВ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В данном разделе мы рассмотрим результаты расчетов величины $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ в рамках квантовой модели электромагнитного излучения в оптическом потенциале и проведем сравнение с экспериментальными данными и другими подходами. Вид однонуклонного

оптического потенциала $V_0(\mathbf{r})$, аналитические выражения для его фурье-компоненты и для парной корреляционной функции $G^{(2)}(\mathbf{r})$, итоговая расчетная формула для сечения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ приведены в приложении.

При сравнении теории с экспериментом мы приводим и результаты расчетов из работ [88, 90]. Наиболее обширные расчеты были выполнены в [90] на основе альтернативной модели некогерентного излучения (см. разд. 3). Что касается других теоретических работ, то в них анализировались лишь избранные реакции, и полученные результаты не создают цельной картины (общая характеристика этих работ и их результатов дана в разд. 3).

В квантовой модели электромагнитного излучения в оптическом потенциале основной величиной, определяющей выход γ -квантов, является однонуклонный оптический потенциал. Форма этого потенциала обычно берется в виде фермиевского распределения, но для одной и той же энергии нуклона, как правило, имеются различные наборы параметров, допускающие удовлетворительное описание данных по рассеянию нуклонов на атомных ядрах. Поэтому расчет сечения конкретной реакции выполнялся для нескольких наборов, но при сравнении с экспериментом мы приводим лишь те параметры, для которых достигается наилучшее описание экспериментальных данных. Здесь лишь отметим, что наклон теоретических кривых существенно зависит от значения параметров диффузности реальной и мнимой частей объемного оптического потенциала, и разброс теоретических значений, особенно на высокоэнергетическом конце спектра, может достигать порядка. Данное обстоятельство может дать дополнительный критерий при тестировании однонуклонных оптических потенциалов.

Расчет зарядовых и плотностных формфакторов, за некоторыми исключениями, которые будут оговорены особо, проводился с фермиевскими распределениями, в которых параметр диффузности и радиус полагались равными: $a = 0,56$ фм и $R = 1,07 A^{1/3}$ фм [106]. Исследование роли парных корреляций протонов в сталкивающихся ядрах, проведенное в [95], показало, что такие корреляции становятся существенными при расчете выхода γ -квантов с энергией выше 100—120 МэВ, увеличивая в отдельных случаях этот выход в 2—3 раза. Поэтому в тех случаях, где в экспериментах не фиксировались фотоны с энергией выше 120 МэВ, расчет проводился по упрощенной схеме, в которой значения $G_a(\mathbf{k})$ и $G_b(\mathbf{k})$ полагались равными нулю.

Обсуждение результатов расчетов начнем с тех ядерных реакций, в которых энергия относительного движения ионов составляла 30 МэВ/нуклон и выше. Анализировались следующие реакции, в которых к настоящему времени был зарегистрирован выход высокоэнергетических γ -квантов: $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$, ^{208}Pb (E/A_1 равно 30 и 40 МэВ/нуклон), $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ (30 МэВ/нуклон), $^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$ (35 МэВ/нуклон), $^{40}\text{Ar} + ^{158}\text{Gd}$ (44 МэВ/нуклон), $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, ест. Ag , ^{197}Au (44 МэВ/нуклон), $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (48, 60, 74 и 84 МэВ/нуклон), $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$

(84 МэВ/нуклон). Как уже упоминалось, предложенная модель не содержит свободных параметров, и в расчете использовались одно-нуклонные оптические потенциалы, полученные разными авторами при анализе нуклон-ядерного рассеяния (их сводка дана в обзоре [104]). В тех случаях, когда в сводной таблице обзора [104] не оказывалось нужной энергии нуклона, то использовались параметры оптических потенциалов близких энергий для данного или соседнего по массовому числу изотопа. Их значения, дающие наилучшее описание экспериментальных данных, приведены в табл. 6. Ниже рассмотрим результаты по каждой из вышеперечисленных реакций.

Реакции $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ и $^{14}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ при энергиях 30 и 40 МэВ/нуклон. Экспериментальные данные приведены в [74] для угла вылета γ -кванта $\theta_\gamma = 90^\circ$ в л. с. Результаты расчетов в сравнении с экспериментом представлены на рис. 45. Отметим, что если для реакций $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ (30 и 40 МэВ/нуклон) и $^{14}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ (30 МэВ/нуклон) наилучшее описание эксперимента достигалось при значениях параметров оптического потенциала, указанных в табл. 6,

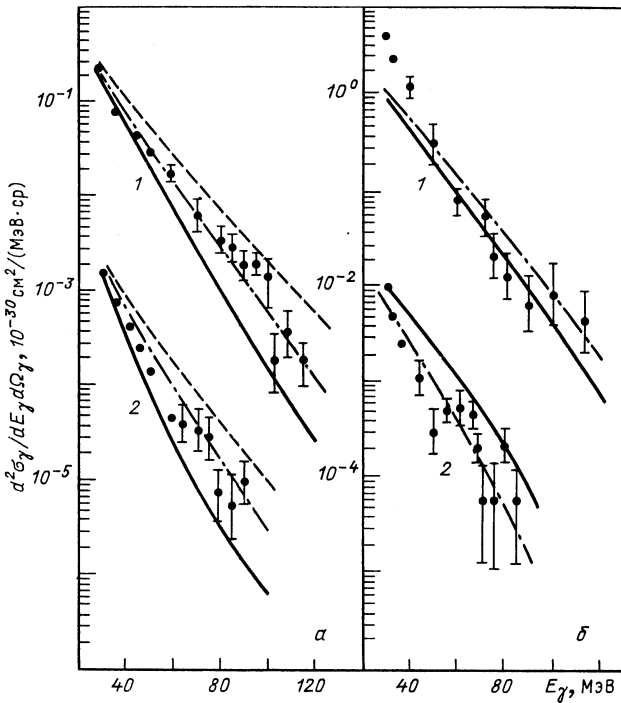


Рис. 45. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакций $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ (а) и $^{14}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ (б) при $\theta_\gamma = 90^\circ$:

1 — $E/A_1 = 40$ МэВ/нуклон; 2 — $E/A_1 = 30$ МэВ/нуклон (теоретические и экспериментальные значения уменьшены в 10^2 раз); пунктир — результаты расчетов из [88], штрихпунктир — из [90]

Таблица 6. Параметры однонуклонных оптических потенциалов, использованные в расчете (ссылки на соответствующие работы имеются в [104], вид потенциалов дан в приложении)

Параметр	Реакция							
	$^4\text{He} + ^{152}\text{Sm}$	$^3\text{He} + ^{148}\text{Sm}$	$^{12}\text{C} + ^{154}\text{Sm}$	$^{40}\text{Ar} + ^{70}\text{Ge}$	$^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$	$^{14}\text{N} + ^{308}\text{Pb}$	$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	
E/A , МэВ/нуклон	6,75	9	10	15	24	30	40	30
V , МэВ	53,5	59,8	53,5	50,3	54,2	50,0	55,1	49,0
r_0 , фм	1,25	1,20	1,25	1,24	1,41	1,15	1,00	1,21
a_0 , фм	0,65	0,72	0,65	0,65	0,77	0,63	0,62	0,77

Продолжение табл. 6

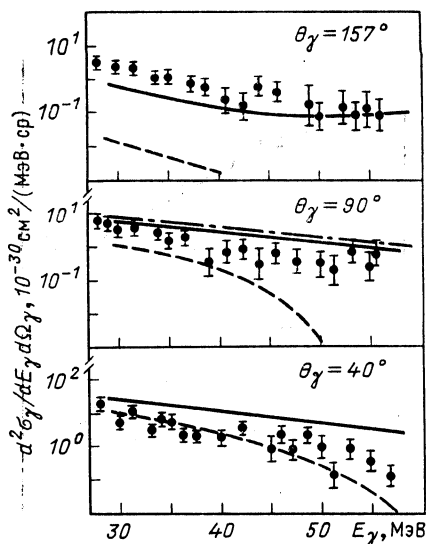
Параметр	Реакция							
	$^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$	$^{40}\text{Ar} + ^{152}\text{Gd}$	$^{56}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$	$^{56}\text{Kr} + (^{\text{nat}})\text{Ag}$	$^{89}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	
E/A , МэВ/нуклон	35	44	44	44	44	48	60	74
V , МэВ	42,2	36,5	49,6	45,4	50,0	37,1	41,3	25,4
r_0 , фм	1,25	1,25	1,15	1,24	1,24	1,41	1,08	1,13
a_0 , фм	0,65	0,65	0,91	0,67	0,55	0,70	0,69	0,49

Рис. 46. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ при $E/A_1 = 30$ МэВ/нуклон:

пунктир — расчеты с учетом взаимопроникновения ионов; штрихпунктир — результаты расчетов из [90]

для реакции $^{14}\text{N} + ^{208}\text{Pb}$ (40 МэВ/нуклон) близкие к приведенным значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ получались и для некоторых других наборов, например, $V = 51$ МэВ, $r_0 = 1,20$ фм и $a_0 = 0,65$ фм или $V = 52,8$ МэВ, $r_0 = 1,15$ фм, $a_0 = 0,76$ фм.

Реакция $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ (30 МэВ/нуклон). Экспериментальные данные для этой реакции приведены в [75] для различных углов вылета γ -кванта (θ_γ равно 40, 90 и 157° в л. с.). Результаты расчетов



представлены на рис. 46. Отметим некоторое превышение теоретического выхода γ -квантов над экспериментальным для углов θ_γ , равных 40 и 90° . Поскольку в данной реакции регистрировались γ -кванты сравнительно невысоких энергий ($E_\gamma < 55$ МэВ), область формирования электромагнитного излучения относительно возрастает и становятся более существенны эффекты взаимопроникновения ионов. На рис. 46 пунктиром показаны значения $d^2\sigma^{(T)}/dE_\gamma d\Omega_\gamma$, рассчитанные с учетом эффектов взаимопроникновения по формуле (36). Как видно из рис. 46, для θ_γ , равного 40 и 90° , расчеты с учетом эффекта проникновения и без него образуют коридор, в котором оказываются экспериментальные данные.

Реакция $^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$ (35 МэВ/нуклон). Экспериментальные данные для этой реакции из работы [13] и результаты расчетов $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для углов θ_γ , равных 30, 60 и 90° в л. с., представлены на рис. 47. Отметим несколько худшее согласие теории и эксперимента при значении $\theta_\gamma = 90^\circ$.

Реакция $^{40}\text{Ar} + ^{158}\text{Gd}$ (44 МэВ/нуклон). Экспериментальные данные для этой реакции были получены в [4] для θ_γ , равного 90 и 145° в л. с. Результаты теоретических расчетов представлены на рис. 48 для энергий фотона выше 30 МэВ. Как и в предыдущем случае, несколько хуже экспериментальные данные описываются при большом значении угла θ_γ .

Реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (θ_γ равен 90 и 150°), $^{86}\text{Kr} + \text{естAg}$ (θ_γ равен 65, 100 и $153,5^\circ$) и $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ (θ_γ равен 90 и $153,5^\circ$) при энергии 44 МэВ/нуклон. Экспериментальные данные для этих реакций получены в [77]. Результаты тео-

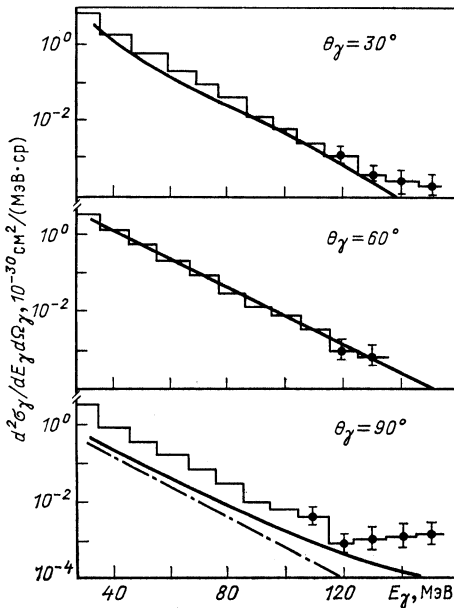


Рис. 47. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакции $^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$ при $E/A_1 = 35$ МэВ/нуклон при различных углах вылета: штрихпунктир — результаты расчетов из [90]

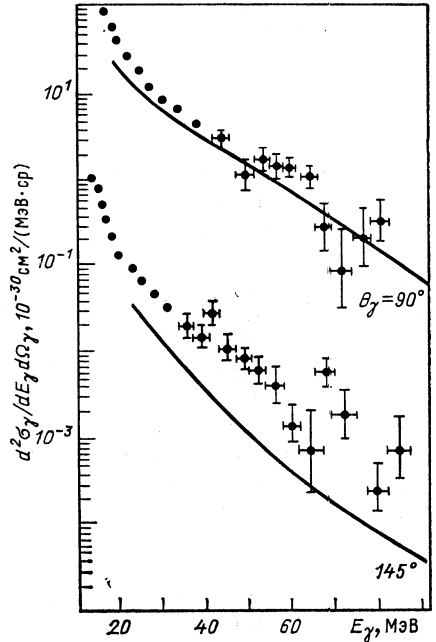


Рис. 48. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{158}\text{Gd}$ при $E/A_1 = 44$ МэВ/нуклон (теоретические и экспериментальные значения уменьшены в 10^2 раз)

ретических расчетов $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ приведены на рис. 49. Отметим небольшое превышение теоретического выхода γ -квантов над экспериментальным в области относительно низких энергий для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, что может указывать на более существенную роль эффекта взаимопронионирования ядер.

Реакция $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (48, 60, 74 и 84 МэВ/нуклон). Экспериментальные данные для этих реакций приведены в [14, 16] для угла $\theta_\gamma = 90^\circ$ в с. ц. м. Результаты расчетов $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ представлены на рис. 50. Поскольку в данном случае регистрировались и γ -кванты больших энергий (выше 120 МэВ), были приняты во внимание также нуклон-нуклонные корреляции. Однако их учет был проведен заменой зарядового формфактора ядра $^{12}\text{C} f^{(p)}(\mathbf{k})$ на динамический $f_d^{(p)}(\mathbf{k})$, для которого использовалось экспериментальное значение, полученное в [107] (см. работу [95]). В отличие от всех рассмотренных выше реакций, в данном случае наблюдается систематическое заметное превышение экспериментального выхода γ -квантов над теоретическим. Этот результат кажется удивительным, поскольку в нашем механизме излучение фотонов происходит макси-

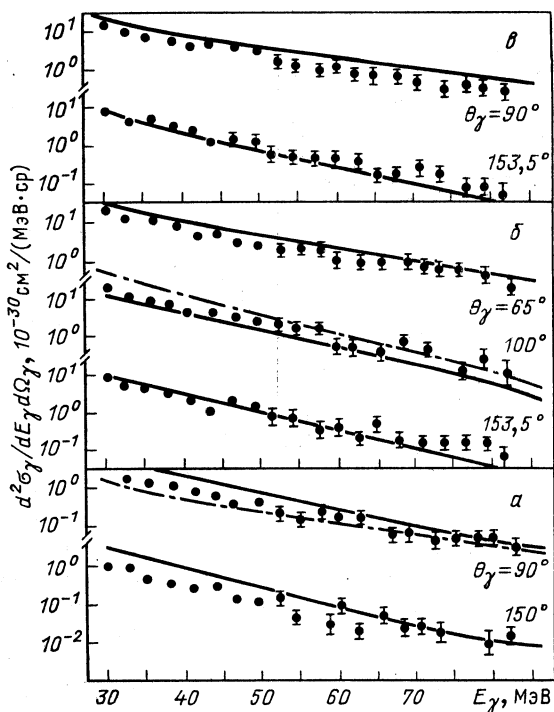


Рис. 49. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакций $^{86}\text{Kr} + X$ при $E/A_1 = 44$ МэВ/нуклон:

- а — $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$;
- б — $^{86}\text{Kr} + \text{естAg}$;
- в — $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$;
- штрихпунктир — результаты расчетов из [90]

мально когерентным образом. Напомним, что аналогичное систематическое расхождение теории и эксперимента для этих же реакций было отмечено и в работе [90], где исследовалась некогерентная компонента излучения (см. рис. 50 и п. 3.3). Расхождение теоретических и экспериментальных значений $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ остается значительным и после суммирования выходов γ -излучения, полученных в наших расчетах и в работе [90]. Одной из возможных причин отмеченного расхождения могут быть недостатки в методике регистрации высокоэнергетических γ -квантов, использованной в измерениях (см. разд. 2).

Реакция $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (84 МэВ/нуклон). Экспериментальные данные для этой реакции получены в работах [14] для углов θ_γ , равных $52,5^\circ$ (1) в л. с. и 90° в с. ц. м. (2). Результаты расчетов приведены на рис. 51. Здесь так же, как и в предыдущей реакции, при расчете выхода высокоэнергетических γ -квантов учитывались двухнуклонные корреляции заменой статического зарядового форм-

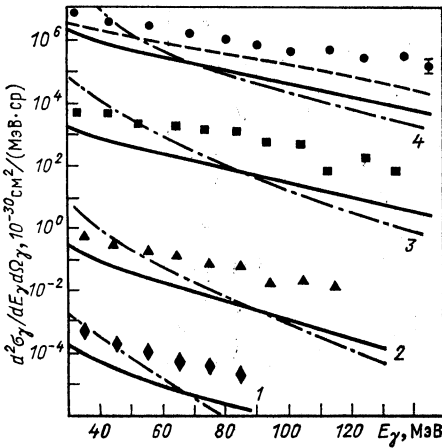


Рис. 50. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при $\theta_\gamma = 90^\circ$ в с. ц. м.:

1 — $E/A_1 = 48$ МэВ/нуклон (все значения уменьшены в 10^3 раз); 2 — $E/A_1 = 60$ МэВ/нуклон; 3 — $E/A_1 = 74$ МэВ/нуклон (все значения увеличены в 10^4 раз); 4 — $E/A_1 = 84$ МэВ/нуклон (все значения увеличены в 10^4 раз). Пунктир — результаты расчетов из [88], штрихпунктир — из [90]

фактора ядра ^{12}C динамическим. Отметим превышение экспериментального выхода γ -квантов над теоретическими, как и в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, хотя в данном случае расхождение теории и эксперимента не так значительно.

Формула (28) для сечения $d\sigma_\gamma$ допускает использование в качестве величины $U_0(\mathbf{q})$ фурье-компоненты ион-ионного оптического потенциала. Такие расчеты с использованием ион-ионных потенциалов из обзора [105] были проделаны нами для некоторых из перечисленных выше реакций. Результаты расчетов показывают, что с этими потенциалами экспериментальные данные плохо воспроизводятся как по форме γ -спектра, так и по абсолютному значению выхода γ -излучения. Как правило, рассчитанная форма спектра оказывается значительно более полой, чем наблюдаемая, а выход γ -излучения оказывается меньше экспериментального на один-два порядка и более. Этот факт можно понять. Параметры ион-ионных потенциалов подбираются так, чтобы описать упругое рассеяние ионов в области

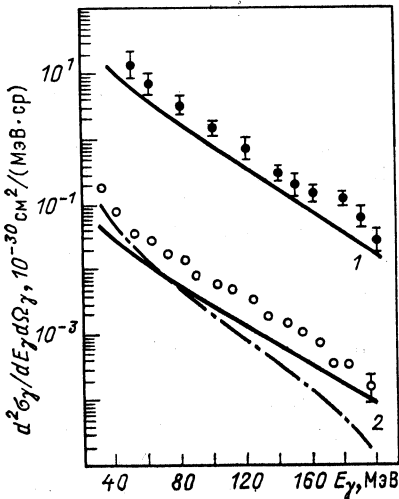


Рис. 51. Значения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ для реакции ^{12}C (84 МэВ/нуклон) + ^{238}U (все значения уменьшены в 10^3 раз). Штрихпунктир — результаты расчетов из [90]

относительно больших значений переданного импульса q ($q > 3$ фм $^{-1}$), и эти потенциалы не предназначены для объяснения явлений с малыми значениями q . В процессе испускания γ -квантов при столкновении ионов эффективные значения q оказываются меньше 3 фм $^{-1}$. Поэтому неудивительно, что использование ион-ионных потенциалов в рассматриваемой задаче приводит к худшим результатам, чем применение однонук-

лонных, параметры которых позволяют гораздо лучше описывать область малых передаваемых импульсов.

Из проведенного анализа реакций, где энергия относительного движения ионов была довольно высока (30 МэВ/нуклон и выше) и регистрировались высокоэнергетические γ -кванты ($E_\gamma = 30 \div 150$ МэВ), можно сделать некоторые выводы.

Во-первых, предлагаемая микроскопическая модель, не использующая подгоночные параметры и не требующая громоздких расчетов, позволяет вполне удовлетворительно описать достаточно широкий круг экспериментальных данных по энергетическим распределениям γ -квантов, испускаемых при ион-ионных соударениях. На наш взгляд, это может свидетельствовать, что принятый механизм реакции является одним из основных, по крайней мере, для γ -квантов, испущенных в переднюю полусферу, хотя, конечно, не исключается возможный вклад в суммарный выход γ -квантов и от других механизмов. Среди последних наиболее существенную роль играют, видимо, некогерентные $n - p$ -столкновения. Сравнение с результатами расчетов на основе кинетического уравнения [90], где рассматривалось излучение при таких столкновениях, показывает (см. рис. 45—47, 49—51), что обе модели дают близкие результаты. Однако следует напомнить, что в [90] использовался подгоночный параметр — число экситонов n_0 . Правда, при окончательном выборе n_0 использовался анализ не только реакций с γ -квантами, но и реакций другого типа, например рассчитывался выход подпороговых пионов в той же схеме. Однако и в этих реакциях существенную роль, как это следует из работы [94], может играть «тормозной» механизм, который не учитывался. Вопрос о соотношении вкладов когерентного и некогерентного механизмов в излучение требует дополнительного исследования.

Во-вторых, экспоненциальный характер формы спектра фотонов, наблюдаемый на эксперименте, не требует для своего объяснения каких-либо «экзотических» предположений, а в предлагаемой модели оказывается следствием чисто ядерных причин: экспоненциального поведения зарядовых формфакторов и оптического потенциала стелквивающихся ядер в области ядерной границы.

И в-третьих, используя чувствительность расчетной схемы к значениям однонуклонных оптических потенциалов, можно независимо провести тестирование этих потенциалов, сравнивая теоретические и экспериментальные выходы γ -квантов, для этих целей, на наш взгляд, особенно информативным может оказаться исследование также дифракционной структуры γ -спектра. Поскольку в модели дифференциальное сечение процесса испускания γ -кванта

$$d^2\sigma_\gamma/dk_\gamma d\mathbf{P}_f \sim |V_0(\mathbf{q})|^2,$$

то дифракционная структура фурье-компоненты однонуклонного оптического потенциала $V_0(\mathbf{q})$ [\mathbf{q} — переданный импульс и предполагается, что объемная часть $V_0(\mathbf{r})$ взята в виде фермиевского распределения] приводит к появлению дифракционных максимумов

и минимумов и в форме спектра тормозных γ -квантов. Однако для их наблюдения необходимо фиксировать импульс рассеянного иона $P_f^{(a)}$. На рис. 52 в качестве примера представлена дифракционная картина для реакций ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + ^{58}Ni и ^{12}C (84 МэВ/нуклон) + ^{238}U с различными оптическими потенциалами. Экспери-

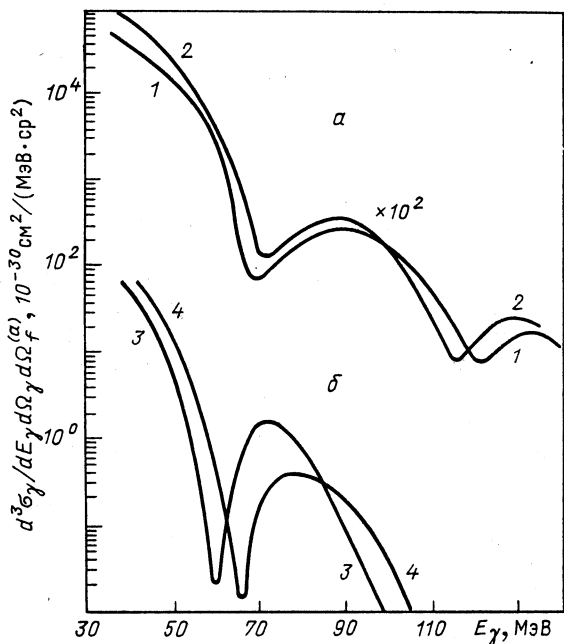


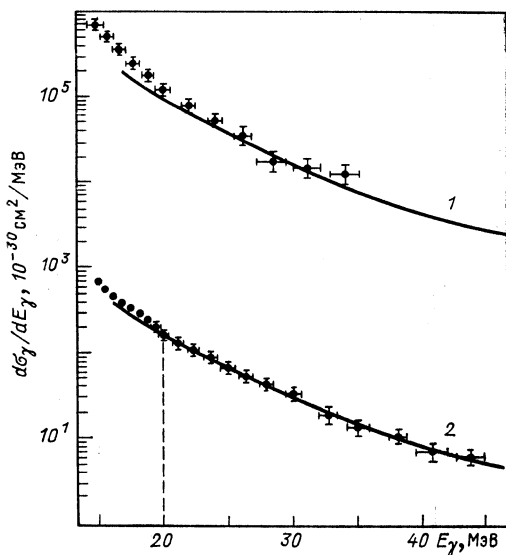
Рис. 52. Значения $d^3\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma d\Omega_f^{(a)}$ для $\theta_\gamma = 30^\circ$ и $\theta_f^{(a)} = 0,5^\circ$ для реакций:

a — ^{12}C (84 МэВ/нуклон) + ^{238}U ; b — ^{14}N (35 МэВ/нуклон) + ^{58}Ni . Параметры оптических потенциалов следующие: 1 — $V = 40,2$ МэВ, $r_0 = 1,9$ фм, $a_0 = 0,76$ фм; 2 — $V = 30,0$ МэВ, $r_0 = 1,20$ фм, $a_0 = 0,55$ фм; 3 — $V = 42,2$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм, $a_0 = 0,65$ фм; 4 — $V = 61,5$ МэВ, $r_0 = 1,04$ фм, $a_0 = 0,86$ фм

ментальное исследование спектров такого рода могло бы быть интересным и для получения более определенных выводов о механизме процесса γ -излучения при сравнении предсказаний альтернативных теоретических подходов.

Успешное приложение теории оптического потенциала к процессу эмиссии γ -квантов при столкновении ионов с энергией выше 30 МэВ/нуклон стимулировало ее применение и к исследованию реакций с энергией ионов до 30 МэВ/нуклон. Конечно, в этой области энергий использование первого борновского приближения вызывает определенные сомнения. Однако мы надеемся, что предложенная нами модель и в этой области энергий сможет выделить основные черты явления, хотя количественные результаты теперь будут иметь большую погрешность. Основанием для такого заключения является, с одной стороны, опыт применения метода искаженных волн, согласно которому использование искаженных волн для описания состояния движения нуклонов с энергией выше энергии отделения, как правило, не меняет кардинальным образом результаты, полученные в приближении плоских волн, а, с другой стороны, сам метод опти-

Рис. 53. Значения $d\sigma_\gamma/dE_\gamma$ для реакции $^{40}\text{Ag} + ^{70}\text{Ge}$:
 1 — $E/A_1 = 15$ МэВ/нуклон (все значения увеличены в 10^3 раз); 2 — $E/A_1 = 24$ МэВ/нуклон



ческого потенциала с параметрами, выбранными из анализа рассеяния нуклонов на ядрах, уже в какой-то мере энергетической и массовой зависимостью этих параметров учитывает эффекты искажения. Кроме того, простота практической реализации предложенного метода позволяет его использовать, по крайней мере, для предварительных грубых оценок выхода

γ -квантов и в тех случаях, когда метод, строго говоря, неприменим. Ниже мы проиллюстрируем возможность модели по описанию реакций ионов с энергиями ниже 30 МэВ/нуклон.

Реакция $^{40}\text{Ag} + ^{70}\text{Ge}$ (15 и 24 МэВ/нуклон). Результаты по данной реакции были опубликованы недавно [73]. Сравнение теории и эксперимента представлено на рис. 53. Поскольку в данном случае энергия γ -кванта $15 \leq E_\gamma \leq 50$ МэВ, расчет проводился по формуле (28) с включением членов $d\sigma_\gamma^{\text{Рез}}$ за счет разрядки гигантских резонансов [см. формулы (38)]. Заметим, однако, что в данном случае их вклад по сравнению с чисто «тормозными» членами оказался мал. Поскольку на эксперименте абсолютное значение выхода электромагнитного излучения не определялось, была проведена привязка теоретической кривой для $E/A_1 = 24$ МэВ/нуклон к экспериментальной при значении энергии фотона $E_\gamma = 20$ МэВ. Как видно из рис. 53, наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента, причем, что наиболее существенно, и для энергии 15 МэВ/нуклон, где уже использовались только относительные данные для обеих реакций.

Реакция $^3\text{He} + ^{148}\text{Sm}$, $^4\text{He} + ^{154}\text{Sm}$ (энергия ионов в пучке 27 МэВ) и ^{12}C (121 МэВ) + ^{154}Sm . Данные для них с указанием абсолютного выхода γ -излучения были недавно приведены в [108]. Особенностью реакций, и в первую очередь с изотопами He, было исследование спектров γ -квантов вплоть до кинематического предела 27 МэВ. Теоретический анализ реакций, выполненный в работе [109] с использованием известных моделей, привел авторов указанной работы к заключению об особой «загадочности»

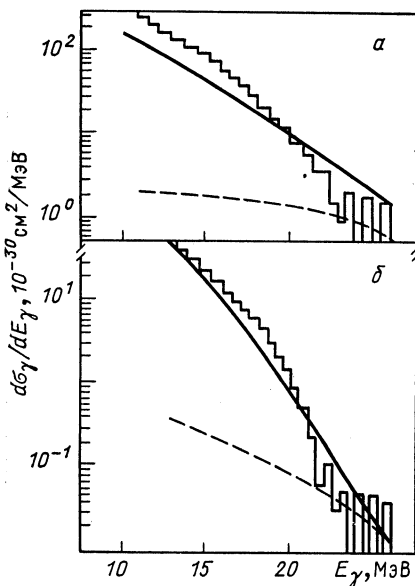


Рис. 54. Значения $d\sigma_{\gamma}/dE_{\gamma}$ для реакций ${}^3\text{He} + {}^{148}\text{Sm}$ (а) и ${}^4\text{He} + {}^{154}\text{Sm}$ (б) при энергии $E = 27$ МэВ. Пунктир — результаты расчетов из [109]

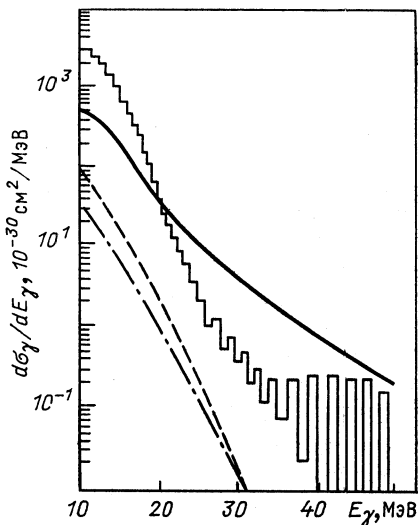


Рис. 55. Значения $d\sigma_{\gamma}/dE_{\gamma}$ для реакции ${}^{12}\text{C}$ (121 МэВ) + ${}^{154}\text{Sm}$:

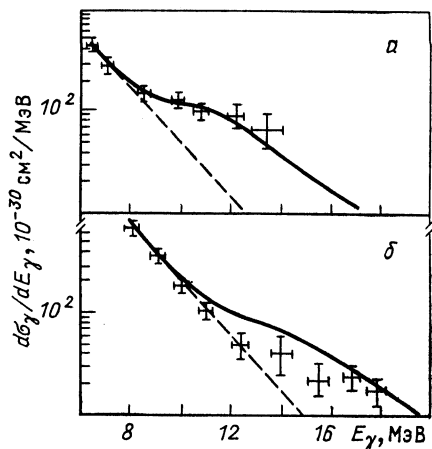
пунктир — расчеты с учетом взаимопроникновения ионов, штрихпунктир — результаты расчетов из [109]

этих реакций, поскольку ни в одной из использованных моделей не удалось получить достаточный выход излучения, особенно на высокоэнергетическом конце спектра. Результаты расчетов по нашей модели представлены на рис. 54 и 55. Зарядовые факторы изотопов He принимались в виде гауссовских распределений с параметрами из [110]. Как следует из рис. 54, спектр наблюдаемого γ -излучения для реакций с ионами He вполне может быть интерпретирован как тормозной (естественно, понимаемый в плане терминологии нашей квантовой модели). Что касается реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{154}\text{Sm}$, расчет без учета проникновения по формуле (29) дает несколько завышенный результат в области $E_{\gamma} > 20$ МэВ, однако расчеты с учетом взаимопроникновения ионов и без него образуют коридор результатов, внутри которого заключены экспериментальные данные. Таким образом, и в данном случае наблюдаемый спектр может интерпретироваться как тормозной с учетом частичного взаимопроникновения ионов ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{154}\text{Sm}$.

Теоретические результаты, полученные для вышеперечисленных реакций, нам кажутся обнадеживающими в плане ранее отмеченных сомнений о применимости модели в области относительно малых энергий ионов (ниже 30 МэВ/нуклон).

Рис. 56. Значения $d\sigma_\gamma/dE_\gamma$ для реакций ^{22}Ne (155 МэВ) + ^{181}Ta (а) и ^{40}Ag (300 МэВ) + ^{159}Tb (б). Пунктиром показано поведение $d\sigma_\gamma^{(T)}/dE_\gamma$.

Имеется большая группа экспериментальных работ, в которых исследовалось γ -излучение в диапазоне 5—20 МэВ при столкновении ионов с энергией 8—10 МэВ/нуклон (см. разд. 2). Поскольку в этих экспериментах осуществлялась реакция слияния сталкивающихся ядер и, кроме того, регистрировались γ -кванты сравнительно малых энергий, теоретические расчеты выхода γ -квантов проводились по формулам (35) — (38) с учетом взаимопроникновения ионов. Строго говоря, при расчете спектров γ -излучения в указанном диапазоне E_γ необходимо учитывать также и излучение, идущее через стадию образования и распада составного ядра. Однако попытки теоретического описания некоторых из указанных реакций в рамках равновесного термодинамического подхода не позволили получить выход γ -квантов с энергией выше 12 МэВ, достаточный для объяснения эксперимента. Поэтому особый интерес с точки зрения выявления механизма реакции представляет альтернативный подход, в котором рассматривается дополнительный источник γ -излучения. В рамках нашей модели были рассчитаны спектры γ -квантов для реакций ^{40}Ag (300 МэВ) + ^{159}Tb и ^{22}Ne (155 МэВ) + ^{181}Ta . При расчете учитывались только квадрупольные гигантские резонансы сталкивающихся ядер, энергия и ширины которых взяты из работы [111]. Поскольку в расчете используется осцилляторное правило сумм [см. формулы (50) и (51)], абсолютные выходы γ -квантов были рассчитаны при условии 100%-ного вклада от этих сумм. Реальная ситуация может быть другой, однако данное обстоятельство при сравнении теории и эксперимента большой роли не играет, поскольку на эксперименте абсолютные значения сечений не фиксировались. Результаты расчетов представлены на рис. 56, привязка экспериментальных и теоретических кривых осуществлялась при значении $E_\gamma = 6$ МэВ. Из рис. 56 видно, что теория вполне удовлетворительно воспроизводит относительный ход экспериментальной кривой, и искажение формы спектра в этих реакциях вполне может быть объяснено наиболее интенсивными (в нашей модели) квадрупольными возбуждениями тяжелого ядра. Подчеркнем, что в предлагаемом подходе возбудение гигантских резонансов есть результат межъядерного взаимодействия сталкивающихся ионов, для описания которого использовались стандарт-



ные наборы параметров однонуклонных оптических потенциалов, найденные из анализа рассеяния нуклонов на атомных ядрах.

К сожалению, из экспериментальных работ [2, 3, 53, 54, 65] нельзя сделать более определенные выводы о применимости модели к исследованию γ -спектров при столкновении ионов небольших энергий (8—10 МэВ/нуклон), поскольку в них не измерялись абсолютные сечения выхода γ -квантов. Такие измерения, безусловно, представляют интерес как для изучения механизма реакции, так и для сравнения различных теоретических подходов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Приведенный анализ экспериментальной и теоретической ситуации в изучении спектров высокоэнергетических γ -квантов показал, что их испускание может быть обусловлено действием различных механизмов реакции: статистического, тормозного и за счет возбуждения с последующей разрядкой мультипольных гигантских резонансов как в сталкивающихся ядрах, так и в продуктах реакции. При $E_\gamma < 30$ МэВ, по-видимому, существенными являются все три указанных процесса, а при $E_\gamma > 30$ МэВ наибольший вклад вносит тормозной механизм.

2. Для разделения вкладов от тех или иных процессов необходимо в измерениях γ -спектров выделять каналы реакции с использованием техники совпадений γ -квантов с продуктами реакции, характеристическими рентгеновскими и γ -квантами и другими продуктами реакции; связи с экспериментальными указаниями на корреляцию выхода высокоэнергетических γ -квантов с параметрами реакции во входном канале целесообразно изменять входные параметры реакции: начальные энергии пучка ионов, массовые и зарядовые числа сталкивающихся ядер. До настоящего времени экспериментальные данные разрозненны, в большинстве случаев в экспериментах измеряются только интегральные характеристики, и, как следствие, недостаток информации не дает возможности выбрать одну из нескольких конкурирующих теоретических моделей.

3. Испускание высокоэнергетических фотонов ($E_\gamma > 30$ МэВ), по-видимому, происходит на ранней стадии процесса столкновения. Этот результат вытекает как из анализа спектров, полученных в рамках уравнения Больцмана, так и при квантовомеханическом описании.

4. В области $E_\gamma < 30$ МэВ нерегулярности формы γ -спектра (бампы) не находят однозначного объяснения в рамках статистических подходов. Можно предполагать, что бампы связаны с распадом коллективных ядерных состояний, однако неясно, на какой стадии процесса они возбуждаются. В то же время имеются указания на то, что они также испускаются на ранней стадии реакции.

5. В обзоре мы ограничивались рассмотрением только процесса эмиссии γ -квантов. Между тем к настоящему времени получена экспериментальная информация о подпороговом рождении π -мезонов в реакциях аналогичного типа [114]. Характер энергетических спектров и угловых распределений π -мезонов позволяет предполагать, что механизмы рождения высокоэнергетических γ -квантов и π -мезонов могут быть сходными. Поэтому представляет интерес использовать уже известные теоретические представления для анализа всей совокупности экспериментальных данных, включая и процессы рождения π -мезонов.

Приложение к разд. 3

Приведем некоторые вспомогательные формулы, использованные при выводе и расчете сечений $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ в модели электромагнитного излучения в оптическом потенциале. После выделения координат центров тяжести сталкивающихся ядер \mathbf{R}_a , \mathbf{R}_b и относительных координат $\xi^{(a)}$, $\xi^{(b)}$ оператор $H_\lambda^{(\gamma)}$ принимает вид

$$H_\lambda^{(\gamma)} = -(2\pi\hbar/\omega)^{1/2} \mathbf{u}_k e^{-ik\mathbf{R}_\lambda} \sum_{j=1}^{A_\lambda} e_j e^{ik\xi_j^{(\lambda)}} (M_\lambda^{-1} \hat{\mathbf{P}}_\lambda + m_j^{-1} \hat{\mathbf{p}}_{\xi_j^{(\lambda)}}),$$

ω , \mathbf{k} , \mathbf{u}_k — частота, волновой вектор и вектор поляризации фотона; e_j и m_j — эффективный заряд и масса j -го нуклона; $\hat{\mathbf{P}}_\lambda = -i\hbar\partial/\partial\mathbf{R}_\lambda$; $\hat{\mathbf{p}}_{\xi_j^{(\lambda)}} = -i\hbar\partial/\partial\xi_j^{(\lambda)}$.

Использование волновых функций в виде (18) дает:

$$\langle s' | H^{(\gamma)} | s \rangle = -(2\pi)^3 e (2\pi\hbar/\omega)^{1/2} \mathbf{u}_k \{ M^{-1} \mathbf{P}_s \langle \beta_{s'} | Z(\xi, \mathbf{k}) | \beta_s \rangle + \langle \beta_{s'} | Z_1(\xi, \mathbf{k}) | \beta_s \rangle \} \delta(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{s'} - \mathbf{k}); \quad (42)$$

$$Z(\xi, \mathbf{k}) = \sum_{j=1}^A (e_j/e) e^{ik\xi_j}, \quad Z_1(\xi, \mathbf{k}) = \sum_{j=1}^A (e_j/em_j) \hat{\mathbf{p}}_{\xi_j} e^{-ik\xi_j}.$$

Заметим, что если в процессе испускания γ -кванта внутренние состояния сталкивающихся ядер не меняются ($\beta_{s'} = \beta_s$), член с $Z_1(\xi, \mathbf{k})$ в (42) вклада не дает. Использование формул (42) и (25) в (17) приводит к следующему виду матричного элемента $M^{(\gamma)}$:

$$M^{(\gamma)} = (M_a^{(\gamma)} \delta_{\beta_i^{(b)}, \beta_f^{(b)}} + M_b^{(\gamma)} \delta_{\beta_i^{(a)}, \beta_f^{(a)}}) \delta(\mathbf{k}_i^{(b)} - \mathbf{k}_f^{(b)} + \mathbf{q}), \quad (43)$$

где

$$M_\lambda^{(\gamma)} = \frac{e}{M_\lambda c} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega} \right)^{1/2} u_0(\mathbf{q}) \langle \beta_f^{(\lambda)} | Z(\xi^{(\lambda)}, \mathbf{k}) | \beta_i^{(\lambda)} \rangle (\mathbf{u}_k \cdot \mathbf{V}_\lambda). \quad (44)$$

Используя (43) (44), интегрируя по $\mathbf{P}_f^{(a)}$, $\mathbf{P}_f^{(b)}$, суммируя по поляризациям фотона, для дифференциального сечения процесса эмиссии излучения при

ядро-ядерном столкновении получаем [для определенности предполагается, что ядро b покоится ($\mathbf{k}_i^{(b)} = 0$)]:

$$\frac{d^2\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{\alpha E_\gamma}{(2\pi\hbar c)^4 k_i^{(a)}} \int d\Omega_f^{(a)} k_f^{(a)} (|A|^2 - |\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{A}|^2) |U_0(\mathbf{q})|^2. \quad (45)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathbf{A} = & \langle \beta_f^{(a)} | Z(\xi^{(a)}, \mathbf{k}) | \beta_i^{(a)} \rangle \mathbf{B}_a \delta_{\beta_i^{(b)}, \beta_f^{(b)}} + \\ & + (A_a/A_b) \langle \beta_f^{(b)} | Z(\xi^{(b)}, \mathbf{k}) | \beta_i^{(b)} \rangle \mathbf{B}_b \delta_{\beta_i^{(a)}, \beta_f^{(a)}}. \end{aligned} \quad (46)$$

Предполагая, что после испускания γ -кванта внутренние состояния сталкивающихся ядер не фиксируются, и принимая, что энергия γ -кванта значительно превышает характерные энергии ядерных возбуждений, после суммирования по конечным состояниям $|\beta_f^{(a)}\rangle$, $|\beta_f^{(b)}\rangle$ получаем (28).

При расчете сечений конкретных реакций однонуклонные оптические потенциалы брались в виде [104]:

$$\begin{aligned} V_0(\mathbf{r}) = & V_c - Vf(x_0) + (\hbar/\mu c)^2 V_{s_0} \times \\ & \times \sigma \cdot \mathbf{l} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{s_0}) - i \left[Wf(x_W) - 4W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) \right]. \end{aligned} \quad (47)$$

Здесь

$$V_c = \begin{cases} Ze^2/r, & r \geq R_c; \\ (Ze^2/2R_c)(3 - r^2/R_c^2), & r \leq R_c; \end{cases}$$

$$R_c = r_c A^{1/3}; f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1}; x_i = (r - R_i)/a_i;$$

$$R_i = r_i A^{1/3}; (\hbar/\mu c)^2 = 2 \text{ фм}^2;$$

Z , A — зарядовое и массовое числа рассматриваемого ядра. Параметрами, определяемыми из экспериментов по рассеянию нуклонов на ядрах, являются r_c , r_i , a_i ($i = s_0, 0, W, D$), V , V_{s_0} , W , W_D . Практически в большинстве случаев существенно только компонента $Vf(x_0)$ и в отдельных случаях на высокоэнергетическом конце γ -спектра компонента $Wf(x_W)$. Расчет фурье-компонент от радиальных функций $f(x_i)$ проводился на основе выражения, полученного в [112]:

$$f(\mathbf{q}) = \frac{4\pi^2 R_i a_i}{q \operatorname{sh}(\pi a_i q)} \left\{ \frac{\pi a_i}{R_i} \sin(R_i q) \operatorname{cth}(\pi a_i q) - \cos(R_i q) \right\}. \quad (48)$$

Зарядовое распределение задавалось в виде двухпараметрической функции

$\rho^{(p)}(\mathbf{r}) = \left(1 + e^{\frac{r-R}{a}}\right)^{-1}$, где $R = 1,07 \cdot A^{1/3}$ фм и $a = 0,56$ фм [106]. Расчет форм-фактора $f^{(p)}(\mathbf{k})$ также выполнялся на основе формулы (48). Исключение было сделано лишь для изотопов He, для которых использовалось распределение [110]: $f^{(p)}(\mathbf{k}) = \exp(-k^2 a^2/6)$, где a — среднеквадратичный радиус распределения заряда.

Для парной корреляционной функции бралось выражение, полученное в модели вырожденного ферми-газа [113]:

$$G^{(p)}(\mathbf{r}) = 9\pi [J_{3/2}(x)]^2/2x^3. \quad (49)$$

Здесь $x = p_F r/\hbar$; p_F — граничный импульс Ферми; $J_{3/2}(x)$ — функция Бесселя. Соответствующие члены дают заметный вклад в сечение $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$ лишь при $E_\gamma > 120$ МэВ.

При расчете приведенных вероятностей $B_{J_i \rightarrow J_f}(EL)$ и $D_{J_i \rightarrow J_f}(\mathbf{q}, L)$ использовалось классическое осцилляторное правило сумм. Согласно [411] имеем

$$B_{J_i^{(\lambda)} \rightarrow J_f^{(\lambda)}}(EL) = \begin{cases} \frac{9}{8\pi} \frac{\hbar^2}{m\epsilon_{1\lambda}^{(\text{рез})}} \frac{|N_\lambda Z_\lambda}{A_\lambda}, & \text{если } L=1; \\ \frac{15}{4\pi} \frac{\hbar^2}{m\epsilon_{2\lambda}^{(\text{рез})}} Z_\lambda R_{0\lambda}^2, & \text{если } L=2, \end{cases} \quad (50)$$

R_0 — ядерный радиус. Несколько сложнее обстоит дело с расчетом фактора $D_{J_i^{(\lambda)} \rightarrow J_f^{(\lambda)}}(\mathbf{q}, L)$. Если $L=2$, то, например, для $\lambda = a$ получаем

$$D_{J_i^{(a)} \rightarrow J_f^{(a)}}(\mathbf{q}, 2) = \frac{5}{4\pi} \frac{\hbar^2 A_a}{2m\epsilon_{2a}^{(\text{рез})}} \times \\ \times |V_0^{(b)}(\mathbf{q})|^2 \int_0^\infty \left\{ \left[\frac{d}{dr} j_2(qr) \right]^2 + 6 [j_2(qr)/r]^2 \right\} \rho_a^{(A)}(r) r^2 dr. \quad (51)$$

Однако при рассмотрении дипольных возбуждений в (40) необходимо выделить члены, действующие на относительные координаты нейтронных и протонных подсистем в ядре a или b . Такое выделение возможно только при выполнении условия $q \ll R_{0\lambda}^{-1}$. При больших значениях q внешнее поле внутри возбуждаемого ядра начинает осциллировать и вероятность дипольного возбуждения значительно уменьшается. В исследуемом процессе максимальные значения q достигают 3 фм^{-1} и, очевидно, доля величин q , для которых имеет место условие $q \ll R_{0\lambda}^{-1}$, относительно мала. Данное обстоятельство позволило вкладом дипольных возбуждений в изучаемом процессе пренебречь.

Наконец, пренебрегая нуклон-нуклонными корреляциями ($G_\lambda^{(p)}(\mathbf{k}) = 0$), приводим выражение для дифференциального сечения $d^2\sigma_\gamma/dE_\gamma d\Omega_\gamma$, оставляя в качестве независимых величины E_i , E_γ и углы θ_γ , $\theta_f^{(a)}$, определяющие направления векторов \mathbf{k} , $\mathbf{k}_f^{(a)}$ соответственно (предполагается $\mathbf{k}_i^{(b)} = 0$):

$$\frac{d_2\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega_\gamma} = \frac{\alpha E_\gamma}{(2\pi\hbar c)^4 k_i^{(a)}} \int d\Omega_f^{(a)} k_f^{(a)} |U_0(\mathbf{q})|^2 (\alpha_1^2 k_i^{(a)2} + \\ + \alpha_2^2 k_f^{(a)2} + \alpha_3^2 k^2 - 2\alpha_1\alpha_2 k_i^{(a)} k_f^{(a)} \cos \theta_f^{(a)} - 2\alpha_1\alpha_3 k_i^{(a)} k \cos \theta_\gamma + \\ + 2\alpha_2\alpha_3 k_f^{(a)} k \cos \theta - (\alpha_1 k_i^{(a)} \cos \theta_\gamma - \alpha_2 k_f^{(a)} \cos \theta - \alpha_3 k)^2). \quad (52)$$

Здесь

$$\alpha_1 = \kappa_1 - \kappa_2, \quad \alpha_2 = \kappa_3 - \kappa_2, \quad \alpha_3 = \kappa_3; \\ \kappa_1 = \hbar c Z_a f_a^{(p)}(\mathbf{k}) \left[E_\gamma - \frac{\hbar^2}{2M_a} (2k_i^{(a)} k \cos \theta - k^2) \right]^{-1}; \\ \kappa_2 = \hbar c Z_b f_b^{(p)}(\mathbf{k}) (A_a/A_b) \left[E_\gamma - \frac{\hbar^2}{2M_b} (2k_i^{(a)} k \cos \theta_\gamma - 2k_f^{(a)} k \cos \theta - k^2) \right]^{-1}; \\ \kappa_3 = \hbar c Z_a f_a^{(p)}(\mathbf{k}) \left[E_\gamma - \frac{\hbar^2}{2M_a} [(2k_f^{(a)} k \cos \theta + k^2) \right]^{-1}; \\ q = (k_i^{(a)2} + k_f^{(a)2} + k^2 - 2k_i^{(a)} k \cos \theta_\gamma - \\ - 2k_i^{(a)} k_f^{(a)} \cos \theta_f^{(a)} + 2k_f^{(a)} k \cos \theta)^{1/2}; \\ \cos \theta = \cos \theta_\gamma \cos \theta_f^{(a)} + \sin \theta_\gamma \sin \theta_f^{(a)} \cos(\varphi_\gamma - \varphi_f^{(a)}).$$

Величины $k_i^{(a)} = \hbar^{-1} (2M_a E_i)^{1/2}$, $k = E_\gamma / \hbar c$, а для нахождения величины $k_f^{(a)}$ необходимо разрешить уравнение

$$k_f^{(a)2} = k_i^{(a)2} - 2M_a E_\gamma / \hbar c - q^2 A_a / A_b.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lebrun M., Deutsch J., Fevart D. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 166. P. 151—154.
2. Каманин В. В., Куглер А., Пенионжкевич Ю. Э., Соболев Ю. Г. // Изв. АН СССР. 1986. Т. 50, С. 1929—1935.
3. Kamanin V. V., Kugler A., Penionzhkevich Yu. E. e.a. // Z. Phys. A. 1987. Vol. 327. P. 109—113; Preprint JINR E7-86-457. Dubna, 1986.
4. Hingmann R., Kuhn W., Metag V. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 759—762.
5. Novotny R., Riess R., Hingmann R. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods, A. 1987. Vol. 262. P. 340—346.
6. Агаронян Ф. А., Ахперджанян А. Г., Гонусек М. и др. Сообщение ОИЯИ P13-87-15. Дубна, 1987.
7. Metag V., Simon R. S. Report GSI 87-19. Darmstadt, 1987.
8. Grassmann H., Lorenz E., Moser H. G. // Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. 228. P. 323—326.
9. Alarja J., Dauchy A., Giorni A., Morand C., Pollaco E. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A242. P. 352.
10. Herrmann N., Bock R., Emling H. e.a. Report GSI 87-65. Darmstadt, 1987.
11. Kishimoto T., Shibata T., Sasao M. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 198. P. 269—276.
12. Sandorfi A. M., Collins M. T. // Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 222. P. 479—495.
13. Alamanos N., Braun-Munzinger P., Freifelder R. F. e.a. // Phys. Lett. B. 1986. Vol. 173. P. 392—396.
14. Grosse E., Grimm P., Heckwolf H. e.a. // Europhys. Lett. 1986. Vol. 2, No. 1. P. 9—16; Grimm P., Grosse E. // Proc. Intern. School Nucl. Phys., Erice, 10—22 Apr. 1985. Oxford, 1985. P. 339—347.
15. Brun R. Report CERN/DD/EE/84-1. Geneve, 1986.
16. Rogers D. W. O. // Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 199. P. 531—548.
17. Herrmann N. Report GSI 87-16. Darmstad, 1987.
18. Каманин В. В., Куглер А., Соболев Ю. Г. и др. Препринт ОИЯИ 13-86-875. Дубна, 1986.
19. Yoshimori M., Watanabe H., Shiraishi F. // Nucl. Instrum. and Methods. A. 1986. Vol. 245. P. 191—198.
20. Bourgeois C., Perrin N. Report IPNO D.RE. 85-17. Orsay, 1985.
21. Perrin N., Tricoire H. Report IPNO D.RE.82-05. Orsay, 1982.
22. Diamond R. M., Stephens F. S. Report LBL-10325. Berkley, 1980.
23. Newton J. O., Herskind B., Diamond R. M. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1383—1386.
24. Игнатьюк А. В., Михайлов И. Н. // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 919—927.
25. Neergard K. // Phys. Lett. B. 1982. Vol. 110. P. 7—10.
26. Egidio J. L., Ring P. // Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 3239—3242.
27. Hilton R. R. // Z. Phys. A. 1983. Vol. 309. P. 233—238.
28. Fedotkin S. N., Mikhaylov I. N., Nazmitdinov R. G. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 121. P. 15—20.
29. Faber M., Egidio J. L., Ring P. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 127. P. 5—9.
30. Meyer J., Quentin P., Brack M. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 133. P. 279—282.

31. Sommermann H. M.//Ann. Phys. NY151. 1983. P. 163—203.
32. Di Nargo M., Di Toro M., Giansiracusa G. e.a.//Phys. Lett. B. 1983. Vol. 125. P. 240—244.
33. Civitarese O., Furui S., Ploszajczak M., Fassler A.//Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 408. P. 61—72.
34. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоиздат, 1982.
35. Draper J. E., Newton J. O., Sobotka L. G. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 434—437.
36. Bertrand F. E.//Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 354. P. c129—c156.
37. Brink D. M. Doctoral thesis, University of Oxford, 1955.
38. Sandorfi A. M., Barrette J., Collins M. T. e.a.//Phys. Lett. B. 1983. Vol. 130. P. 19—22.
39. Garman E. F., Snover K. A., Chew S. H. e.a.//Phys. Rev. C. 1983. Vol. 28. P. 2554—2560.
40. Haas B., Radford D. C., Beck F. A. e.a.//Phys. Lett. B. 1983. Vol. 120. P. 79—82.
41. Gosset C. A., Snover K. A., Behr J. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1486—1489.
42. Carlos P., Beil H., Bergere R. e.a.//Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 225. P. 171—188.
43. Bergere R., Beil H., Carlos P., Veysiere A.//Nucl. Phys. A. 1969. Vol. 133. P. 417—437.
44. Berman B. L., Fultz S. C.//Rev. Mod. Phys. 1975. Vol. 47. P. 713—761.
45. Danos M.//Nucl. Phys. 1958. Vol. 5. P. 23—32.
46. Lobner K. E. G., Vetter M., Honig V.//Nucl. Data Tables. 1970. Vol. 7. P. 495—564.
47. Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B. R.//Proc. of the Third IAEA Symp. on the Phys. and Chemistry of Fission in Rochester, 1973, Vienna: IAEA, 1974. Vol. 1. P. 367—374.
48. Hennerici W., Metag V., Hennrich H. J. e.a.//Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 396. P. 329c—337c.
49. Gaardhoje J. J., Andersen O. A., Diamond R. M. e.a.//Phys. Lett. B. 1984. Vol. 139. P. 273—275.
50. Snover K. A.//J. Physiq. C. 1984. Vol. 4. P. 337—350.
51. Bargholtz Ch., Becker J., Ritzen B., Tegner P.-E.//J. Phys. G. Nucl. Phys. 1984. Vol. 10. P. L275—279.
52. Snover K. A.//Proc. of 5th Intern. Symp. on Capture gamma-rays Spectrosc. and Relat. Top., Knoxville, Ten., Sept. 10—14, 1984. N.Y., 1985. P. 660—676.
53. Kamanin V. V., Kugler A., Mikhailova T. I. e.a.//Proc. of the IV Intern. conf. on Nuclear reaction mechanism at Varrena, June 10—15, 1985. Published by University degli Studi di Milano, Milano, 1985, P. 413—422.
54. Каманин В. В., Куглер А., Пенюонжкевич Ю. Э. и др. Сообщение ОИЯИ. Д7-86-434. Дубна, 1986. С. 87; Сообщение ОИЯИ Д7-87-68. Дубна, 1987. С. 489.
55. Puhlhofer F.//Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 280. P. 267—284.
56. Ильинов А. С., Черепанов Е. А. Сообщение ОИЯИ Р7-84-68. Дубна, 1984.
57. Каманин В. В., Куглер А., Соболев Ю. Г., Фомичев А. С. Сообщение ОИЯИ Р15-87-783. Дубна, 1987.
58. Каманин В. В., Куглер А., Пенюонжкевич Ю. Э. и др.//Тез. докл. XXXVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Баку, 1988. С. 372.
59. Lazzarini A., Habs D., Hennerici W. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1045—1048.
60. Arctaedius Th., Bargholtz Chr., Ekstrom R. E. e.a.//Phys. Lett. B. 1985. Vol. 158. P. 205—207.
61. Chakrabarty D. R., Sen S., Thoennessen M. e.a.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 36. P. 1886—1895.

62. Oblozinsky P., Hlavac S.//Proc. of Europhysics Topical Conference on Neutron induced reactions. Smolenice, 1982. P. 397—402.
63. Cabot C., Gauvin H., Sergolle H., Auger P.//Z. Phys. A. 1985. Vol. 322. P. 393—414.
64. Бейзин С. Д., Иткис М. Г., Музычка Ю. А. и др.//ЯФ. 1983. Т. 37. с. 809—818.
65. Каманин В. В., Куглер А., Михайлова Т. И. и др. ОИЯИ P7-86-322. Дубна, 1986. С. 41.
66. Broglia R. A., Dasso C. H., Winther e.a.//Phys. Lett. B. 1976. Vol. 61. P. 113—116.
67. Jolos R. V., Schmidt R., Teichert J. Preprint JINR P4-84-245. Дубна, 1984.
68. Lukasiak A., Norenberg W. Report GSI 85-1. Darmstadt, 1985.
69. Баткин И. С., Каманин В. В., Копытин И. В., Пенюжневич Ю. Э.//Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 52. С. 67—71.
70. Пенюжневич Ю. Э., Герлик Э., Каманин В. В., Борча К.//ЭЧАЯ. 1986. Т. 17, С. 165—223.
71. Betak E.//Proc. of Adriatic Intern. Conf. on Nucl. Phys., Frontiers of Heavy Ion Phys., Dubrovnik, 1987. P. 49—50.
72. Плюйко В. А. //Тезисы докл. XXXVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Баку, 1988. С. 468.
73. Gaardhoje J. J., Bruce A. M., Garrett J. D., Herskind B.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 1409—1412.
74. Stevenson J., Beard K. B., Bennenson W. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 555.
75. Kwato Njock M., Maurel M., Monnard E. e.a.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 175. P. 125—128.
76. Beard K. B., Bennenson W., Bloch C. e.a.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 1111—1113.
77. Bertholet R., M. Kwato Njock, M. Maurel e.a.//Nucl. Phys. A. 1987. Vol. 474. P. 541—556.
78. Remington B. A., Blann M., Bertsch G. F.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1720—1729.
79. Nifenecker H., Bondorf J. P.//Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 442. P. 478—508.
80. Neuhaser D., Koonin S. E.//Nucl. Phys. A. 1987. Vol. 462. P. 163—172.
81. Vasak D., Greiner W., Muller B. e.a.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 428. P. 291c—304c.
82. Vasak D., Miller B., Greiner W.//J. Phys. 1985. Vol. G11. P. 1309—1322.
83. Stahl T., Uhlig M., Muller B.e.a.//Z. Phys. A. 1987. Vol. 327. P. 311—322.
84. Vasak D.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 176. P. 276—282.
85. Cassing W., Biro T., Mosel U. e.a.//Phys. Lett. B. 1986. Vol. 181. P. 217—222.
86. Bauer W., Cassing W., Mosel U. e.a.//Nucl. Phys. A. 1986. Vol. 456. P. 159—172.
87. Nakayama K., Bertsch G.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 2190—2200.
88. Bauer W., Bertsch G., Cassing W., Mosel U.//Phys. Rev. C. 1986. Vol. 34. P. 2127—2133.
89. Remington B. A., Blann M., Bertsch G.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2909—2911.
90. Remington B. A., Blann M., Bertsch G.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1720—1729.
91. Remington B. A., Blann M.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 36. P. 1387—1396.
92. Ko Che Ming, Bertsch G., Aichelin J.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 2324—2326.
93. Shyam R., Knoll J.//Nucl. Phys. A. 1986. Vol. 448. P. 322—332.
94. Баткин И. С., Копытин И. В.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2038—2042.

95. Баткин И. С., Копытин И. В.//ЯФ. 1987. Т. 43. С. 396—404.
96. Баткин И. С., Копытин И. В., Беркман М. Н.//ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1602—1611.
97. Плюйко В. А., Поляков В. А.//ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 374—418.
98. Bertsch G., Kruse H., das Gupta S.//Phys. Rev. C. 1984. Vol. 29. P. 673—675.
99. Aichelin J., Bertsch G.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1730—1738.
100. Blann M.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1245—1254.
101. Blann M.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 1231—1237.
102. Michel C., Grosse E., Noll. H.//Nucl. Instrum. and Methods A. 1986. Vol. 243. P. 395—412.
103. Shyam R., Knoll J.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 426. P. 606—624.
104. Perey C. M., Perey F. G.//Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1976. Vol. 17. P. 1—101.
105. Брагин В. Н., Жуков М. В.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 725—761.
106. Гулькаров И. С. Исследование ядер электронами. М.: Атомиздат, 1977.
107. Афанасьев Н. Г., Гольдштейн В. А., Дементий С. В. и др.//ЯФ. 1967. Т. 5. С. 1134—1135.
108. Snover K.//Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 1986. Vol. 36. p. 545—603.
109. Nakayama K., Bertsch G.//Phys. Rev. C. 1987. Vol. 36. P. 1848—1852.
110. Hofstadter R.//Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28. P. 214—230.
111. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1987. Т. 2.
112. Лукьянов В. К., Поль Ю. С.//ЭЧАЯ. 1974. Т. 5. с. 955—1022.
113. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений: Пер. с англ. М.: Мир., 1967.
114. Venenonson W.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. 482. P. 503c—510c.