

# ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ ПРИ ЭНЕРГИИ 1.2 А ГэВ

Д. А. Артеменков<sup>1)\*</sup>, В. Браднова<sup>1)</sup>, П. И. Зарубин<sup>1)</sup>, И. Г. Зарубина<sup>1)</sup>, Н. А. Качалова<sup>1)</sup>, А. Д. Коваленко<sup>1)</sup>, А. И. Малахов<sup>1)</sup>, Г. И. Орлова<sup>2)</sup>, М.М Чернявский<sup>2)</sup>, П. А. Рукояткин<sup>1)</sup>, Р. Станоева<sup>1)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>, Е. Стан<sup>1,3)</sup>, М. Хайдук<sup>3)</sup>, С. П. Харламов<sup>2)</sup>, И. Цаков<sup>4)</sup>, Т. В. Щедрина<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия (ОИЯИ).

<sup>2)</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН).

<sup>3)</sup>Институт космических исследований, Магурель-Бухарест, Румыния.

<sup>4)</sup>Институт ядерных исследований БАН, София, Болгария.

В работе представлены результаты исследований фрагментации релятивистских ядер  ${}^9\text{Be}$  в эмульсии, сопровождающейся образованием двух фрагмента He при энергии 1.2 А ГэВ. Анализируются результаты угловых измерений событий  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ . Наблюдается преобладание канала фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$  с распадом  ${}^8\text{Be}$  из основного ( $0^+$ ) и первого возбужденного ( $2^+$ ) состояний на пару  $\alpha$ -частиц.

PACS: 21.45.+v – Few-body systems, 23.60+e –  $\alpha$  Decay, 25.10.+s – Nuclear reactions involving few-body systems

## ВВЕДЕНИЕ

Ядро  ${}^9\text{Be}$  представляет собой слабосвязанную  $n+\alpha+\alpha$  систему. Энергетический порог диссоциации канала  ${}^9\text{Be} \rightarrow n+\alpha+\alpha$  составляет 1.57 МэВ. Исследования фрагментации ядра  ${}^9\text{Be}$  представляют интерес для астрофизики, в частности, для проблем ядерного синтеза химических элементов с атомным номером  $A > 8$ .

Изучение фрагментации ядер  ${}^9\text{Be}$  при релятивистских энергиях открывает возможность наблюдения фрагментов реакции, являющихся продуктами распада несвязанных ядер  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^5\text{He}$  [1]. Используемая в настоящей работе методика ядерных фотоэмульсий позволяет наблюдать зарядовую компоненту канала релятивистской фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ . Благодаря хорошему угловому разрешению метода возможно выделение событий фрагментации  ${}^9\text{Be}$ , сопровождающихся образованием нестабильного ядра  ${}^8\text{Be}$  с последующим его развалом на две  $\alpha$ -частицы. При этом отсутствие комбинаторного фона (трех и более  $\alpha$ -частиц) для  ${}^9\text{Be}$ , характерного для более тяжелых  $N\alpha$ -ядер  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , позволяет наблюдать эту картину отчетливо. Выводы настоящей работы могут быть использованы при оценке роли  ${}^8\text{Be}$  в более сложных  $N\alpha$ -системах.

\*E-mail: [artemenkov@lhe.jinr.ru](mailto:artemenkov@lhe.jinr.ru)

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Облучение эмульсий релятивистскими ядрами  ${}^9\text{Be}$  было выполнено на нуклотроне ОИЯИ. Пучок релятивистских ядер  ${}^9\text{Be}$  был получен в реакции фрагментации  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$  на мишени из полиэтилена. Ядра  ${}^9\text{Be}$  составляли примерно 80% пучка, остальные 20% приходились на ядра  $\text{Li}$ ,  $\text{He}$ .

Эмульсионная стопка, используемая при экспозиции, состояла из 15 эмульсионных слоев типа БР-2 размерами  $10 \times 20 \text{ см}^2$  и толщиной 600 мкм. Поиск событий производился просмотром по площади с использованием микроскопа МБИ-9. Найдено около 200 событий фрагментации  ${}^9\text{Be}$ , идущих с образованием двух фрагментов  $\text{He}$  в переднем конусе фрагментации с полярным углом до  $6^\circ$ . Для найденных событий выполняется требование сохранения заряда фрагментов в конусе фрагментации. Для измеряемых событий допускалось до 5 - 7 треков различных типов в широком конусе (больше  $6^\circ$ ) с целью увеличения статистики. Заряд треков фрагментов  $\text{He}$  определялся визуально, так как эмульсионная методика позволяет надежно различать следы релятивистских изотопов  $\text{H}$  и  $\text{He}$ . Пример события фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$  в эмульсии представлен на рис. 1 [2]. Данное событие относится к классу «белых» звезд, так как не содержит фрагментов ядра мишени и рожденных мезонов.

Измерения углов треков в эмульсии для найденных событий осуществлялось на микроскопе КСМ-1. Измерялись координаты десяти точек на треке первичного ядра и десяти точек на каждом из треков фрагментов. Шаг при выборке точек составлял 100 мкм, при общей длине трека, используемой для измерения, 1 мм. В предположении линейной зависимости между координатами точек трека по методу наименьших квадратов находились коэффициенты  $p_0$  и  $p_1$  аппроксимирующего полинома первой степени зависимостей координат  $z(x)$  и  $y(x)$ . По найденным коэффициентам вычислялись углы. К настоящему времени угловые измерения проведены для 131 события фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ .

Оценка точности измерения для углов вылета фрагментов  $\text{He}$  получена из распределения коэффициентов  $p_0z$  для  $z(x) = p_0z + p_1z \cdot x$  в эксперименте. Координаты предполагаемой точки взаимодействия (вершины) в этом случае полагаются равными нулю. Величина  $p_0z$  (рис. 2) показывает расхождение между измеренной и рассчитанной координатами  $z$  вершины события. При этом координата  $z$  измеряется наименее точно, что обусловлено особенностями обработки эмульсионных слоев и погрешностями измерений. Например, при обработке толщина эмульсионного слоя в среднем уменьшается вдвое, а ошибка измерения  $z$  координат зависит от точности фокусировки на следе. При длине трека, используемой при измерениях, в 1 мм, точность измерения получена не хуже  $4.5 \times 10^{-3}$  рад. При пересчете в поперечные импульсы  $\alpha$ -частицы это оставляет примерно 34 МэВ/с (см. ниже формулу (1)).

Парный угол  $\Theta$  разлета двух фрагментов  $\text{He}$  измерялся как угол между направлением одного из треков по отношению к направлению другого. Данный способ позволяет определить

парный угол с большей точностью, позволяя уменьшить влияние искажений в слое в области измерения. Таким образом, в эксперименте среднее значение ошибки измерения парного угла  $\Theta$  составило  $1.3 \times 10^{-3}$  рад, достаточное для выделения событий идущих с образованием  ${}^8\text{Be}$ . Особенностью эксперимента является то, что качество измерения малых углов  $\Theta$  между треками ( $\approx 4-6 \times 10^{-3}$  рад) в эмульсионной методике зависит как от условий обработки, хранения слоев, так и от расположения события в слое. Например, наблюдается зависимость искажений для малых углов  $\Theta$  от взаимной ориентации плоскости эмульсионного слоя и плоскости пары треков. Наибольшие искажения для вышеуказанных углов наблюдаются при перпендикулярном расположении плоскостей, что влияет на вид углового распределения для парного угла  $\Theta$  (Рис.4), «прижимая» его к нулю. Данное обстоятельство обусловлено искажениями при измерении  $z$  координат на микроскопе КСМ-1, диапазоном измеряемых углов и деформациями эмульсионного слоя при химической обработке.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При анализе данных предполагалось, что оба фрагмента He, наблюдаемые в канале  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ , являются  $\alpha$ -частицами. Данное предположение мотивировано тем, что канал фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He} + n$  с энергетическим порогом 1.57 МэВ, должен доминировать в области малых углов над каналом  ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He} + 2n$ , имеющим энергетический порог 22.15 МэВ. При этом доля  ${}^3\text{He}$  не будет превышать нескольких процентов в этой области углов [3] и все фрагменты He в найденных событиях можно считать  $\alpha$ -частицами.

На рис.3а представлено распределение  $\alpha$ -частиц по поперечному импульсу  $P_T$  в л. с., вычисляемому без учета потерь энергии частицей в эмульсии (вклад которых относительно невелик), по формуле (1),

$$P_T = p_0 \cdot A \cdot \sin \theta, \quad (1)$$

где  $p_0$ ,  $A$  и  $\theta$  - импульс, приходящийся на один нуклон, масса фрагмента и полярный угол вылета, соответственно. Среднее значение поперечного импульса  $P_T$  в л. с. составило  $\langle P_T \rangle \approx 107$  МэВ/с, а полуширина распределения  $\sigma \approx 71$  МэВ/с. Относительно большое значение величины  $\sigma$  свидетельствует о неоднородности в выборке экспериментальных данных, которая проявится при переходе в с. ц. м. двух  $\alpha$ -частиц.

Распределение  $\alpha$ -частиц по поперечному импульсу  $P_T^*$  в системе центра масс двух  $\alpha$ -частиц, определяемому формулой (2),

$$P_{Ti}^* \cong P_{Ti} - \sum_{i=1}^{n_\alpha} P_{Ti} / n_\alpha, \quad (2)$$

где  $P_{Ti}$  – поперечный импульс  $i$ -го  $\alpha$ -фрагмента в лабораторной системе  $n_\alpha = 2$ , представлено на рис. 3б. Наблюдается группировка событий вокруг двух пиков со значениями  $\langle P_T^* \rangle \approx 24$  МэВ/с и

$\langle P_T^* \rangle \approx 103$  МэВ/с. В работе [4] соответствующие средние значения поперечных импульсов  $\alpha$ -фрагментов составляли для  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$   $\langle P_T^* \rangle \approx 121$  МэВ/с,  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$   $\langle P_T^* \rangle \approx 141$  МэВ/с [5] и  $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$   $\langle P_T^* \rangle \approx 200$  МэВ/с (обработаны имеющиеся данные). По этим величинам четко просматривается тенденция нарастания среднего импульса  $\alpha$ -частиц с ростом их множественности, а значит и суммарного кулоновского взаимодействия возникающих  $\alpha$ -кластеров в ядрах.

Особенностью наблюдавшихся событий фрагментации  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  является наличие сноса как целого пары  $\alpha$ -частиц относительно оси, связанной с направлением первичного ядра. Величина среднего значения «недостающего» поперечного импульса  $P_{T\text{miss}}$  для 28 событий типа «белая» звезда составляет  $\langle P_{T\text{miss}} \rangle \approx 137$  МэВ/с. Данный эффект может объясняться как влиянием «невидимого» в эмульсии нейтрона, так и влиянием ядра отдачи. Канал с образованием  $^8\text{Be}$  не является единственно возможным, сопровождающимся образованием двух фрагментов He. В частности, в работе [6] обсуждается возможность наблюдения канала  $^9\text{Be} \rightarrow ^4\text{He} + ^5\text{He} \rightarrow 2^4\text{He} + n$ . В настоящей работе этот канал не рассматривается по причине невозможности наблюдения нейтрона.

В распределении по парному углу  $\Theta$  между фрагментами He (рис. 4) также наблюдаются два пика со средними значениями  $4.7 \times 10^{-3}$  рад. и  $27 \times 10^{-3}$  рад. Соотношение числа событий в пиках близко к единице.

Производным от распределения по парному углу  $\Theta$  между фрагментами He является распределение по энергии возбуждения  $Q_{2\alpha}$  (Рис.5), которая вычислялась как разность эффективной инвариантной массы  $M_{2\alpha}$  пары  $\alpha$ -фрагментов и удвоенной массы  $m_\alpha$   $\alpha$ -частицы ( $P_\alpha$ -4-импульс  $\alpha$ -частицы):

$$M_{2\alpha}^2 = - \left( \sum_{i=1}^2 P_{\alpha_i} \right)^2,$$

$$Q_{2\alpha} = M_{2\alpha} - 2 \cdot m_\alpha. \quad (3)$$

В распределении по энергии возбуждения  $Q_{2\alpha}$  наблюдаются два пика, в областях от 0 до 1 МэВ и от 2 до 4 МэВ. Вид распределения не противоречит предположению о фрагментации  $^9\text{Be}$ , сопровождающейся образованием нестабильного ядра  $^8\text{Be}$ , распадающегося в состояниях  $(0^+)$  и  $(2^+)$ . Значения пиков энергии возбуждения  $Q_{2\alpha}$  и поперечных импульсов в с. ц. м.  $P_T^*$  взаимосвязаны. Для области  $Q_{2\alpha}$  от 0 до 1 МэВ с пиком в районе 100 кэВ соответствует пик по  $P_T^*$  с  $\langle P_T^* \rangle \approx 24$  МэВ/с, а области  $Q_{2\alpha}$  от 2 до 4 МэВ соответствует пик с  $\langle P_T^* \rangle \approx 103$  МэВ/с.

На рис. 6 представлено распределение в с. ц. м. по скоростям  $\beta_T^*$  разлета  $\alpha$ -частиц, образовавшихся в процессе фрагментации  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , при энергии 1.2 А ГэВ, в сравнении с процессом  $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$  при энергии 3.7 А ГэВ. В обоих случаях значения скоростей лежат в нерелятивистской области. Распределение для ядра  $^{22}\text{Ne}$  существенно шире, его большее среднее значение отражает рост поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц. Таким образом, изучение фрагментации релятивистских ядер  $^9\text{Be}$  в эмульсии позволит в дальнейшем использовать полученные данные при анализе угловых распределений более сложных  $N\alpha$ -систем.

Работа была поддержана грантами № 96-1596423, 02-02-164-12а ,03-02-16134, 03-02-17079 и 04-02-16593 РФФИ, грантом VEGA №1/2007/05 агентства науки Министерства образования Словацкой республики и Словацкой академии наук, а также грантами Полномочных представителей в ОИЯИ Болгарии, Словакии, Чехии и Румынии в ОИЯИ в 2002 - 2005 гг.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ОИЯИ, осуществлявшим поиск событий: А. М. Сосульниковой, И. И. Сосульниковой и Г. В. Стельмах. Особую благодарность выражаем Ф. Г. Лепехину (ПИЯФ), за полезные методические рекомендации по процедуре обработки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Письма в ЖЭТФ **58**, 493.(1993)
2. The BECQUEREL Project, web-site <http://becquerel.jinr.ru/>
3. В. В. Белага. и др., ЯФ **59**, 869(1996)
4. Ф. А. Аветян и др., ЯФ **59**, 110(1996)
5. В. В. Белага и др., ЯФ **58**, 2014(1995)
6. В. R. Fulton et al., Phys. Rev. C **70**, 047602(2004).

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

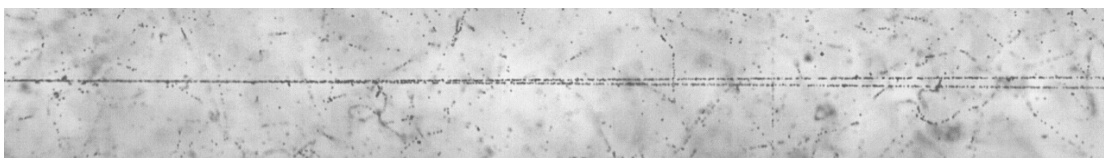


Рис.1. Фрагментации релятивистского ядра  ${}^9\text{Be}$  на два фрагмента He в эмульсии («белая звезда»). Фотография получена на измерительном комплексе ПАВИКОМ ФИАН.

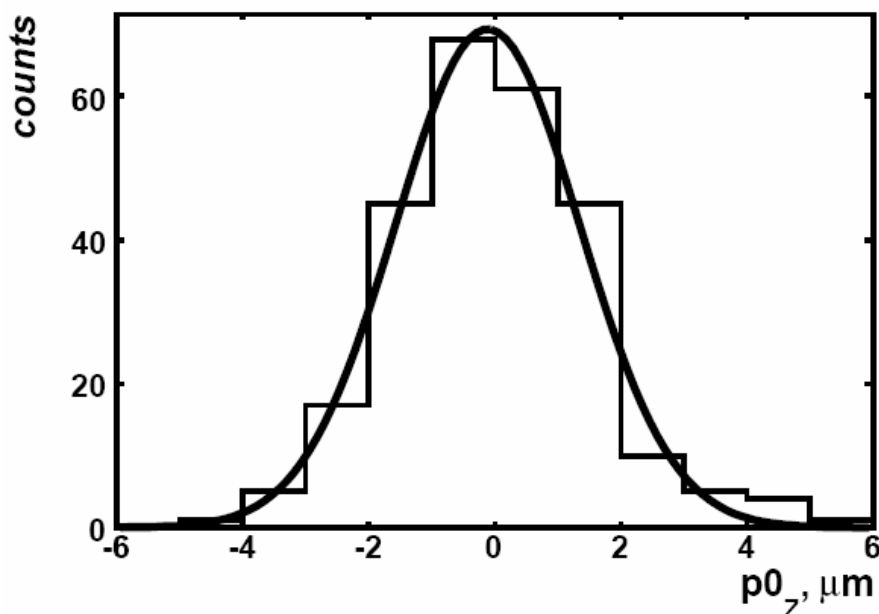


Рис.2. Распределение коэффициентов  $\rho_z$  для зависимости координат  $z(x)$  для треков фрагментов He.

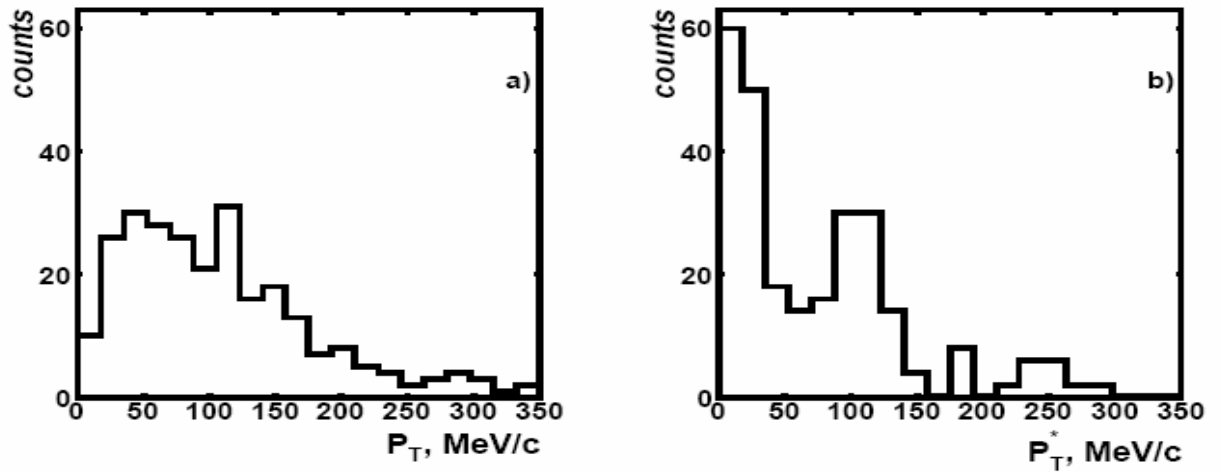


Рис.3. Распределения по поперечному импульсу  $P_T$   $\alpha$ -частиц в л. с. (а) и по поперечному импульсу  $P_T^*$  в с. ц. м. пары  $\alpha$ -частиц (б).

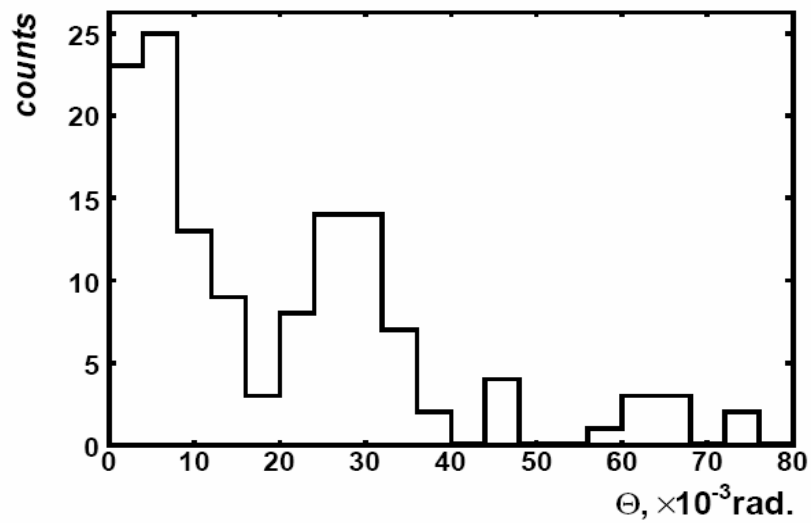


Рис.4. Распределение по парному углу  $\Theta$  между фрагментами Не в реакции фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$  при энергии 1.2 А ГэВ.

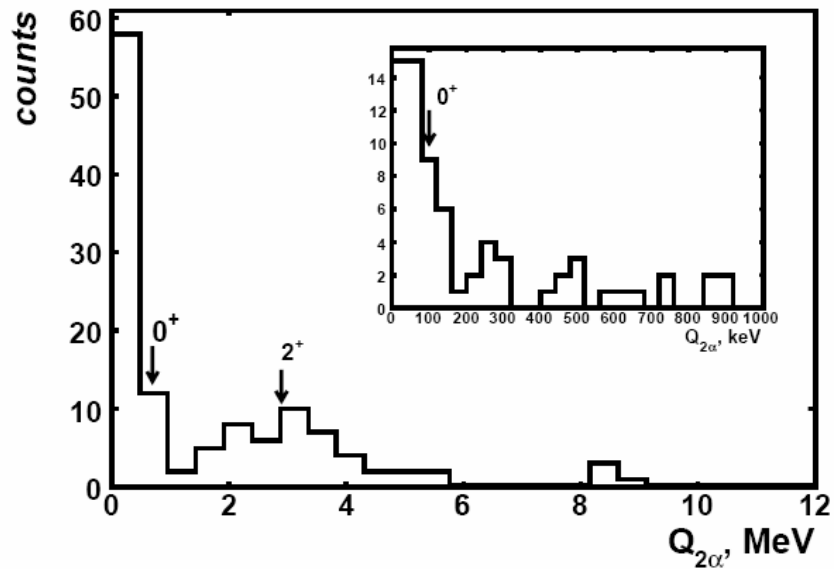


Рис.5. Распределение по энергии возбуждения  $Q_{2\alpha}$  пар  $\alpha$ -частиц в реакции фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  при энергии 1.2 А ГэВ. На вставке: область  $Q_{2\alpha}$  в интервале от 0 до 1 МэВ. Стрелки указывают на положение уровней ядра  ${}^8\text{Be}$   $0^+$  и  $2^+$ .

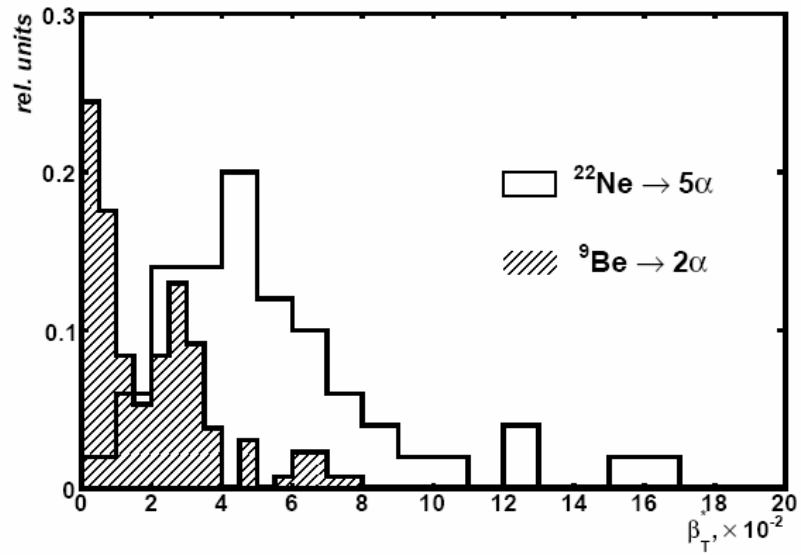


Рис. 6. Распределение по скоростям  $\beta_T^*$  разлета в с. ц. м.  $\alpha$ -частиц в процессе фрагментации  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  при энергии 1.2 А ГэВ и  $^{22}\text{Ne} \rightarrow 5\alpha$  при 3.7 А ГэВ.