

Периферические взаимодействия релятивистских ядер ^{14}N с ядрами фотоэмульсии

Т. В. Щедрина^{1)*}, В. Браднова¹⁾, А. Вокалова^{1,4)}, С. Вокал^{1,4)}, П. И. Зарубин^{1)**}, И. Г. Зарубина¹⁾, А. Д. Коваленко¹⁾, А. И. Малахов¹⁾, Г. И. Орлова²⁾, П. А. Рукояткин¹⁾, В. В. Русакова¹⁾, М. Хайдук³⁾, С. П. Харламов²⁾, М. М. Чернявский²⁾

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия (ОИЯИ).

²⁾Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН).

³⁾Институт космических исследований, Магурель-Бухарест, Румыния.

⁴⁾Университет им. П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия.

*E-mail: shchedrina@lhe.jinr.ru

**E-mail: zarubin@lhe.jinr.ru

Представлены результаты исследования диссоциации ядра ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с в фотоэмульсии. Приведены основные характеристики этих реакций: сечения для различных каналов фрагментации. Использован инвариантный подход к анализу фрагментации. Рассмотрены импульсные и корреляционные характеристики α -частиц для канала $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ в л. с. и с. ц. м. 3α частиц. Результаты, полученные для ядра ^{14}N , сравниваются с аналогичными данными для ядер ^{12}C и ^{16}O .

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

ВВЕДЕНИЕ

Фрагментация релятивистских ядер является источником информации об их структуре. Метод ядерных фотоэмульсий позволяет детально изучить явление фрагментации релятивистского ядра-снаряда благодаря высокой разрешающей способности эмульсии и регистрации вторичных частиц в 4π -геометрии. Регистрация всех заряженных частиц и их идентификация позволяют исследовать изотопный состав фрагментов и каналы фрагментации ядра-снаряда. В настоящей работе детально рассматриваются как распады, условно называемые “белыми” звездами из-за отсутствия в них фрагментов ядра-мишени, так и распады с образованием нескольких фрагментов ядра-мишени. Основным критерием для отбора данных событий при изучении фрагментации ядра-снаряда является требование сохранения первичного заряда в узком фрагментационном конусе и отсутствие заряженных рожденных частиц.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Стопка, состоящая из слоев ядерной фотоэмульсии типа БР-2 с релятивистской чувствительностью, была облучена пучком ядер ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с на нуклотороне ЛВЭ ОИЯИ. Эмульсионные слои толщиной около 600 мкм имели размер $10 \times 20 \text{ см}^2$. При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны. Поиск событий осуществлялся просмотром вдоль следа, что обеспечивало набор статистики без выборки. Это позволило определить средний свободный пробег взаимодействия ядра ^{14}N в фотоэмульсии. Углы вылета фрагментов измерялись на полуавтоматическом микроскопе МПЭ-11 (Москва, ФИАН). Микроскоп оснащен датчиками координат по осям X, Y, Z, показания с которых поступают на персональный компьютер, где и происходит их обработка. Фрагменты ядра-снаряда с $Z=1$ отделялись от

фрагментов с $Z=2$ визуально, так как ионизация релятивистских однозарядных частиц надежно отличается от четырехкратно большей ионизации частиц с зарядом 2. Фрагменты с $Z = 3, \dots, 7$ различались методом счета δ -электронов. Импульсы одно- и двухзарядных фрагментов с углами вылета до 4° определялись по результатам измерения многократного кулоновского рассеяния. На основе этих измерений были идентифицированы изотопы водорода и гелия в составе фрагментов ядра ^{14}N .

СРЕДНИЙ ПРОБЕГ ДО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

На общей длине просмотренных следов 123.21 м было зарегистрировано 950 взаимодействий ядра ^{14}N с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии. Таким образом, средний свободный пробег ядра ^{14}N в фотоэмульсии составляет $\lambda_{\text{N}} = (13 \pm 0.4)$ см. Эта величина и значения λ_{A} для ряда других ядер-снарядов в фотоэмульсии, полученные ранее в работах [1,2], представлены в табл. 1, где приведены также значения λ_{A} , вычисленные по формуле Брадта-Петерса [3]

Таблица 1. Средний свободный пробег λ в ядерной фотоэмульсии

| Ядро-снаряд | Импульс на нуклон, ГэВ/с | $\lambda_{\text{расч}}, \text{ см}$ | $\lambda_{\text{эксп}}, \text{ см}$ | Литература |
|------------------|--------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|------------------|
| ^4He | 4.5 | 19.6 | 19.5 ± 0.3 | 1 |
| ^6Li | 4.5 | 16.5 | 14.1 ± 0.4 | 1 |
| ^7Li | 3.0 | 15.9 | 14.3 ± 0.4 | 2 |
| ^{12}C | 4.5 | 13.5 | 13.7 ± 0.5 | 1 |
| ^{14}N | 2.9 | 13.0 | 13.0 ± 0.4 | Настоящая работа |
| ^{16}O | 4.5 | 12.1 | 13.0 ± 0.5 | 1 |
| ^{22}Ne | 4.1 | 10.6 | 10.2 ± 0.1 | 1 |

| | | | | |
|------------------|-----|------|---------------|---|
| ^{24}Mg | 4.5 | 10.0 | 9.6 ± 0.4 | 1 |
|------------------|-----|------|---------------|---|

ТОПОЛОГИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА ^{14}N

Из 950 найденных взаимодействий были отобраны события, в которых суммарный заряд фрагментов равен заряду ядра-снаряда $Z_0 = 7$ и отсутствуют рожденные частицы. Отобранные таким образом события подразделяются на два класса: это события типа "белая звезда" (44 события) и взаимодействия с образованием одного или нескольких фрагментов ядра-мишени (61 событие). «Белая» звезда - это условное название для взаимодействий, в которых отсутствуют фрагменты мишени и рожденные частицы. Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру, при этом в ядре разрушаются межкластерные связи и, как правило, не затрагиваются внутрикластерные связи, из-за чего они представляют особый интерес для изучения кластерной структуры ядер. Другой интересующий нас класс событий – одновременный развал обоих взаимодействующих ядер, в результате чего образуются осколки ядра-мишени. Фрагменты налетающего ядра в этих событиях вылетают, главным образом, в пределах узкого переднего конуса, угол раствора которого для фрагментирующих нуклонов определяется соотношением

$$\sin \Theta_f = \frac{0.2 \text{ ГэВ}/c}{p_0}$$

где $0.2 \text{ ГэВ}/c$ – Ферми-импульс, а p_0 – импульс на нуклон ядра-снаряда. В нашем случае при первичном импульсе $p_0 = 2.86 \text{ А ГэВ}/c$ фрагментационный угол составляет 4° .

Для событий, удовлетворяющих перечисленным выше условиям, изучена зарядовая топология мультифрагментации (см. табл. 2). В верхней строке указан заряд фрагмента с $Z > 2$, во второй – число однозарядных фрагментов, в третьей - число двухзарядных, в четвертой и пятой строках –

число найденных событий с данной топологией для "белых" звезд и событий с возбуждением ядра-мишени для каждого канала соответственно. В последних двух строках приведено суммарное число взаимодействий в абсолютных величинах и в процентном соотношении.

Таблица 2. Распределение по зарядовой топологии «белых» звезд и взаимодействий с образованием фрагментов ядра-мишени при диссоциации ядер ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с.

| | | | | | | | | |
|-------------------|----|---|---|---|---|---|----|----|
| $Z_{\text{fr.}}$ | 6 | 5 | 5 | 4 | 3 | 3 | — | — |
| $N_{Z=1}$ | 1 | — | 2 | 1 | 4 | 2 | 3 | 1 |
| $N_{Z=2}$ | — | 1 | — | 1 | — | 1 | 2 | 3 |
| $N_{\text{w.s.}}$ | 13 | 4 | 3 | 1 | 1 | 1 | 6 | 15 |
| $N_{\text{t.f.}}$ | 15 | 1 | 3 | 3 | — | 2 | 5 | 32 |
| N_{Σ} | 28 | 5 | 6 | 4 | 1 | 3 | 11 | 49 |
| $N_{\Sigma}, \%$ | 26 | 5 | 5 | 4 | 1 | 3 | 10 | 46 |

Анализ данных табл. 2 показывает, что для "белых" звезд число каналов, содержащих фрагменты с зарядами $Z_{\text{fr}} > 3$ примерно в 1.5 раза больше, чем для событий с развалом мишени. Для канала с зарядовой конфигурацией 2+2+2+1, наоборот, примерно, в 1.5 раза меньше. Таким образом, в событиях с развалом мишени ядро-снаряд в среднем фрагментирует сильнее, чем в «белых» звездах. Приведенные данные, указывают на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией 2+2+2+1 (49 событий), который был изучен более детально. Значение среднего свободного пробега для данного фрагментационного канала составляет $\lambda_{3\text{He}+\text{H}}(^{14}\text{N}) = 2.5 \pm 0.36$ м. Аналогичное значение для ядра углерода в 4 раза больше - $\lambda_{3\text{He}}(^{12}\text{C}) = 10.3 \pm 1.9$ м. Из полученных результатов видно, что ядро азота ^{14}N является мощным источником для генерации 3α систем.

Разделение изотопов водорода и гелия проводилось по результатам измерения их импульсов ($p\beta c$) в предположении, что спектаторные

фрагменты ядра-снаряда сохраняют импульс на нуклон, равный первичному, т.е., $A_{fr} = (p\beta c)_{изм} / (p_0\beta c)$. Используемый для определения импульсов метод многократного кулоновского рассеяния основан на том, что среднее отклонение частицы $\langle |D| \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением

$$\langle |D| \rangle = \frac{Z_f K t^{3/2}}{573 p \beta c}$$

где Z_f – заряд, p – импульс и βc – скорость частицы, а K – постоянная рассеяния, значение которой известно. Учет влияния дисторсий и ложного рассеяния проводился в рамках так называемого ρ -метода [6]. При многократном кулоновском рассеянии распределение $p\beta c$ для отдельных частиц с одинаковым зарядом и импульсом должно быть близким к нормальному. Поэтому для группы фрагментов с одинаковой скоростью и одинаковым зарядом, но разными массами, распределение по $p\beta c$ должно представлять собой суперпозицию нескольких нормальных распределений.

На рис. 1 представлены результаты измерения многократного рассеяния для одно- и двухзарядных фрагментов соответственно. Измеренные значения импульсов для однозарядных фрагментов удовлетворительно аппроксимируются суммой двух гауссианов, максимумы которых расположены при 2.6 ГэВ и 5.6 ГэВ и соответствуют изотопам ^1H и ^2H (рис.1а). Полученное таким образом отношение выхода изотопов ^1H к ^2H примерно равно 2:1. Это указывает на заметное снижение в нашем случае доли дейтронов по сравнению со случаями релятивистской фрагментации ядер ^6Li (канал 2+1) и ^{10}B (канал 2+2+1), где выходы протонов и дейтронов примерно равны.

На рис. 1б приведено распределение измеренных $p\beta c$ для 37 двухзарядных фрагментов. Полученное распределение по $p\beta c$ удовлетворительно аппроксимируются суммой двух нормальных распределений, которое приведено на рисунке сплошной линией.

Максимумы аппроксимирующего распределения расположены при значениях p_{rc} , равных 7.8 и 11.3, что достаточно близко к значениям p_{rc} , соответствующим изотопам ^3He , ^4He . Выход фрагментов в процентном соотношении составляет для ^3He около 40%, для ^4He – 60%. Имеется также несколько изотопов гелия в районе p_{rc} от 14 до 16 ГэВ, которые были идентифицированы как ^6He (5% от общего числа взаимодействий). Для событий с образованием изотопа ^6He планируется проведение более детального анализа.

ИМПУЛЬСНЫЕ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМ $N\alpha$ ЧАСТИЦ

Перейдем к рассмотрению основных кинематических характеристик релятивистских α -частиц – фрагментов ядра-снаряда – из реакции $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ и сравним эти характеристики с $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. На рис. 2а представлено распределение по квадрату поперечного импульса α -частиц в л. с. для канала $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$. Поперечные импульсы p_t вычислялись по формуле

$$p_t = 4 p_0 \sin\theta,$$

т.е. анализ p_t распределений означает, в сущности анализ угловых распределений α -частиц. Данное распределение имеет излом в районе $P_t^2 = 0,05 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Сплошная линия – сумма двух релеевских распределений.

Значения импульсов в системе 3α -частиц можно получить путем (вычитания) учета импульса, получаемого системой при взаимодействии:

$$p_{ti}^* = p_{ti} - \sum p_{ti}/3$$

Распределение по p_t^* для α -частиц в реакциях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ представлено на рис. 2б. Средние значения p_t^* , как и следовало ожидать, значительно меньше, чем P_t в лабораторной системе, и одинаковы для ядер ^{14}N , ^{12}C [4], ^{16}O [5] в пределах погрешности.

Для оценки энергетического масштаба образования 3α систем в канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения Q относительно основного состояния ядра ^{12}C :

$$Q = M^* - M,$$

где M – масса основного состояния ядра, соответствующего заряду и весу анализируемой системы, M^* – инвариантная масса системы фрагментов

$$M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k),$$

где $P_{i,k}$ – импульсы фрагментов i и k .

Основная часть событий сконцентрирована в области $Q_{3\alpha}$ от 10 до 14 МэВ и покрывает известные уровни ^{12}C (рис. 3). Смягчение условий отбора для событий $3\text{He}+\text{H}$, при котором разрешено образование фрагментов мишени, не ведет к смещению пика 3α возбуждений. Это обстоятельство указывает на универсальность механизма заселения 3α состояний.

Для оценки доли событий с образованием промежуточного ядра ^8Be в реакциях $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha + X \rightarrow 3\alpha + X$ представлено распределение по инвариантной энергии возбуждения для пары α -частиц относительно основного состояния ядра ^8Be (рис. 4). Первый пик распределения соответствует значению, ожидаемому для продуктов распада нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии 0^+ . Эта часть спектра представлена в 20-кратно увеличенном масштабе на вставке рис. 4. На ней видно хорошее совпадение центра распределения с энергией распада основного состояния ^8Be . По имеющейся статистике, доля пар α -частиц, являющихся продуктами распада ^8Be , составляет – 25 ÷ 30 %.

Роль ^8Be ясно проявляется в сильно асимметричном распределении пар α -частиц в системе покоя 3α частиц $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ по парному азимутальному углу ε^*_{ij} (рис. 5). Асимметрия парного азимутального угла ε^*_{ij} обнаруживает себя и для α -фрагментов в СЦМ для распада ядер ^{12}C [4], ^{16}O [5]. Значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности совпадают в пределах ошибок для ^{14}N и ^{12}C и значительно различаются для распада $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, что может объясняться как более сложной комбинаторикой α -частиц для данного ядра, так и возможностью α -фрагментов быть продуктами распада и других промежуточных нестабильных объектов.

ВЫВОДЫ

В заключение коротко сформулируем основные выводы настоящей работы.

Излагаются результаты исследования реакции диссоциации ядер ^{14}N с первичным импульсом 2.86 ГэВ/с на нуклон при их взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии. Распределение по зарядовой топологии указывает на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией $2+2+2+1$.

Предварительные данные указывают, что для канала $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{H}$ соотношение протонов и нейтронов $N_p : N_d \approx 2$, а соотношение изотопов гелия $^4\text{He} : ^3\text{He} \approx 1.5$. Имеется также несколько изотопов гелия, идентифицированных как ^6He (5% от общего числа взаимодействий), что требует дополнительного, более детального анализа.

Распределения по парному азимутальному углу ε^*_{ij} в СЦМ между He фрагментами ядер ^{14}N асимметричны с избытком в области $140^\circ - 180^\circ$, как и для ядер ^{12}C , ^{16}O .

Дана оценка энергетического масштаба образования 3α -систем. На имеющейся статистике 80% взаимодействий концентрируются в районе 10 - 14 МэВ. Доля канала $^{14}\text{N} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha + X \rightarrow 3\alpha + X$ с образованием промежуточного ядра $^8\text{Be} \approx 25\%$.

Эта работа была поддержана грантами № 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079 и 04-02-16593 Российского фонда фундаментальных исследований, 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.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М.И.Адамович и др. , ЯФ **62**, 1461(1999) [M. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl. **62**, 1378 (1999)].
2. M.I.Adamovich et al., J. Phys. G **30**, 1479(2004).
3. H. Bradt and B. Peters B., Phys. Rev. **77**, 54(1950).
4. В.В.Белага и др., ЯФ **58**, 2014(1995) [Belaga V.V. et al., Phys. At. Nucl. **58**, 1905 (1995)].
5. Ф.А.Аветян и др., ЯФ **59**, 110(1996) [F. A. Avetyan et al., Phys. At. Nucl. **59**, 102 (1996)].
6. The BECQUEREL Project web-site <http://becquerel.jinr.ru>.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Гистограммы разделений по импульсу однозарядных (а) и двухзарядных (б) фрагментов по измерениям $p\beta c$ ядра ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с. Сплошные кривые – описание гауссианами по методу наименьших квадратов.

Рис. 2. Распределения α -частиц из реакций $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ по p_t^2 в л. с. (а) и в системе покоя 3α -частиц (б). Сплошная кривая на рис. 2а – сумма двух релеевских распределений.

Рис. 3. Распределение по инвариантной энергии возбуждения $Q_{3\alpha}$ троек α -частиц относительно основного состояния ядра ^{12}C для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$ (1 – все события данной реакции диссоциации, 2 – «белые» звезды).

Рис. 4. Распределение по инвариантной энергии возбуждения для пар $Q_{2\alpha}$ α -частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$. На вставке: часть распределения в интервале между 0-500 кэВ.

Рис. 5. Распределение по парному азимутальному углу ε_{ij}^* в системе покоя 3α частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$.

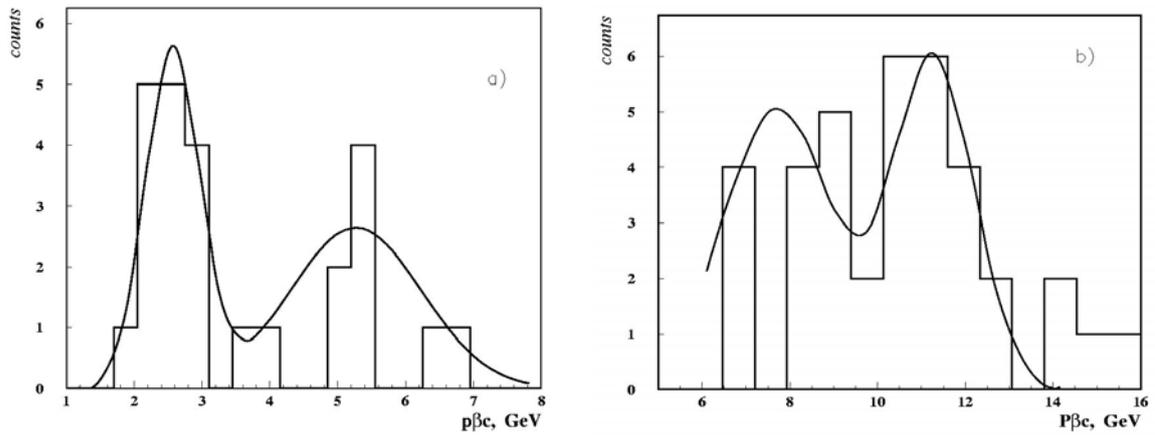


Рис. 1. Гистограммы разделений по импульсу однозарядных (а) и двухзарядных (б) фрагментов по измерениям $p\beta c$ ядра ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с. Сплошные кривые – описание гауссианами по методу наименьших квадратов.

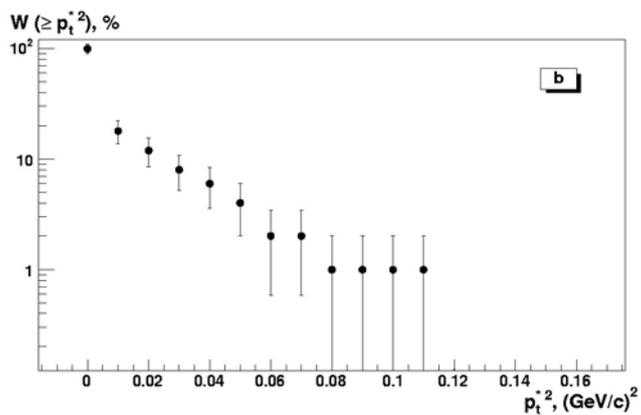
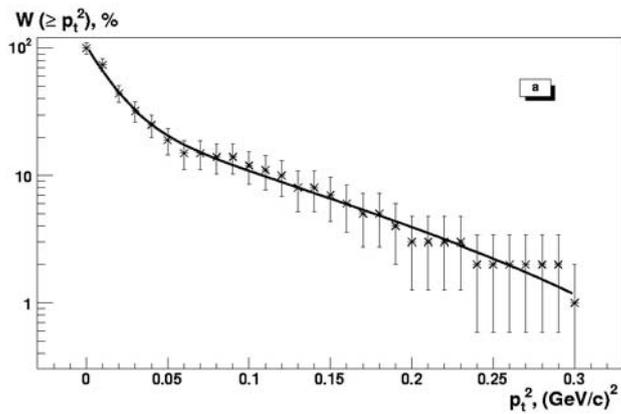


Рис. 2. Распределения α -частиц из реакций $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{X}$ по p_t^2 в л. с. (а) и в системе покоя 3α -частиц (б). Сплошная кривая на рис. 2а– сумма двух релеевских распределений.

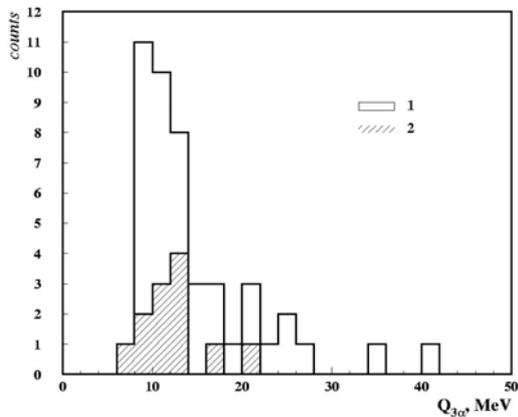


Рис. 3. Распределение по инвариантной энергии возбуждения $Q_{3\alpha}$ троек α -частиц относительно основного состояния ядра ^{12}C для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{X}$ (1 – все события данной реакции диссоциации, 2 – «белые» звезды).

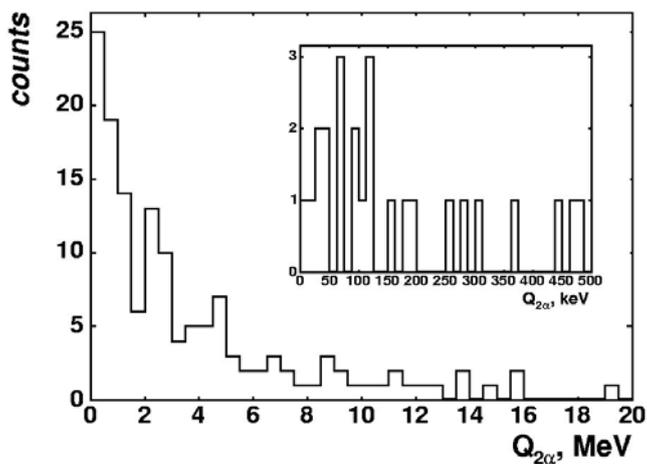


Рис. 4. Распределение по инвариантной энергии возбуждения для пар $Q_{2\alpha}$ α -частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{X}$. На вставке: часть распределения в интервале между 0-500 кэВ.

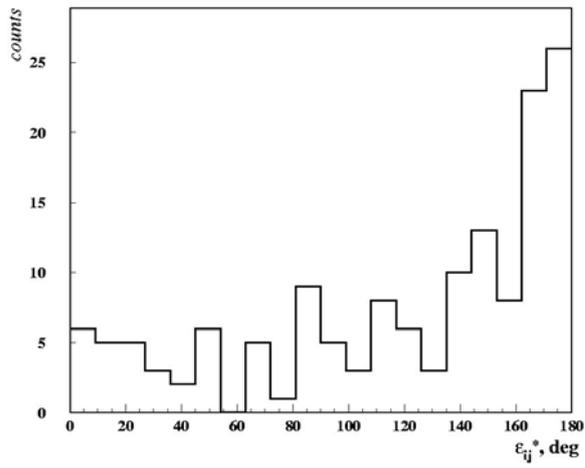


Рис. 5. Распределение по парному азимутальному углу ε_{ij}^* в системе покоя 3α частиц для процесса $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + X$.