

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им.Б. П. КОНСТАНТИНОВА

Препринт 2554

Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов

Выход фрагментов  ${}^8\text{Be}$  при фрагментации  ${}^{10}\text{B}$   
в эмульсии при энергии 1 ГэВ на нуклон

Гатчина-2004

**Yields of  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  from  ${}^{10}\text{B}$  in the Emulsion  
at 1 GeV per Nucleon**

F. G. Lepekhin, B. B. Simonov

**Abstract**

It is shown that the channel fraction  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  is estimated to be  $18 \pm 3$  percent and the distribution constants for the angles of alpha particles and the angles between them equal to  $20.5 \pm 0.7$  and  $31.7 \pm 2.0$  mrd, respectively, are in agreement with these quantities calculated prior to experiment on the basis of the parton picture of relativistic nucleus fragmentation. In these calculations, the only parameter taken from earlier experiments is the quantity  $r_0 = 1.54$  fermi determining the  ${}^{10}\text{B}$  radius.

**Аннотация**

Показано, что оценка доли канала  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  составляет  $18 \pm 3\%$ , а константы распределения углов  $\alpha$ -частиц и углов между ними, равные  $20,5 \pm 0,7$  и  $31,7 \pm 2,0$  мрд, соответственно, согласуются с расчетами этих величин, сделанными до эксперимента на основе партонной картины фрагментации релятивистских ядер. В этих расчетах единственным параметром, взятым из более ранних экспериментов, является величина  $r_0 = 1,54$  фм, определяющая радиус ядра  ${}^{10}\text{B}$ .

© ПИЯФ, 2004

## 1. Введение

Ядерные фотоэмульсии, облучаемые на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ различными легкими ядрами, позволяют исследовать кластерную структуру этих ядер [1-3]. Данная работа, выполняемая в рамках сотрудничества BECQUEREL, имела своей целью получить количественные характеристики процесса образования  $\alpha$ -кластеров в ядре  $^{10}B$ .

Качественное доказательство их существования в работе [1] сотрудничеством уже было получено. Теперь требуется количественная оценка вероятности наблюдения событий кластеризации.

Эмульсионная камера, облученная ионами  $^{10}B$  с энергией 10 ГэВ, как нельзя лучше подходит для этой цели. Сравнительно небольшой импульс первичной частицы приводит к тому, что углы вылета вторичных релятивистских фрагментов оказываются довольно большими - это 10 - 30 мрд. Они достаточно точно могут быть в фотоэмульсии измерены. Например, в работе по изучению фрагментации ядер свинца при импульсе на нуклон 160 ГэВ/с, мы могли измерять достаточно точно только углы между проекциями следов на плоскость эмульсии [4].

Ядро  $^{10}B$  имеет спин 3 и положительную четность. По представлениям оболочечной модели его структура имеет вид  $(1s)^4 (1p_{3/2})^6$ , т. е. 4 нуклона заполняют  $(1s)$  оболочку, а следующая оболочка заполнена не полностью. В ней полное число нуклонов равно 8 [5]. Наглядно ядро  $^{10}B$  можно представить как  $^8Be + ^2H$  или  $^8Be + ^1H + n$ . Мы увидим, что эти каналы фрагментации ядра  $^{10}B$  действительно имеют большие вероятности их наблюдения в сравнении с другими каналами фрагментации. Таким образом,

можно ожидать, что  $\alpha$ -частичная структура ядра  $^{10}\text{B}$  в эксперименте должна проявляться.

Распад  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  может происходить только из состояний  $0^+$  или  $2^+$ . Действительно, в [6] установлено, что основным состоянием ядра  $^8\text{Be}$  является состояние  $0^+$ , а первое возбужденное состояние с энергией 2,9 МэВ есть состояние  $2^+$ . Распады из этих состояний мы и можем наблюдать. Конечно, при фрагментации ядер  $^{10}\text{B}$  будут наблюдаться и события с двумя  $\alpha$ -частицами, вылетающими из него независимо друг от друга, без образования связанного состояния.

В следующем разделе будут приведены расчеты величин, характеризующих угловые распределения  $\alpha$ -частиц в событиях фрагментации ядра  $^{10}\text{B}$  как при образовании их через связанное состояние  $^8\text{Be}$ , так и без него.

После этого мы приведем результаты расчета вероятностей выхода  $^8\text{Be}$  из ядра  $^{10}\text{B}$ .

В четвертом и пятом разделах обсудим методику эксперимента и методы извлечения из него параметров распределений, которые и позволят получить требуемые оценки вероятности образования ядер  $^8\text{Be}$ .

В конце будут приведены полученные результаты и их обсуждение.

## 2. Холодная фрагментация ядер $^{10}\text{B}$

Экспериментальные данные, полученные при изучении фрагментации различных релятивистских ядер при энергиях от 1 до 200 ГэВ на нуклон и ядер мишеней при различных энергиях, согласуются с представлением о том, что процесс испускания фрагментов является быстрым и ядро остается холодным. Даже при сравнительно небольших энергиях релятивистских ядер оказывается справедливой гипотеза предельной фрагментации [7].

Согласно партонной картине фрагментации ядер [8], по аналогии с партонной моделью фрагментации адронов [9], будущие фрагменты ядра виртуально существуют в нем еще до взаимодействия с другим ядром в виде точечных, безмассовых квантов поля сильного взаимодействия, партонов. Это облако партонов  $10^{24}$  раз в секунду меняет свой вид в своем фазовом пространстве. Ядро является динамической системой (ДС), закономерности которой являются содержанием теории ДС [10]. В нашей ДС виртуальность обусловлена тем, что закон сохранения импульса выполняется точно в любом ее состоянии, а закон сохранения энергии на короткое время нарушается в пределах, дозволяемых принципом неопределенности. Поэтому виртуальные состояния стать наблюдаемыми сами по себе, без взаимодействия, не могут. Но после взаимодействия двух медленных партонов ("малюток" [9]), принадлежащих разным облакам партонов, когерентность обоих облаков разрушается, каждое из них тормозится как целое, кинетическая энергия их в СЦИ расходуется на приобретение массы партонами и на сообщение уже реальным частицам кинетической энергии, соответствующей тому импульсу, который имели партоны в виртуальном состоянии. При этом основная масса частиц после взаимодействия сохраняет величину и направление импульсов партонов до взаимодействия. Те партоны, которые до взаимодействия двигались в СЦИ справа налево, превратятся в реальные частицы, которые и после взаимодействия будут двигаться в СЦИ справа налево. В этом и состоит гипотеза предельной фрагментации (см. Рис. 1). Это мы и видим в фотоэмульсии.

Эти представления ценны тем, что позволяют предсказать количественные характеристики угловых и импульсных распределений фрагментов ядер в ядерно - ядерных взаимодействиях для любых комбинаций ядер и при лю-

бых энергиях сталкивающихся частиц. Ведь свойства партонов в ядре до взаимодействия не зависят от энергии этого ядра в лабсистеме. Они определяются свойствами системы Ферми—частиц в вырожденном состоянии. В работе [8] было показано, что экспериментальные данные согласуются с этими представлениями. Распределение поперечных импульсов фрагментов может быть описано и до эксперимента, исходя из величины граничного импульса Ферми, известного из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах [11].

Очевидно, что такие же расчеты можно сделать и для ядра  $^{10}\text{B}$  с кинетической энергией 1 ГэВ на нуклон. Но импульс Ферми для этого ядра в эксперименте [11] не определялся. Мы его можем получить, если предположим, что фазовый объем ядра в основном состоянии есть произведение обычного его объема, определяемого радиусом ядра  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ , на объем пространства импульсов, определяемого граничным импульсом Ферми  $P_F = \sqrt{5} \cdot \sigma_0$ . Величина  $\sigma_0^2$  есть дисперсия импульсного распределения нуклонов в ядре  $^{10}\text{B}$  до его взаимодействия с ядром в фотоэмульсии. В каждом элементе этого объема  $\hbar$ , по принципу Паули, может находиться только 4 нуклона [12]. Таким образом, фазовый объем ядра  $^{10}\text{B}$  состоит из двух полностью заполненных ячеек, и одной ячейки заполненной наполовину. Легко получаем, что  $r_0 \cdot \sigma_0 = 134,422$  (МэВ/с)фм. При константе  $r_0 = 1,54$  фм, известной из эксперимента [13] по определению радиуса ядра  $^{10}\text{B}$ , получаем, что импульс Ферми для него должен быть равен 195,18 МэВ/с, откуда следует, что величина, определяющая распределение импульсов нуклонов в ядре  $^{10}\text{B}$ , равна  $\sigma_0 = 87,297$  МэВ/с.

Параболический закон Гольдхабер [14] устанавливает зависимость дисперсии  $\sigma_F^2$  импульсного распределения любого фрагмента с массовым числом  $A_F$  из любого ядра

с массовым числом  $A_0$ , от дисперсии импульсного распределения нуклонов в этом ядре  $\sigma_0^2$  :

$$\sigma_F^2 = \sigma_0^2 \cdot \frac{A_F \cdot (A_0 - A_F)}{A_0 - 1}.$$

Используя этот закон, а так же имея в виду, что

$$P_{\perp} = A_F \cdot P_0 \cdot \operatorname{tg} \theta,$$

где  $P_0 = 1696$  МэВ/с импульс на нуклон ядра  $^{10}\text{B}$  в нашем эксперименте, получим, что константа, определяющая распределение углов  $\theta$  вылета  $\alpha$ -частиц должна быть равна  $\sigma_{\theta} = 21,011$  мрд. Их распределение должно следовать распределению Рэля с этой константой. А распределение углов между парой частиц  $\theta_{12}$  в одном событии при независимом разлете частиц должно следовать этому же распределению с дисперсией в два раза большей, чем дисперсия распределения одиночных частиц.

Угол  $\theta_{12}$  между следами частиц в событии должен быть выборкой из распределения Рэля с константой, равной  $\sigma(\theta_{12}) = \sqrt{2} \cdot \sigma_{\theta} = 29,714$  мрд [15]. Отношение среднего поперечного импульса частиц в лабсистеме к среднему поперечному импульсу в СЦИ двух частиц должно быть равно  $\sqrt{2}$ .

Средний угол между двумя частицами, при независимом их разлете, в нашем эксперименте должен быть (в мрд)

$$\langle \theta_{12} \rangle = \sqrt{\pi/2} \cdot \sigma(\theta_{12}) = 37,22.$$

В нашем эксперименте, как будет показано, углы вылета определяются по двум углам, равным углам между проекциями импульса на две взаимно перпендикулярные плоскости - на плоскость эмульсии (угол  $\varphi$ ), и на плоскость перпендикулярную к ней (угол  $\alpha$ ). Если в каждом

событии две частицы вылетают независимо друг от друга и оба угла  $\varphi$  и  $\alpha$  каждой частицы являются случайными выборками из нормального распределения с одной и той же дисперсией, то дисперсия суммы 4-х таких углов в каждом событии должна быть равна 4-м дисперсиям распределения этих углов, и поэтому

$$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2) = 2\sigma_\theta.$$

Простейшей характеристикой двухчастичных корреляций частиц в поперечной плоскости является коэффициент азимутальной асимметрии  $A$ , определяемый как разность вероятности наблюдения разности азимутальных углов двух частиц  $\Delta\Psi$  больше чем  $90^\circ$  и меньше чем  $90^\circ$ ,

$$A = \frac{N(\Delta\Psi > 90^\circ) - N(\Delta\Psi < 90^\circ)}{N(\Delta\Psi > 90^\circ) + N(\Delta\Psi < 90^\circ)}.$$

При независимом испускании частиц этот коэффициент должен быть равен нулю. Распределение по углам  $\Delta\Psi$  между векторами поперечных импульсов двух частиц в событии в этом случае должно быть равномерным. При распаде возбужденной системы на  $n$  частиц по фазовому объему, когда векторная сумма поперечных импульсов всех частиц в каждом событии равна нулю, неизбежно возникают кинематические корреляции в поперечной плоскости [16]. Коэффициент азимутальной асимметрии  $A$  в этом случае должен быть равен  $1/(n - 1)$ . При фрагментации ядра  $^{10}B$  полное число частиц  $n$  не может быть настолько велико, чтобы  $A$  не отличалось бы от нуля.

При распаде  $^8Be$  на две  $\alpha$ -частицы, если  $^8Be$  испущен из  $^{10}B$ , все разности азимутальных углов двух частиц должны быть меньше  $90^\circ$ . Коэффициент азимутальной асимметрии  $A$  для этих событий должен быть близок к -1. Это нам и предстоит проверить.



Теперь посмотрим, что будет, если события с двумя  $\alpha$ -частицами в нашем эксперименте идут через распад  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ . Предположим, что процесс испускания  ${}^8\text{Be}$  ядром  ${}^{10}\text{B}$  идет как обычная фрагментация. Тогда поперечные импульсы ядра  ${}^8\text{Be}$  будут следовать распределению Релея, константу которого мы легко вычислим, зная импульс Ферми ядра  ${}^{10}\text{B}$ . Продольный импульс ядра  ${}^8\text{Be}$  практически не изменится и будет равен  $8P_0 = 13,6$  ГэВ/с. Значит, направление и импульс ядра распадающегося на-лету на две  $\alpha$ -частицы, нам известны. Кинетическая энергия каждой  $\alpha$ -частицы в системе покоя распадающегося ядра равна 45,96 КэВ. Угловое распределение их в СЦИ распадающегося ядра полагаем изотропным. Разыграв по Монте Карло угол частицы в системе покоя ядра  ${}^8\text{Be}$ , получаем импульс  $\alpha$ -частицы в лабсистеме и находим угол между частицами в каждом из событий. Моделированное таким образом распределение углов между частицами приведено на Рис. 2. Имеем резкий максимум в вероятности наблюдения этих углов при угле 5,45 мрд за счет того, что телесный угол при разлете двух  $\alpha$ -частиц под углом  $90^\circ$  в СЦИ распадающегося ядра значительно больше телесного угла при разлете их под нулевым углом с направлением импульса распадающегося ядра. При увеличении энергии первичной частицы форма этого распределения сохранится, но предельный угол станет меньше. При импульсе на нуклон 4,5 ГэВ/с предельный угол между  $\alpha$ -частицами от распада  ${}^8\text{Be}$  в эмульсии будет около 2 мрд.

Таким образом, распределения углов между двумя  $\alpha$ -частицами при их независимом разлете из ядра  ${}^{10}\text{B}$  и при разлете из промежуточного основного состояния  ${}^8\text{Be}$  резко различаются. Это и дает возможность выделить события, идущие по каналу  ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha + all$ , от событий,

идущих по каналу  $^{10}B \rightarrow 2\alpha + all$ .

Мы попытаемся сейчас вычислить вероятность наблюдения первого из этих каналов.

### 3. Ожидаемый выход $^8Be$ из ядер $^{10}B$

Партонная картина фрагментации ядер, использованная в предыдущем разделе для получения характеристик угловых распределений  $\alpha$ -частиц как фрагментов ядра  $^{10}B$ , позволяет получить оценки относительных вероятностей наблюдения фрагментов данного типа без каких-либо свободных параметров [17].

Если облако партонов рассматривать как ДС, в которой в любом ее состоянии сохраняется число нуклонов и их заряд, то каждое виртуальное состояние будет иметь  $k$  фрагментов, для которых сумма всех их зарядов  $Z_i$  равна заряду первичного ядра  $Z_0$ , а сумма всех массовых чисел  $A_i$  всех фрагментов равна его массовому числу  $A_0$ .

Будем считать, что в каждом фрагменте его заряд  $Z_i$  и массовое число  $A_i$  соответствуют стабильному или радиоактивному изотопу, точная величина массы которого известна. Чтобы из начального состояния первичного ядра  $^{10}B$  перейти на какое-то время  $\tau$  в состояние из данных  $k$  фрагментов в СЦИ этого ядра, необходимо затратить некоторую энергию  $\Delta E_k$ . Эта энергия будет состоять не только из разности суммы масс покоя всех фрагментов и массы первичного ядра, но еще из суммы средних кинетических энергий всех фрагментов в их СЦИ. Вероятность образовать  $k$  фрагментов с нулевым импульсом хотя бы одного из фрагментов, равна нулю. А средние энергии фрагментов, зная импульс Ферми, мы легко можем вычислить.

Время пребывания в виртуальном состоянии  $\tau$  будет тем меньше, чем больше энергия  $\Delta E_k$ . А вероятность "за-

стать "первичное ядро в виртуальном состоянии с дефицитом энергии  $\Delta E_k$  будет тем больше, чем больше время  $\tau$ .

Строгое математическое обоснование вычисления этой вероятности дает теория ДС [10]. В ней доказывается, что если последовательность состояний ДС инвариантна по отношению к сдвигу, то для множества этих состояний всегда можно ввести инвариантную нормированную гиббсовскую меру, которая по своей сути есть не что иное, как вероятность наблюдения этого состояния

$$W(T, \Delta E_k) = \frac{\exp(-\Delta E_k/T)}{\Xi}.$$

Это хорошо известное распределение Гиббса, где  $T = \sigma_0^2/m_N$  "температура", т. е. величина, пропорциональная средней энергии конститuentов, а  $\Xi$  - это статистическая сумма, равная сумме выражений в числителе по всем возможным состояниям.

Для всех возможных состояний системы из любого числа фрагментов закон сохранения энергии выполняется. А он, в свою очередь, является следствием инвариантности по отношению к сдвигу во времени (теорема Неттер). Возможность использования распределения Гиббса связана, конечно, с тем, что облако партонов находится в равновесии с КХД вакуумом достаточно долго до взаимодействия. Нет проблемы установления равновесия после взаимодействия. Оно уже существует до взаимодействия.

Для легких ядер перечислить все возможные состояния первичного ядра не представляет труда. Для ядра  $^{10}\text{B}$  число всех возможных каналов фрагментации равно 73. После прямого вычисления статистической суммы, находим абсолютные вероятности всех каналов фрагментации. Наиболее вероятным оказывается канал фрагмента-

ции ядра  $^{10}\text{B} \rightarrow ^4\text{He} + ^6\text{Li}$  (19,73%), а следующий за ним по вероятности будет интересующий нас канал фрагментации на  $^8\text{Be}$  и дейтон (16,36%). Список первых 13 каналов, по убыванию вероятности, приведен в Таблице 1. Каналы с большим числом фрагментов, конечно, оказываются маловероятными. Суммарная вероятность испускания  $^8\text{Be}$  из ядра  $^{10}\text{B}$  оказывается равной 19,7%.

Аналогичные расчеты выхода ядер  $^8\text{Be}$  ранее были выполнены для ядер углерода [18] и кислорода [19]. Оказалось, что для них вероятность выхода  $^8\text{Be}$  близка к 30%. Это позволило в [20] описать уникальное распределение разностей азимутальных углов  $\alpha$ -частиц при фрагментации кислорода на 4  $\alpha$ -частицы, обнаруженное в работе [19].

Итак, ожидаемые выходы ядер  $^8\text{Be}$  при фрагментации ядер  $^{10}\text{B}$  должны быть велики. Доля событий с двумя двухзарядными частицами при фрагментации ядер  $^{10}\text{B}$  должна быть, по грубой оценке, около 20% от всех событий, в которых сумма зарядов фрагментов в событии равна заряду первичного ядра. А доля таких событий, среди всех событий, найденных по следу, в эксперименте [1] оказалась равной 10%.

Обратимся к своему эксперименту.

#### 4. Эксперимент

В данном эксперименте эмульсионная камера, состоящая из слоев эмульсии БР-2 размером  $10 \times 20$  см<sup>2</sup> и толщиной 500 мкм была облучена на нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ионов  $^{10}\text{B}$  вдоль слоя. Поиск событий осуществлялся просмотром по следу. Суммарная длина всех участков просмотренных первичных следов до неупругого взаимодействия с ядрами фотоэмульсии или до выхода из слоя равна 243 метра. На этой длине найдено 1823 неупругих взаимодействия. Т. о., средний пробег до взаимодей-

ствия равен  $13,3 \pm 0,3$  см. В 217 событиях, содержащих два двухзарядных фрагмента ядра  $^{10}B$ , были измерены координаты  $X, Y, Z$  в 11 точках через 100 мкм по оси  $X$  на обоих следах двухзарядных фрагментов и на следе первичной частицы.

Для измерений использовался микроскоп МПЭ-11 со столом для измерения многократного рассеяния с фторопластовыми направляющими по оси  $X$ . Этим обеспечивалось уменьшение неконтролируемого, самопроизвольного смещения стола микроскопа в направлении, перпендикулярном оси  $X$ , до сотых долей микрона на любом участке в 500 микрон на общей длине 60 мм.

На микроскопе установлены датчики координат  $X, Y, Z$  с ценами младших разрядов 1,25; 0,02125 и около 0,13 мкм, соответственно. Цена младшего разряда по оси  $Z$  в каждом событии устанавливается с учетом толщины слоя до проявления в момент измерения и коэффициента преломления эмульсии и иммерсионного масла. По команде оператора показания датчиков считываются в память ЭВМ при микроскопе и используются при последующей обработке. Распределение координат  $Y$  и  $Z$  одной и той же точки при ее многократном измерении согласуются с гипотезой их нормального распределения со средним, равным нулю, и стандартным отклонением 3,6 деления по обеим осям.

Для уменьшения этой ошибки, как уже указывалось, записываются координаты 11 точек. Если средние значения координат  $x, y, z$  равны  $\langle x \rangle, \langle a \rangle$ , где  $a = y, z$ , то оценка тангенса угла  $\varepsilon = \varphi$  (при  $a = y$ ) или тангенса угла  $\varepsilon = \alpha$  (при  $a = z$ ) будет равна

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\langle x \cdot a \rangle - \langle x \rangle \cdot \langle a \rangle}{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}.$$

Вычислив углы  $\varphi$  и  $\alpha$  для данного следа, мы имеем оценку угла  $\theta$  :

$$\operatorname{tg} \theta = \sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi + \operatorname{tg}^2 \alpha}.$$

В ядерной фотоэмульсии нельзя увеличить точность оценки углов увеличением длины измеряемого следа (при постоянной ошибке измерения координат точек следа). Этому мешают дисторсии и ложное рассеяние. По сути это самопроизвольное смещение одной области фотоэмульсионного слоя относительно другой его области, расположенной на расстоянии сотен микрон друг от друга. Учесть эти отклонения следа частицы от прямой практически невозможно. В каждой эмульсионной камере и даже слое они могут быть разными. В нашей камере зависимость среднего значения абсолютной величины второй разности на ячейке  $t$  имеет вид  $0,014 \cdot t^{0,75}$ .

Это согласуется с теми величинами, которые приведены в работе [21]. Специфика угловых измерений в фотоэмульсии состоит еще и в том, что нам известно только одно значение истинной величины угла, — это угол в точности равный нулю при измерении любого участка следа относительно себя самого. Конечно, эта оценка не может быть несмещенной.

В нашем эксперименте величина смещения равна 1,5 мрд, а стандартное отклонение оценок углов в интервале 3-8 мрд также около 1,5 мрд. Таким образом, в интересующей нас области углов между  $\alpha$ -частицами (порядка 5 мрд) точность наших измерений вполне достаточна для того, чтобы установить наличие интересующего нас явления распада  ${}^8\text{Be}$  на две  $\alpha$ -частицы из основного состояния, если мы будем считать, что события с углами  $\theta_{12} < 8,5$  мрд как раз и относятся к этому каналу.

Оценку угла между ними по нашим данным мы можем получить двумя способами. В первом случае угол между следами может быть вычислен прямо по координатам точек на следах частиц. А во втором случае можно сперва найти углы этих вторичных частиц относительно направления импульса первичного следа, и только потом, по этим углам найти угол между вторичными частицами. Величина  $\Delta$ , равная разности этих оценок оказалась равной  $-1,1$  мрд со стандартным отклонением  $0,9$  мрд. Ясно, что использование углов частиц относительно направления первичного следа дает смещенную оценку углов между вторичными частицами.

Теперь надо найти параметры распределений этих углов и сравнить их с теми величинами, которые мы оценивали, исходя из радиуса ядра  $^{10}B$ .

## 5. Экспериментальные результаты

Метод оценки параметров распределений должен давать состоятельную и эффективную оценку. Это значит, что при увеличении объема выборки оценка должна стремиться к истинному значению параметра равномерно и что данная оценка использует всю имеющуюся в эксперименте информацию о параметре. Никакая другая оценка параметра не может быть более достоверной [22].

Единственным методом, который удовлетворяет этим условиям, является метод максимального правдоподобия. Он дает наиболее правдоподобную оценку параметров. В нем используется функция правдоподобия, представляющая собой произведение вероятностей наблюдения каждой из  $N$  величин, полученных в данном эксперименте. Максимум функции правдоподобия достигается изменением параметров, описывающих данное распределение. А по

основной теореме математической статистики, эмпирическая функция распределения при увеличении объема выборки с вероятностью единица равномерно стремится к истинной функции распределения. Эти соображения и положения в основу оценки параметров в этой работе, где использованы измерения углов между парами  $\alpha$ -частиц в  $N = 217$  событиях.

Несмотря на то, что точности измерения координат по осям  $Y$  и  $Z$  различны, параметры распределений углов  $\varphi$  и  $\alpha$  оказались практически одинаковы. Оба распределения, как и ожидалось, согласуются с гипотезой выборки их из нормального распределения с константой, вычисленной из радиуса ядра  $^{10}B$ .

На Рис. 3 приведены функция нормального распределения со средним, равным нулю, и стандартным отклонением 21 мрд, вычисленным из величины константы для радиуса ядра  $^{10}B$  (плавная кривая), и эмпирические функции распределения углов  $\varphi$  и  $\alpha$ , полученные в эксперименте. Сумма квадратов разностей по вертикали между плавной кривой и эмпирической функцией распределения дает величину  $\omega^2$  (критерий Крамерса-Мизеса), которая может быть использована для проверки гипотезы согласия эмпирической функции распределения с нормальным распределением. По нашим данным, на 1% доверительном уровне, эта гипотеза принимается как для углов  $\varphi$ , так и для углов  $\alpha$ .

Этот результат находится в полном согласии с тем, что было получено в работе [1]. Там экспериментальная величина среднего поперечного импульса дейтонов равна  $140 \pm 10$  МэВ/с. А если оценить ее из величины  $r_0 = 1,54$  фм, то она должна быть равна 145 МэВ/с. Как видим, это неплохое согласие.

Величина  $x = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2$  для данной выборки



событий распределена нормально, со стандартным отклонением  $\sigma_x(exper) = 39,7 \pm 2,7$  мрд. Таким образом, угловые корреляции частиц в событии не обнаруживаются в эксперименте. Это иллюстрирует Рис. 4.

Но тогда вполне естественно, что распределение углов  $\theta$  хорошо согласуется с гипотезой их выборки из распределения Рэля (см. Рис. 5). Это означает, что и распределение углов  $\theta_{12} = x$  между парами  $\alpha$ -частиц при независимом их разлете должно иметь плотность распределения

$$f(x, \sigma) = \frac{x}{\sigma^2} \cdot \exp(-x^2/2\sigma^2),$$

и функцию распределения

$$F(x, \sigma) = 1 - \exp(-x^2/2\sigma^2).$$

Для оценки параметра  $\sigma$  этого распределения из эксперимента надо исключить углы  $\theta_{12}$  меньше некоторой величины  $x_{min}$ , так как мы ищем небольшое превышение над этим распределением в области именно малых углов  $\theta_{12}$  за счет каналов, содержащих  ${}^8Be \rightarrow 2\alpha$ . Надо исключить и углы  $\theta_{12}$  больше некоторой величины  $x_{max}$ , так как там могут быть редкие события совсем другой природы, например, перерасеяние частиц в конечном состоянии.

Тогда функция правдоподобия для распределения Рэля обрезаемого слева и справа будет иметь вид:

$$L = \prod_{i=1}^{i=N} f(x_i, \sigma) F(x_{min}, \sigma) (1 - F(x_{max}, \sigma)).$$

Для нахождения оценки интересующего нас параметра  $\sigma$  надо решить нелинейное уравнение, которое получится, если мы приравняем нулю производную от логарифма на-

писанной функции правдоподобия. Это довольно просто решается процедурой из MATHCAD-8 [23].

Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра  $\sigma$  приведена на Рис.6. Максимум  $L$  для данной выборки достигается при  $\sigma = 31,7 \pm 2,0$  мрд. По этому рисунку можно судить и о величине доверительного интервала оценки параметра. Т. о., экспериментальная оценка параметра распределения угла между двумя частицами, при исключении из выборки углов между ними от распада  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , практически совпадает с ожидаемой величиной этого параметра при независимом разлете двух частиц.

Коэффициент азимутальной асимметрии для всех событий в эксперименте равен  $0,05 \pm 0,03$ , а для событий с  $\theta_{12} < 8,5$  мрд он оказался равным  $-0,96 \pm 0,04$ . Это означает, что для всех событий корреляции направлений поперечных импульсов отсутствуют, а для событий, связанных с распадом  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , эти корреляции велики.

Наконец, в эксперименте наблюдается 33 события с углом  $\theta_{12} < 8,5$  мрд (вместо 36 ожидаемых событий). Это означает, что в данном эксперименте вероятность наблюдения ядра  ${}^8\text{Be}$  при фрагментации ядра  ${}^{10}\text{B}$  равна  $18 \pm 3\%$ , вместо ожидаемых  $19,7\%$  в расчете.

Если наблюдаемые нами события с  $\theta_{12} < 8,5$  мрд действительно генерируются каналом  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , то эмпирическая функция распределения углов  $\theta_{12}$  этих 33-х событий должна быть функцией распределения этих углов в этом канале. Плотность распределения таких углов приведена на Рис.2.

Для проверки этой гипотезы использовались два непараметрических критерия согласия. Критерий согласия Колмогорова [22] состоит в том, что максимальное отклонение  $D$  эмпирической функции распределения от пред-

полагаемой теоретической функции распределения при их согласии на 1% уровне значимости не может превосходить 1,63. В эксперименте  $D = 0,32$ .

Второй, более сильный, но редко используемый экспериментаторами, критерий связан с суммой

$$V = V^+ - V^-$$

равной разности между двумя функциями распределения в одну, и в другую сторону. Это критерий Куипера [24]. Критическое значение его на том же доверительном уровне есть 2,0. В эксперименте  $V = 0,88$ . Аналогичный результат получен и при использовании уже упоминавшегося критерия Крамера-Мизеса (см. Таблицу 2).

Это значит, что по всем трем критериям согласия гипотеза о том, что наша выборка из 33 углов  $\theta_{12} < 8,5$  мрд имеет функцию распределения углов между частицами в процессе  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  не отвергается. Рис. 7 это иллюстрирует.

## 6. Заключение

Основные результаты данной работы суммированы в Таблице 2. Все предсказания, полученные до эксперимента, подтверждены. Выход фрагментов  ${}^8\text{Be}$  при фрагментации релятивистского ядра  ${}^{10}\text{B}$  действительно составляет около 2% от всех событий, найденных по следу в фотоэмульсии, или около 20% от тех событий, в которых сумма зарядов вторичных фрагментов равна заряду первичного ядра.

Этот факт получен при многих явных и неявных предположениях. Он может быть истолкован как косвенное доказательство их. Так, можно считать, что импульс Ферми ядра  ${}^{10}\text{B}$  действительно равен 195 МэВ/с, а константа

импульсного распределения нуклонов в этом ядре около 90 МэВ/с. Атомное ядро действительно можно рассматривать как динамическую систему, и все общие закономерности теории ДС к нему применимы. Это дает возможность сделать предсказания, которые, как мы видели, эксперимент подтверждает.

Термодинамический формализм содержится в теории ДС. Поэтому обычно используемый язык термодинамики, с понятиями энергии возбуждения ядра, температуры возбужденного ядра и т. д., вполне пригоден для феноменологического описания явления фрагментации. Однако, за десятилетия использования этого формализма до сих пор еще не удалось с его помощью получить какие-либо предсказания. Очевидно, что дальнейшие исследования процесса фрагментации ядер надо, в основном, направить на поиски отклонений от предсказаний партонной картины фрагментации ядер. Теперь, когда мы представляем эту картину в общих чертах, можно углубиться в ее детали.

Авторы выражают благодарность сотрудничеству BECQUEREL за облучение эмульсии и предоставление возможности выполнения работы, ЛВЭ ОИЯИ за прекрасную химическую обработку эмульсии, Л. Н. Ткач за просмотр и измерение событий, использованных в этой работе.

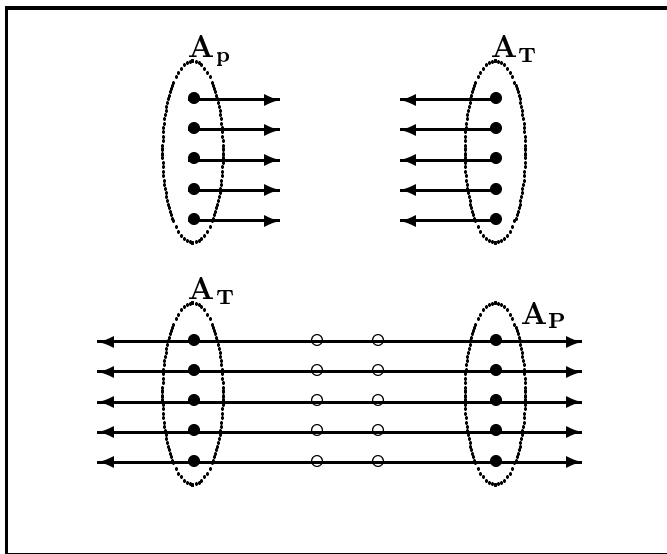
$N$	$W, \%$	$^{10}\text{B} \rightarrow$
1	19,73	$^4\text{He} + ^6\text{Li}$
2	16,36	$^2\text{H} + ^8\text{Be}$
3	15,29	$\text{P} + ^9\text{Be}$
4	12,19	$\text{N} + ^9\text{B}$
5	8,80	$^5\text{He} + ^5\text{Li}$
6	4,43	$^2\text{H} + 2\ ^4\text{He}$
7	3,83	$^3\text{He} + ^7\text{Li}$
8	3,43	$^3\text{H} + ^7\text{Be}$
9	3,37	$\text{N} + \text{P} + ^8\text{Be}$
10	3,02	$\text{P} + ^4\text{He} + ^5\text{He}$
11	2,65	$\text{N} + ^4\text{He} + ^5\text{Li}$
12	0,91	$\text{N} + \text{P} + 2\ ^4\text{He}$
13	0,76	$^3\text{H} + ^3\text{He} + ^4\text{He}$

Таблица 2

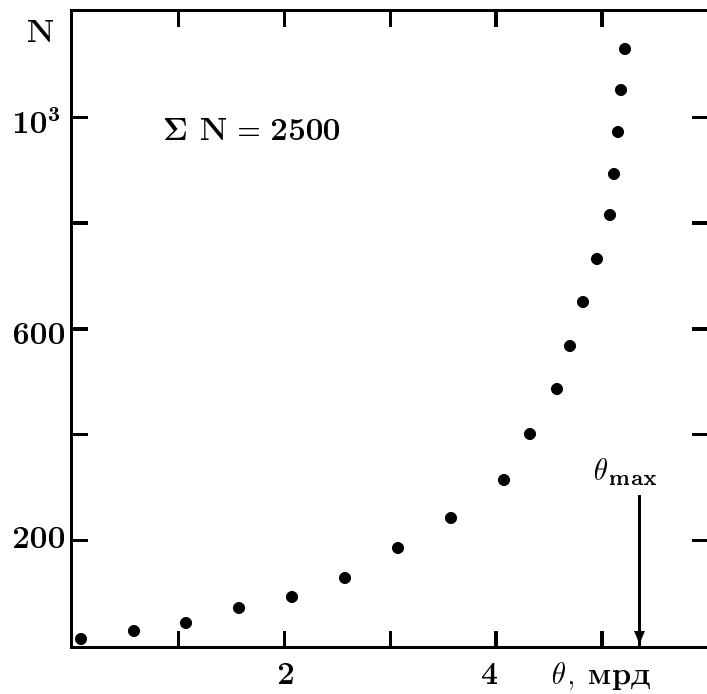
Вычисленные и экспериментальные значения различных величин, характеризующих фрагментацию ядра  $^{10}\text{B}$

$N$	величины	выч.	эксп.
1	$\langle P_{\perp} \rangle$ $^2\text{H}$ , МэВ/С	145	$(140 \pm 10)^*$
2	$\sigma(\varphi) = \sigma(\alpha)$ мрд	21,011	$20,5 \pm 0,7$
3	$\sigma(\text{Rel}, \theta_{12})$ мрд	29,714	$31,7 \pm 2,0$
4	$\langle \theta_{12} \rangle$ мрд	37,22	$34,6 \pm 2,2$
5	$\sigma(\varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2)$ мрд	42,0	$39,7 \pm 2,7$
6	$N_{ev}(\theta_{12} < 8,5)$	36	33
7	$W_{obs}(^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha)$ %	19,7	$18 \pm 3$
8	A for all	0	$0,05 \pm 0,03$
9	A for $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	-1,0	$-0,96 \pm 0,04$
10	$\langle \theta_{12} \rangle$ для $\theta_{12} < 8,5$ мрд	6,3	$5,6 \pm 1,0$
11	D КОЛМ.	1,63	0,32
12	V КУИП	2,0	0,88
13	$\omega^2$ <i>crit</i>	0,743	0,304

\*) получено в эксперименте [1].

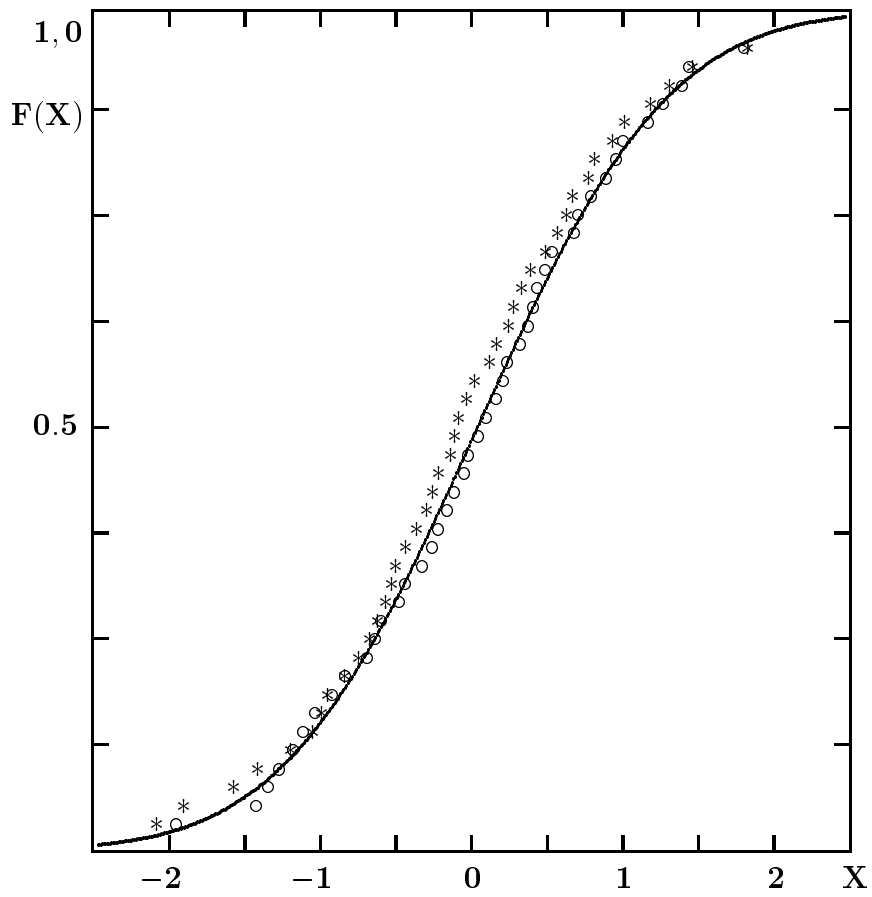


**Рис. 1.** К пояснению механизма перехода кинетической энергии взаимного движения адронов или ядер в массу покоя рождающихся частиц в процессе адронизации.

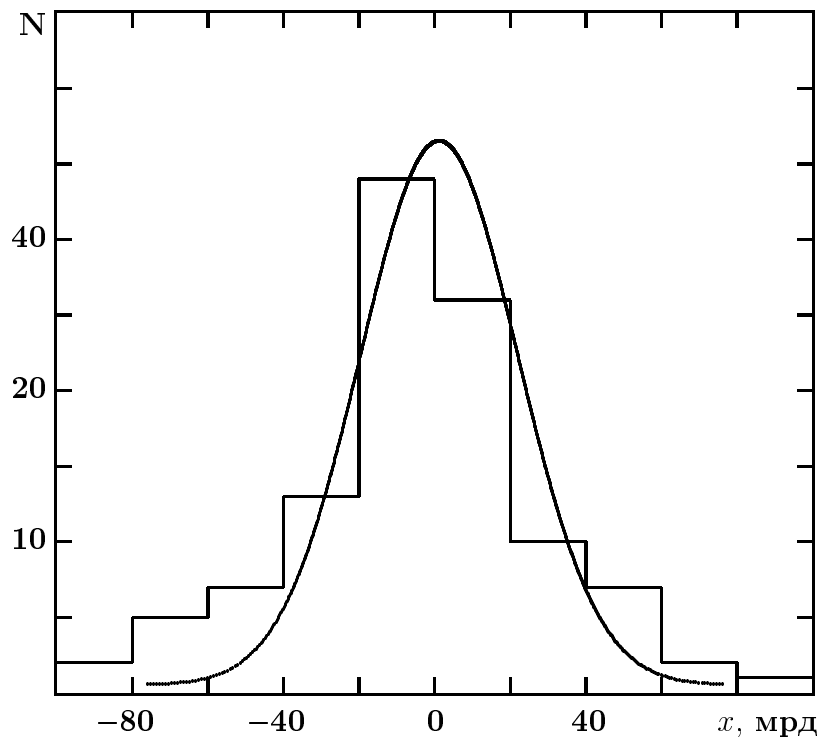


**Рис. 2.** Распределение углов  $\theta_{12}$  между следами  $\alpha$ -частиц при распаде  ${}^8\text{Be}$  из ядра  ${}^{10}\text{B}$  с импульсом 1,7 ГэВ/с для  $N = 2500$  событий разыгранных по Монте Карло.  $N$  - это число событий на интервал  $\Delta\theta = 0,5$  миллирадиан.

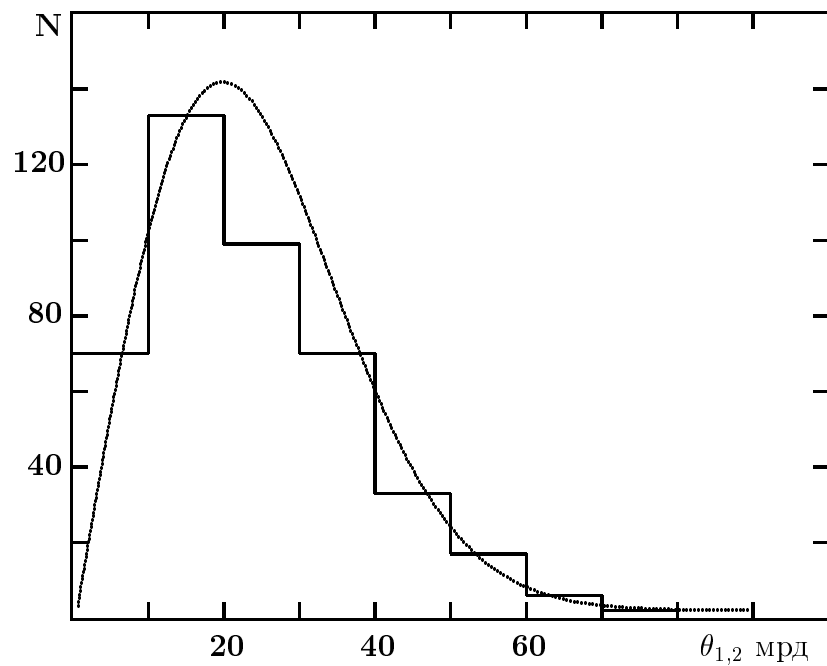




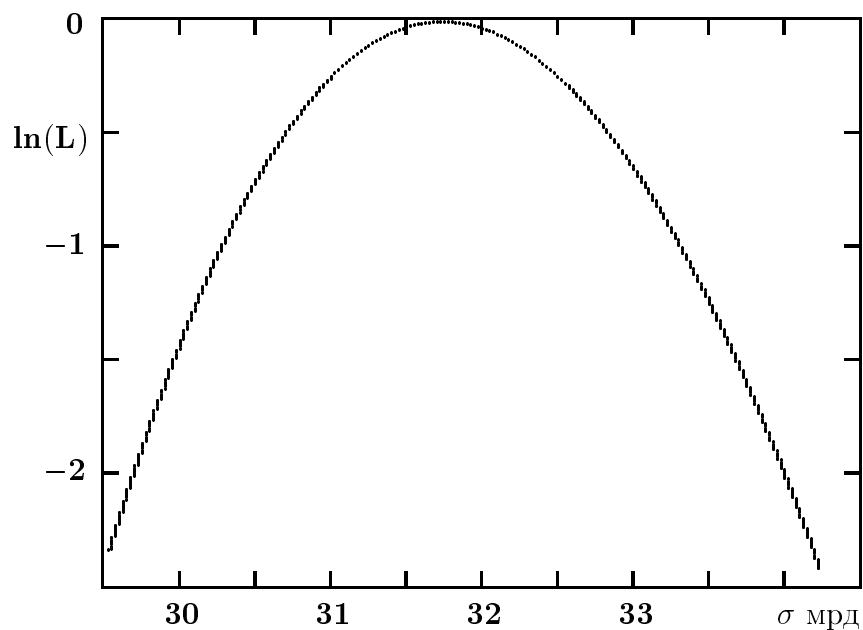
**Рис. 3.** Плавной кривой изображено ожидаемое нормальное распределение. Эмпирическая функция распределения углов  $\varphi$  обозначена звездочками \*. Эмпирическая функция распределения углов  $\alpha$  обозначена кружками о.



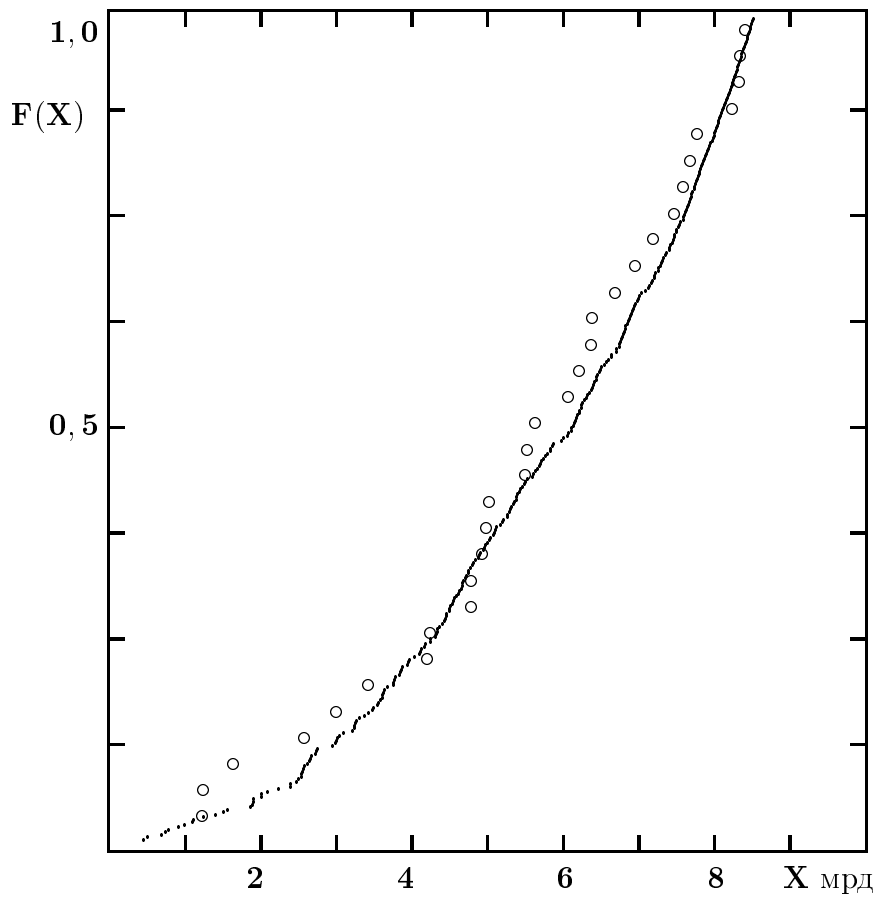
**Рис. 4.** Гистограмма, – распределение величины  $x = \varphi_1 + \varphi_2 + \alpha_1 + \alpha_2$  для  $\alpha$ -частиц в событии при фрагментации ядер  $^{10}\text{B}$  в миллирадианах. Плавная кривая – это вычисленное ожидаемое распределение этих величин при независимом разлете частиц в событии.



**Рис. 5.** Гистограмма, — распределение углов  $\theta$   $\alpha$ -частиц при фрагментации ядер  $^{10}\text{B}$  в миллирадианах. Плавная кривая — это вычисленное ожидаемое распределение этих углов, исходя из  $r_0 = 1,54$  ферми для этого ядра.



**Рис. 6.** Зависимость логарифма функции правдоподобия от параметра  $\sigma$ . Горизонтальная линия, проведенная через точку  $\ln(L) = -1$ , если спроектировать точки ее пересечения с кривой на ось X, дает величину доверительного интервала параметра на доверительном уровне 68,3 процента.



**Рис. 7.** Эмпирическая функция распределения  $F(X) = F(\theta_{12} < X)$  33-х углов (o). Точки — это предполагаемая функция распределения углов  $\theta_{12}$  в процессе  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ .