

# ПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР $^8\text{В}$ С ЭНЕРГИЕЙ 1.2 А ГЭВ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

Р. Станоева<sup>1,2)</sup>, В. Браднова<sup>1)</sup>, С. Вокал<sup>1,3)</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>4)</sup>, Н. Г. Пересадько<sup>4)</sup>, П. А. Рукояткин<sup>1)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>, Е. Стан<sup>5)</sup>, М. Хайдук<sup>5)</sup>, С. П. Харламов<sup>4)</sup>, И. Цаков<sup>2)</sup>, Т. В. Щедрина<sup>1)</sup>

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

<sup>2)</sup>Институт ядерных исследований БАН, София, Болгария.

<sup>3)</sup>Университет имени П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия.

<sup>4)</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия (ФИАН).

<sup>5)</sup>Институт космических исследований, Магурель-Бухарест, Румыния.

\*E-mail: [zarubin@ihe.jinr.ru](mailto:zarubin@ihe.jinr.ru)

Представлены результаты по зарядовой топологии фрагментов образованных при периферической диссоциации релятивистских ядер  $^8\text{В}$  в эмульсии. Отобраны 55 событий периферической диссоциации ядра  $^8\text{В}$  в событиях без образования фрагментов ядер мишени и мезонов (“белые” звезды). При отборе событий периферической диссоциации ядра  $^8\text{В}$  без образования фрагментов ядер мишени и мезонов выявлен лидирующий вклад моды  $^8\text{В} \rightarrow ^7\text{Ве} + p$ .

Получена информация об относительной вероятности мод диссоциации с большей множественностью. Диссоциация ядра-основы  $^7\text{Ве}$  в  $^8\text{В}$  проявляет сходство с диссоциацией свободного ядра  $^7\text{Ве}$ .

Получены распределения по поперечному импульсу для фрагментов моды диссоциации  $^8\text{В} \rightarrow ^7\text{Ве} + p$ . Весьма малая величина их среднего значения  $\langle p_T^* \rangle = 52 \pm 5$  МэВ/с в с. ц. м. отражает малое значение энергии связи внешнего протона в ядре  $^8\text{В}$ . Получено указание на сильную азимутальную корреляцию фрагментов  $^7\text{Ве}$  и  $p$ .

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

## ВВЕДЕНИЕ

Известная особенность ядра  $^8\text{В}$  состоит в низком значении энергии отделения протона. Это обстоятельство указывает на возможное существование в  $^8\text{В}$  протонного гало, разделенного в пространстве с основой, представленной ядром  $^7\text{Ве}$ . В реакциях релятивистской фрагментации

${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}$  такая слабая связь ведет к весьма узкому импульсному распределению ядер  ${}^7\text{Be}$  [1,2]. Как и в случае экзотических ядер, возможное увеличение радиуса ядра  ${}^8\text{B}$  за счет протонного гало мог бы вести к относительному увеличению его сечения взаимодействия. Однако в эксперименте такое усиление не наблюдается. Это обстоятельство делает актуальным более детальное изучение ядра  ${}^8\text{B}$ , особенностей его кластерной структуры. Например, протонное гало может возникать на основе дейтронного кластера из непарного нейтрона с внешним протоном. На эту возможность указывают значения спинов ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , равные  $3/2$  и  $2$ .

Природа протонного гало может быть прояснена при более полном анализе релятивистской фрагментации  ${}^8\text{B}$  при периферических взаимодействиях. Этот тип взаимодействий инициируется в электромагнитных или дифракционных процессах, либо в соударениях нуклонов при малом перекрытии плотностей сталкивающихся ядер. Фрагментирующему ядру передается спектр возбуждений вблизи порогов диссоциации на кластеры. В кинематической области фрагментации релятивистского ядра образуются системы ядерных фрагментов, имеющие суммарный заряд, который равен заряду родительского ядра. Относительная интенсивность образования различных конфигураций фрагментов позволяет выявить значимость различных кластерных мод возбуждения. Для ядра развала  ${}^8\text{B}$  возможно наблюдение следующих зарядовых мод:  ${}^7\text{Be} + {}^1\text{H}$ ,  $2\text{He} + \text{H}$ ,  ${}^6\text{Li} + 2{}^1\text{H}$ ,  $\text{He} + 3\text{H}$  и  $5\text{H}$ .

Угловой растрouser конуса релятивистской фрагментации определяется Ферми-импульсами нуклонных кластеров в ядре. Их величины, нормированные на массовые числа, сконцентрированы с разбросом несколько процентов вблизи нормированного импульса первичного ядра. При отборе событий с диссоциацией налетающего ядра в узкий конус фрагментации нерелятивистские фрагменты ядра мишени либо отсутствуют (“белые” звезды в [3]), либо их число незначительно. Фрагменты мишени легко отделяются от фрагментов релятивистского ядра-снаряда, поскольку их доля в угловом конусе релятивистской фрагментации незначительна, и они имеют нерелятивистские значения импульсов.

При периферической фрагментации релятивистского ядра с зарядом  $Z$  произведенная фрагментами ионизация может снизиться вплоть до фактора  $Z$ , а ионизация, приходящаяся на один трек, – до  $Z^2$ . Поэтому эксперимент должен обеспечивать адекватный диапазон детектирования. Для реконструкции события необходима полная кинематическая информация о частицах в конусе релятивистской фрагментации, что, например, позволяет вычислить инвариантную массу системы. Точность ее оценки в решающей степени зависит от точности углового разрешения треков. Для обеспечения наилучшего пространственного разрешения требуется детектирование релятивистских фрагментов с наилучшим пространственным разрешением.

Описанным требованиям удовлетворяет метод ядерных фотоэмульсий, лежащий в основе проекта БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ [4]. Его задачей является систематический поиск мод периферической фрагментации со статистической обеспеченностью на уровне десятков событий, их классификация и угловая метрология. Эмульсии обеспечивают рекордное пространственное

разрешение (около 0.5  $\mu\text{м}$ ), что позволяет разделять следы заряженных частиц в трехмерном образе события в пределах толщины одного слоя (600  $\mu\text{м}$ ) и обеспечить высокую точность измерения углов. Следы релятивистских ядер Н и Не разделяются визуально. Как правило, при периферической фрагментации легкого ядра его заряд может быть установлен по сумме зарядов релятивистских фрагментов. Измерение многократного рассеяния на следах легких фрагментов позволяет разделять изотопы Н и Не. Анализ продуктов релятивистской фрагментации изотопов с дефицитом нейтронов имеет дополнительные преимущества благодаря большей доле наблюдаемых нуклонов и минимальности кулоновских искажений. Детали облучения и особенности анализа взаимодействий в используемой эмульсии типа БР-2 могут быть найдены в работах [5,6]. Далее были представлены первые результаты изучения фрагментации ядер  $^8\text{В}$  при энергии 1.2 ГэВ. Среди них – распределение по конечным зарядовым состояниям, угловые спектры фрагментов. Выполнено сравнение с данными для ядер  $^{10}\text{В}$  [3,6] и  $^7\text{Ве}$  [7].

### ОБЛУЧЕНИЕ ЭМУЛЬСИЙ В ПУЧКЕ $^8\text{В}$

В исследованиях с использованием эмульсии, облученной во вторичных пучках, необходимо обеспечить простоту идентификации изучаемых ядер. Поэтому для формирования пучка ядер  $^8\text{В}$  на нуклотроне ОИЯИ был использован процесс фрагментации первичного пучка  $^{10}\text{В}$  с энергией 1.2 А ГэВ на мишени из полиэтилена. Такие процессы наблюдались в исследовании взаимодействий  $^{10}\text{В}$  в эмульсии [6]. В качестве примера на рис. 1 приведена микрофотография события фрагментации первичного ядра  $^{10}\text{В}$  в ядро с зарядом 5, сопровождающееся следом протона отдачи. Поскольку, с одной стороны, изотоп  $^9\text{В}$  в связанном состоянии не существует, а, с другой стороны, необходимо компенсировать поперечный импульс протона отдачи, то наиболее вероятная интерпретация данного события заставляет предположить вылет двух нейтронов из  $^{10}\text{В}$  и образование  $^8\text{В}$ . Отсутствие изотопа  $^9\text{В}$  среди релятивистских фрагментов оказывается полезным при отделении пучка  $^8\text{В}$  от  $^{10}\text{В}$  по магнитной жесткости (разница около 20%). Использованный для облучения пучковый канал на нуклотроне ОИЯИ имеет подходящий импульсный аксептанс – около 2–3 %. Это предположение подтвердилось при настройке канала на сепарацию  $^9\text{В}$  – ядра бора в канале практически исчезали, а при настройке на  $^{10}\text{В}$  и  $^8\text{В}$  возникали. При анализе облученных эмульсий дополнительным подтверждением явилось отсутствие “белых” звезд с топологией релятивистских фрагментов Н+Не и Не+Li от возможной примеси ядер  $^6\text{Li}$  и  $^{10}\text{В}$ . Вклад от близких по магнитной жесткости ядер  $^7\text{Ве}$  в сформированном пучке  $^8\text{В}$  (разница около 10%), определенный по сцинтилляционному монитору, составил менее 10%. Их вклад в число “белых” звезд был исключен по зарядовой топологии. Наиболее интенсивный фон следов пучка, представленный ядрами  $^3\text{He}$ , отбрасывался при визуальном сканировании эмульсии.

## ЗАРЯДОВАЯ ТОПОЛОГИЯ ДИССОЦИАЦИИ ${}^8\text{B}$

При сканировании эмульсионных слоев по следам пучковых ядер было найдено 929 неупругих взаимодействия на общей длине 123 м, что приводит к значению среднего свободного пробега  $\lambda = 13.3 \pm 0.4$  см. Величина  $\lambda$  соответствует неупругому сечению для ядра  ${}^8\text{B}$  с нормальной плотностью. При использовании метод поиска взаимодействий в эмульсии путем сканирования вдоль трека первичной частицы частота появления событий с данной зарядовой топологией определяет вероятность различных каналов диссоциации.

Среди найденных событий есть 320 звезд, в которых суммарный заряд релятивистских фрагментов в конусе фрагментации до  $8^\circ$   $Q$  удовлетворяет условию  $Q > 3$ . Такие звезды были отнесены к числу событий периферической диссоциации  $N_{\text{pf}}$ . Распределение  $N_{\text{pf}}$  по числу релятивистских фрагментов  $N_Z$  с зарядом  $Z$  представлено в табл. 1, где приведены данные для 256 событий, содержащих фрагменты ядра мишени –  $N_{\text{if}}$ , а также для 64 событий, которые не содержат фрагментов ядра мишени (“белые” звезды) –  $N_{\text{ws}}$ . Для звезд  $N_{\text{if}}$  проявляется преобладающая роль каналов с множественностью релятивистских фрагментов  $N_Z > 2$ . Основным интерес среди периферических событий представляют “белые” звезды  $N_{\text{ws}}$  (табл. 1). Они не сопровождаются следами фрагментов ядра мишени и позволяют выявить роль различных кластерных степеней свободы при минимальном возмущении ядерной структуры.

Две “белые” звезды с  $Q = 4$  могут быть отнесены к вкладу фоновых ядер  ${}^7\text{Be}$  (табл. 1). При анализе эмульсии, облученной в пучке  ${}^7\text{Be}$ , установлено [7], что вероятность периферических взаимодействий  ${}^7\text{Be}$  с образованием фрагментов мишени примерно в 2 раза ниже, чем без фрагментов. Значит, основной вклад в число  $N_{\text{if}}$  с  $Q = 4$  должны давать взаимодействия ядер  ${}^8\text{B}$ , которые произошли с уменьшением заряда на 1 в конусе фрагментации.

Основной ветвью диссоциации являются события с  $Q = 5$ . Главное отличие  $N_{\text{if}}$  и  $N_{\text{ws}}$  для этой группы событий проявляется в двухчастичной моде  $Z = 4 + 1$ . Из-за дефицита нейтронов эта мода однозначно интерпретируется как  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + {}^1\text{H}$ . Ее доля резко возрастает при отборе “белых” звезд: с 10% в случае наличия фрагментов мишени до 44% для «белых» звезд. Эта мода имеет самый низкий порог, что проявляется в ее доминировании среди наиболее периферических событий.

Распределение вероятности образования ядрами  ${}^8\text{B}$  “белых” звезд можно сравнить с аналогичными данными для ядер  ${}^{10}\text{B}$  с энергией 1 А ГэВ [3,6]. Доля основной трехлучевой моды  ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + {}^1\text{H}$  составила 73% при 40% вкладе дейтронов. Вероятность двухлучевой моды  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be} + {}^1\text{H}$  оказалась равной всего 2%. Различие объясняется более низким значением энергии связи дейтрона по сравнению с протоном в ядре  ${}^{10}\text{B}$ . Наоборот, для изотопа  ${}^8\text{B}$  имеет место высокий выход двухлучевой моды  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + {}^1\text{H}$  вследствие малости энергии связи внешнего протона. Таким образом, ядро  ${}^8\text{B}$  проявляет свою структуру в усиленном образовании “белых” звезд с  $N_Z = 2$ . Среди событий с  $Q = 5$  и  $N_Z = 2$  одно событие из  $N_{\text{if}} \text{Li} + \text{He}$  не может быть отнесено к взаимодействию  ${}^8\text{B}$ .

Вероятности “белых” звезд, фрагментирующихся по каналам  $2\text{He}+\text{H}$  и  $\text{He}+3\text{H}$ , для ядра  ${}^8\text{B}$  равны 22 и 25 %, соответственно, в то время как для ядра  ${}^{10}\text{B}$  вероятности этих мод составили 73 и 12 %. Такое заметное различие объясняется присутствием кластера  ${}^3\text{He}$  в ядре  ${}^8\text{B}$ , имеющим существенно меньший порог диссоциации, чем  ${}^4\text{He}$ .

Наличие “белых” звезд с более чем двумя фрагментами  $N_Z > 2$  может быть обусловлено диссоциацией ядра-основы  ${}^7\text{Be}$ . Для проверки этого предположения в табл. 2 представлено распределение по зарядам релятивистских фрагментов в “белых” звездах для ядер  ${}^7\text{Be}$  [7] и  ${}^8\text{B}$ . События  ${}^8\text{B}$  представлены за вычетом одного 1-зарядного релятивистского фрагмента – предполагаемого протона гало. Наблюдается одинаковая доля двух основных каналов диссоциации  $2\text{He}$  и  $\text{He}+2\text{H}$  для ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , что указывает на независимость возбуждения ядра-основы  ${}^7\text{Be}$  от наличия дополнительного слабосвязанного протона с ядром  ${}^8\text{B}$ .

Обращает на себя внимание наблюдение 4 необычных “белых” звезд с  $Q = 5$  с полным разрушением  ${}^8\text{B} \rightarrow 5\text{H}$  (табл. 1). Такой процесс ведет к развалу двух кластеров  $\text{He}$  и имеет высокий энергетический порог. Ранее события такого типа уже наблюдались для ядер  ${}^7\text{Be} \rightarrow 4\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B} \rightarrow 5\text{H}$  [6]. Дефицит нейтронов в ядре  ${}^8\text{B}$  улучшает наблюдаемость нуклонов. Кроме того, он усиливает кулоновское отталкивание в системе фрагментов. Образование таких ансамблей ядер  $\text{H}$  может лежать в основе множественной фрагментации более тяжелых ядер с большим числом фрагментов.

Образование “белых” звезд с  $Q = 6$  (табл. 1) может быть связано с примесью ядер  ${}^{10}\text{C}$  в составе использованного пучка. Ядра  ${}^{10}\text{C}$  могли рождаться путем перезарядки  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$  в мишени, предназначенной для генерации  ${}^8\text{B}$ , и захватываться во вторичный пучок из-за малой разницы по магнитной жесткости с  ${}^8\text{B}$  (около 4%) и собственного импульсного разброса. “Белые” звезды с  $Q = 6$  не содержат фрагментов с  $Z > 2$ . Их топология не противоречит предположению о диссоциации изотопа углерода с основой  ${}^8\text{Be}$  ( ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + 2p$ ) или же с развалом одного из кластеров  $\text{He}$  ( ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\text{H} + 2p$ ). Это обстоятельство указывает на возможность формирования пучка  ${}^{10}\text{C}$  ( ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$ ) в условиях, удобных для исследований в эмульсии. “Белая” звезда с  $Q = 7$  может быть отнесена к рождению пары заряженных мезонов.

## УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ${}^7\text{Be}+{}^1\text{H}$

“Белые” звезды  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}+p$  (табл. 1) дают пару наблюдаемых следов с малым угловым отклонением относительно следа первичного ядра. В результате измерений были получены средние значения полярных углов вылета  $\langle \theta_p \rangle \approx 2,0^\circ$  для протонов и  $\langle \theta_{\text{Be}} \rangle \approx 0,4^\circ$  для ядер  ${}^7\text{Be}$ .

Угловые измерения позволяют с хорошей точностью восстановить спектры поперечных импульсов  $P_T$  по формуле  $P_T = AP_0 \sin \theta$ , где  $A$  – массовое число фрагмента,  $\theta$  – угол его вылета, а  $P_0$  – импульс на нуклон  ${}^8\text{B}$  ( $P_0 = 2.0 \text{ А ГэВ/с}$ ). На рис. 2 представлено распределение по  $P_T$  для протонов, среднее значение  $\langle P_T \rangle = 73 \pm 7 \text{ МэВ/с}$ . Переход в с.ц.м.  ${}^7\text{Be}+p$  компенсирует поперечный импульс, переданный ядру  ${}^8\text{B}$ , что ведет к значительно более узкому распределению  $P_T^*$  (вставка на рис. 2) со средним значением  $\langle P_T^* \rangle = 52 \pm 5 \text{ МэВ/с}$ . Такая малая величина  $\langle P_T^* \rangle$  согласуется с

данными работ [1,2], в которых для распределения по продольному импульсу фрагментов реакции срыва  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}$  получено значение полуширины на половине высоты  $46 \pm 3$  МэВ/с. Таким, образом, слабая связь протона и ядра-основы проявляется в исключительно ясных условиях наблюдения фрагментации.

На рис. 3 представлено распределение по суммарному поперечному импульсу  $P_T({}^8\text{B})$  который получили ядра  ${}^8\text{B}$  при образовании «белых» звезд  ${}^7\text{Be} + p$ ; его среднее значение около 100 МэВ/с. Максимум распределения находится при значении  $P_T({}^8\text{B})$  около 50 МэВ/с. Такая асимметрия распределения  $P_T({}^8\text{B})$  может быть связана как с испусканием нейтронов ядрами мишени, так и с вкладом процесса с возбуждением ядра-основы  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}^* + p \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma + p$  [8].

Можно оценить роль корреляций по азимутальному углу  $\epsilon_{p\text{Be}}$  между  ${}^7\text{Be}$  и  $p$ . Это распределение имеет значение асимметрии относительно угла  $\pi/2$   $A \approx 0.3$ , что указывающее на заметный вклад парных диссоциаций. На рис. 4 представлено распределение  $\epsilon_{p\text{Be}}$  с условием отбора событий  $P_T({}^8\text{B}) < 60$  МэВ/с. Можно отметить резкое возрастание асимметрии до величины  $A \approx 0.7$ , что указывает на бинарный характер развала  ${}^8\text{B}$  при малых передачах поперечного импульса.

## ВЫВОДЫ

Впервые выполнено облучение ядерных эмульсий в пучке релятивистских ядер  ${}^8\text{B}$ . Получены данные по вероятностям каналов фрагментации ядра  ${}^8\text{B}$  в периферических взаимодействиях. Отобраны 55 событий периферической диссоциации ядра  ${}^8\text{B}$  в событиях без образования фрагментов ядер мишени и мезонов («белые» звезды). На их основе выявлен лидирующий вклад моды  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ , имеющей наименьший энергетический порог. Получена информация об относительной вероятности мод диссоциации с большей множественностью. Диссоциации ядра-основы  ${}^7\text{Be}$  в  ${}^8\text{B}$  проявляет сходство с диссоциацией свободного ядра  ${}^7\text{Be}$ . Дальнейший анализ топологии фрагментации предполагает идентификацию изотопов H и He.

Получены распределения по поперечному импульсу для фрагментов моды диссоциации  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ . Весьма малая величина их среднего значения  $\langle P_T^* \rangle = 52 \pm 5$  МэВ/с в с. ц. м. отражает малое значение энергии связи внешнего протона в ядре  ${}^8\text{B}$ . При отборе событий с передачей ядру  ${}^8\text{B}$  поперечного импульса менее 60 МэВ/с проявляется сильная корреляция по азимутальному углу между  ${}^7\text{Be}$  и  $p$ .

Эта работа была поддержана грантами № 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079, 04-02-17151 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 2002–5 гг.

В основе представленных результатов лежит труд лаборантов-микроскопистов И. И. Сосульникова, А. М. Сосульникова и Г. В. Стельмах из ОИЯИ. Ценный вклад в нашу работу был внесен специалистами нуклотрона в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М.

Балдина ОИЯИ. Авторы благодарны руководству Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ОИЯИ), которое оказало поддержку в приобретении эмульсии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Schwab *et al.*, *Z. Phys. A* **350**, 283(1995).
2. M. H. Smedberg *et al.*, *Phys. Lett. B* **452** 1(1999).
3. М. И. Адамович и др., *ЯФ* **68**, 484(2005) [M. I. Adamovich *et al.*, *Phys. At. Nucl.* **68**, 455(2005)].
4. The BECQUEREL Project, Web-site <http://becquerel.jinr.ru/>
5. М. И. Адамович и др., *ЯФ* **62**, 1461(1999) [M. I. Adamovich *et al.*, *Phys. At. Nucl.* **62**, 1378(1999)].
6. М. И. Адамович и др., *ЯФ* **67**, 533(2004) [M. I. Adamovich *et al.*, *Phys. At. Nucl.* **67**, 514(2004)].
7. Н. Г. Пересадько и др., *ЯФ*, 70, №4(2007).
8. M. Meister *et al.*, *Nucl. Phys. A* **718**, 431c(2003).

## ТАБЛИЦЫ

Таблица 1. Распределение по зарядовой топологии числа взаимодействий периферического типа  $N_{pf}$  наблюдавшихся в эмульсии, облученной во вторичном пучке ядер  $^8B$ ;  $Q$  – суммарный заряд релятивистских фрагментов в угловом конусе до  $8^\circ$  в событии;  $N_z$  – число фрагментов с зарядом  $Z$  в событии;  $N_{ws}$  – число “белых” звезд;  $N_{ff}$  – число событий с фрагментами мишени.

Q	$N_z$					$N_{pf}$	
	Z=5	Z=4	Z=3	Z=2	Z=1	$N_{ff}$	$N_{ws}$
7	-	-	-	2	3	-	1
7	-	-	-	1	5	1	-
6	-	-	-	2	2	8	2
6	-	-	-	1	4	6	4
6	-	-	-	-	6	1	-
5	-	-	-	1	3	61	14
5	-	-	-	2	1	44	12
5	-	-	1	-	2	8	-
5	-	-	1	1	-	1	-
5	-	1	-	-	1	17	24
5	1	-	-	-	-	17	1
5	-	-	-	-	5	21	4
4	-	-	-	-	4	5	1
4	-	-	-	2	-	24	1
4	-	-	-	1	2	42	-

Таблица 2. Распределение “белых” звезд, образованных ядрами  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  по зарядовым модам диссоциации (для удобства сравнения для ядра  ${}^8\text{B}$  из зарядовой моды исключено одно ядро Н и указаны соотношения каналов в процентах).

Z	${}^7\text{Be}$	%	${}^8\text{B}$ (+Н)	%
2He	41	43	12	40
He+2H	42	45	14	47
4H	2	2	4	13
Li+H	9	10	0	0

#### ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Микрофотография фрагментации ядра  ${}^{10}\text{B}$  с энергией 1.2 А ГэВ на ядре  ${}^1\text{H}$  эмульсии, сделанная на установке ПАВИКОМ (ФИАН). След первичного ядра  ${}^{10}\text{B}$  практически не меняет направления после точки взаимодействия. След протона отдачи имеет большой угол вылета. Процесс идентифицирован как  ${}^{10}\text{B}+\text{p}\rightarrow{}^8\text{Be}+2\text{n}+\text{p}$ .

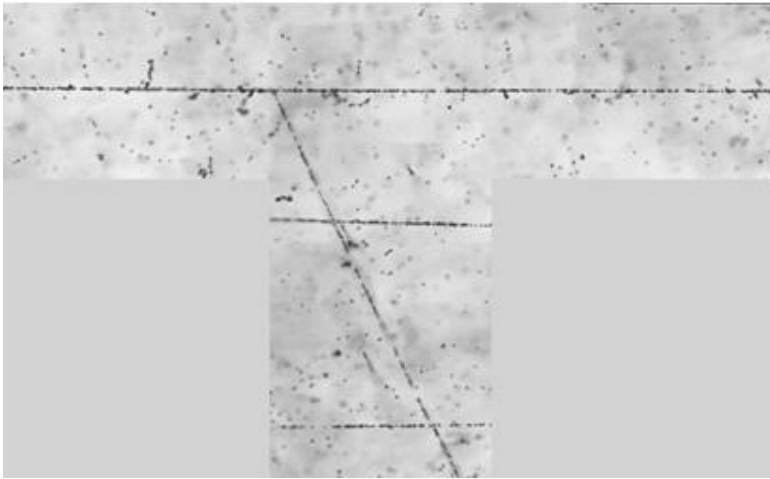
Рис. 2. Распределение по поперечному импульсу  $P_T$  протонов, рожденных в “белых” звездах  ${}^8\text{B}\rightarrow{}^7\text{Be}+\text{p}$ . На вставке: то же распределение  $P_T^*$  в с. ц. м.  ${}^7\text{Be}+\text{p}$ .

Рис. 3. Распределение по суммарному поперечному импульсу  $P_T({}^8\text{B})$  пар  ${}^7\text{Be}+\text{p}$ , рожденных в “белых” звездах  ${}^8\text{B}\rightarrow{}^7\text{Be}+\text{p}$ .

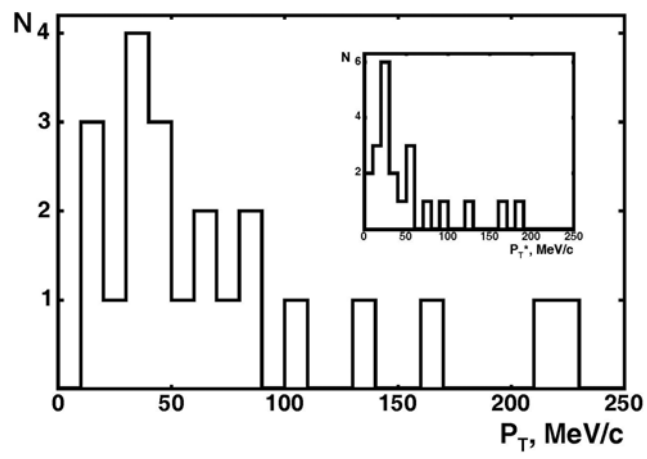
Рис. 4. Распределение по азимутальному углу  $\epsilon_{\text{pBe}}$  между  ${}^7\text{Be}$  и  $\text{p}$  в “белых” звездах  ${}^8\text{B}\rightarrow{}^7\text{Be}+\text{p}$  для  $P_T({}^8\text{B})<60$  МэВ/с.

***Рис.1***

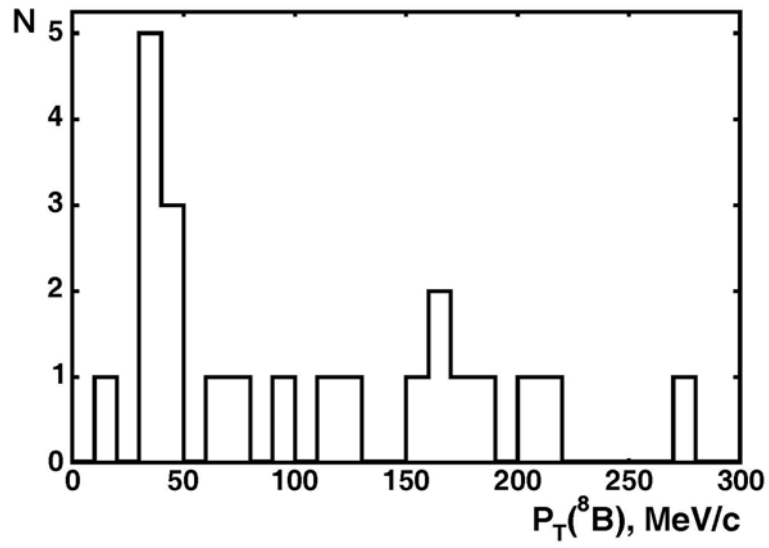




*Puc. 2*



*Puc. 3*



*Puc. 4*

