

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

Е.Н.Вольнин, А.А.Котов, Д.М.Селиверстов

Введение

Одним из основных процессов, сопровождающих неупругое взаимодействие высокоэнергетичных частиц с ядрами, является фрагментация или процесс образования многозарядных частиц с кинетическими энергиями в области кулоновского барьера и зарядами в области $Z = 2 \div 20$, называемыми обычно фрагментами промежуточной массы (ФПМ). В настоящее время установлено, что образование ФПМ является одним из основных каналов распада высоковозбужденных ядер с энергией возбуждения, близкой к энергии связи ядра. Характерной чертой фрагментации ядер является быстрый рост сечений образования ФПМ с энергией налетающих протонов в области энергий 1 ГэВ и насыщение при энергиях 7–10 ГэВ. В реакциях с тяжелыми ионами при энергиях несколько десятков МэВ/нуклон было показано, что процессы множественного рождения играют доминирующую роль в образовании ФПМ. Однако, несмотря на значительные экспериментальные и теоретические усилия, механизм образования ФПМ до сих пор остается неясным. Во многом это вызвано недостатком систематических экспериментальных данных о зависимости процесса образования ФПМ от энергии налетающих частиц и массы распадающейся системы. Такие систематические исследования могли бы установить общие особенности эволюции процесса образования фрагментов и выявить ключевые параметры, влияющие на образование ФПМ.

Основной целью экспериментов, результаты которых изложены ниже, являлось исследование эволюции основных характеристик образования ФПМ в зависимости от массы и нуклонного состава ядра-мишени в широком диапазоне ядер от Au до Al при энергии протонов 1 ГэВ, где наблюдается максимальный рост сечений образования ФПМ.

К моменту начала исследований фрагментации ядер на синхроциклотроне ПИЯФ в начале 70-х годов имелись далеко не полные данные об этом процессе, полученные, в основном, методами фотоэмульсии и радиохимии. Прорыв в этой области ядерной физики связан с использованием в экспериментах электронных и масс-спектрометрических методов детектирования частиц. Примером могут служить классические исследования группы Посканзера в США, выполненные при $E_p = 5.5$ ГэВ на нескольких ядрах-мишенях, в которых были идентифицированы ФПМ вплоть до $Z=20$. В это же время были проведены первые эксперименты на СЦ ПИЯФ по исследованию фрагментации ядер, выполненные на различных экспериментальных установках – сначала на линзовом магнитном спектрометре, а затем с помощью спектрометра на базе брегговских ионизационных камер.

Легкие фрагменты : $Z_f = 2 \div 5$

Экспериментальный метод. Линзовый магнитный спектрометр

Выведенный протонный пучок синхроциклотрона ПИЯФ фокусировался на мишень площадью 1 см^2 . Интенсивность пучка протонов в месте расположения мишени составля-

ла $3 \cdot 10^{11}$ 1/см²с при размере пучка 2×2 см². Прошедший через мишень пучок выводился за пределы экспериментального зала и поглощался в специальной ловушке. Бóльшая часть протонного тракта была вакуумирована. Эти меры, а также использование временной растяжки (длительность пучка составляла 10 мс при частоте 40 1/с) позволили существенно снизить фоновую загрузку детекторов. Мониторинг протонного пучка осуществлялся с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков, регистрировавшего частицы, вылетающие под углом 45° из мониторинговой углеродной мишени, установленной непосредственно за рабочей мишенью. Контроль за мониторингом при изменении угла измерений и смене мишеней осуществлялся с помощью мониторинговой реакции $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$.

Измерение энергетических спектров и идентификация фрагментов осуществлялись с помощью линзового магнитного спектрометра из двух дуплетов квадрупольных линз. Спектрометр общей длиной 11.2 м имел два фокуса – промежуточный и главный. В промежуточном фокусе располагался детектор нуля отсчета времени пролета, аналогичный используемому в опытах на реакторе ВВРМ, а в главном фокусе E - ΔE телескоп для разделения фрагментов по массам. Магнитная система спектрометра обеспечивала импульсное разрешение $\Delta P/P = 2 \div 3\%$ (FWHM) при телесном угле 10^{-3} ср. Особое внимание было уделено получению симметричной, с резкими краями формы линии импульсного разрешения спектрометра. Это было достигнуто размещением специальных диафрагм, форма и расположение которых были определены расчетным путем. Подробно эти вопросы рассмотрены в работе [1].

В качестве E -детектора использовался Si(Au) поверхностно-барьерный детектор площадью 2 см² и толщиной чувствительного слоя 600 мкм. ΔE -детектором служила тонкостенная плоская ионизационная камера с сеткой, заполненная аргоном-метановой смесью (аргон – 98%, метан – 2%). Толщина чувствительного объема камеры составляла 80 мм. Давление в камере в зависимости от энергии регистрируемых фрагментов менялось в пределах 50–200 Торр. Разрешение ΔE детектора, при потере в газе энергии 500 кэВ α -частицей с начальной энергией 5.806 МэВ, составляло 50 кэВ (FWHM). В качестве входного окна камеры использовалась лавсановая пленка толщиной 0.4 мг/см², которая, в основном, и определяла нижний энергетический порог регистрации, равный 2.5 МэВ в случае α -частиц. При измерении энергетических спектров энергия фрагментов определялась по величине тока в линзах спектрометра. Градуировка магнитного спектрометра осуществлялась по энергии α -частиц, зарегистрированных E -детектором в диапазоне до 35 МэВ. Погрешность энергетической калибровки составляла ± 200 кэВ. С помощью этого метода идентифицировались фрагменты с $Z_f = 2 \div 5$.

Результаты измерений

С помощью линзового магнитного спектрометра была исследована фрагментация ядер - мишеней ^{58}Ti , ^{64}Ag , ^{64}Au , ^{64}U , ^{58}Ni , ^{64}Ni , ^{112}Sn , ^{124}Sn под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Измерения проводились под углами 60° и 120° по отношению к пучку протонов (Ti, Ag, Au, U) и 60° ($^{58,64}\text{Ni}$ и $^{112,124}\text{Sn}$). Характер энергетических спектров фрагментов с $Z=2 \div 5$ для всех ядер-мишеней одинаков. На рис.1 показан пример таких энергетических распределений в случае фрагментации серебра. Полные данные приведены в [2-4] для Ag, Au, U, в [5] для Ni, Sn и в обзоре по фрагментации, выполненным Е.Н.Вольниным [6]. Полные сечения получались путем интегрирования дифференциальных (рис.1) по энергии и углу в предположении, что угловая зависимость сечения имеет

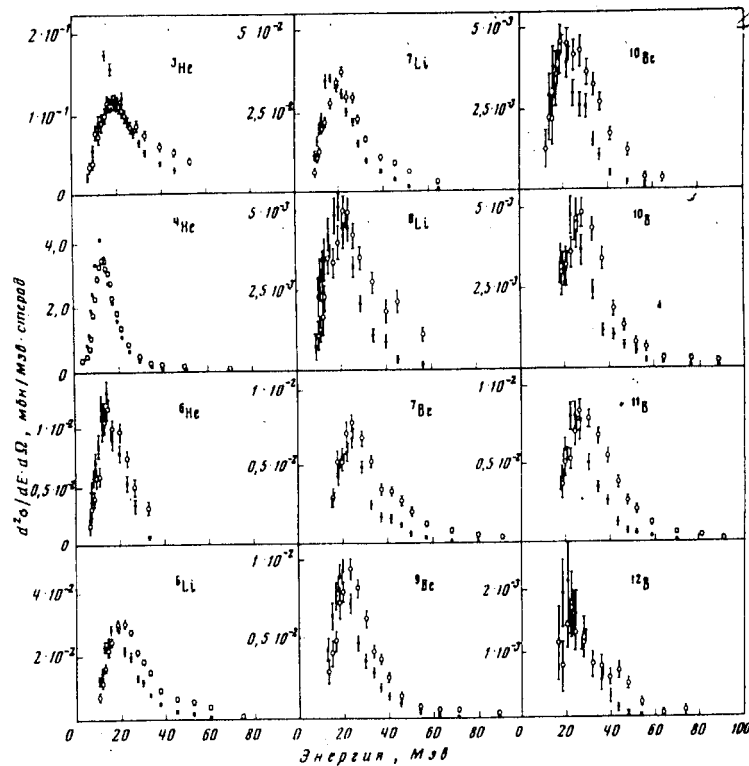


Рис.1. Энергетические спектры легких фрагментов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами серебра (о — $\Theta = 60^\circ$, ● — $\Theta = 120^\circ$).

вид: $d\sigma/d\Omega = A + B\cos\theta$. Величина угловой анизотропии F/V определялась как отношение числа частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы. Для определения абсолютных сечений использовались определенные методом радиохимии сечения образования изотопов ${}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Li}$ из Ag, Au и U при $E_p = 1$ ГэВ. На рис. 2 представлены массовые распределения фрагментов, образующихся из Ag, Au и U, при двух значениях энергии протонов $E_p = 1$ ГэВ и 5.5 ГэВ. Все выходы нормированы на выход ядер ${}^4\text{He}$. Видно, что с наибольшей вероятностью образуются изотопы, лежащие в области бета-стабильности, для более тяжелых мишеней массовые спектры смещены в сторону более тяжелых фрагментов. Характер распределений слабо зависит от E_p . Рис.3 наглядно иллюстрирует влияние нуклонного состава мишени N/Z на сечение образования фрагментов. Для большинства фрагментов — ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^4\text{Be}$ и др. сечения экспоненциально растут с N/Z . Факт определяющего влияния отношения N/Z испускаемой частицы на вероятность ее рождения является, по-видимому, общим для всех процессов образования легких ядер. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае низкоэнергетического деления, хотя и гораздо резче по сравнению с фрагментацией. Следует отметить интересную особенность в поведении сечений образования фрагментов с фиксированным Z (рис.4), нормированных на геометрическое сечение, — их относительное постоянство в области средних и тяжелых ядер. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен ниже для случаев образования ФПМ с $Z_f = 3 \div 20$ из ядер-мишеней в диапазоне масс $A_T = 27 \div 198$.

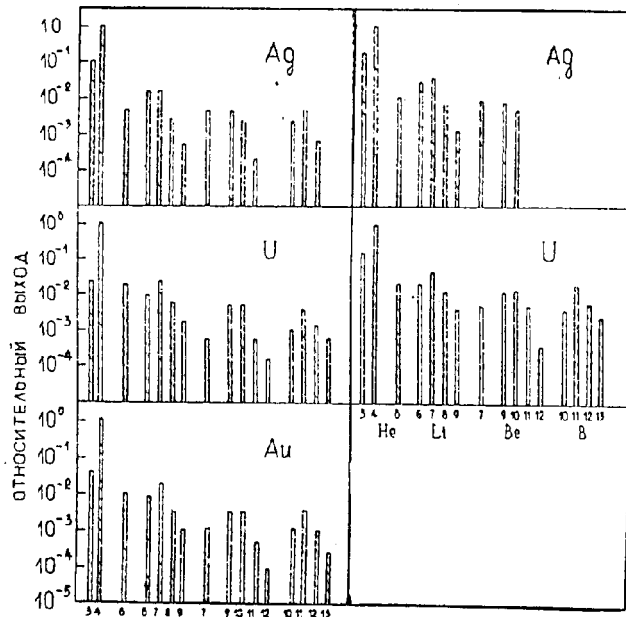


Рис.2. Массовые распределения фрагментов, полученных при двух значениях энергии налетающих протонов: $E_p=1$ ГэВ [ПИЯФ] (слева) и 5.5 ГэВ [Посканзер] (справа).

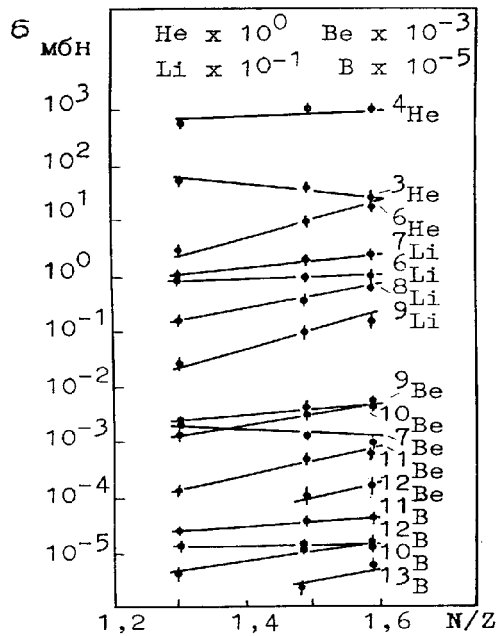


Рис.3. Сечение образования легких фрагментов в зависимости от N/Z ядра-мишени.

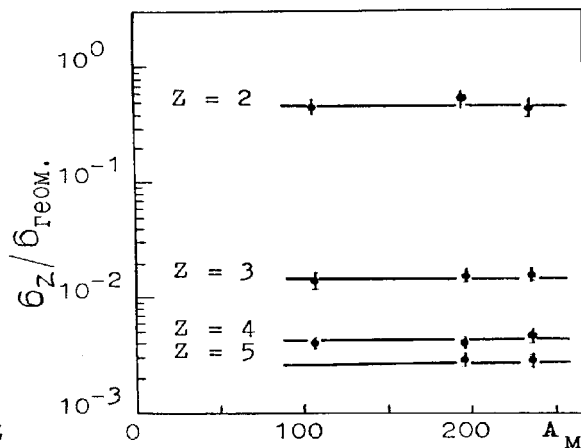


Рис.4. Зависимость относительных сечений образования различных элементов от массового числа ядра мишени, нормированных на геометрические сечения.

Фрагменты промежуточной массы : $Z_f = 3 \div 19$

Экспериментальный метод. Времяпролетный спектрометр на основе аксиальных ионизационных камер с продольным сбором заряда

Эксперименты проводились на выведенном пучке протонов синхроциклотрона ПИЯФ. В качестве мишеней использовались самоподдерживающиеся тонкие фольги золота, серебра, никеля и алюминия с поверхностной плотностью от 300 до 1300 мкг/см². Фрагменты промежуточной массы, образующиеся в мишени, регистрировались двумя времяпролетными спектрометрами, расположенными в вакуумной камере под углами 30° и 126° к направлению пучка протонов. Основными элементами каждого из спектрометров являлись два плоскопараллельных газовых лавинных детектора (ППЛС), служивших "старт"- и "стоп"- детекторами для измерения времени пролета, и двойная ионизационная камера с продольным сбором заряда (БИК), расположенная в конце базы пролета (~35 см) и обеспечивающая телесный угол регистрации $\Delta\Omega = 9$ мср. Для регистрации событий множественного рождения ФПМ в эксперименте применялись два широкоапертурных позиционно-чувствительных ППЛС, расположенных вблизи от мишени (телесный угол регистрации 0.1 ср.) и включенных на совпадение с каждым из спектрометров. Они обеспечивали регистрацию фрагментов с $Z_f \geq 3$ при условии, что, по крайней мере, один из времяпролетных спектрометров зарегистрировал ФПМ. В качестве рабочего газа для ППЛС применялись насыщенные пары *n*-гептана при давлениях от 4 до 8 Торр, а для ионизационных камер *n*-пентан при давлении $P = 80 \div 100$ Торр.

Применение ионизационных камер с продольным сбором заряда (так называемых Брэгг-камер) дало возможность для каждой регистрируемой частицы, останавливающейся в рабочем объеме камеры, получить информацию не только о ее энергии, но также о величине максимума энергетических потерь (Брэгг-пик), величине энергетических потерь в фиксированном газовом промежутке (ΔE информация) и пробеге регистрируемых частиц. Различные комбинации этих параметров вместе с информацией о времени пролета позволили надежно идентифицировать фрагменты по заряду (вплоть до $Z_f = 19 \div 21$, а для легких фрагментов с $Z_f \leq 6$ и по массе. Энергетический порог регистрации, определяемый энергетическими потерями частиц в тонких ППЛС, входном окне БИК и мишени, в зависимости от заряда фрагмента в различных экспериментах составлял величину от 0.7 до 1.4 МэВ/а.е.м. Подробное описание экспериментальной установки и методов идентификации фрагментов по заряду и массе дано в работе [6].

Результаты

В результате экспериментов были измерены двойные дифференциальные сечения образования фрагментов промежуточной массы на ядрах Au (в диапазоне зарядов фрагментов $Z_f = 5 \div 19$), Ag ($Z_f = 4 \div 15$), Ni ($Z_f = 3 \div 13$) и Al ($Z_f = 2 \div 8$). Полученные энергетические распределения аппроксимировались модифицированным максвелловским распределением в предположении изотропного испускания фрагментов возбужденным ядром, движущимся в направлении пучка протонов. Результаты аппроксимации спектров фрагментов азота для исследуемых мишеней приведены на рис.5. Для фрагментов с заданным зарядом энергетические распределения, измеренные в "передней" (30°) и "задней" (126°) полусфере

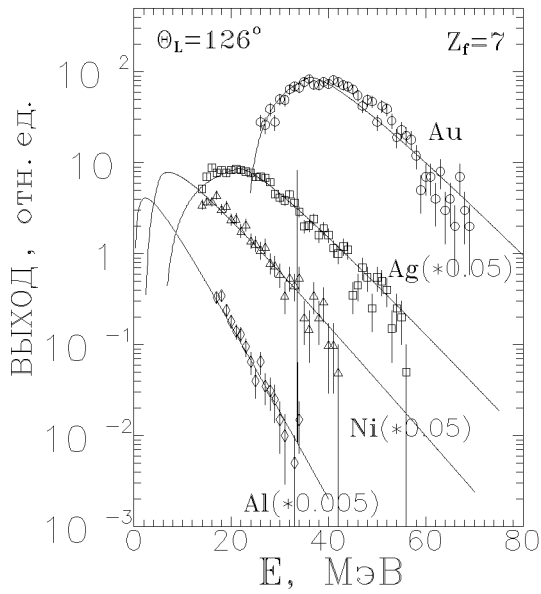


Рис.5. Энергетические спектры фрагментов азота, зарегистрированные под углом 126° . Сплошные линии – результат аппроксимации максвелловским распределением.

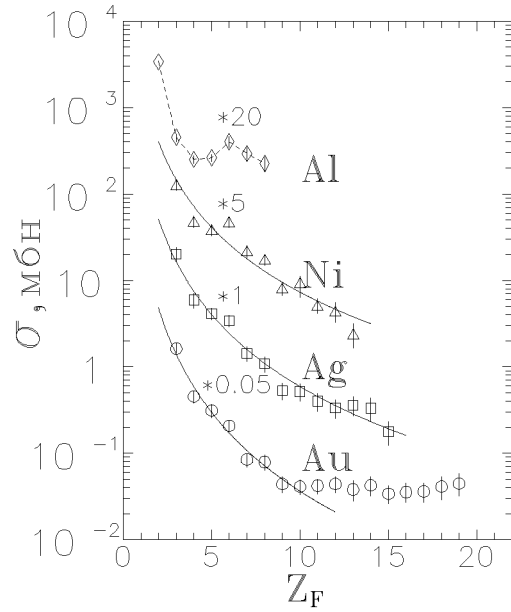


Рис.6. Зарядовые распределения фрагментов. Сплошные линии – результат аппроксимации степенной зависимостью. Пунктирная линия соединяет экспериментальные точки.

рах, хорошо воспроизводятся аппроксимирующим распределением и в системе центра масс их формы практически совпадают. Таким образом, формы энергетических спектров согласуются с предположением об изотропии вылета ФПМ из возбужденного движущегося ядра. Различие спектров в лабораторной системе координат определяется тогда только наличием переносной скорости ядра. Полные сечения были получены интегрированием двойных инвариантных сечений по энергии и углу (при использовании аппроксимирующих распределений для коррекции данных на нерегистрируемую часть событий) и нормировкой на известные сечения образования фрагментов ${}^7\text{Be}$ из соответствующих мишеней. Наиболее полно результаты экспериментов представлены в работах [7,8].

Зарядовые распределения ФПМ для всех мишеней вместе с результатами аппроксимации их степенным распределением $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$ приведены на рис.6. Видно, что зарядовые распределения для мишеней Ni и Ag отличаются по своей форме от распределений, полученных на мишенях Al и Au. Ясно, что степенной закон хорошо воспроизводит экспериментальные данные только для мишеней Ni и Ag. В то же время, если в случае мишени Al экспериментальные данные не могут быть аппроксимированы степенным законом, то в случае Au зарядовые выходы следуют степенному распределению только в ограниченном диапазоне зарядов ($3 \leq Z_f \leq 10$), а для ФПМ с $Z_f > 10$ практически не зависят от заряда фрагмента. Величина параметра τ , определенная в диапазоне $Z_f = 3 \div 10$, для мишеней Ni, Ag и Au имеет тенденцию к увеличению с ростом массы ядра-мишени (см.таблицу). Что касается независимости зарядовых выходов для фрагментов с $Z_f \geq 10$ из мишени Au, необходимо отметить, что такое поведение согласуется с постоянством сечений образования ФПМ с $Z_f = 9 \div 12$, полученным в p -Au-реакциях в диапазоне энергий протонов

2.55 ÷ 7.5 ГэВ (V.V.Avdeichikov, 1988). Аналогичная независимость зарядовых выходов в диапазоне $9 \leq Z_f \leq 19$ наблюдалась также в p -U-реакциях при $E_p = 4.9$ ГэВ (G.D.Westfall, 1978). Можно было бы предположить, что такое поведение сечений для тяжелых ядер связано с примесью продуктов деления ядер. Однако, такое предположение вряд ли справедливо, так как энергетическая зависимость сечений деления тяжелых ядер выходит на плато в диапазоне энергий 500 – 600 МэВ, в то время как сечения образования ФПМ быстро увеличиваются с энергией вплоть до энергий 7 ÷ 10 ГэВ (J.Hufner, 1995), что должно приводить к уменьшению вклада осколков деления в зарядовые распределения ФПМ с увеличением энергии протонов. Можно предположить, что постоянство сечений образования ФПМ в диапазоне зарядов $9 \leq Z_f \leq (19 \div 20)$ является общей особенностью зарядовых распределений ФПМ, образующихся в p -A-взаимодействиях на тяжелых ядрах. Однако, это требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

Сравнение зарядовых распределений ФПМ для мишеней Ag и Al с аналогичными распределениями, полученными в p -Ag-реакциях в диапазоне энергий протонов 0.16 – 4.9 ГэВ в работах (G.D.Westfall, 1978; S.J.Yennello, 1990; R.E.L.Green, 1984) и в p -Al реакциях при $E_p = 0.18$ ГэВ (K.Kwiatkowski, 1983) и $E_p = 4.9$ ГэВ (G.D.Westfall, 1978) показывает, что для каждой мишени форма зарядовых распределений не зависит от энергии. В то же время, если сечения образования ФПМ из Ag сильно увеличиваются с энергией протонов, то в случае p -Al-реакций наблюдается относительно небольшое увеличение сечений в том же диапазоне энергий. Этот факт указывает на слабую энергетическую зависимость сечений образования фрагментов из Al в сравнении с данными для мишени Ag и более тяжелых элементов. Другой отчетливо проявляющейся общей особенностью зарядовых распределений является повышенный выход фрагментов углерода, более сильно проявляющийся по мере перехода к более легким мишеням. Необходимо подчеркнуть, что эта особенность сохраняется при всех выше упомянутых энергиях в p -Al-, p -Ag- и p -Au-взаимодействиях.

Зависимость суммарного сечения образования ФПМ σ_s от массы ядра-мишени A_T приведена на рис.7, где σ_s – результат суммирования по общему для всех ядер диапазону зарядов фрагментов $3 \leq Z_f \leq 8$. Как видно, значения σ_s сначала уменьшаются с увеличением массы ядра-мишени, достигая минимума в области редкоземельных элементов, а затем увеличиваются при переходе к более тяжелым ядрам. Чтобы исключить тривиальную часть зависимости, связанную с зависимостью полного неупругого сечения взаимодействия протонов с ядрами σ_{in} от массы ядра-мишени, значения суммарных сечений были нормированы на значения σ_{in} . Относительные сечения образования σ_s/σ_{in} , приведенные на рис.8, экспоненциально уменьшаются при увеличении массы ядра-мишени вплоть до Ag и затем, вероятно, не зависят от A_T . Учитывая результаты, приведенные на рис.4 для легких фрагментов, разумно предположить, что отмеченная независимость относительных сечений от A_T простирается вплоть до U. Необходимо отметить, что A_T -зависимости относительных сечений образования для отдельных элементов имеют форму, аналогичную приведенной на рис.8. Важно иметь в виду, что постоянство относительных сечений для мишеней тяжелее Ag проявляется при энергии протонов, соответствующей максимальному росту сечений образования ФПМ от энергии. Ясно, что произвольный диапазон суммирования сечений образования по Z_f может приводить к ошибочному учету продуктов с иным механизмом образования, что, по всей вероятности, и имеет место в случае мишени Al. Однако, в случае мишени Ni даже фрагменты с зарядом $Z_f = 13$ достаточно далеки от области продуктов с доминирующим вкладом процессов отщепления ядер.

На рис.9 значения продольной составляющей скорости ($\beta_{||}$) источника, испускающего

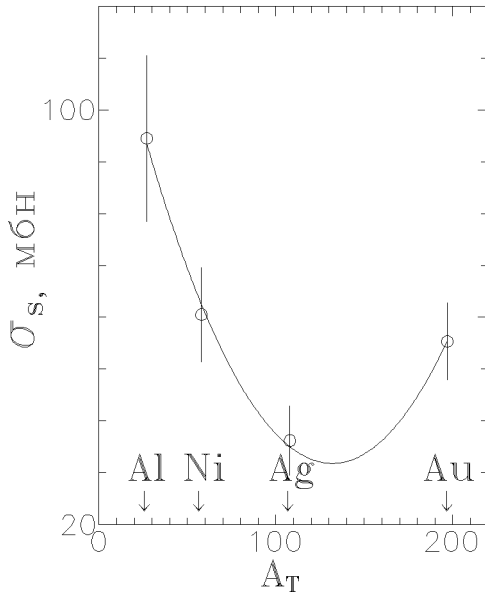


Рис.7. Зависимость суммарного сечения σ_s от массы ядра-мишени.

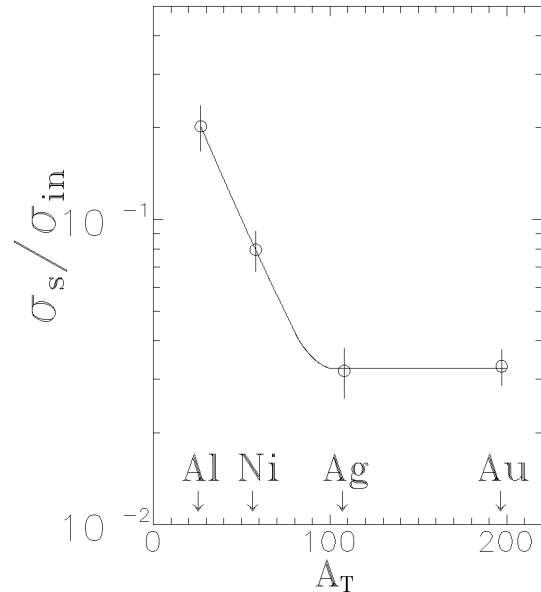


Рис.8. Зависимость относительного суммарного сечения σ_s/σ_{in} от массы ядра-мишени.

фрагменты, приведены в зависимости от заряда. Видно, что для мишеней Ni и Ag величина $\beta_{||}$ растет с увеличением Z_f во всем измеренном интервале зарядов. В то же время для мишени Au значения $\beta_{||}$ сначала возрастают, а затем, после достижения максимума вблизи $Z_f = 8 \div 10$, монотонно уменьшаются по мере увеличения Z_f . Такое уменьшение $\beta_{||}$ для фрагментов с $Z_f \geq 10$ согласуется с данными для отдельных нуклидов, полученными ранее в p -Au-реакциях при $E_p = 1$ ГэВ (S.V.Kaufman, 1980). Из рис.9 видно, что в среднем значения $\beta_{||}$ увеличиваются по мере увеличения массы ядра-мишени. Значения $\beta_{||}$, усредненные по заряду фрагмента, для каждой мишени были использованы для оценки средней энергии возбуждения $\langle E^* \rangle$ распадающихся ядер. Энергии возбуждения, полученные с использованием эмпирической зависимости между $\langle \beta_{||} \rangle$ и $\langle E^* \rangle$, установленной для p -A-взаимодействий в рамках модели внутриядерного каскада (N.T.Porile, 1960; V.E.Bunakov, 1978), приведены в таблице. Там же приведены соответствующие средние значения температуры ядра $\langle T_N \rangle$, полученные в модели ферми-газа со значением параметра плотности уровней, равным $A/8$. Зависимость средней энергии возбуждения на нуклон $\langle E^*/A \rangle$ от массы ядра-мишени A_T приведена на рис.9. Значение $\langle E^*/A \rangle$ для мишени U были получены из данных для фрагментов с $Z_f = 3 \div 5$ [2]. Как видно, значения $\langle E^*/A \rangle$ возрастают по мере уменьшения A_T и для легких ядер близки к значениям энергии возбуждения, соответствующим, согласно предсказаниям некоторых теоретических моделей (H.W.Varz, 1987), порогу множественного рождения фрагментов. Для сравнения на рис.10 приведена также зависимость $\langle E^*/A \rangle(A_T)$ для делящихся ядер [9]. Можно отметить, что для тяжелых мишеней значения $\langle E^*/A \rangle$ для фрагментирующих ядер расположены выше значений, соответствующих делящимся ядрам. Однако, по мере перехода к более легким мишеням различие между зависимостями становится меньше и практически исчезает вблизи ядер Ag.

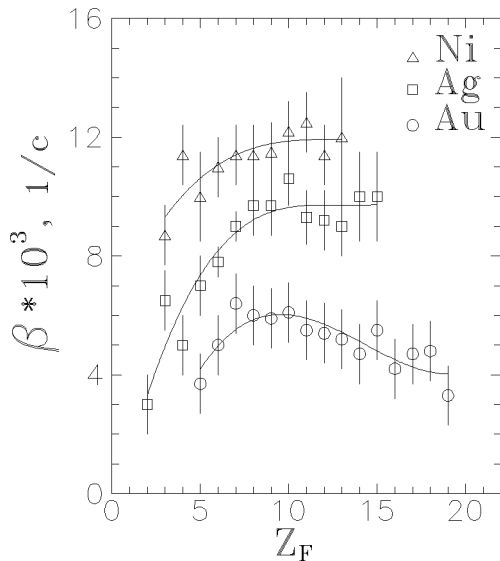


Рис.9. Значения продольной составляющей скорости распадающегося ядра β_{\parallel} в зависимости от Z_f фрагмента. Кривые – результат полиномиальной аппроксимации.

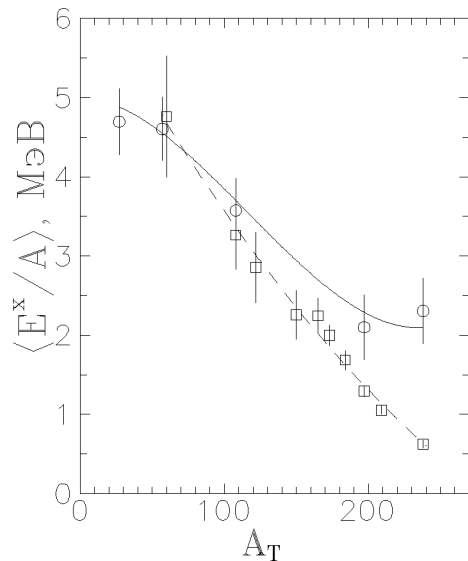


Рис.10. Энергия возбуждения распадающегося ядра $\langle E^*/A \rangle$ в зависимости от A_T (o – для ядер испускающих ФПМ, \square – для делящихся ядер).

Средние значения параметра наклона энергетических спектров $\langle T_S \rangle$, полученные усреднением значений T_S по заряду для каждой мишени, приведены в таблице. Как видно, значения $\langle T_S \rangle$ падают с увеличением массы ядра-мишени, при этом отношение $\langle T_S \rangle$ к среднему значению ядерной температуры $\langle T_N \rangle$ сохраняется приблизительно постоянным и равным ~ 1.8 для всех ядер.

Оценка вклада процессов множественного рождения в полное сечение образования ФПМ была сделана на основе измеренного отношения числа совпадений между каждым из времяпролетных спектрометров и координатными ППЭС к инклюзивным событиям, предполагая изотропное распределение событий множественного рождения. Сечение множественного рождения ФПМ (по крайней мере, два фрагмента с $Z_f \geq 3$ в конечном состоянии) не превышает нескольких процентов от инклюзивного сечения, слабо возрастая от Au до Ni. Отношение сечения множественного рождения к инклюзивному составляет 0.4%, 1.6% и 2.4% для мишеней Au, Ag и Ni, соответственно. Оценка данной величины для мишени Ag согласуется с результатами, полученными в реакции ${}^3\text{He} + \text{Ag}$ при энергии 0.9 ГэВ (S.J.Yennello, 1990).

Таким образом представленные результаты показывают:

- образование ФПМ в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ в основном является результатом двойного распада возбужденных ядер. Вклад процессов множественного рождения в полное сечение образования ФПМ не превышает нескольких процентов;
- A_T -зависимость сечения образования ФПМ имеет минимум вблизи ядер легких редкоземельных элементов. Относительные сечения экспоненциально уменьшаются с увеличением массы ядра-мишени вплоть до ядер Ag, а затем остаются практически постоянными;

— зарядовые распределения ФПМ следуют степенному закону $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$ только для мишеней Ag и Ni. Для мишени Au зарядовые выходы описываются степенным законом только в ограниченном диапазоне зарядов $3 \leq Z_f \leq 10$. Параметр τ увеличивается с увеличением массы ядра мишени в диапазоне ядер от Ni до Au;

— средняя энергия возбуждения на нуклон $\langle E^*/A \rangle$ ядер, испускающих ФПМ, увеличивается с уменьшением массы ядра-мишени, достигая значения 4.7 МэВ/А для мишени Al;

— среднее значение параметра наклона энергетических спектров фрагментов $\langle T_S \rangle$ монотонно уменьшается с увеличением массы ядра-мишени.

Таблица

Мишень	$\langle P_{\parallel} \rangle$, МэВ/с	$\langle E^* \rangle$, МэВ	$\langle E^* \rangle / A$, МэВ/А	$\langle T_N \rangle$, МэВ	$\langle T_S \rangle$, МэВ	τ	Диапазон зарядов
Al	255±22	113±10	4.70±0.42	6.13±0.28	10.53±0.64		3–8
Ni	553±49	244±21	4.60±0.40	6.07±0.27	9.99±0.35	2.4±0.2	3–13
Ag	825±95	364±42	3.57±0.41	5.35±0.32	9.21±0.19	2.9±0.2	3–5
Au	903±177	399±78	2.10±0.41	4.10±0.42	8.41±0.48	3.1±0.2	3–19

Список литературы

- [1] Г.Д.Алхазов, Е.Н.Вольнин. Препринт ЛИЯФ–64, Л. 1973. 29с.
- [2] Е.Н.Вольнин, А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, Д.М.Селиверстов, Э.М.Спириденков. Препринт ЛИЯФ–101, Л. 1974. 50с.
- [3] Е.Н.Вольнин, А.А.Воробьев, Д.М.Селиверстов. // Письма в ЖЭТФ, 1974. Т.19. С.691.
- [4] T.N.Volnin, G.V.Amal'sky, D.M.Seliverstov, N.N.Smirnov, A.A.Vorobyov. // Phys.Lett., 1975. V.55B. P.409.
- [5] Е.Н.Вольнин. Материалы XI Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1976. С.47.
- [6] L.N.Andronenko, M.H.Andronenko, A.A.Kotov, W.Neubert, L.A.Vaishnene, S.A.Pavlenko, D.M.Seliverstov, V.L.Stepanov and V.I.Yatsura. // Nucl.Instr.Meth., 1992. V.A312. P.467.
- [7] Л.Н.Андроненко, М.Н.Андроненко, Л.А.Вайшнене, Ю.И.Гусев, А.А.Котов, К.В.Лукашин, В.Нойберт, Д.М.Селиверстов, И.И.Страковский. Препринт ПИЯФ–1980, Гатчина, 1994. 58с.
- [8] A.A.Kotov, L.N.Andronenko, M.N.Andronenko, Y.I.Gusev, K.V.Lukashin, W.Neubert, D.M.Seliverstov, I.I.Strakovsky, L.A.Vaishnene. // Nucl.Phys, 1995. V.A583. P.575.
- [9] L.N.Andronenko, A.A.Kotov, M.M.Nesterov, V.F.Petrov, N.A.Tarasov, W.Neubert, L.A.Vaishnene. // Z.Phys., 1984. V.A318. P.97.