

УДК 539.172.17

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{181}Ta и ^{209}Bi РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**И.Д. Федорец, С.С. Раткевич***Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
Поступила в редакцию 25 октября 2004 г.*

Определены сечения образования фрагментов ядер-мишеней во взаимодействии ^{181}Ta и ^{209}Bi с ионами ^{12}C с энергией 43,80 ГэВ, ионами ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ и ионами ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ. Эти сечения были использованы для получения распределений изобарических и массовых выходов фрагментов. Сравнение между этими данными для релятивистских тяжелых ионов и данными для релятивистских протонов было использовано для проверки гипотез о факторизации и предельной фрагментации. В результате совместного анализа полученных в работе сечений и опубликованных в литературе данных проведена параметризация зарядовых и массовых распределений выходов продуктов фрагментации, применимая для широкого набора комбинаций мишень-налетающая частица. Результаты сравниваются с каскадно-испарительными вычислениями, использующими метод Монте-Карло, и с моделью скалывания-срыва. Кроме того, массовые распределения фрагментов из реакций высокоэнергетических ионов ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F , а также протонов с ядрами ^{89}Y , $^{\text{nat}}\text{Ag}$, ^{181}Ta и ^{209}Bi анализируются на основе общего для процессов фрагментации закона о масштабной конечно-размерной инвариантности, выведенного в рамках перколяционной теории фрагментации. Такой подход позволяет провести независимую от моделей классификацию различных механизмов фрагментации.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: фрагментация мишени, тяжелые ядра, массовые и зарядовые распределения, релятивистские тяжелые ионы, модели внутриядерного каскада и скалывания-срыва, свойства масштабной инвариантности.

Реакции, вызываемые релятивистскими тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, являются наиболее эффективным средством на пути к открытию новых физических эффектов и явлений, связанных с предсказываемыми теорией фазовыми переходами состояния ядерной материи от двухфазного состояния жидкость-газ, проявляющегося при умеренных ($E_0 \leq 200$ А·МэВ) энергиях первичного пучка, до образования фазы адронного газа при высоких ($0,2 \leq E_0 \leq 3-4$ А·ГэВ) энергиях, и возможным переходом адронов в кварк-глюонную плазму при ультрарелятивистских ($E_0 \geq 10$ А·ГэВ) энергиях. При рассмотрении новых возможных механизмов образования остаточных ядер в ядро-ядерных столкновениях, важно знать какая часть этих ядер может быть связанной с процессами равновесного распада возбужденных ядер, описывающихся обычной, хорошо развитой статистической моделью, которая успешно используется для описания испускания нуклонов и вероятности деления.

С помощью активационной методики, используемой в настоящей работе, измеряются преимущественно медленные фрагменты из периферических столкновений, которые характеризуют относительно холодную ядерную материю при обычной плотности и низком угловом моменте. Такие условия являются оптимальными для исследования начала тепловой мультифрагментации. Можно ожидать, что значительная часть сечений образования этих фрагментов определяется равновесными процессами.

МОТИВАЦИЯ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящее время наблюдается возобновление интереса к исследованиям реакций фрагментации тяжелых ядер, вызываемых релятивистскими тяжелыми ионами. Это вызвано целым рядом причин.

Во-первых, все еще находящиеся на пике активности исследования процессов мультифрагментации, т.е. множественного испускания фрагментов более тяжелых, чем α -частицы и легче фрагментов деления, проводятся преимущественно с помощью реакций релятивистских частиц (p , ^3He , ^4He , π^-) с тяжелыми ядрами. Целью таких исследований является определение уравнения состояния высоковозбужденной ядерной материи, а также обнаружение возможного проявления теоретически предсказываемых фазовых переходов. Однако, требуемые для перехода, например, к кварк-глюонной материи экстремально высокие температуры $T=140-200$ МэВ и сжатие до плотности, в несколько раз превышающей плотность нормальной ядерной материи, могут быть эффективно достигнуты только при использовании релятивистских тяжелых ионов в качестве налетающих частиц и тяжелых ядер в качестве мишеней. И, если в случае использования легких налетающих частиц экспериментально наблюдаемые величины можно относительно просто связать с такими термодинамическими переменными, как температура, плотность и энергия, характеризующими возбужденную систему, то реакции с тяжелыми ионами сопровождаются большими сжатиями, быстрым вращением и деформацией формы, а эти динамические эффекты существенно усложняют связь наблюдаемых на опыте характеристик с каноническими переменными. Поэтому при рассмотрении новых возможных механизмов образования остаточных ядер в ядро-ядерных столкновениях, важно знать какая часть этих ядер может быть

связана с процессами равновесного распада возбужденных ядер, описываемыми обычной, хорошо развитой статистической моделью, которая успешно используется для описания испускания нуклонов и вероятности деления. Фрагменты, более тяжелые, чем получающиеся в результате мультифрагментации, образуются преимущественно в реакциях фрагментации (расщепления) и, возможно, деления. Происходящие, главным образом, из периферических столкновений тяжелые фрагменты характеризуют относительно холодную ядерную материю при обычной плотности и низком угловом моменте. Такие условия являются оптимальными для исследования начала тепловой мультифрагментации. Можно ожидать, что значительная часть сечений образования этих фрагментов определяется равновесными процессами.

Во-вторых, реакции фрагментации тяжелых ядер делают возможным получение радиоактивных пучков, которые являются мощным инструментом для исследования новых областей нуклидов. С появлением релятивистских пучков таких тяжелых ионов как ^{197}Au , ^{208}Pb и ^{238}U и созданием сепаратора фрагментов налетающих частиц (GSI, Дармштадт) возможность получения вторичных интенсивных экзотических пучков отдельно взятых изотопов стала реальностью. Предсказания интенсивностей таких вторичных пучков, поиск путей увеличения выхода представляющего интерес изотопа путем оптимального выбора типа налетающих частиц и их энергии, выяснение возможности производить нейтроноизбыточные изотопы, соответственно выбрав нейтроноизбыточные налетающие частицы – решение всех этих вопросов основывается на систематиках сечений реакций фрагментации.

В-третьих, интерес к этому типу реакций усилился в связи с разработкой на основе их использования интенсивных источников нейтронов, необходимых для исследований конденсированной материи и материалов, а также в ядерных технологиях, таких как управляемые сильноточными ускорителями гибридные подкритические реакторные энергетические системы, установки для трансмутации ядерных отходов и материалов ядерных боезарядов. Количество появившихся в последние годы работ, в которых исследуются выходы остаточных ядер из реакций, вызываемых релятивистскими протонами, внимание, которое в этих работах уделяется вопросам точности, достоверности и совместимости с результатами других работ, вызывают аналогию с давно существующей системой получения нейтронных данных. В то же время, данные о ядерных взаимодействиях с участием релятивистских тяжелых ионов все еще остаются разрозненными и – даже если они получены с помощью одинаковых экспериментальных методов, но разными группами – трудно сравнимы между собой.

К настоящему времени разработаны основанные на различных теоретических моделях программы для моделирования процессов фрагментации. Сравнение предсказаний этих моделей с экспериментальными данными позволяет усовершенствовать их применение даже при отставании понимания лежащего в основе модели физического явления. Однако недостаток экспериментальных данных делает невозможной адаптацию программ к конкретному их использованию и точность таких предсказаний остается низкой. В такой ситуации наряду с потребностью в экспериментальных данных о сечениях исследуемых реакций возникает необходимость в параметрическом уравнении, с помощью которого можно было бы в едином подходе, используя плавно изменяющиеся эмпирически определяемые параметры, описывать с достаточной точностью уже имеющиеся экспериментальные данные о сечениях фрагментации и предсказывать еще неизвестные.

Большое число тяжелых фрагментов, возникающих в реакциях релятивистских тяжелых ионов с тяжелыми ядрами, образует хорошую статистическую основу для получения зарядовых и массовых распределений их выходов, а также для сравнения с выходами одних и тех же ядер-продуктов, но образовавшихся в реакциях различных налетающих частиц с одним и тем же ядром-мишенью. Особенно ценным является сравнение с данными о реакциях, вызываемых протонами сравнимых энергий, поскольку нуклон-ядерная реакция является в данном случае базовым процессом для описания с помощью теоретических моделей.

Таким образом, и получение новых экспериментальных данных о фрагментации конкретных ядер, и установление существования общих свойств, характеризующих процесс фрагментации, являются актуальными, но все еще открытыми вопросами.

Среди опубликованных к настоящему времени работ, посвященных исследованию фрагментации тяжелых ядер, наибольшее количество связано с ядрами ^{197}Au и ^{238}U . Это относится как к фрагментации этих ядер в качестве мишеней, так и к экспериментам в обратной кинематике. Исследования с использованием пучков частиц высоких энергий чаще всего проводятся, когда они представляют интерес не только для фундаментальной ядерной физики. Например, для космофизических приложений, целью которых является описание механизма образования космогенных нуклидов во внеземной материи, нужны сечения высокоэнергетических реакций на ядрах-мишенях с атомным номером $Z \leq 28$ и только несколько ядер с более высоким Z представляют интерес – такие, как Rb, Sr, Y, Zr, Te и Ba, а также некоторые ядра редкоземельных элементов [1,2].

Целью настоящей работы является исследование особенностей механизмов реакций, приводящих к фрагментации ядер ^{181}Ta и ^{209}Bi релятивистскими тяжелыми ионами ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F . Долгое время реакции фрагментации этих ядер представляли интерес только для фундаментальной ядерной физики и поэтому были относительно мало исследованными. Ситуация резко изменилась в последние годы, когда тантал и висмут стали обсуждаться в качестве перспективных материалов для мишеней в нейтронных источниках, основанных

на реакции расщепления, и в упоминавшихся выше технологиях с использованием ускорителей, таких как преобразование радиоактивных отходов, сокращение и усовершенствование ядерного топливного цикла, других энергетических приложениях [3,4]. Например, большие достижения в Pb-Bi реакторной технологии, проявившиеся на российских подводных лодках Альфа-класса, сделали привлекательной эту технологию для использования в управляемых ускорителями системах переработки ядерных отходов [5]. Однако резко возросший интерес относится к реакциям расщепления, пока что, только висмута и только протонами промежуточных и высоких энергий [6]. Реакции фрагментации этих ядер релятивистскими тяжелыми ионами остаются менее изученными – особенно это касается как раз висмута.

Настоящее исследование включает определение зарядовых и массовых распределений фрагментов мишеней и сравнение с подобными данными для других налетающих частиц высоких энергий, а также с расчетами в рамках современных теоретических моделей. Проводится также проверка базовых концепций физики высоких энергий [7], таких как предельная фрагментация и факторизация. В то время как первая из них предполагает, что сечения образования остаточных ядер при достаточно высокой кинетической энергии налетающих частиц становятся практически независимыми от нее, то согласно второй – сечения образования фрагмента в реакциях, вызываемых различными типами налетающих частиц, будут отличаться только на постоянный множитель, близкий по величине к отношению полных сечений сравниваемых реакций. Эти гипотезы проверяются в широкой области масс образовавшихся ядер в реакциях с тремя типами налетающих тяжелых ионов, имеющих практически одинаковую скорость (энергию на нуклон, равную $3,65 \text{ A}\cdot\text{ГэВ}$) и разные кинетические энергии: $43,80 \text{ ГэВ}$ для ионов ^{12}C , $58,40 \text{ ГэВ}$ для ионов ^{16}O и $69,35 \text{ ГэВ}$ для ионов ^{19}F .

Данная работа представляет собой часть проводимых нами систематических исследований процессов образования остаточных ядер в ядро-ядерных столкновениях при релятивистских энергиях. Исследование фрагментации ядер ^{181}Ta и ^{209}Bi позволяет получить ряд опорных экспериментальных точек на верхнем краю таблицы нуклидов, необходимых для проведения эмпирической параметризации сечений образования фрагментов. В работе проводится универсальная параметризация сечений с помощью гауссианоподобных функций с плавно изменяющимися в зависимости от массы фрагмента параметрами, основанными на данных о сечениях реакций расщепления, вызванных протонами, и о реакциях фрагментации тяжелыми ионами. Как и более легкие ядра, которые использовались в качестве мишеней в предыдущей нашей работе, ^{181}Ta и ^{209}Bi близки к линии β -стабильности. В этом случае наиболее вероятное зарядовое число при определении зарядовых дисперсий будет зависеть только от массы испускаемого фрагмента, тогда как для фрагментации более нейтроноизбыточных или нейтронодефицитных мишеней сохраняется в тех или иных пределах возможность памяти о нейтронном или протонном избытке ядра-мишени.

Следует отметить, что использование моноизотопных мишеней должно не только существенно упростить анализ экспериментальных данных, весьма запутанных в случае тяжелых ядер, но и дать возможность более однозначно проверить применимость теоретических моделей ядерных реакций для описания этих данных.

Полученные данные сравниваются с более ранними исследованиями реакции фрагментации (расщепления) ^{181}Ta протонами промежуточных ($0,34\text{-}0,66 \text{ ГэВ}$ [8-10]) и высоких ($3,65 \text{ ГэВ}$ [11], $5,7 \text{ ГэВ}$ [12] и $9,1 \text{ ГэВ}$ [13]) энергий, а также тяжелыми ионами ^{12}C с энергией $3,65 \text{ A}\cdot\text{ГэВ}$ [11] и ^{20}Ne с энергией $0,4 \text{ A}\cdot\text{ГэВ}$ [14]. В давней работе [15] при исследовании реакций, вызываемых протонами с энергией $18,2 \text{ ГэВ}$ на ^{181}Ta , были измерены сечения образования только нескольких изотопов Sc и Sb, с которыми также проводится сравнение.

Несколько иная ситуация с имеющимися для сравнения данными о фрагментации ^{209}Bi . До начала настоящих исследований была известна только одна работа [16], в которой исследовалось взаимодействие тяжелых ионов высоких энергий с ядрами висмута. В ней представлены результаты измерений выходов из реакций фрагментации ядер висмута ионами ^{12}C с энергией $4,8$ и $25,2 \text{ ГэВ}$, а также ионами ^{20}Ne с энергией $8,0 \text{ ГэВ}$ только изотопов золота. Что же касается реакций высокоэнергетических протонов с ядрами висмута, то, как уже упоминалось выше, в недавно опубликованной работе [6] приведены результаты экспериментального исследования и компьютерного моделирования выходов остаточных ядер, образовавшихся при облучении ^{209}Bi протонами с энергией 130 МэВ и $1,5 \text{ ГэВ}$.

Результаты данных исследований в предварительном виде были представлены в работах [17-19], а их частичный анализ – в работах [20-23].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Выходы образовавшихся в исследуемых реакциях радионуклидов определялись с помощью активационного анализа. Мишени из тантала и висмута облучались на выведенных пучках тяжелых ионов ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F с энергией $3,65 \text{ A}\cdot\text{ГэВ}$ синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Средняя интенсивность пучков ионов ^{16}O и ^{19}F , которыми облучалась мишень из тантала, была $5\cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Мишень состояла из четырех дисков диаметром $3,9 \text{ см}$ и толщиной $0,166 \text{ г/см}^2$ (первые три из них) и $2,573 \text{ г/см}^2$ (четвертая), разделенных компенсирующими потери ядер отдачи фольгами из алюминия. Средняя интенсивность пучков ионов ^{12}C и ^{19}F , которыми облучалась мишень из висмута была $8,96\cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ и $5\cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ соответственно. Мишень представляла собой диск диаметром $3,6 \text{ см}$ и толщиной $1,86 \text{ г/см}^2$, помещенный между компенсирующими алюминиевыми фольгами. Перед каждой из мишеней на одной оси с ней располагались три фольги из алюминия, средняя из

которых толщиной $27,0 \text{ мг/см}^2$ использовалась в качестве мониторной, потери частиц отдачи для которой компенсировались соседними фольгами. Все фольги из алюминия, кроме мониторных, имели толщину $5,4 \text{ мг/см}^2$. Чтобы свести к минимуму влияние вторичных реакций, между мишенями и мониторными фольгами были вложены защитные фольги из майлара (My) толщиной $17,6 \text{ мг/см}^2$. Все входящие в мишенные системы элементы находились между собой в контакте.

Мишенные системы схематически представлены на рис. 1. Для изготовления мишеней, мониторных, компенсирующих и защитных фольг использовались материалы чистотой не хуже 99,9%. После каждого цикла облучения мишени, компенсирующие и мониторные фольги подверглись γ -спектрометрии в идентичных геометрических условиях. Спектры γ -лучей измерялись с помощью Ge(Li)-детекторов объемом 18 и 50 см^3 с энергетическим разрешением 2,5 и 2,2 кэВ, соответственно, для энергии γ -квантов 1332 кэВ. Чтобы избежать проблем со слишком высокими мертвыми временами регистрирующей аппаратуры и эффектами наложения импульсов, расстояния между облученными образцами и детектором варьировались между 0 и 9 см. Таким образом удавалось сохранять мертвое время ниже 10% без какого-либо влияния наложения импульсов. Большие расстояния и меньшего объема

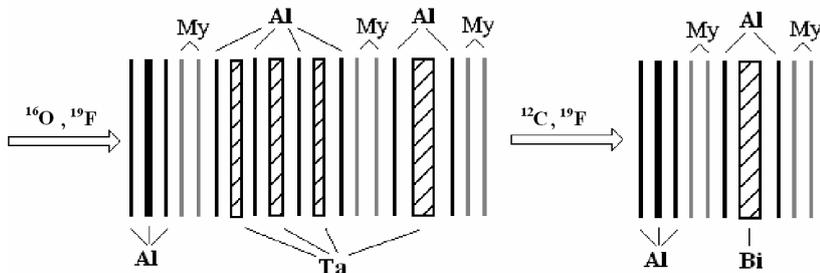


Рис. 1. Схематическое представление мишенных систем

детектор использовались главным образом для измерений с короткими временами охлаждения образцов после облучения из-за их высокой активности. Для калибровки спектрометра по абсолютной эффективности использовались спектрометрические гамма-источники ОСГИ-3-1, аттестованные с погрешностью 1-2,5%. Эффективность повторно проверялась при каждой новой геометрии для каждого детектора. В спектрометре γ -лучей использовался предусилитель ORTEC-120F с уровнем собственных шумов до 700 эВ, высокой стабильностью коэффициента усиления и устойчивостью к перегрузкам, а также линейный усилитель ORTEC-572 с высокой температурной стабильностью и с уровнем собственных шумов до 8 мкВ. После усиления импульсы подавались на амплитудно-цифровой преобразователь, входящий в состав 4096-канального анализатора в стандарте КАМАК, а затем, через интерфейс на персональный компьютер. Усиление выбиралось таким, чтобы регистрировать γ -кванты с энергией от нескольких десятков кэВ до 2 МэВ. Даже после распада короткоживущих радионуклидов, которые зачастую имеют очень сложные схемы распада, спектры γ -лучей оставались довольно сложными не только потому, что в результате фрагментации тяжелых ядер образуется большое количество радионуклидов, но еще и потому, что некоторые долгоживущие радионуклиды, образующиеся с большими сечениями, также имеют сложные схемы распада или распадаются на короткоживущие дочерние нуклиды с такими сложными схемами, какие имеют, например, ^{146}Gd , $^{172,175}\text{Hf}$ и $^{205,206}\text{Bi}$.

Для проверки воспроизводимости результатов накапливаемые как функция времени спектры γ -лучей анализировались с помощью реализованных на ПК программ SAMPO (модифицированной версии) [24] и АСТIV [25]. Конечной целью анализа является перевод сложных спектров γ -лучей, получающихся в результате γ -спектрометрии облученных мишеней, в набор данных о выходе продуктов реакции, из которых можно было бы вывести распределения выходов продуктов по массам. Идентификация радионуклидов проводилась по характерным γ -линиям и периодам полураспада ядер. Данные для этого брались в основном из работы [26]. Хотя эта работа в настоящее время является относительно давней, в ней для радионуклидов, имеющих в цепочке распада короткоживущие дочерние ядра, перечисляются γ -линии этих ядер и свойства распада исходного нуклида. Это позволяет применять более простую процедуру вычислений, чем в случае использования данных из других источников. Тем более, что данные из [26] находятся в хорошем согласии с данными из более современных источников, например, из периодически обновляемой базы данных NUDAT [27], базы данных PCNUDAT [28] и таблицы изотопов [29], для большинства радионуклидов. Исправления требовались только в некоторых случаях.

В измеренные выходы γ -лучей вводилось ряд существенных поправок. Во-первых, вводились поправки на поглощение γ -лучей в мишенях. Во-вторых, учитывалась конечная геометрия, поскольку диаметр пучкового пятна был около 1 см, что существенно превышало размеры калибровочных источников γ -лучей, с помощью которых определялась эффективность Ge(Li)-детекторов. Конечная геометрия учитывалась на основе результатов работы [30].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ Сечения образования остаточных ядер

Полученные из измеренных активностей нуклидов сечения образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{16}O и ^{19}F на ядрах ^{181}Ta , представлены в таблицах 1 и 2 соответственно, а сечения образования радионуклидов из реакции высокоэнергетических ионов ^{12}C и ^{19}F с ^{209}Bi – соответственно в таблицах 3 и 4. Абсолютные значения сечений определялись с помощью нормировки измеренных выходов радионуклидов на сечения мониторинговых реакций $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C},\text{X})^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O},\text{X})^{24}\text{Na}$ и $^{27}\text{Al}(^{19}\text{F},\text{X})^{24}\text{Na}$, которые принимались равными $19,0 \pm 1,5$ мбн, 21 ± 3 мбн и 22 ± 3 мбн, соответственно. Такие значения этих сечений были приняты, исходя из результатов измерений сечения реакции $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C},\text{X})^{24}\text{Na}$ при энергии налетающих ионов ^{12}C $3,65$ А·ГэВ [31], приведенных в работе [32] результатов измерения сечения реакции $^{27}\text{Al}(^{40}\text{Ar},\text{X})^{24}\text{Na}$ при энергии налетающих ионов ^{40}Ar 80 ГэВ и результатов измерения сечения реакции $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O},\text{X})^{24}\text{Na}$ при энергии налетающих ионов ^{16}O $14,6$ А·ГэВ [33], а также предполагая справедливость гипотез о факторизации и предельной фрагментации реакций, вызываемых на Al ионами высоких энергий ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F и ^{40}Ar . Применение одновременно облучаемых мишеней различной толщины позволило учесть вклад в сечения образования остаточных ядер от вторичных реакций. Зависимость активности образовавшихся нуклидов от толщины мишени t определялась как $N(t)=at+bt^2$. Параметры a и b определялись из подгонки к полученным данным методом наименьших квадратов. Параметр b был бы равен нулю, если бы вкладом вторичных процессов можно было пренебречь. Каждое из приведенных в таблицах 1÷4 значений сечений есть взвешенное среднее нескольких определений. Погрешности включают в себя статистические неопределенности, погрешности в определении эффективности детектора и толщины мишеней, а также погрешности в определении потока налетающих частиц, составляющие $15 \div 25\%$.

Сечения образования нуклидов обозначаются в таблицах 1÷4 как независимые (Н), если нуклид мог быть произведен непосредственно в результате ядерной реакции между налетающей частицей и ядром мишени, а не через последующие распады. Независимые сечения получаются также, если образовавшийся нуклид защищен от β -распада стабильным ядром или долгоживущим предшествующим нуклидом, либо если сечение образования материнского ядра также измеряется и можно ввести соответствующую поправку. Во всех иных случаях сечения являются кумулятивными (К), поскольку они включают также вклад от образования нуклида через распад предшествующих ядер.

Сечение независимого образования нуклида σ^H определялось из уравнения активации

$$N = \frac{1}{\lambda} K \sigma^H (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}), \quad (1)$$

в котором N – число зарегистрированных за конечный отрезок времени распадов; λ – постоянная радиоактивного распада; K – коэффициент, учитывающий число ядер в облучаемой мишени, поток налетающих частиц, эффективность детектора и коэффициент ветвления в схеме распада конечного ядра; t_1 , t_2 и t_3 – времена облучения, выдержки и измерения. Большинство наблюдаемых тяжелых фрагментов ядер мишеней ^{181}Ta и ^{209}Bi не являются первичным продуктом реакции, а сформировались, главным образом, в результате распада их более нейтронодефицитных предшественников. Определение независимых сечений таких дочерних ядер-продуктов представляет собой довольно сложную задачу. В недавней работе [34] приведены соотношения между числом распадов в цепочках для четырех нуклидов и сечениями их независимого образования. Решая систему связанных дифференциальных уравнений, описывающих процесс облучения мишени за время t_1 , находится число образовавшихся генетически связанных ядер. После этого решается аналогичная система, описывающая распад образовавшихся ядер за время выдержки t_2 и время измерения t_3 , и вычисляется число ядер в конце выдержки и в конце измерения. Такой подход позволяет оптимизировать схему измерений на основе соответствующего выбора соотношения между t_1 , t_2 , t_3 и периодами полураспада генетически связанных ядер, а также в некоторых случаях упростить выражения, описывающие сечения независимого образования дочерних продуктов. В литературе чаще всего приводятся приближенные формулы для таких сечений. Так, сечение независимого образования дочернего продукта σ_d можно найти с помощью приведенного в работе [35] уравнения для двух генетически связанных нуклидов:

$$N = K \left\{ \sigma_p \frac{\lambda_p - \lambda_d}{\lambda_d - \lambda_p} \left[\frac{1 - e^{-\lambda_p t_1}}{\lambda_p^2} e^{-\lambda_p t_2} (1 - e^{-\lambda_p t_3}) - \frac{1 - e^{-\lambda_d t_1}}{\lambda_d^2} e^{-\lambda_d t_2} (1 - e^{-\lambda_d t_3}) \right] + \sigma_d \frac{1 - e^{-\lambda_d t_1}}{\lambda_d} e^{-\lambda_d t_2} (1 - e^{-\lambda_d t_3}) \right\}, \quad (2)$$

где σ_p – сечение независимого образования родительского нуклида, λ_d – постоянная радиоактивного распада

Таблица 1. Выход остаточных ядер из реакций, вызываемых ионами ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ на ^{181}Ta

Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн
^{24}Na	К	39,0±8	^{97}Ru	К	3,8±0,7	^{161}Tm	К	28±6,0
^{28}Mg	К	14,0±5	^{100}Rh	Н	8,0±2,6	^{165}Tm	К	33±9,0
^{43}K	К	10,0±2	^{111}In	К	3,7±0,8	^{166}Yb	К	35±13
^{44m}Sc	Н	2,9±0,8	^{121}Te	К	9,8±2,4	^{169}Lu	К	46±13
^{46}Sc	Н	13,0±3	^{123}H	К	8,0±2,1	^{170}Lu	К	60±17
^{48}Sc	Н	3,6±0,7	^{125}Xe	К	10±1,9	^{170}Hf	К	38±13
^{52}Mn	К	2,3±0,6	^{129}Cs	К	18±4,0	^{171}Lu	К	55±11,0
^{74}As	Н	5,2±1,5	^{145}Eu	К	23±6,1	^{172}Lu	Н	12±2,8
^{81}Rb	К	9,0±2	^{146}Eu	К	24±4,6	^{173}Hf	К	50±10
^{83}Rb	К	11,6±3	^{147}Gd	К	24±4,0	^{175}Hf	К	64±8,0
^{86}Y	К	9,8±2,1	^{149}Gd	К	25±6,0	^{175}Ta	К	60±11
^{86}Zr	К	3±0,6	^{157}Dy	К	29±6,1	^{176}Ta	К	60±14
^{87m}Y	К	8,9±2,0	^{160}Er	К	14,6±5,0			
^{95}Tc	К	11,0±3,2	^{161}Er	К	31,0±6,2			

Таблица 2. Выход остаточных ядер из реакций, вызываемых ионами ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ на ^{181}Ta

Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн
^{24}Na	К	40±9,4	^{95}Tc	К	10,4±2,8	^{157}Dy	К	30±6,0
^{28}Mg	К	15±5	^{97}Ru	К	3,0±0,6	^{160}Er	К	24±5,0
^{43}K	К	8,6±3,6	^{100}Rh	Н	4,8±1,8	^{165}Tm	К	39±5,0
^{44m}Sc	Н	5,0±1,1	^{111}In	К	5,0±1,8	^{166}Yb	К	54±13
^{46}Sc	Н	13±4,2	^{123}I	К	9,7±2,1	^{170}Lu	К	61±12
^{48}Sc	Н	3,8±1,6	^{127}Xe	К	19±5,0	^{172}Lu	Н	14±6,0
^{52}Mn	К	2,1±0,8	^{128}Ba	К	9±5,0	^{170}Hf	К	42±14
^{74}As	Н	8,1±1,6	^{129}Cs	К	24±5,0	^{171}Hf	К	46±12
^{76}As	Н	5,0±2,2	^{131}Ba	К	18±3,0	^{173}Hf	К	38±10
^{81}Rb	К	8,4±1,7	^{135}Ce	К	15,9±2,3	^{175}Hf	К	61±13
^{87m}Y	К	10,7±2,4	^{145}Eu	К	17±4,0	^{176}Ta	К	57±11
^{86}Zr	К	3,7±1,9	^{147}Gd	К	22±4,0	^{178}Ta	К	14±4,0
^{90}Nb	К	8,2±2,3	^{152}Tb	К	37±5,0			

дочернего ядра.

Для короткоживущих предшественников ($\lambda_p \gg \lambda_d$) и больших времен выдержки образца t_2 в работе [36] приведено приближенное выражение

$$\sigma_d^K = \sigma_d + \sigma_p \frac{\lambda_p}{\lambda_p - \lambda_d}, \quad (3)$$

где σ_d^K - кумулятивное сечение образования дочернего нуклида, вычисленное согласно уравнению (1).

Систематические ошибки, возникающие при замене точного соотношения между кумулятивным сечением σ_d^K и независимыми сечениями σ_p и σ_d (приведенным, например, в работе [34]) на приближенную величину

$$\sigma_d^K = \sigma_d + \sigma_p, \quad (4)$$

вычислялись в работе [35], в которой для оценки погрешности, обусловленной таким определением, связывающее σ_d^K с $\sigma_d + \sigma_p$ соотношение выражено через отношение сечений σ_p/σ_d и периодов полураспада родительского (T_p) и дочернего (T_d) ядер:

Таблица 3. Выход остаточных ядер из реакций, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,80 ГэВ на ^{209}Bi

Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн
^{24}Na	К	45±8,7	^{95}Tc	К	8,9±1,6	^{193}Hg	К	7±2,1
^{28}Mg	К	14±3,2	^{96}Nb	Н	8,5±2,9	^{198}Tl	К	40±6
^{43}K	К	5,4±1,5	^{100}Rh	Н	11±2,4	^{198}Pb	К	11±5
^{44m}Sc	Н	3,7±0,9	^{118m}Sb	Н	7,8±1,8	^{199}Tl	К	31±4
^{46}Sc	Н	15±3,0	^{119}Te	К	13,1±3	^{200}Tl	К	27±9
^{48}Sc	Н	3,3±1,1	^{123}I	К	12±2,8	^{200}Pb	К	42±12
^{51}Cr	К	12±5,0	^{132}Ce	К	7,4±2,2	^{201}Tl	К	62±22
^{59}Fe	К	3,8±1,6	^{132}La	К	6,6±1,3	^{201}Pb	К	43±13
^{73}Se	К	3,0±1,4	^{148}Eu	Н	3,8±0,9	^{202m}Pb	К	16±1,8
^{74}As	Н	7,0±1,8	^{152}Tb	К	29±8,4	^{202}Tl	К	12±5
^{82m}Rb	Н	7,4±3,0	^{166}Yb	К	19±7	^{203}Pb	К	45±3
^{83}Rb	К	10±4,0	^{169}Yb	К	11,3±2,0	^{203}Bi	К	29±9
^{86}Y	Н	7,5±1,5	^{173}Hf	К	35±5	^{203}Hg	К	1,8±0,6
^{87}Y	Н	11±4,0	^{176}Ta	К	21±7	^{204}Bi	К	39±8
^{88}Zr	К	9±4,0	^{188}Pt	К	17±4	^{205}Bi	К	71±24
^{90}Nb	Н	7,4±1,2	^{191}Au	К	16±5	^{206}Bi	К	58±20
^{93m}Mo	Н	3,0±1,3	^{192}Au	К	10±4	^{206}Po	К	13±6
^{94}Tc	Н	3,2±0,9	^{192}Hg	К	9±3,0			

Таблица 4. Выход остаточных ядер из реакций, вызываемых ионами ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ на ^{209}Bi

Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн	Нуклид	Тип выхода	σ , мбн
^{28}Mg	К	17±1,9	^{201}Tl	К	46±13	^{204}Bi	К	31±7
^{90}Nb	Н	8±1,6	^{201}Pb	К	42±8	^{205}Bi	К	75±21
^{198}Tl	К	42±8	^{202m}Tl	К	13±6	^{206}Bi	К	48±15
^{200}Tl	К	32±10	^{203}Pb	К	58±33			
^{200}Pb	К	48±12	^{203}Bi	К	48±15			

$$\frac{\sigma_p + \sigma_d}{\sigma_d^K} = \frac{1 + \sigma_p / \sigma_d}{1 + \sigma_p / \sigma_d (1 - T_p / T_d)} \quad (5)$$

Систематическая погрешность для некоторых отношений σ_p / σ_d и T_p / T_d может превышать 25%. В зависимости от $\lambda_p t_2$ максимальное значение этой погрешности, вызванное применением уравнения (1) для определения кумулятивного выхода дочернего нуклида, может достигать $T_p / T_d \cdot 100\%$. Если периоды полураспада нуклидов-предшественников в цепочке распада значительно меньше времени выдержки t_2 , т.е. $\lambda_p t_2 \gg 1$ и тогда $\lambda_d t_2 \approx 1$, а $1/e^{(\lambda_p - \lambda_d)t_2} \approx 0$, точные соотношения, связывающие σ_d^K с σ_d и σ_p существенно упрощаются. Они становятся еще проще, когда выполняется еще и неравенство $\lambda_d \ll \lambda_p$. Это неравенство выполняется во многих случаях, но далеко не всегда. И даже тогда поправка из-за необоснованного использования уравнения (1) зачастую бывает относительно небольшой – например, сечение образования ^{171}Lu в реакции фрагментации ^{181}Ta получается завышенным в 1,066 раза, а вот ^{170}Lu – почти в полтора раза.

Удобный в практическом использовании формализм, эффективный для нахождения в сложных случаях независимых и кумулятивных выходов радионуклидов из облучаемых импульсным пучком протонов промежуточных и высоких энергий мишеней из тяжелых элементов, представлен в работах [6] и [37].

Соответствующим выбором времен t_1 , t_2 и t_3 помимо других параметров можно оптимизировать условия проведения эксперимента и таким образом определить максимально большое количество сечений образования генетически связанных ядер с максимальной чувствительностью и минимальной погрешностью. Однако такие условия можно создать далеко не для всех случаев. В качестве примера можно привести ситуацию с распадной

цепочкой $^{192}\text{Hg}(T_{1/2}=4,85 \text{ часа}) \rightarrow ^{192}\text{Au}(T_{1/2}=4,94 \text{ часа})$. Несмотря на возникающие здесь сложности для анализа из-за близких периодов полураспада, измеряемая γ -линия 316,5 кэВ, соответствующая ^{192}Au и не имеющая никаких мешающих вкладов в пределах разрешения спектрометра, должна обеспечить достаточно точное определение кумулятивного выхода ^{192}Hg , независимого и кумулятивного выходов ^{192}Au . Однако интенсивность этой γ -линии очень трудно измерить с достаточной точностью сразу же после окончания облучения, а это желательно сделать для таких довольно короткоживущих нуклидов, чтобы родительский нуклид частично или полностью не распался. Данная распадная цепочка является хорошей иллюстрацией возможной неблагоприятной ситуации для анализа нуклидов с близкими периодами распада. Если кривую распада ^{192}Au начать измерять более, чем через два дня после окончания облучения, вклад ^{192}Hg становится неопределенным, давая в результате ошибочные вычисления выхода ^{192}Au .

Следующим примером является ситуация, когда $\lambda_p < \lambda_d$. Она возникает, например, при определении кривой распада цепочки нуклидов $^{188}\text{Pt}(T_{1/2}=10,2 \text{ дня}) \rightarrow ^{188}\text{Ir}(T_{1/2}=41,5 \text{ часа})$ с помощью измерения γ -линии 2214,6 кэВ дочернего нуклида ^{188}Ir . Анализируя эту кривую с помощью метода, описанного в работах [6] и [37], можно было оценить сечения $\sigma_{^{188}\text{Pt}}^{\text{K}}$, $\sigma_{^{188}\text{Ir}}^{\text{H}}$ и $\sigma_{^{188}\text{Ir}}^{\text{K}}$. Здесь также, если начать измерения через два дня после окончания облучения, они будут относиться к периоду ^{188}Pt , а данные об ^{188}Ir будут потеряны. Следует отметить, что даже в таблицах данных [38] выходы γ -лучей ^{188}Pt исправлены на величину $(\lambda_d - \lambda_p)/\lambda_d$. Исправленные выходы обозначены индексом (D), что означает обоснованность использования γ -линий дочернего нуклида при вычислении числа родительских ядер.

Определение кривой распада цепочки нуклидов $^{173}\text{Ta}(T_{1/2}=3,14 \text{ часа}) \rightarrow ^{173}\text{Hf}(T_{1/2}=23,6 \text{ часа})$ путем измерения интенсивности γ -линии 123,7 кэВ ^{173}Hf является примером ситуации, когда $\lambda_p > \lambda_d$. Здесь также можно извлечь информацию о $\sigma_{^{173}\text{Ta}}^{\text{K}}$, $\sigma_{^{173}\text{Hf}}^{\text{H}}$ и $\sigma_{^{173}\text{Hf}}^{\text{K}}$, однако неблагоприятную ситуацию можно создать, если начать измерения через день после облучения.

Зарядовые и массовые распределения

Результатом расчетов в рамках любой из существующих теоретических моделей являются сечения независимого образования продуктов ядерной реакции. В то же время большинство экспериментально определенных сечений являются кумулятивными. К тому же в активационных измерениях многие выходы, например, выходы стабильных и долгоживущих продуктов вообще не измеряются. Поэтому для дальнейшего анализа полученных экспериментальных данных необходимо оценить недостающие неизмеренные выходы. Для описания распределения выходов нуклонов по A и Z и проведения интерполяции между полученными экспериментальными точками, а также для оценки вклада в кумулятивные сечения от распада предшественников – в тех случаях, когда его не удалось измерить – как и в предыдущей нашей работе [39] мы используем, основанное на впервые предложенной Рудстамом формуле [40], выражение для сечения образования остаточного ядра ^A_ZX , которое в общем виде представляется как

$$\sigma(A, Z) = \sigma(A)F(Z_p - Z) = \sigma(A)n \exp(-R | Z_p - Z |^U), \quad (6)$$

где $\sigma(A)$ – сумма изобарических сечений (массовый выход) для ядер-продуктов с массовым числом A , а $F(Z_p - Z)$ – зарядовая дисперсия (зарядовое распределение), т.е. распределение сечений для элементов с данной массой относительно наиболее вероятного заряда Z_p . Форма зарядового распределения определяется параметром ширины R и показателем степени U . Коэффициент n служит для нормировки интеграла от зарядовой дисперсии на единицу. Если параметр $U=2$, т.е. в случае предположения о гауссовском распределении зарядовых дисперсий, соответствующее независимому выходу сечение $\sigma(A, Z)$ можно записать в виде выражения

$$\sigma(A, Z) = \sigma(A)(2\pi C_Z^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{(Z_p - Z)^2}{2C_Z^2}\right], \quad (7)$$

где параметр ширины гауссовского распределения обозначен как C_Z . Чтобы однозначно определить все три входящие в уравнение (7) параметры – $\sigma(A)$, $C_Z(A)$, $Z_p(A)$ – необходимо измерить не менее трех сечений независимого выхода для каждого изобара. Поскольку в активационных измерениях это удается далеко не всегда, применение гауссовского зарядового распределения к анализу полученных экспериментальных данных

Таблица 5. Параметры зарядовых и массовых распределений

Параметр	$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$	$^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$	$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	$^{19}\text{F} + ^{209}\text{Bi}$
α_1	$3,48 \pm 0,34$	$3,65 \pm 0,41$	$3,7 \pm 0,21$	$5,24 \pm 1,21$
α_2	$0,94 \pm 0,013$	$0,37 \pm 0,033$	$-(6,51 \pm 0,46) \cdot 10^{-6}$	$-0,06 \pm 0,01$
α_3	$-(2,31 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$	$-(3,19 \pm 0,20) \cdot 10^{-4}$	$(4,43 \pm 0,26) \cdot 10^{-4}$	$(1,59 \pm 0,26) \cdot 10^{-4}$
α_4	$-(1,42 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$	$-(1,95 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$	$-(7,25 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$	$-(7,25 \pm 0,11) \cdot 10^{-7}$
α_5	0,4792	0,4792	0,4792	0,4792
α_6	$3,385 \cdot 10^{-3}$	$3,385 \cdot 10^{-3}$	$3,385 \cdot 10^{-3}$	$3,385 \cdot 10^{-3}$
α_7	$-0,1 \pm 0,02$	$-0,1 \pm 0,02$	$-0,1 \pm 0,02$	$-0,1 \pm 0,02$
α_8	$0,48 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$
α_9	$-(3,99 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$			

требует введения дополнительного предположения. Оно состоит в том, что полный изобарический выход $\sigma(A)$ должен быть непрерывно и достаточно медленно изменяющейся функцией от массового числа A ядра-продукта. Предполагая монотонную зависимость изобарического выхода от массового числа, в настоящей работе $\sigma(A)$ представляется как

$$\sigma(A) = \exp(\alpha_1 + \alpha_2 A + \alpha_3 A^2 + \alpha_4 A^3). \quad (8)$$

Параметры C_Z и Z_p , определяющие зарядовое распределение при фиксированном параметре U , сильно скоррелированы и их трудно получить однозначно с помощью подгонки методом наименьших квадратов. Анализируя опубликованные к настоящему времени данные, можно заключить, что независимо от ядра-мишени параметр ширины C_Z зависит только от массового числа фрагмента. В настоящей работе эта зависимость представлялась в следующем виде:

$$C_Z(A) = \alpha_5 \exp(\alpha_6 A). \quad (9)$$

Для ядер-мишеней с числом протонов и нейтронов, близким к линии β -стабильности, к которым относятся используемые в настоящей и в предыдущей [39] наших работах мишени, наиболее вероятное зарядовое число Z_p зарядовой дисперсии также зависит только от массы образовавшегося фрагмента. Для нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных мишеней существует вероятность того, что фрагменты в какой-то степени "помнят" о нейтронном или протонном избытке мишени [41]. Поэтому в наших работах "эффект памяти" не обсуждается и используется следующая зависимость Z_p от массы фрагмента:

$$Z_p = \alpha_7 + \alpha_8 A + \alpha_9 A^2. \quad (10)$$

В уравнениях (8) - (10) $\alpha_1 - \alpha_9$ – подгоночные коэффициенты.

Параметры $C_Z(A)$ и $Z_p(A)$ итеративно подгоняются с помощью метода наименьших квадратов к экспериментальным данным в пределах ограниченных областей массовых чисел, где $\sigma(A)$ предполагается фиксированным. В первой итерации подгонка с помощью уравнения (7) проводится и к независимым, и к кумулятивным выходам. Кумулятивные сечения затем исправляются на изобарическую подпитку, учитывая вычисленные сечения для предшествующих (родительских) ядер, и к полученным независимым выходам снова проводилась подгонка. Процедура обычно сходилась после трех итераций. Выходы радионуклидов из ограниченной области массовых чисел могли быть использованы для построения только одной кривой зарядовой дисперсии. Предполагалось, что зарядовые распределения для соседних изобарических цепочек должны быть совместимыми.

Таким образом, значение изобарического или массового выхода в каждой экспериментальной точке определяется, используя предположение о гауссовском распределении зарядовых дисперсий и уравнения (7) и (8) с набором соответствующих параметров. Если имелись измеренные выходы для двух изобар, полученные из них массовые выходы усреднялись, чтобы получить окончательное значение массового выхода.

В случае таких тяжелых ядер-мишеней, как ^{181}Ta и ^{209}Bi представление зарядовых дисперсий для каждой области массовых чисел, где они определялись (и которых было от десяти до двенадцати) является весьма громоздким. С целью более компактного представления результатов, а также для получения возможности сравнивать все данные с одной вычисленной кривой изобарического распределения и не делить

представляющий интерес диапазон массовых чисел ($24 \leq A \leq A_T$) на ряд узких областей, воспользуемся процедурой, сходной с описанной в работе [42]. Для сравнения независимых сечений, выведенных из измеренных выходов, с распределением изобарического выхода разделим и исправленные экспериментальные, и вычисленные с помощью формулы (7) сечения на вычисленное полное изобарическое сечение. В результате получим относительные выходы отдельных членов изобарической цепочки (парциальные выходы), т.е. экспериментальные и вычисленные сечения $\sigma(A, Z)$, отнесенные к $\sigma(A)$, которые обозначим как F_{exp} и F_{calc} , соответственно. Если бы распределение изобарического выхода не зависело от массового числа A , все значения F_{exp} ложились бы на одну кривую. Изобарическое сечение $\sigma(A)$ определяется как

$$\sigma(A) = \sum_{Z=Z_{\min}}^{Z=Z_{\max}} \sigma(A, Z). \quad (11)$$

$\sigma(A) = \sum_{Z=Z_{\min}}^{Z=Z_{\max}} \sigma(A, Z)$. Поскольку зарядовые распределения быстро спадают на краях, т.е. при малых и больших Z , можно с хорошей точностью заменить сумму в уравнении (11) на интеграл от $-\infty$ до $+\infty$ и получить аналитически вычисленные изобарические выходы $\sigma_{anal}(A)$, которые в случае использования уравнения (7) для $\sigma(A, Z)$ будут выглядеть следующим образом:

$$\sigma_{anal}(A) = \exp\left[\alpha_1 + \alpha_2 A + \alpha_3 A^2 + \alpha_4 A^3\right] \times \int_{-\infty}^{+\infty} (2\pi C_Z^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{(Z_p - Z)^2}{2C_Z^2}\right] dZ, \quad (12)$$

а также соответствующие аналитически вычисленные парциальные выходы $F_{anal}(A, (Z_p - Z))$. Тогда исправленное значение изобарического выхода (парциальный изобарический выход) можно представить как

$$F_{cor}(A, (Z_p - Z)) = F_{exp}(A, (Z_p - Z)) \left[\frac{F_{anal}(A, (Z_p - Z))}{F_{calc}(A, (Z_p - Z))} \right] \quad (13)$$

и все значения F_{cor} лягут на одну кривую зарядовой дисперсии.

На рис. 2 представлены результаты подгонки к экспериментальным относительным выходам нуклида (A, Z) , проведенной с помощью уравнения (13) с использованием отношения относительных выходов $F_{anal}(A = 70, (Z_p - Z))$ к $F_{calc}(A, (Z_p - Z))$. При этом все величины F вычислялись на одинаковом расстоянии от наиболее вероятного заряда $Z_p(A)$ при соответствующих значениях массовых чисел. Процедура подгонки с параметрами, приведенными в табл. 5, дает вместо семейств кривых, относящихся к различным узким участкам массовых чисел ядер, образовавшихся в результате расщепления ^{181}Ta и ^{209}Bi , одну кривую относительного распределения изобарического выхода для произвольно выбранного $A=70$. В целом, полученные кривые дают хорошую подгонку к экспериментальным данным. Не наблюдается никаких систематических зависящих от массовых чисел отклонений.

Следует отметить, что для оптимизации параметров уравнений (6) и (7) использовались данные как настоящей, так и предыдущей нашей работы [39], а также отбирались и анализировались опубликованные или приведенные в базах данных [43] экспериментальные результаты, удовлетворяющие условиям предельной фрагментации и факторизации.

Начиная с работы Рудстама [40], а затем и во многих работах других авторов (например, в [42]) использовались симметричные зарядовые дисперсии со значениями параметра U , изменяющимся от 2 (гауссовское распределение) до 1,48. В работах [40] и [41] высказывалось предположение, что значение $U=1,5$ приводит к лучшему описанию нейтроноизбыточной стороны распределения, а протоноизбыточная сторона лучше описывается гауссианом ($U=2$). В настоящих расчетах для $(Z_p - Z) < 0$ принимались значения $U=2$, а для $(Z_p - Z) \geq 0$ – значения $U=1,5$. Поскольку это не привело к заметному улучшению описания, за основу в дальнейших расчетах во всех случаях принималось гауссовское распределение.

Что касается параметра C_Z , определяющего ширину зарядового распределения, то его зависимость от массового числа в настоящей работе определялась исходя из анализа экспериментальных данных о сечениях реакций $^{12}\text{C} + ^{89}\text{Y}$ и $^{12}\text{C} + \text{Ag}$, приведенных в нашей работе [39], данных настоящей работы о сечениях реакций, вызываемых ионами ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F на ^{181}Ta и ^{209}Bi , а также опубликованных и приведенных в базах ядерных данных [43] экспериментальных данных о реакциях $p+\text{Nb}$, Y , Ag , Ta , Au , Bi , Th , $d+\text{Cu}$, Nb , Ag , Tb , Ta , Au , Pb , $^{12}\text{C}+\text{Cu}$, Ag , Ta , Au , ^{238}U , $^{20}\text{Ne} + \text{Au}$, $^{28}\text{Si} + \text{Au}$, $^{129}\text{Xe} + \text{Al}$, $^{86}\text{Kr} + ^9\text{Be}$, $\text{Au}+p$, $^{208}\text{Pb} + \text{Cu}$. Анализ показывает, что этот параметр не сильно зависит от типа налетающей частицы и от ее энергии. На рис. 3 приведены значения

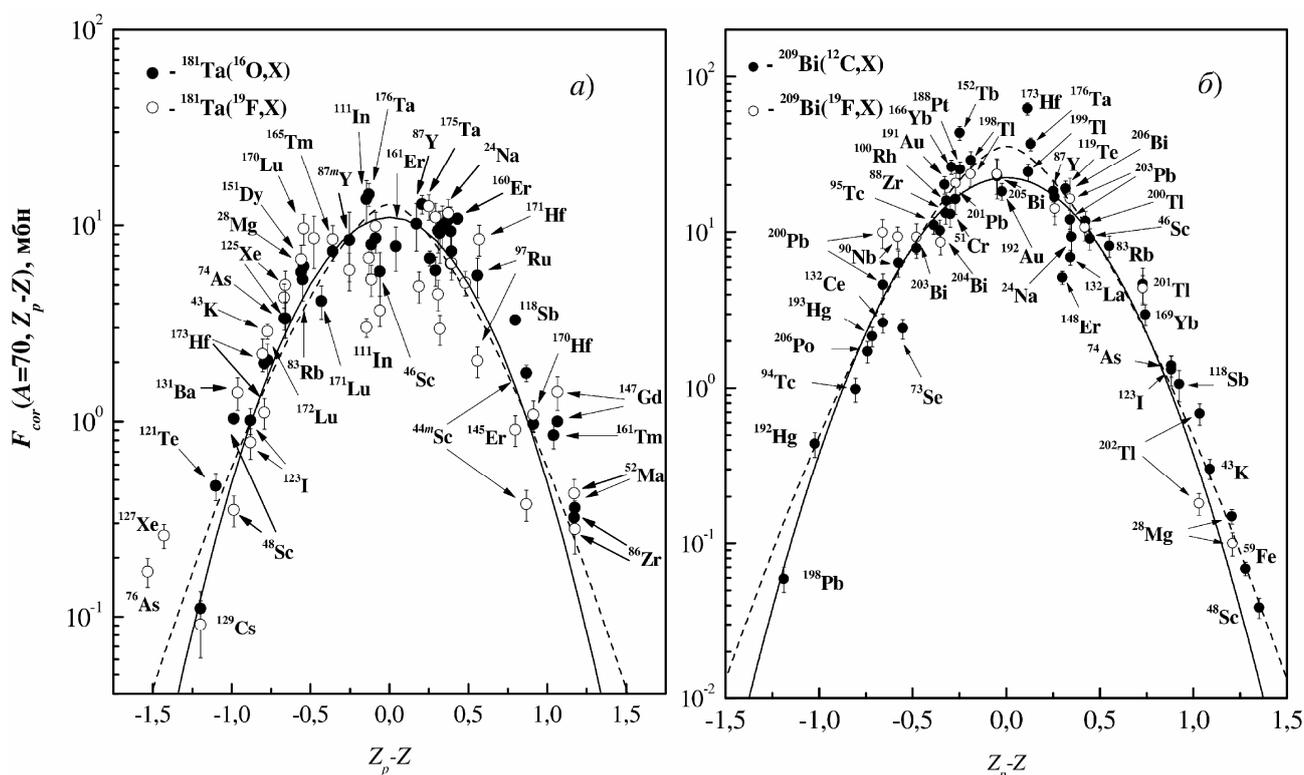


Рис. 2. Распределения парциального изобарического выхода ядер-продуктов из реакции расщепления ^{181}Ta (а) ионами ^{16}O и ^{19}F и ^{209}Bi (б) ионами ^{12}C и ^{19}F для $A=70$.

Сплошная линия – результаты подгонки с помощью гауссовского распределения ($U=2$), штриховая линия соответствует подгонке с параметром $U=3/2$.

C_Z (темные квадраты), определенные из экспериментальных данных о сечениях образования остаточных ядер (фрагментов) с массовыми числами A , удаленными от массовых чисел ядер-мишеней A_T или фрагментирующихся налетающих ядер. Сплошной кривой на рис. 3 соответствует зависимость $C_Z(A) = \sqrt{2/R(A)}$, выраженная через использованный в работе [41] для тяжелых ядер-мишеней параметр ширины $R(A)$ в виде

$$\ln R(A) = -6,770 \cdot 10^{-3} A + 0,778. \quad (14)$$

Лучшей аппроксимации, полученной в настоящей работе и представленной на рис. 3 штриховой кривой, соответствует зависимость

$$C_Z = 0,002488 A + 0,4406 \quad (15)$$

Штрих-пунктирной кривой на рис. 3 представлена зависимость параметра ширины зарядового распределения, использованная в работе [42]. Светлыми точками на рис. 3 показаны значения C_Z , полученные для остаточных ядер, близких по массе к использованным в настоящей работе ядрам-мишеням. Точечные кривые демонстрируют резкое сужение зарядовых распределений с уменьшением потери массы ядром-мишенью, т.е. для остаточных ядер с A , близких к A_T .

После нахождения аппроксимирующей функции $C_Z(A)$, наилучшим образом описывающей зависимость ширины зарядового распределения от массового числа фрагмента, проводился поиск такого набора параметров уравнения (10), который позволил бы единым образом определять наиболее вероятное значение зарядового числа Z_p во всем исследуемом диапазоне массовых чисел остаточных ядер. Это дало бы возможность минимизировать возможное влияние относительно произвольного разбиения исследуемого диапазона на узкие участки, в каждом из которых определялось свое зарядовое распределение. Результаты такой глобальной подгонки показаны на рис. 4, где светлыми точками представлены значения Z/A для стабильных ядер, пунктирной линией 2 обозначена зависимость отнесенного к A зарядового числа Z_B стабильных по

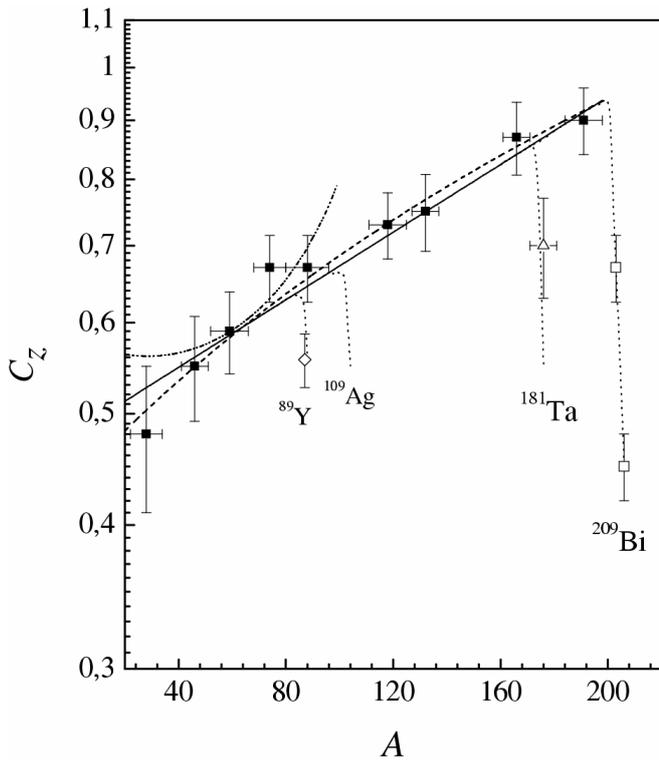


Рис. 3. Зависимость параметра ширины C_Z от массового числа остаточного ядра.

Темные квадраты – значения C_Z , определенные из экспериментальных данных о сечениях образования остаточных ядер с массовыми числами A , удаленными от массовых чисел ядер-мишеней A_T или фрагментирующихся налетающих ядер. Сплошная кривая соответствует зависимости $C_Z(A) = \sqrt{2/R(A)}$, штриховая кривая соответствует уравнению (15), штрих-пунктирная кривая соответствует зависимости параметра ширины от A , используемой в работе [42]. Светлые точки – значения C_Z , полученные для остаточных ядер, близких по массе к использовавшимся в настоящей и предыдущей [39] нашей работах ядер-мишеням. Точечные кривые ширины зарядовых распределений для A близких к A_T .

отношению к β -распаду ядер от их массового числа, аппроксимированная функцией [41]

$$Z_p(A) = A / (1,98 + 0,0155A^{2/3}); \quad (16)$$

тонкая извилистая линия 3 представляет собой срединную линию дорожки стабильности; штриховыми кривыми 4 показаны результаты определения $Z_p(A)$, полученные в работе [44] для реакции $^{28}\text{Si}(13,3 \text{ А}\cdot\text{ГэВ}) + ^{197}\text{Au}$; штриховой линией 5 с двумя точками представлены результаты проведенных в работе [45] расчетов $Z_p(A)$ с помощью каскадно-испарительной модели для ядер с $Z \leq 40$ и экстраполированных в область более тяжелых ядер; штрих-пунктирная линия 6 – результат проведенной в работе [41] аппроксимации $Z_p(A)$ с помощью выражения

$$Z_p(A) = Z_\beta(A) + \Delta, \quad (17)$$

где $\Delta = 2,041 \cdot 10^{-4} A^2$, если $A < 66$ и $\Delta = 2,703 \cdot 10^{-2} A - 0,895$, если $A \geq 66$; результаты подгонки к данным, полученным в наших настоящей и предыдущей [39] работах (кривые 7), а также к опубликованным и приведенным в базах ядерных данных экспериментальным данным о реакциях, перечисленных выше при обсуждении параметра $C_Z(A)$, проведенной в настоящей работе с помощью аппроксимирующей функции

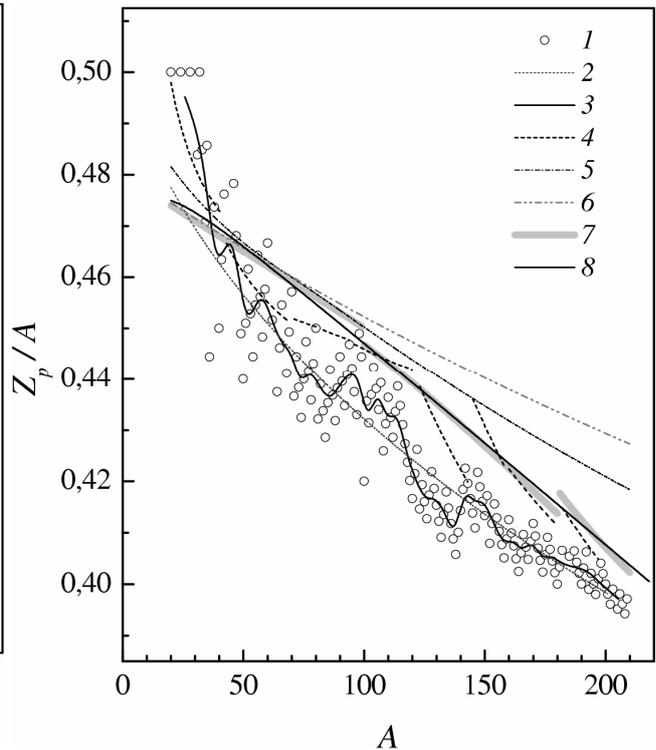


Рис. 4. Зависимость наиболее вероятного значения зарядового числа ядра-продукта от его массового числа.

Кривая 1 – значения Z/A для стабильных ядер; кривая 2 – зависимость отнесенного к A зарядового числа стабильных по отношению к β -распаду ядер от их массового числа, аппроксимированная функцией [41]; тонкая извилистая кривая 3 представляет собой срединную линию дорожки стабильности; кривыми 4 показаны результаты определения $Z_p(A)$, полученные в работе [44]; кривая 5 – результат полученный в работе [41]; кривая 6 – результаты расчетов $Z_p(A)$, проведенных в работе [45]; кривые 7 – результаты подгонки проведенной в настоящей работе и кривая 8 – результат сглаживания этих кривых.

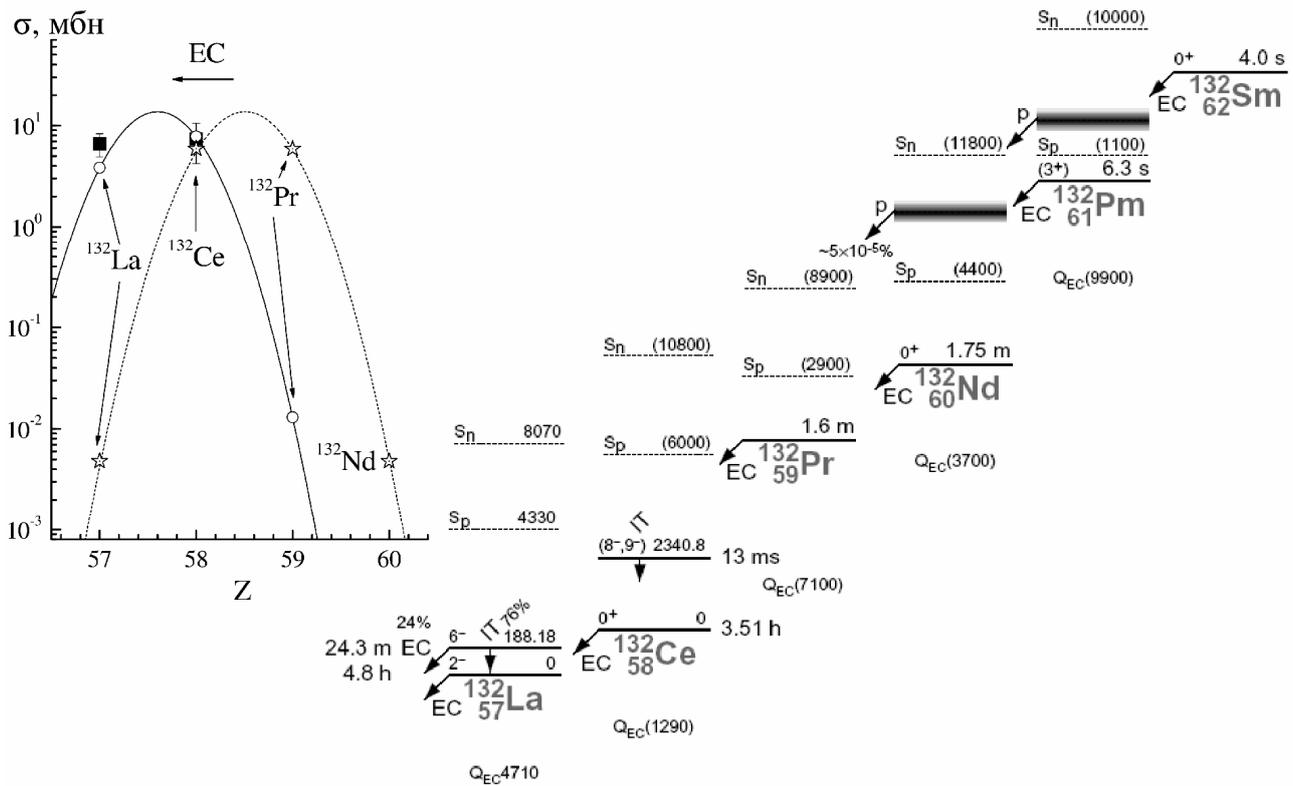


Рис. 5. Изобарическая цепочка для ядер с $A=132$ и зарядовые распределения выходов остаточных ядер с $A=132$, отличающиеся значениями Z_p , одно из которых с $Z_p=57,34$, полученное в настоящей работе, представлено сплошной кривой, а другое - представленное точечной кривой, получено с $Z_p=58,6$, вычисленным с помощью каскадно-испарительной модели, как в работе [45].

$$Z_p = -0,1025 + 0,48792A - 3,99 \cdot 10^{-4} A^2 \tag{18}$$

представлены сплошной линией 8.

Следует отметить, что наилучшая подгонка к данным и в настоящей работе достигается, когда $Z_p(A)$ аппроксимируется по-разному в трех областях возможных значений A , т.е. функция $Z_p(A)$ имеет разрывы вблизи $A=110$ и 180 :

$$Z_p(A) = 1,042 + 0,44A \quad \text{для } 20 < A < 110, \tag{19}$$

$$Z_p(A) = 7,95 + 0,372A \quad \text{для } 110 < A < 180, \tag{20}$$

$$Z_p(A) = 20,27 + 0,305A \quad \text{для } 180 < A < 210. \tag{21}$$

Результаты этой аппроксимации представлены на рис. 4 светлой толстой кусочно-непрерывной линией 7. Наблюдающиеся отклонения от искомой плавной зависимости $Z_p(A)$ вызваны вероятнее всего не физическими причинами, а разной степенью полноты имеющихся экспериментальных данных о независимых выходах в разных областях ядер, к которым проводилась подгонка. Попытка описать зарядовые и массовые распределения выходов продуктов реакций фрагментации и расщепления с помощью обобщенных уравнений с параметрами, определяемыми на основе всестороннего анализа опубликованных к тому времени данных, которая в работе [41] представляется успешной, в дальнейшем (в работе [46]) привела к более, чем двадцатипараметрической формуле с включением поправок, применяемых в конкретных узких областях ядер-продуктов. Все это может указывать на то, что с появлением новых систематических экспериментальных данных и при усилении требований к заданной точности определения соответствующих величин, зависимость $Z_p(A)$ совсем необязательно будет монотонной.

Важность правильного определения наиболее вероятного зарядового числа Z_p для заданного A демонстрируется на примере изобарической цепочки с $A=132$, представленном на рис. 5, на котором показано,

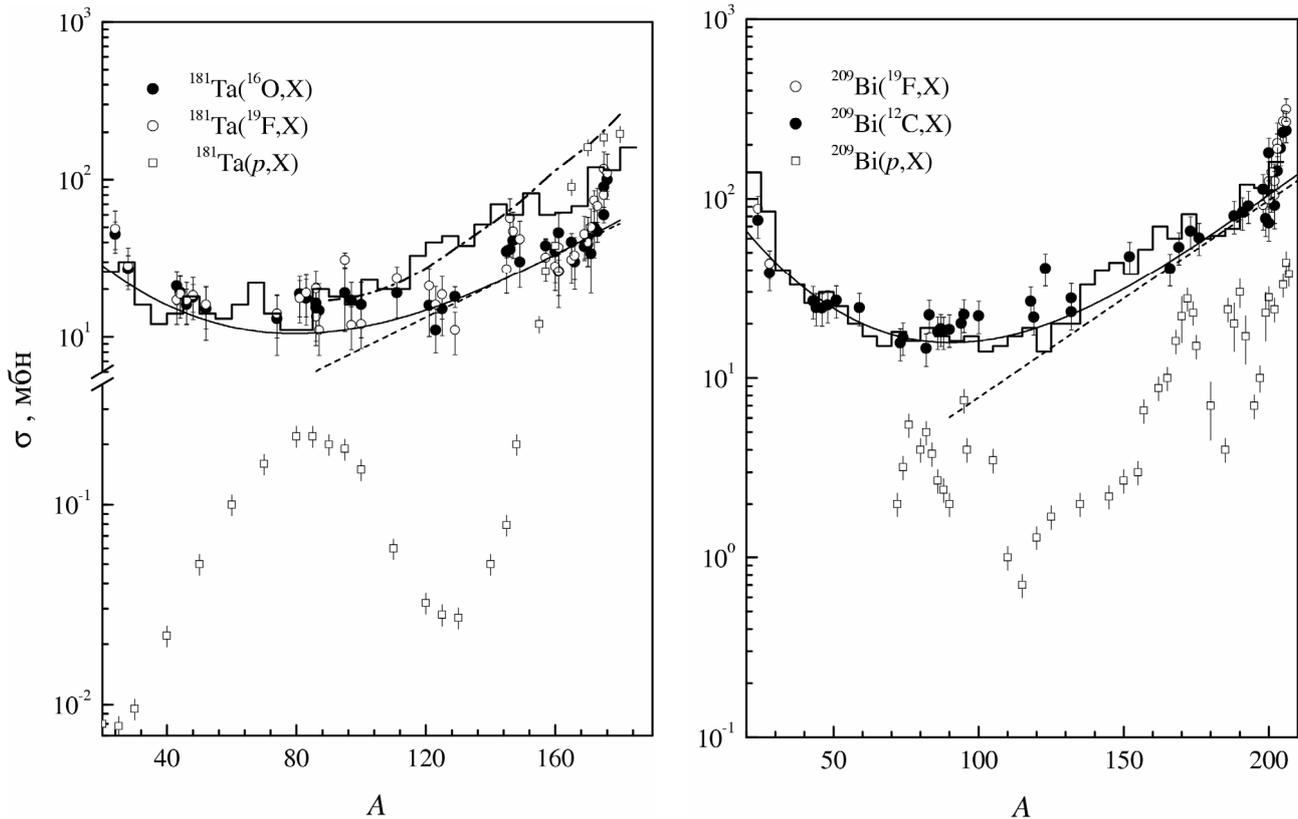


Рис. 6. Массовые распределения остаточных ядер из реакций, вызываемых ионами с энергией 3,65 А-ГэВ: ^{16}O и ^{19}F на ^{181}Ta ; ^{12}C и ^{19}F на ^{209}Bi .

Гистограмма - каскадно-испарительная модель [49]; пунктирная кривая - эмпирическая параметризация согласно уравнению (22); сплошная кривая - наша параметризация с использованием уравнений (7-10), штрих-пунктирная линия - геометрическая модель скальвания-срыва [54]. Светлыми квадратами представлены экспериментальные данные для реакций $p(0,34 \text{ ГэВ})+^{181}\text{Ta}$ [8] и $p(1,5 \text{ ГэВ})+^{209}\text{Bi}$ [6].

как отклонение значения Z_p всего лишь на единицу приводит к совершенно иной схеме учета вклада от распада ядер-предшественников в кумулятивное сечение образования ядра-продукта. На рис. 5 показаны зарядовые распределения выходов остаточных ядер с $A=132$, отличающиеся значениями Z_p , одно из которых с $Z_p=57,34$, полученным в настоящей работе, представлено сплошной кривой, а другое - представленное точечной кривой, получено с $Z_p=58,6$, вычисленным с помощью каскадно-испарительной модели, как в работе [45]. Предложенная в работе [41] параметризация дает значение $Z_p=58,09$.

Полученные с помощью описанного выше анализа массовые распределения ядер, образовавшихся в реакциях, вызываемых ионами ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ и ионами ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ на ядре ^{181}Ta , а также в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C с энергией 43,80 ГэВ и ионами ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ на ядре ^{209}Bi , показаны на рис. 6.

Функциональный вид массового распределения выхода ядер-продуктов в большинстве работ определяется, исходя из экспериментально наблюдаемого экспоненциального уменьшения полного изобарического сечения образования тяжелых фрагментов мишени с увеличением расстояния от массового числа мишени A_T . Этот спад достигает минимальных значений сечений в области массовых чисел, равных примерно половине A_T , а затем снова наблюдается рост выхода при переходе к более легким ядрам. Наблюдаемое подобие массовых распределений указывает на сходство механизма исследуемых реакций. В работе [46] показано, что для реакций под действием релятивистских протонов при очень простых предложениях о механизме реакции получается следующая функциональная зависимость $\sigma(A)$:

$$\sigma(A) = \sigma_R P(A_T) \exp[-P(A_T)(A_T - A)], \quad (22)$$

которая очень похожа на высокоэнергетический предел формулы Рудстама [40]. В этом уравнении σ_R - полное сечение реакции в мбн, а $P(A_T)$ - параметр наклона этой экспоненциальной зависимости, который, если выполняются условия для существования предельной фрагментации, зависит только от A_T . На рис. 7 пунктирной кривой показана зависимость $P(A_T)$, соответствующая уравнению

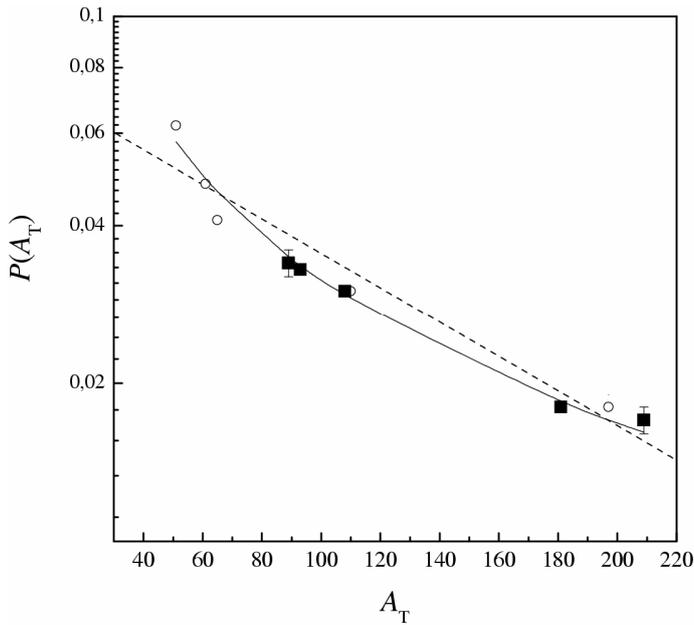


Рис. 7. Зависимость параметра наклона кривой массового распределения от массового числа мишени.

Пунктирная линия – результаты подгонки к данным с помощью уравнения (23), сплошная линия – результаты подгонки с помощью уравнения (24). Темные квадраты – наши данные, светлые точки – данные работы [41].

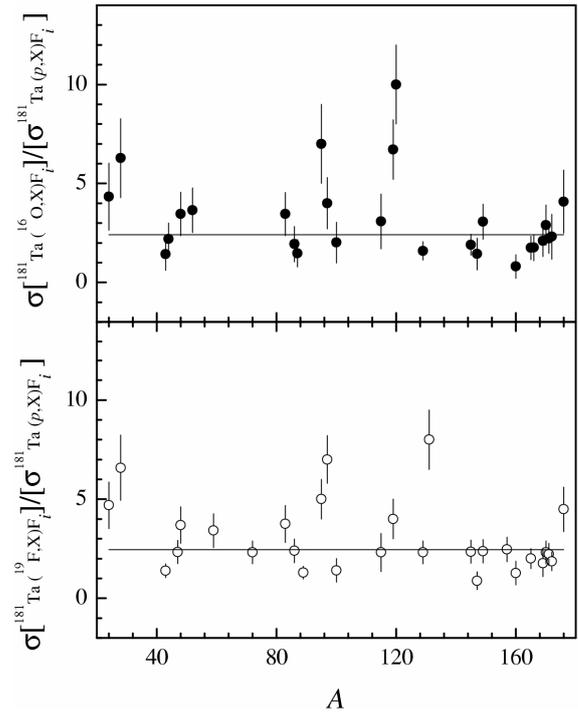


Рис. 8. Отношения определенных в настоящей работе сечений образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ и ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ на ^{181}Ta , к сечениям образования таких же ядер в реакциях расщепления ^{181}Ta протонами с энергией 3,65 ГэВ [11], 5,7 ГэВ [12], 8,1 ГэВ [13] и 18,2 ГэВ [15].

$$P(A_T) = \exp(-0,00775A_T - 2,584), \quad (23)$$

полученному в результате проведенной в работе [41] подгонки к данным о реакциях $p+V$, $p+\text{Cu}$, $\text{Cu}+\text{Cu}$, $p+\text{Ag}$, $\text{C}+\text{Ag}$, $p+\text{Au}$ и о реакции фрагментации налетающей частицы $\text{Ar}+\text{C}$. Сплошной кривой показаны результаты проведенной в настоящей работе подгонки с помощью функции

$$P(A_T) = 1,162 \exp(-0,0792A) + 0,0548 \exp(-0,00587A) \quad (24)$$

к тем же данным, что использовались для этой цели в работе [41], а также к данным, полученным в наших предыдущей [39] и настоящей работах. На рис. 6 штрих-пунктирными линиями представлены результаты вычислений с помощью уравнения (22) массового выхода ядер из исследуемых в настоящей работе реакций. В этих вычислениях полное сечение реакции σ_R заменено на введенный в работах [41,46] нормировочный множитель S_R , учитывающий периферический характер реакций, в результате которых получают тяжелые фрагменты, и поэтому зависящий от геометрических размеров сталкивающихся ядер:

$$S_R = 270(A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - 2,38) \text{ мбн}, \quad (25)$$

где A_p и A_T – массовые числа налетающей частицы и мишени соответственно. Из рис. 6 видно, что уравнение (22) с полученными в работе [41] из "глобальной" подгонки к экспериментальным данным параметрами успешно описывает массовый выход ядер из реакции фрагментации ^{181}Ta только для $100 \leq A \leq 170$, а из реакции фрагментации ^{209}Bi – только для $160 \leq A \leq 197$. Лучшего описания выхода ядер с близкой к ядру-мишени массой можно добиться только за счет введения дополнительных параметров для этой узкой области массовых чисел, что и сделано в работе [46].

На рис. 8 показаны отношения определенных в настоящей работе сечений образования остаточных ядер в реакциях, вызываемых ионами ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ и ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ на ^{181}Ta , к сечениям

образования таких же ядер в реакциях, вызываемых на ^{181}Ta протонами с энергией 3,65 ГэВ [11], 5,7 ГэВ [12], 8,1 ГэВ [13] и 18,2 ГэВ [15]. Из представленного на рис. 8 сравнения экспериментальных данных следует, что сечения образования ядер в реакциях, вызываемых на тантале ионами ^{16}O и ^{19}F , а также протонами отличаются в среднем на постоянный множитель, приблизительно равный отношению полных сечений соответствующих реакций. Между собой сечения реакций, вызываемых ионами ^{16}O и ^{19}F на тантале, в среднем отличаются мало, что соответствует близкому к единице отношению полных сечений этих реакций. Это же относится и к сечениям реакций, вызываемых ионами ^{12}C и ^{19}F на висмуте. Следовательно, можно сделать вывод, что для исследуемых в настоящей работе реакций подтверждается гипотеза о факторизации. Полные сечения при этих сравнениях оценивались с помощью интегрирования соответствующих массовых выходов, а также использования моделей мягких [48] и жестких [49] сталкивающихся шаров. К сожалению, из-за отсутствия на момент выполнения настоящей работы в распоряжении авторов данных о сечениях реакций, вызываемых протонами на висмуте в области энергий, достаточных для достижения предельной фрагментации, для висмута столь полные сравнения сечений исследуемых реакций, как для тантала в настоящей работе не проводились.

Результаты расчетов массовых распределений выходов ядер-продуктов из исследуемых в настоящей работе реакций, проведенные с помощью уравнения (7), параметры которого определялись из всестороннего анализа как полученных нами, так и опубликованных ранее другими авторами данных о фрагментации мишеней налетающих частиц, представлены на рис. 6 сплошными линиями. Видно, что данный эмпирический подход позволяет весьма успешно описывать измеренные сечения, за исключением узких областей массовых чисел A , близких к A_T , и $A < 30 \div 40$, где для улучшения описания требуется введение дополнительных поправок, как, например, это было сделано в работе [46], в которой в конечном варианте эмпирического уравнения (6) используется больше двадцати параметров. Экспериментальные изотопные распределения выходов остаточных ядер, близких по массе к ядру-мишени, становятся более нейтроноизбыточными, а линейная экстраполяция $Z_p(A)$ необоснованной. В работе [46] для уменьшения наблюдающихся расхождений с помощью введения в уравнение (17) соответствующих поправок сдвигали центр тяжести Z_p зарядовых распределений выходов ядер, близких по массе к A_T , с уменьшением потери массы ядром-мишенью ("загибали" показанную на рис. 4 штрих-пунктирную кривую) по направлению к линии β -стабильности, приближая к нулю разницу между наиболее вероятными зарядовыми числами Z_p и зарядовыми числами Z_β наиболее стабильных ядер. Одновременно с этим уменьшалась ширина изобарических распределений. Эмпирической параметризации, проведенной с помощью уравнения (22) из работы [46], соответствует пунктирная линия на рис. 6.

В принятой в настоящей работе эмпирической параметризации уравнений, описывающих зарядовые и массовые распределения, никак не учитывался возможный вклад процесса деления, хотя можно предполагать, что при энергиях налетающих частиц в несколько ГэВ переданная ядру мишени энергия возбуждения, должна намного превышать барьер деления таких тяжелых ядер, как ^{181}Ta и ^{209}Bi . Как видно из рис. 6, в показанных светлыми квадратами массовых распределениях выходов остаточных ядер из реакций, вызываемых протонами с энергией 0,34 ГэВ на ^{181}Ta и протонами с энергией 1,5 ГэВ на ^{209}Bi , четко проявляются широкие пики, соответствующие выходам продуктов деления с $A \approx A_T/2$. Необходимо отметить, что фрагменты обычного теплового деления являются результатом снятия возбуждения образовавшегося в результате реакции ядра (предфрагмента) в том случае, если этот процесс более предпочтителен, чем испускание частиц. Сечения образования тяжелых фрагментов как результата испускания частиц растут по отношению к сечениям деления с увеличением энергии налетающих частиц. Это происходит, во-первых, потому что с повышением энергии становятся более вероятными быстрые процессы испускания частиц в противоположность медленным коллективным процессам теплового деления, происходящим в условиях установившегося статистического равновесия, а во-вторых, потому что увеличение вероятности неполного деления с ростом энергии приводит к образованию остаточных ядер с меньшей массой, что понижает их способность делиться. Поэтому при достаточно высоких энергиях, как видно из рис. 6, пики деления исчезают и массовые распределения представляются довольно монотонной зависимостью, успешно описываемой параметрическим уравнением (7). Массовые распределения выхода остаточных ядер из реакций, вызываемых высокоэнергетическими налетающими частицами на таких тяжелых ядрах как ^{181}Ta и ^{209}Bi , скорее всего должно представляться суммой очень широкого массового распределения продуктов реакции расщепления (включая глубокое расщепление) и практически плоского расщепления продуктов деления. Однако, несмотря на существенно более высокую делимость ^{209}Bi по сравнению с ^{181}Ta , вклад процесса деления, присутствие которого не проявляется ни в зарядовых, ни в массовых распределениях, в сечениях исследуемых в настоящей работе реакций представляется не только трудным для оценки, но и пренебрежимо малым.

Описанный выше эмпирический подход позволяет достичь достаточно высокой точности в описании экспериментальных данных, однако для выяснения того, какие процессы лежат в основе образования конечных ядер, нужна физическая модель, с помощью которой можно было бы вычислять сечения с подобной точностью.

СРАВНЕНИЕ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ

Прежде чем перейти к сравнению экспериментальных данных с теоретическими расчетами, следует отметить, что в настоящей работе принята такая же классификация процессов, в результате которых получаются

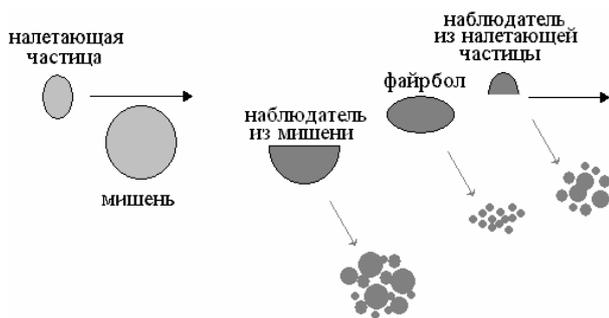


Рис. 9. Схематическое представление релятивистского ядро-ядерного столкновения.

конечные ядра из исследуемых реакций, как и в большинстве опубликованных в последние годы работ. При фрагментации ядра-мишени фрагменты с массой $A > 10$ могут образоваться за счет расщепления (включая глубокое расщепление), деления или мультифрагментации. Расщепление приводит к фрагментам, близким по массе к ядру-мишени и с множественностью $m=1$, т.е. наблюдается только один фрагмент. Деление определяется как процесс, который приводит к двум тяжелым фрагментам с массой в области $A \approx A_T/2$. Это определение включает как хорошо известное тепловое деление, так и процессы быстрого деления. Не все фрагменты с массой $50 \leq A \leq 2A_T/3$ получаются в результате деления. Поэтому было введено понятие глубокого расщепления, чтобы обозначить отличные от деления процессы, приводящие к образованию фраг-

ментов с массой в данном интервале. Множественность образования таких фрагментов можно условно считать единицей, поскольку глубокое расщепление иногда может быть продолжением обычного расщепления в направлении к более низким величинам A . Процессы, которые приводят к фрагментам с $A \leq 50$ называются мультифрагментацией. В результате этого процесса производится более двух фрагментов.

До появления работ, связанных с изучением фрагментации налетающих ядер (обратная кинематика), термином "фрагментация" было принято объединять все ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, при которых образуются ядра с $A \approx 6 \div 40$, причем не в качестве остаточных ядер при расщеплении. Этот термин был введен, чтобы выделить группу реакций, существенно отличающихся по механизму протекания от реакций расщепления и впоследствии названных мультифрагментацией.

Подобие массовых распределений выходов остаточных ядер, образовавшихся в условиях предельной фрагментации, указывает на возможное сходство таких процессов для различных реакций. В то же время, как видно из рис. 6, массовые распределения при изменении энергии налетающих частиц до достижения предельной фрагментации в различных областях массовых чисел остаточных ядер изменяются по-разному. Это указывает на различие механизмов их образования в зависимости, как от их массы, так и от энергии налетающих частиц.

Среди существующих теоретических моделей можно выделить два крайних подхода к описанию схематически представленного на рис. 9 релятивистского ядро-ядерного столкновения: модель внутренних каскадов [50-52], основанная на том, что когда длина дебройлевской длины волны меньше расстояния между нуклонами ядра, основные значения приобретают взаимодействия с отдельными внутриядерными нуклонами, и геометрическая модель скалывания-срыва [53,54]. В обоих подходах процесс взаимодействия разделяют на две стадии.

В классическом варианте модели внутриядерных каскадов взаимодействие на первой, быстрой, стадии управляется независимыми двухтелными столкновениями, вероятность которых определяется сечением нуклон-нуклонного рассеяния. После завершения быстрой стадии возбуждение остаточного ядра на второй, медленной, стадии может сниматься в процессе последовательного испарения частиц, либо в процессе многочастичного распада. Для второй, равновесной, стадии используется либо стандартная испарительная модель [50-52], либо различные микроскопические модели мультифрагментации [55,56], если речь идет о механизме образования фрагментов промежуточной массы. Испускание фрагментов играет важную роль в образовании ядер средней атомной массы в реакциях фрагментации тяжелых ядер, вызываемых налетающими частицами с энергией, большей полной энергии связи ядра (~ 900 МэВ). В процессе развития внутриядерного каскада передаваемая ядру энергия существенно превышает 2 МэВ/нуклон, его температура растет выше $5 \div 6$ МэВ и ядерная жидкость закипает, объем растет и следовательно плотность ядерной материи уменьшается – предполагается наступление фазового перехода жидкость-газ. В результате флуктуаций плотности возбужденной ядерной материи вероятность образования фрагментов растет и возможен развал ядра, при котором фрагменты покидают ядро, т.е. наступает процесс тепловой мультифрагментации возбужденного ядра. Затем нуклоны и другие частицы испаряются из возбужденных фрагментов. Остаточные ядра со средними массовыми числами, регистрируемые с помощью применяемой в настоящей работе активационной методики, могут возникать из фрагментации (расщепления) ядра-мишени или формироваться как партнеры некоторых фрагментов. Некоторые ядра-продукты с $A \leq A_T/3$, по-видимому, образуются как большие фрагменты, покидая возбужденное ядро, но оставаясь в мишени из-за низкой, переданной им кинетической энергии. Следует отметить, что статистическое равновесие устанавливается порознь в группе нуклонов "участников", объединяющей нуклоны из перекрывающихся частей сталкивающихся ядер, и в относительно холодных

областях ядер-"наблюдателей". Периферические процессы с хорошей точностью можно рассматривать как частный случай внутриядерного каскада, локализованного в периферической области ядра, и использовать единые методы расчета как для центральных, так и для периферических взаимодействий. Испарительная модель основывается на формализме Вайскопфа и Эвинга, в котором используется принцип детального равновесия, а вероятность распада связана с плотностью состояний остаточных ядер и сечением захвата испускаемых частиц остаточным ядром. Учитывая статистический характер описываемых событий, метод Монте-Карло использовался в расчетах как внутриядерных, так и испарительных каскадов. Все каскадные вычисления проводились в трехмерной геометрии.

В альтернативном подходе к описанию быстрой стадии взаимодействия, предложенном в макроскопической модели скалывания-срыва [53] и ее многочисленных модификациях, сталкивающиеся ядра предполагаются "жесткими сферами" с однородным распределением плотности ядерного вещества. Налетающая частица и мишенное ядро в результате столкновения четко разрезают друг друга. Число нуклонов, удаленных ("срезанных") из мишени этим процессом, а следовательно и масса мишенного остатка, вычисляется как функция параметра удара посредством определения взаимодействующего объема двух жестких сфер, соответствующих сталкивающимся ядрам. Предполагается, что энергия возбуждения сколотых остатков ("наблюдателей") будет определяться их избыточной – по отношению к площади поверхности равной массы сферического ядра – поверхностью, умноженной на соответствующий коэффициент поверхностной энергии. Возможность геометрического разделения нуклонов, из которых состоят участвующие в столкновении ядра, на участников и наблюдателей основывается на наблюдении, что в высокоэнергетических столкновениях происходит обмен небольшим поперечным импульсом при больших продольных импульсах, что подразумевает малый угол рассеяния, пропорциональный их отношению. Идеализируя эту ситуацию, можно считать, что в течение высокоэнергетического ядро-ядерного столкновения, входящие в состав ядер нуклоны движутся по прямым линиям.

Это приводит к тому, что для данного параметра столкновения b нуклоны, находящиеся в области геометрического перекрытия между сталкивающимися ядрами взаимодействуют и поэтому называются участниками. Наблюдателями являются нуклоны, находящиеся вне зоны взаимодействия. На первой, быстрой, стадии значительная часть энергии налетающих частиц в зоне участников превращается в тепло и достигаются высокие температуры, т.е. взаимодействие в области перекрытия сталкивающихся ядер формирует фэйрбол из нуклонов участников. Фэйрбол движется вдоль оси столкновения ядер и распадается в состоянии термодинамического равновесия с испусканием быстрых частиц. После стадии скалывания вещество наблюдателей остается холодным. Конечное распределение образовавшихся ядер получается с помощью испарительной модели, описывающей следующую за скалыванием ("abrasion") стадию срыва ("ablation").

В вычислениях с помощью модели скалывания-срыва для описания первой, быстрой, стадии реакции использовалось обобщение модели скалывания на случай взаимодействия ядер с реальными распределениями плотности. Это обобщение основывается на геометрии модели фэйрстрик [54]. В этой геометрии область взаимодействия двух ядер разбивается на бесконечно малые коллинеарные стрики (полоски), движущиеся в составе фэйрбола вдоль направления столкновений. Из этой части вычислений получались энергии возбуждения E^* и сечения образования первичных ядер. Вторая, медленная, стадия описывалась с помощью статистической модели каскадного испарения частиц из ядер в состоянии термодинамического равновесия, используя модифицированную версию программы ALICE [57]. Учитывалось изменение нуклонного состава и охлаждение остаточных ядер в процессе последовательного испарения. Использовалась плотность урвней

$$\rho(E^*) = C(E^*)^{-2} \exp(2\sqrt{aE^*}), \quad (26)$$

где C – константа, пропорциональная массовому числу фрагмента, $a=A/8$ МэВ⁻¹. Сечения образования конечных продуктов получались посредством суммирования результатов по параметру удара начального столкновения. Вычисления с помощью модели скалывания-срыва были ограничены массовыми числами фрагментов, превышающими $A_T/2$, что определялось геометрической природой этой модели, подразумевающей наличие соответствия между средним параметром удара и массовым числом ядра-продукта. По мере уменьшения параметра удара уменьшается и массовое число ядра-продукта. Когда параметр удара становится меньшим разницы радиусов ядра-мишени и налетающего ядра на половине их плотностей, нет больше смысла относить столкновения к периферическим. Более подробно теоретические расчеты описаны в нашей работе [39], а также, например, в работах [11] и [58].

На рис. 6 наряду с экспериментальными данными об изобарических сечениях образования остаточных ядер в реакции фрагментации тантала и висмута приведены и расчетные массовые распределения: гистограмма – каскадно-испарительная модель с использованием метода Монте-Карло; штрих-пунктирная линия – геометрическая модель скалывания-срыва. Видно, что каскадно-испарительная модель достаточно хорошо воспроизводит оба экспериментальных распределения массовых выходов, тогда как

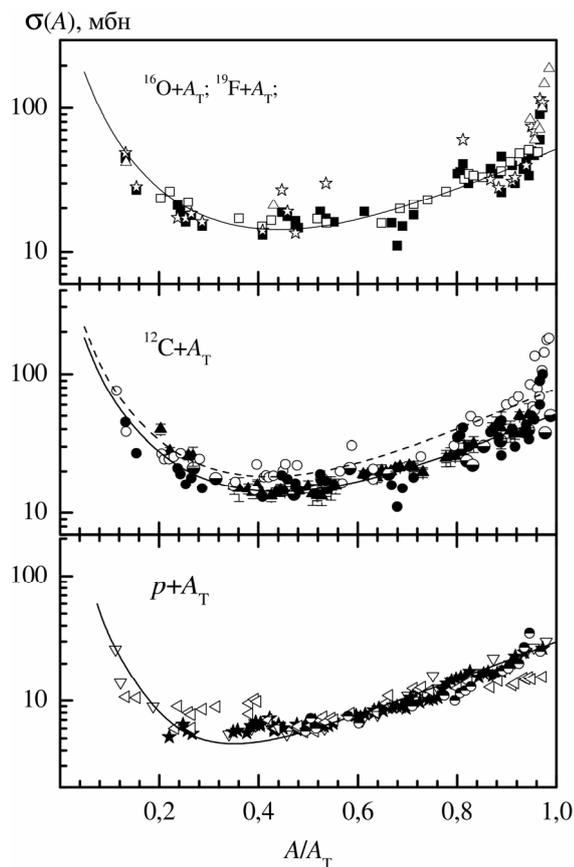


Рис. 10. Массовые выходы для реакций под действием высокоэнергетических протонов и ионов ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F в зависимости от A/A_T .

Точками представлены экспериментальные данные наших предыдущей [39] и настоящей работы – Δ – $^{209}\text{Bi}(^{19}\text{F}, X)$; \square – $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, X)$, \star – $^{181}\text{Ta}(^{19}\text{F}, X)$, \blacksquare – $^{181}\text{Ta}(^{16}\text{O}, X)$, \bullet – $^{89}\text{Y}(^{12}\text{C}, X)$, \blacktriangle – $^{109}\text{Ag}(^{12}\text{C}, X)$, \bullet – $^{181}\text{Ta}(^{12}\text{C}, X)$, а также данные из литературы и электронных баз данных [11,42,43]: \circ – $^{nat}\text{Ag}(^{16}\text{O}, X)$; \star – $^{nat}\text{Ag}(p, X)$; \triangleleft – $^{181}\text{Ta}(p, X)$; \bullet – $^{93}\text{Nb}(p, X)$; ∇ – $^{197}\text{Au}(p, X)$. Сплошной линией представлены расчеты, проведенные с помощью уравнений (27-29), основанных на предположении о конечно-размерной масштабной инвариантности. Штрих-пунктирная линия – результаты подгонки к экспериментальным данным, проведенной в работе [59] с помощью уравнения (30).

теории не объясняют также появления в природе таких степенных распределений. Большое количество различных методов описания разрушения требует выделения общих принципов формирования типичных распределений фрагментов по размерам или массе, которые наблюдаются в различных физических системах. Этого можно достичь, обобщая все рассмотренные ранее методы описания или основываясь на фундаментальных данных и наиболее общих физических принципах. Таким образом, изучение фрагментации ядер является не только актуальной задачей фундаментальной ядерной физики, но и быстро развивающимся направлением статистической механики, которое имеет дело с фрагментацией многих других физических систем микромира, включая полимеры и атомные кластеры. Основным результатом этих исследований является установление с помощью перколяционной модели фрагментации возможности существования конечно-размерной масштабной инвариантности (finite size scaling) в ядерной фрагментации [59,60] и определение эмпирической величины фрактального размера. Это указывает путь к независимой от модельных приближений классификации механизмов фрагментации в понятиях, связанных со свойствами масштабной инвариантности. Скейлинг по отношению к размеру фрагментирующейся системы представляет

вычисления с помощью модели скалывания-срыва дают существенно завышенные результаты. Расхождения при этом растут по мере приближения к массовому числу мишени A_T . Эти расхождения указывают на то, что расчетный спектр возбуждения ядер после стадии скалывания необходимо сдвинуть в сторону более высоких значений, чем предсказывает модель скалывания-срыва, за чем может последовать ухудшение согласия в других областях массовых чисел.

Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными о выходах остаточных ядер из исследуемых реакций показывает, что наиболее перспективными для достижения наилучшего согласия являются каскадно-испарительные вычисления с применением метода Монте-Карло. Это указывает на то, что процесс взаимодействия налетающих ионов ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F с ядрами ^{181}Ta и ^{209}Bi при используемых в работе энергиях можно рассматривать как некоррелированные столкновения между отдельными нуклонами из взаимодействующих ядер. При этом большинство каналов не включают коллективных взаимодействий и вклад процесса деления также не учитывается. После испарительной стадии реакции распределения фрагментов локализируются преимущественно на нейтронодефицитной стороне от β -стабильности.

Следует отметить, что связанные с разрушением объектов на более мелкие фрагменты под воздействием внешних факторов и объединенные в общее понятие фрагментации процессы имеют большое распространение в природе и находят широкое применение в науке и технике. Поэтому фрагментация исследуется как экспериментально, так и теоретически в различных областях физики, а не только в ядерной. Обычно исследуются статистические свойства фрагментов, которые, как и в настоящей работе, описываются функцией распределения фрагментов по их размерам или массе. Большинство экспериментальных исследований процессов фрагментации обнаруживает, что массовые распределения фрагментов описываются степенными функциями с показателями степени от – 3 до – 5. Вследствие сложности процессов фрагментации и зачастую их неравновесного характера существующие теории не дают физически обоснованных общих принципов для их описания. Эти

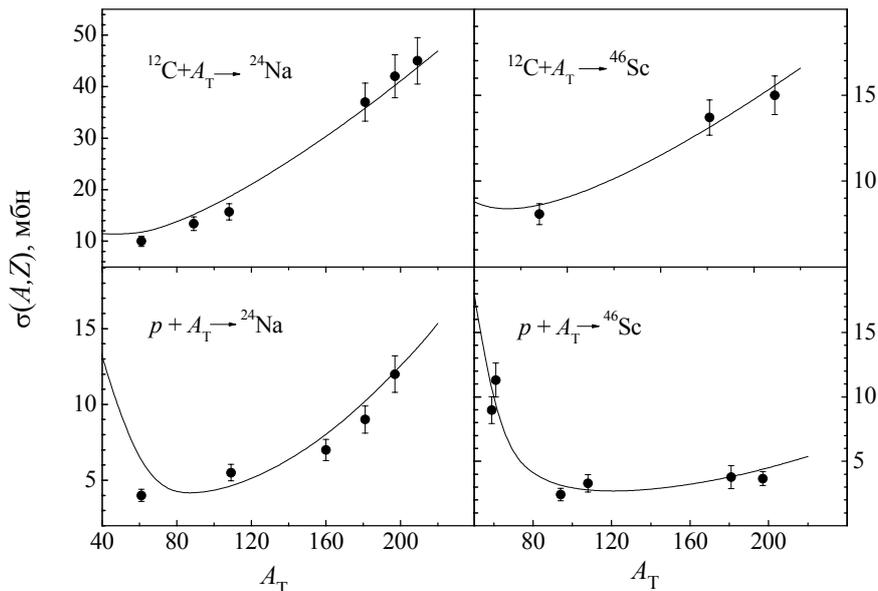


Рис. 11. Выходы ^{24}Na и ^{46}Sc из реакций фрагментации различных мишеней, вызываемых высокоэнергетическими протонами и ионами ^{12}C .
Кривые – результаты расчетов с помощью уравнений (27) и (28).

собой интерес именно в атомных ядрах, где число составных частей может изменяться больше, чем на два порядка. В работе [59] было показано, что существует режим фрагментации атомных ядер, в котором размер наибольшего фрагмента, производимого на событие, и распределение по размерам наименьших фрагментов соотносится (масштабируется) с размером фрагментирующейся системы ожидаемым способом. Общей конечной целью таких исследований является нахождение универсальных устанавливающих масштаб соотношений в развале атомных ядер. Если отношение массовых чисел фрагмента и мишени обозначить как $X=A/A_T$, то в соответствии с выведенным в работах

[59,60] законом масштабной инвариантности для данной налетающей частицы и ее энергии изобарические выходы фрагментов из всех ядер-мишеней, выраженные как функция от X , попадают на общую универсальную кривую $\sigma(X)$. На рис. 10 показано, как закон масштабной инвариантности выполняется ("работает") для протонов с энергией 3,65 и 300 ГэВ, ионов ^{12}C с энергией 43,80 ГэВ, ионов ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ и ионов ^{19}F с энергией 69,35 ГэВ, бомбардирующих различные мишени.

Сплошными линиями на рис. 10 представлены результаты подгонки к экспериментальным данным о массовых выходах фрагментов из разных мишеней с помощью следующих выражений:

$$\text{для протонов:} \quad \sigma_p(X) = 0,09 \cdot X^{-5/2} + 0,9 \exp(3,4 \cdot X), \quad (27)$$

$$\text{для } ^{12}\text{C}: \quad \sigma_{^{12}\text{C}}(X) = 2,2 \cdot X^{-3/2} + 1,5 \cdot \exp(3,5 \cdot X), \quad (28)$$

$$\text{для } ^{16}\text{O} \text{ и } ^{19}\text{F}: \quad \sigma_{^{16}\text{O}}(X) = 2,0 \cdot X^{-3/2} + 1,6 \cdot \exp(3,4 \cdot X). \quad (29)$$

Штрих-пунктирными линиями представлены результаты подгонки к экспериментальным данным о фрагментации ядер ионами ^{12}C с энергией 25 ГэВ, проведенной в работе [59] с помощью выражения

$$\sigma(X) = 2,4 \cdot X^{-3/2} + 1,9 \cdot \exp(3,7 \cdot X) \quad (30)$$

Для $X < 0,1$ формулы (27)-(30) являются ничем иным, как экстраполяцией. Эти кривые являются близкими к высокоэнергетическому пределу массовых выходов. Учитывая масштабную инвариантность и зная соответствующее зарядовое распределение, можно предсказывать сечения образования данного фрагмента в зависимости от подвергаемого фрагментации ядра. Пример демонстрации таких предсказательных возможностей дается на рис. 11 для сечений образования изотопов ^{24}Na и ^{46}Sc , в реакциях с протонами и ионами ^{12}C . Кривые в случае $p+A_T \rightarrow ^{24}\text{Na}$ и $^{12}\text{C}+A_T \rightarrow ^{24}\text{Na}$ соответствуют зависимостям $\sigma_p^{\text{Na}}(24/A_T) = 0,55 \cdot \sigma_p(24/A_T)$ и $\sigma_{^{12}\text{C}}^{\text{Na}}(24/A_T) = 0,55 \cdot \sigma_{^{12}\text{C}}(24/A_T)$, соответственно. Для реакций $p+A_T \rightarrow ^{46}\text{Sc}$ и $^{12}\text{C}+A_T \rightarrow ^{46}\text{Sc}$ имеем $\sigma_p^{\text{Sc}}(46/A_T) = 0,65 \cdot \sigma_p(46/A_T)$ и $\sigma_{^{12}\text{C}}^{\text{Sc}}(46/A_T) = 0,65 \cdot \sigma_{^{12}\text{C}}(46/A_T)$, соответственно.

ВЫВОДЫ

С помощью активационного анализа определены сечения образования остаточных ядер в реакциях фрагментации ядер-мишеней ^{181}Ta и ^{209}Bi ионами ^{12}C (43,80 ГэВ), ^{16}O (58,40 ГэВ) и ^{19}F (69,35 ГэВ). Полученные

в наших предыдущей [39] и настоящей работах данные вместе с опубликованными ранее и представленными в электронных базах данных результатами других авторов, включая и сечения фрагментации налетающих ядер, послужили хорошей статистической основой для того, чтобы с помощью уравнения с плавно изменяющимися в зависимости от массовых чисел фрагментов ($24 \leq A \leq 206$) параметрами добиться наилучшего описания экспериментальных данных, применимого для широкого набора комбинаций мишень-снаряд. Такой единый подход к параметризации сечений позволил минимизировать возможное влияние того факта, что параметры соответствующего аппроксимирующего уравнения чаще всего определяются отдельно в каждой довольно узкой области, на которые относительно произвольно делится массив массовых чисел ядер-продуктов. Это дало возможность в едином подходе построить зарядовые и массовые распределения выходов ядер из исследуемых реакций, а также сравнить сечения образования каждого отдельно взятого нуклида в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C , ^{16}O и ^{19}F с разной полной кинетической энергией на исследуемых мишенях, с сечениями образования тех же нуклидов в реакциях под действием высокоэнергетических протонов на тех же ядрах-мишенях.

Показано, что 1) для сечений образования остаточных ядер в исследуемых реакциях с массовыми числами в диапазоне от близких к массовому числу ядра-мишени до $A \sim 30-40$ приемлема концепция о факторизации, т. е. сечения образования одних и тех же ядер в реакциях, вызываемых различными налетающими частицами отличаются на постоянный множитель, определяемый отношением полных сечений этих реакций; 2) используемые в настоящей работе энергии налетающих ионов достаточны для обоснованного применения концепции о предельной фрагментации. Применимость обобщенного подхода к параметризации сечений, как показано в настоящей работе, ограничивается полнотой и качеством имеющихся экспериментальных данных, используемых для аппроксимации, а также задаваемым уровнем точности определения соответствующих величин.

Несмотря на то, что применяемый в работе эмпирический подход позволяет достичь достаточно высокой точности в описании экспериментальных данных, только с помощью физической модели, дающей возможность вычислять сечения с подобной точностью, можно выяснить, какие процессы лежат в основе образования конечных ядер. В настоящей работе проведено сравнение полученных результатов с вычислениями в рамках каскадно-испарительной модели с учетом эффекта траления (обеднения ядерной плотности в процессе развития каскада) и двухстадийной геометрической модели скалывания-срыва, а также в рамках независимого от модельных приближений классификации механизмов фрагментации подхода, основанного на перколяционной теории фрагментации и использующего связанные с масштабной инвариантностью понятия.

Вычисления, основанные на модели скалывания-срыва, дают завышенные по сравнению с экспериментальными значениями выходы фрагментов, особенно для тех из них, массовые числа которых приближаются к массовому числу ядра-мишени. Это указывает на то, что спектр энергии возбуждения сколотых ядер (предфрагментов) должен быть сдвинут в сторону увеличения энергии по сравнению с предсказываемым этой моделью, что, впрочем, не приводит к улучшению общего согласия с экспериментальными данными. Наиболее перспективным для обобщенного описания массовых распределений выходов ядер, образовавшихся в результате как центральных, так и периферических процессов, представляется статистический подход, реализуемый в современных вариантах каскадно-испарительной модели. Довольно успешное описание полученных экспериментальных данных с помощью каскадно-испарительной модели указывает на то, что процесс взаимодействия между двумя ядрами при релятивистских энергиях состоит из серий некоррелированных столкновений между отдельными нуклонами. При этом большинство каналов реакции не включает коллективные взаимодействия и вклад процесса деления не учитывается.

Показано, что в соответствии с основанными на перколяционной теории фрагментации выводами о существовании масштабной инвариантности, относящейся к размеру фрагментирующейся системы, выходы фрагментов каждой из реакций, вызываемых протонами с энергией 300 ГэВ на ядре Ag, 12 ГэВ на ниобии, 3,65 ГэВ на тантале, ионами ^{12}C с энергией 43,80 ГэВ на иттрии, серебре и висмуте, ионами ^{16}O с энергией 58,40 ГэВ на тантале, ионами ^{19}F с энергией 63,35 ГэВ на тантале и висмуте, выраженные как функция от отношения массовых чисел фрагмента и мишени $X=A/A_T$, попадают на общую универсальную кривую, соответствующую $\sigma(X)$. Продемонстрирована возможность предсказания сечений образования отдельно взятых фрагментов (в общем случае – если известны соответствующие зарядовые распределения), как следствие действия найденной закономерности.

Удивительно хорошее согласие с экспериментальными данными независимых от модельных приближений расчетов, основанных на перколяционной теории, полученное в настоящей работе, указывает на перспективность применения этого подхода для описания процессов фрагментации ядер, как одной из физических систем микромира. Несмотря на модельную независимость этого подхода, с его помощью можно оценивать среднюю множественность фрагментов различных размеров, сведения о которой являются ключевыми для теоретических моделей механизмов исследуемых реакций. В то же время, успешное применение перколяционной модели может указывать на то, что инклюзивный спектр масс не содержит достаточной физической информации, позволяющей отделить чисто статистические элементы экспериментальных данных от существенного физического содержания.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Michel R., Bodemann R., Busemann H. et al. Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements C, N, O, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Nb, Ba, and Au // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. – 1997.-V.B129.-P.153-193.
2. Gilibert E., Lavielle B., Neumann S. et al. Cross sections for the proton-induced production of krypton isotopes from Rb, Sr, Y, and Zr for energies up to 1600 MeV // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. – 1998.-V.B145.-P.293-319.
3. Carminati F., Klapisch R., Revol J.P., Roche Ch., Rubio J.A., Rubbia C. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator, CERN/AT/93-47(ET).-1993.
4. Rubbia C., Rubio J.A., Buono S. et al. Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier, CERN/AT/95-44(ET).-1995.
5. Van Tuyle G.J. ATW Technology and Scenarios. Los Alamos National Laboratory Report No. LA-UR-99-771, Los Alamos.-1999.
6. Titarenko Yu.E., Shvedov O.V., Igumnov M.M. et al. Experimental and computer simulation study of the radionuclides produced in thin ²⁰⁹Bi targets by 130 MeV and 1.5 GeV proton-induced reactions // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. – 1998.-V.A414.-P.73-99.
7. Hüfner J. Heavy fragments in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies // Phys. Reports.-1985.-V.125.-P.129-185.
8. Nezvik W.E., Seaborg G.T. Tantalum spallation and fission induced by 340 MeV protons // Phys. Rev.-1955.-V.97.-P.1092-1100.
9. Kruger P., Sugarmann N. High-energy fission of heavy elements. Nuclear charge dependence // Phys. Rev.-1955.-V.99.-P.1459-1569.
10. Lavrukhina A.K., Pozdnyakov A.A. Distribution of Isobar Yield Produced by Hafnium Spallation by 660-MeV Protons // Repts.Third Conf. Neutron-Deficient Isotopes, Dubna (June 1960); NP-13165. -V.2. -1964. -P.101-106.
11. Kozma P., Damdinsuren C., Chultem D., Tumendemberel B. // Nuclear reactions of tantalum with 3.65 GeV ¹²C ions and 3.65 protons // J.Phys. G: Nucl.Phys.-1991.-V.17.-P.675-685.
12. Grover J.R. Nuclear reactions of tantalum with 5.7 GeV protons // Phys. Rev.-1962.-V.126.-P.1540-1554.
13. Kozma P., Kliman J., Leonard M. Target residues from the reactions of 9 GeV/c protons and deuterons with ¹⁸¹Ta // Czech. J. Phys. -1988.-V.B38.-P.973-984.
14. Morrissey D.J. Target residues from the reaction of 8 GeV ²⁰Ne with ¹⁸¹Ta and ¹⁹⁷Au // Phys. Rev.-1980.- V.21.-P.1783-1798.
15. Hagebo E., Ravn H. Cross sections for the formation of Sb and Sc isotopes by irradiation of Y, La, Ta and Au with 18.2 GeV protons // J.Inorg. Nucl. Chem.-1969.-V.31.-P.897-907.
16. Aleklett K., Morrissey D.J., Loveland W. et al. Energy dependence of ²⁰⁹Bi fragmentation in relativistic nuclear collisions // Phys. Rev. – 1981.-V.C23.-P.1044-1046.
17. Бутцев В.С., Бутцева Г.Л., Кривоустов М.И., Нефедьева Л.С., Озеров М.Ф., Раткевич С.С., Федорец И.Д. Фрагментация ядер ¹⁸¹Ta в столкновениях с ядрами ¹⁹F // Тезисы докладов 39-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ташкент, 1989.-Л: Наука.-1989.-С.392.
18. Бутцев В.С., Бутцева Г.Л., Кривоустов М.И., Нефедьева Л.С., Озеров М.Ф., Раткевич С.С., Федорец И.Д. Выход радиоактивных нуклидов из реакции ²⁰⁹Bi(¹⁹F,X) // Тезисы докладов 39-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ташкент, 1989.-Л: Наука.-1989.-С.391.
19. Бутцев В.С., Кривоустов М.И., Раткевич С.С., Федорец И.Д. Расщепление тантала ядрами кислорода с энергией 3,65 А-ГэВ // Тезисы докладов 41-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.-Л: Наука.-1991.-С.499.
20. Fedorets I.D., Ratkevich S.S. Radioactive nuclides from the nuclear reactions of 3.65 AGeV ¹⁶O and ¹⁹F with ¹⁸¹Ta // "Radioactive beams and their applications". Proceedings of the second Intern. School on nucl. phys. Kiev. 25 June – 2 July. 1991. Kiev. Naukova Dumka.-1992.-P.310-316.
21. Fedorets I.D., Ratkevich S.S. Radioactive target residues from the interaction of ²⁰⁹Bi with 3.65 AGeV ¹²C and ¹⁹F ions // "Radioactive beams and their applications". Proceedings of the second Intern. School on nucl. phys. Kiev. 25 June – 2 July. 1991. Kiev. Naukova Dumka.-1992.-P.305-309.
22. Федорец И.Д., Раткевич С.С. Ядерные реакции, вызываемые ионами ¹⁶O и ¹⁹F с энергией 3,65 А-ГэВ на ¹⁸¹Ta // Изв. РАН Сер. Физ. -1995. -Т.59, №1. -С.92-95.
23. Федорец И.Д., Раткевич С.С. Остаточные ядра из реакций, вызываемые ионами ¹²C и ¹⁹F релятивистской энергии на ²⁰⁹Bi // Изв. РАН. Сер. физ. -1994. -Т.59, №1. -С.103-106.
24. Koskelo M.J., Aarino P.A., Routti J.T. SAMPO 80: An accurate gamma spectrum analysis method for minicomputers // Nucl. Instr. Methods.-1981.-V.190.-P.89-99.
25. Злокозов В.Б. АСТIV-программа автоматической обработки γ-спектров. Препринт ОИЯИ, P10-82-105, Дубна, -1982, 18 с.
26. Reus U., Westmeier W. Catalog gamma rays from radioactive decay. Part I. // At. Data Nucl. Data Tables.-1983.-V.29.-P.1-192.
27. NUDAT- <http://www.nndc.bnl.gov/nudat/index.html>
28. Kinsey R.R. et al. Proc. 9th Int. Symp. of Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, 8-12 October 1996, Budapest, Hungary. http://www.fysik.lu.se/nuclear_data/cdrom/pnudat.htm.
29. Firestone, in: Tables of Isotopes, 8th ed.: 1998 Update (with CD ROM) edited by S.Y. Frank Chu (CD ROM Ed), C.M.Baglin (Ed), (Wiley Interscience, New York, 1996).
30. Jaffey A.M. Solide Angle Subtended by a Circular Aperture at Point and Spread Sources: Formulas and Some Tables // Rev. Sci. Instr.-1954.-V.25.-P.349-356.

31. Дамдинсурен Ц., Дьяченко В.М., Дука-Зайоми А. и др. Измерение полного сечения реакции при энергии 3,65 ГэВ/нуклон // Сообщение ОИЯИ, P1-87-932, Дубна, 1987, 4 с.
32. Cumming J.B., Haustein P.E., Ruth T.J., Virtes G.J. Spallation of cooper by 80-GeV ^{40}Ar ions // Phys. Rev. -1978.-V.C17.-P.1632-1641.
33. Bronikowski M., Porile N.T. Target fragmentation of silver by 14.6 GeV/nucleon ^{16}O ions // Phys. Rev.-1991.-V.C44.-P.1661-1664.
34. Adam J., Balabekyan A., Pronskikh V.S. et al. Determination of the cross section for nuclear reactions in complex nuclear decay chains // Appl. Radiat. Isot.-2002.-V.56.-P.607-613.
35. Skakun E.A., Batij V.G. About a systematic error in activation measurements // Intern. J. Appl. Radiat. Isot.-1984.-V.53.-P.689-690; Скакун Е.А., Багий В.Г., Владимиров Ю.Г., Ракивненко Ю.Н., Ранюк Ю.Н., Растрепин О.А. Электро- и фоторасщепление ядер ^{93}Nb в диапазоне энергии 0,1-1,2 ГэВ // Известия АН СССР. Сер. физ.-1985.- Т.49, №11.- С.2252-2260.
36. Gloris M., Michel R., Sudbrock F. et al. Proton-induced production of residual radionuclides in lead at intermediate energies // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.-2001.-V.A493.-P593-633.
37. Titarenko Yu.E., Shvedov O.V., Bataev V.F. et al. Cross sections for nuclide production in 1 GeV proton-irradiated ^{208}Pb // LANL Repat LA-UR-00-4779(2000); Phys. Rev.-2002.-V.C65.-P.064610(1-29).
38. Reus U., Weisteier W. Catalog of gamma rays from radioactive decay. Part. II // Atomic Data and Nuclear Data Tables.-1983.-V.29.-P.193-406.
39. Федорец И.Д., Раткевич С.С. Образование ядер среднего атомного веса в реакциях, вызываемых ионами ^{12}C релятивистской энергии на ядрах иттрия и серебра // Вісник Харківського національного університету, серія фізична "Ядра, частинки, поля".- 2004.-№628, вип.2 (24).- С.3-22.
40. Rudstam G. Systematics of spallation yields // Z. Naturforschung.-1966.-V.21a.-P.1027-1041.
41. Sümmerer K., Büzchle W., Morrissey D.J. et al. Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons // Phys. Rev.-1990.-V.C42.-P.2546-2561.
42. Porile N.T., Cole G.D., Rudy C.R. Nuclear reactions of silver with 25.2 GeV ^{12}C ions and 300 GeV protons //Phys. Rev.-1979.-V.C19.-P.2288-2304.
43. EXFOR: Experimental Nuclear Reaction Data Retrievals - <http://www.nea.fr/html/dbdata/x4/>; Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR / CSISRS) - <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/index.html>
44. Loveland W., Hellström M., Sihver L. Target fragment mass distribution for the reaction of 13.3 GeV/nucleon ^{28}Si with ^{197}Au // Phys. Rev.-1990.-V.C42.-P.1753-1756.
45. Charity R.J., Bowman D.R., Liu Z.H. et al. Emission of complex fragments from highly excited systems produced in $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ and ^{27}Al reactions at $E/A=25.4$ and 30.3 MeV // Nucl. Phys.-1988.-V.A476.-P.516-532.
46. Sümmerer K., Blank B. Modified empirical parametrization of fragmentation cross sections // Phys.Rev. -2000. -V.C61.-P.034607(1-10) ; arxiv:nucl-ex/9911006.
47. Abul-Magd A.V., Friedman W.A., Hüfner J. Calculation of mass yields for proton-nucleus spallation reactions // Phys. Rev.-1986.-V.C34.-P.113-119.
48. Karol P.J. Nucleus-nucleus reaction cross-sections at high energies: Soft-spheres model // Phys. Rev.-1975.-V.C11.-P.1203-1209.
49. Heckmann H.H. et al. Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N , and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon // Phys. Rev. -1978. -V.C17.-P.1735-1747.
50. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. - 544 с.
51. Yariv Y., Frankel Z. Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions // Phys. Rev.-1976.-V.C20.-P.2227-2243; Morrissey D.J., Oliveira L.F., Rasmussen J.O. et al. Microscopic and macroscopic model calculations of relativistic heavy-ion fragmentation reactions // Phys. Rev. Lett.-1979.-V.43.-P.1139-1142.
52. Toneev V.D., Gudima K.K. Particle emission in light and heavy ion reactions // Nucl.Phys.-1983.-V.A400.-P.173-189.
53. Bowman J.D., Swiateski W.J., Tsang G.-F. Preprint LBL-2908. Berkley, 1973; Hüfner J. et al. Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions // Phys.Rev.-1975.-V.C12.-P.1888-1892; Gosset J. et al. Central collisions of relativistic heavy ions // Phys. Rev. -1977.-V.C16.-P.629-657.
54. Авдейчиков В.В. Характеристики остаточных ядер в модели фэйрстрик // Ядерная физика.- 1988.-Т.48.-С.77-86.
55. Botvina A.S., Ijnov A.S., Mishustin I.N. Multifragment break-up of nuclei by intermediate-energy protons // Nucl. Phys. - 1990.-V.A507.-P.649-674.
56. Avdeev S.P., Karnaukhov V.A., Petrov L.A. et al. Multifragmentation of gold nuclei by light relativistic ions – thermal break-up versus dynamic disintegration // Ядерная физика.-2001.-Т.61.-С.1628-1642.
57. Blann M., Vonach H.K. Precompound analyses of spectra and yields following nuclear capture of stopped π // Phys. Rev.-1983.-V.C28.-P.1648-1662; Blann M., Reffo G., Fabri F. Calculation of γ -ray cascades in code ALICE // Nucl. Instr. Methods.-1988.-V.A265.-P.490-494.
58. Kozma P., Hännsgen K. Nuclear reactions of medium and heavy target nuclei with high-energy particles. IV. Interpretation of mass fragment yields // Czech. J. Phys.-1990.-V.40.-P.613-621.
59. Campi X., Desbois J., Lipparini E. Sum rules study and a scaling property of fragmentation mass yield curves // Phys. Lett.-1984.-V.138B.-P.353-356.
60. Campi X. Finite size scaling in nuclear fragmentation // Nucl.Phys.-1989.-V.A495.-P.259-266.

TARGET FRAGMENTATION of ^{181}Ta AND ^{209}Bi BY RELATIVISTIC HEAVY IONS
I.D. Fedorets, S.S. Ratkevich

V.N. Karazin Kharkiv National University, 61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

Cross sections for the production of target fragments in the interaction of ^{181}Ta and ^{209}Bi with 43.80 GeV ^{12}C , 58.40 GeV ^{16}O , and 69.35 GeV ^{19}F have been determined and used to deduce the isobaric and mass yield distributions. Comparisons between these data for relativistic heavy ions and those for relativistic protons have been used to test the hypotheses of factorization and limiting fragmentation. By combining cross sections from this experiment with data from literature, the empirical parameterization of the mass and charge yields of fragmentation products for arbitrary target-projectile combinations have been derived. The results are compared with Monte Carlo cascade-evaporation calculations and with the abrasion-ablation model. In addition the fragment mass distributions from the interactions of high energy ^{12}C , ^{16}O , and ^{19}F ions and protons with ^{89}Y , $^{\text{nat}}\text{Ag}$, ^{181}Ta , and ^{209}Bi are analyzed in terms of the universal finite size scaling law. The realization of this idea clears the way to a model independent classification of the various fragmentation mechanisms in terms of the scaling properties.

KEY WORDS: target fragmentation, heavy nuclei, mass and charge distributions, relativistic heavy ions, intranuclear cascade and abrasion-ablation model, scaling properties.