

# АНАЛИЗ ОПУБЛИКОВАННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР $^{32}\text{S}$ А 200 ГэВ/с

ОФВЭ ПИЯФ РАН 17 июня 2007 г

**Основная задача** - фиксировать достигнутые результаты изучения фрагментации этого релятивистского ядра при этой энергии перед началом работы в этом направлении с эмульсионной камерой номер 48. В этом анализе обращено внимание на три типа информации, содержащейся в опубликованных работах. Во-первых, это априорные данные эксперимента. Например, импульс, или энергия на нуклон  $P_0$ , равная в этом эксперименте 200 ГэВ (или ГэВ/с). Во-вторых, это то, что можно предсказать, с учетом априорной информации, на основании известных из других экспериментов закономерностей процесса фрагментации любого релятивистского ядра. И, наконец, информации, получаемой непосредственно в эксперименте без каких либо предположений.

**Априорная информация.** До взаимодействия имеем изотоп серы с массовым числом 32, и энергией в лабораторной системе равной 6400 ГэВ. Все 32 нуклона этого ядра, в основном его состоянии, занимают фазовый объем, ограниченный в пространстве импульсов максимальным импульсом Ферми  $P_F = 236$  МэВ/с, и радиусом ядра  $R = 4.14$  Фм. Данные об этих величинах можно получить из работ [1, 2]. Точность экспериментальных оценок приведенных величин порядка 5%. Первая из этих величин дает дисперсию импульсного распределения нуклонов в ядре  $\sigma_0^2 = P_F^2/5$ , а вторая дает константу  $r_0 = R/A * (1/3)$ . Произведение  $\sigma_0 \cdot r_0 = 134.4$  Фм·МэВ для всех ядер [3]. Согласованная с известными величинами радиуса ядра и импульса Ферми для ядра  $^{32}\text{S}$  величина характеризующая импульсное распределение нуклонов в этом ядре до взаимодействия его с другим ядром в фотоэмульсии равна  $\sigma_0 = 105.54 \pm 5.0$  МэВ/с. Именно эта величина позволяет предсказать наблюдаемые в эксперименте угловые распределения любых фрагментов релятивистского ядра  $^{32}\text{S}$ , а при некоторых предположениях, и распределения их поперечных импульсов.

**Предсказания** наблюдаемых величин, по априорным данным о свойствах данного изотопа серы в его основном состоянии в системе центра масс фрагментирующего ядра можно сделать только на основании того факта, что **гипотеза предельной фрагментации [4] и при столкновении двух релятивистских ядер в их общей системе центра масс, справедлива.** Не важно, что формулирована она для адрон - адронных соударений при бесконечном импульсе, а важна ее суть, заключающаяся в том, что после взаимодействия нуклоны каждого из двух сталкивающихся ядер летят с импульсами, которые они имели до соударения. Сохраняются величины

и направления как продольных, так и поперечных составляющих импульсов каждого из нуклонов двух ядер до их взаимодействия. Экспериментальный факт существования лидирующих частиц, при столкновениях частиц высоких энергий, был известен задолго до появления гипотезы предельной фрагментации. Конечно, это очень существенная гипотеза, и только эксперимент может ее подтвердить, или опровергнуть.

В ядерной фотоэмульсии, при изучении фрагментации релятивистских ядер, основными наблюдаемыми величинами являются заряд фрагмента  $Z$ , и угол  $\varphi$  в плоскости эмульсии между вектором импульса первичной частицы, и проекцией импульса фрагмента на плоскость эмульсии. Соответствующий угол  $\alpha$  в плоскости перпендикулярной к плоскости эмульсии измеряется значительно менее точно. А в обсуждаемом эксперименте он просто измерен быть не может. Ошибка его измерения оказывается больше измеряемого угла. По этой причине, пространственный угол  $\theta = \arctg \sqrt{tg^2 \alpha + tg^2 \varphi}$ , в данном эксперименте оценки не имеет, и поэтому не используется. Будем иметь в виду также, что до углов меньше 0.01 радиана синусы и тангенсы их равны самим углам. Конечно, истинные величины углов  $\varphi$  и  $\alpha$  чаще всего распределены нормально, со средним, равным нулю и равными дисперсиями. Отклонения от этого возможны, и в эксперименте наблюдаются, но здесь обсуждать их причины не будем.

Поэтому, очевидно, что средняя величина  $\langle \theta \rangle = \sqrt{\pi} \sigma_\varphi$ . Не измеряя каждый из углов  $\theta$  фрагментов с данным зарядом  $Z$  мы имеем экспериментальную оценку их средней величины в этой выборке. А это дает возможность получить экспериментальную оценку средней величины поперечного импульса фрагментов с данным  $Z$   $\langle P_\perp, Z \rangle = 2 \cdot Z \cdot P_0 \cdot \langle \theta, Z \rangle$ , если предположить, что массовое число фрагмента с зарядом  $Z$  равно  $2Z$ , а величина дисперсии угла  $\varphi$  для фрагментов с данным зарядом в эксперименте, определена. В действительности массовые числа фрагментов могут быть и не равны удвоенному их заряду. Есть изотопы водорода, гелия, а так же есть изотопы и у других ядер. Поэтому, когда дело доходит до сравнения экспериментальных величин с какими то ожидаемыми их оценками, то это надо иметь в виду.

Посмотрим, какие, и как ожидаемые оценки физических величин можно получить. Основная идея, высказанная в работе [5], состоит в том, что если имеется ядро, число нуклонов в котором равно  $A$ , дисперсия импульсного распределения их равна  $\sigma_0^2$ , и векторная сумма импульсов нуклонов равна нулю, то дисперсия векторной суммы импульсов  $k$  нуклонов, случайно извлеченных из ядра, равна

$$\sigma_k^2 = \sigma_0^2 \frac{A_k(A - A_k)}{A - 1}. \quad (1)$$

Это так называемый параболический закон Гольдхабер. Если он выполняется, то, зная импульс Ферми, или радиус ядра, мы можем сказать какой должна быть

дисперсия экспериментального набора плоских углов  $\varphi$ , скажем, двухзарядных фрагментов интересующего нас ядра серы. Если при этом справедлива гипотеза предельной фрагментации. При этих допущениях, получаем, что величина  $\sigma_\varphi$  в данном случае, должна быть равна 0.25 мрад. В эксперименте [6] она равна  $(0.2601 \pm 0.013)$  мрад. Такое согласие этих величин, при всех сделанных предположениях, говорит само за себя. Правда, в работе [6] расчета ожидаемой величины не сделано, но это только повышает ценность как эксперимента, так и расчета. В настоящее время уже имеется много экспериментальных работ, где такое согласие уверенно наблюдалось.

**Специфические особенности** измерений углов двухзарядных фрагментов и их обработки в работе [6]. Получение достоверных, состоятельных и эффективных оценок параметров распределения углов фрагментов с направлением импульса первичной частицы, когда эти углы имеют величины порядка десятых долей миллирадиана, дело не простое. В работе [7] дисперсия нормального распределения углов  $\varphi$  двухзарядных фрагментов свинца с энергией 160 ГэВ на нуклон оценивалась по измерениям этих же углов между парами частиц в событии. Углы с направлением первичного импульса при этом не использовались. Таким образом, исключалась ошибка измерения направления первичного импульса. В этом методе ошибка оценки угла  $\varphi = 0$  оказалась равной 10  $\mu$ рад [8].

В работе [6] использовался метод измерения координат точек на следах фрагментов ядра  $^{32}\text{S}$  относительно близко расположенных вспомогательных следов первичных частиц. Опубликованных данных о точности этого метода нет, но результаты повторных измерений дают величину повторяемости равную 30  $\mu$ рад. Но, чем грубее прибор, тем повторяемость будет выше. Если даже она достигнет 100%, то это не значит, что ошибка измерения равна нулю. Однако, конечный результат работы [6], в которой экспериментальная оценка величины  $\sigma_\varphi$ , как мы увидим, практически, совпадает с предсказанием, свидетельствует о высоком качестве угловых измерений в этой работе.

Этого нельзя сказать о методе обработки данных, использованных в работе [6]. Вместо того, чтобы использовать хорошо известные процедуры оценки дисперсии [9], авторы занялись самодеятельностью самого плохого толка. Мало того, что выражение

$$N(\varphi) = C \cdot \exp\left(-\frac{\varphi^2}{2\sigma_\varphi^2}\right) \quad (2)$$

они почему то называют нормальным распределением, так они еще и ищут два свободных параметра,  $C$  и  $\sigma_\varphi$ , которые наилучшим образом описывают гистограмму с шагом 100  $\mu$ рад.

А на самом деле, если константа  $\sigma_\varphi$  известна до эксперимента, и равна 250  $\mu$ рад,

то для того, чтобы получить ожидаемое число модулей углов  $\varphi$  в шести каналах гистограммы с шириной канала  $\Delta\varphi = 100 \mu\text{рад}$  от нуля до  $600 \mu\text{рад}$ , надо знать только число событий наблюдаемых в эксперименте во всех этих шести каналах. Это можно сделать, если высоты шести столбцов на рис. 2 работы [6] из миллиметров перевести в число событий. Это будет, с какой то точностью, числом наблюдаемых в эксперименте углов  $\varphi$ . Сумма их получилась равной  $N = 372$ . Тогда константа

$$C(\text{calc}) = \frac{N \cdot \Delta\varphi}{\sigma_\varphi \cdot \sqrt{2\pi}}.$$

Получаем, что ожидаемая величина  $C(\text{calc}) = 116.0 \pm 6.0$ . А подбираемый свободный параметр в работе [6]  $C = 117.4$ . Чтобы получить без всяких свободных параметров ожидаемое число событий в шести каналах гистограммы достаточно из [9] взять численные величины интеграла вероятности при соответствующих величинах доли стандарта нормального распределения, найти их соседние разности, и умножить на 372. Полученный результат можно посмотреть в таблице 1, где ожидаемые, и экспериментальные числа событий в шести каналах гистограммы рис. 2 работы [6], для облегчения их сравнения, изображены друг под другом.

*Таблица 1. Сравнение ожидаемого, и полученного в эксперименте, числа событий в шести каналах гистограммы. Подробности в тексте.*

интервал $\varphi$ в мрад	0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6
ожидаемая вел.	115	98	72	45	24	11
эксперимент	108	95	79	48	24	14

Лучшего согласия не бывает. И при этом нет никаких свободных параметров. Конечно, это самый важный результат работы [6]. Хорошо известно [10], что проверка гипотезы согласия, и оценка параметра, это разные задачи математической статистики. Гипотеза согласия эмпирической функции распределения углов  $\varphi$ , с предсказываемой константой нормального распределения, равной  $250 \mu\text{рад}$ , конечно отвергнута не будет. Хотя, полученная в [6] эта величина и согласуется с предсказанием при  $P_F = 236 \text{ МэВ}/c$ , она не является ни состоятельной, ни эффективной.

**Совсем непонятные вещи** начинаются в работе [6] при попытке получить экспериментальную оценку величины стандартного отклонения распределения проекции поперечного импульса двухзарядных фрагментов на плоскость эмульсии

$$\sigma(P_\perp, \varphi) = A_F \cdot P_0 \cdot \sigma_\varphi, \quad (3)$$

используя полученную в эксперименте величину  $\sigma_\varphi = 260.1 \mu\text{рад}$ .

Начинаются рассуждения о том, чему равно среднее массовое число двухзарядных фрагментов. Предполагается, что оно равно 3.75, хотя доли изотопов гелия 3 и гелия 4 при фрагментации серы не определялась. В действительности есть еще и изотоп  ${}^6\text{He}$ , который в эмульсии экспериментально обнаруживается [11], доля его не так и мала. Есть этот изотоп гелия и при фрагментации серы. Кроме того, при фрагментации ядер  ${}^6\text{Li}$  [3] установлено, что доли изотопов гелия 3 и 4, примерно одинаковы. Какими они будут при фрагментации ядер серы, неизвестно.

Но и это еще не все. Перемножив 3 числа в формуле (3), авторы работы [6] получили, что  $\sigma(P_\perp, \varphi) = (169 \pm 9) \text{ МэВ/с}$ . Как было получено это число в этой простой арифметической операции, можно только догадываться. Во всяком случае, если положить, что среднее массовое число двухзарядных фрагментов не 3.75, как написано, а только 3.25, то число 169 действительно получается. А при объявленном множителе 3.75 стандартное отклонение проекции поперечного импульса на плоскость эмульсии двухзарядных фрагментов будет равно 195.075 МэВ/с. Это, практически, совпадает с предсказанием, исходя из импульса Ферми равного 236 МэВ/с.

**Итак,** Экспериментальные данные работы [6] по измерению плоских углов  $\varphi$  двухзарядных фрагментов ядра  ${}^{32}\text{S}$   $A$  200 ГэВ хорошо согласуются с предсказаниями, которые можно сделать до эксперимента исходя из гипотезы предельной фрагментации релятивистских ядер.

**Средний пробег**  $\lambda_{in} \sim 1/\sigma_{in}$  заряженных частиц в фотоэмульсии до неупругого взаимодействия обычно определяется прослеживанием суммарной длины  $L$  следов частиц данного типа до выхода частицы из слоя, или до ее взаимодействия с ядром в эмульсии. Тогда  $\lambda_{in} = L/N$ , где  $N$ —это число взаимодействий, зарегистрированных на длине  $L$ . Экспериментальных данных по пробегам фрагментов релятивистских ядер разных зарядов имеется много. Нас интересует только пробег ядра  ${}^{32}\text{S}$  с энергией 200 ГэВ на нуклон.

В работе [6], на длине  $L = 53.6$  м найдено 754 взаимодействия. Среди них 37 идентифицированы как упругие, и 131 как взаимодействия электромагнитной диссоциации. Для оставшихся 586 событий  $\lambda_{in} = (9.1 \pm 0.4)$  см. В работе [12] получено для этой величины значение равное  $9.1 \pm 0.4$  см. В работе [13] на длине 63.5 м найдено 1008 событий. Средний пробег равен  $11.11 \pm 0.35$  см. Здесь же приведено полное неупругое сечение, равное  $1140 \pm 36$  мб, и доли событий, содержащих 1, 2, 3, 4, 5 и 6 двухзарядных фрагмента в событии. Они равны 26.9, 12.9, 5.6, 1.6, 0.8 и 0.3 %. Из данных работы [14], в которой, вероятно использовался первичный материал работы [6], видно, что доля событий с двумя и более двухзарядными фрагментами равна

23%. Это совпадает с данными предыдущей работы.

Таким образом, более 20% всех найденных по следу событий будет содержать два и более двухзарядных фрагмента.

**Вероятности каналов фрагментации ядра  $^{32}\text{S}$  А 200 ГэВ** в приложении работы [14] приведены в виде чисел наблюдения в эксперименте данного канала в наборе из 775 событий. Часть этого списка, содержащего каналы фрагментации более десяти раз, приведены в таблице 2.

Таблица 2. Наблюдаемое в эксперименте [14] число событий в данном канале фрагментации. Приведены только каналы с числом событий N больше 10

Канал	N	Канал	N	Канал	N	Канал	N
S	20	P+H	46	Si+He	14	Si+2H	36
Al+3H	25	Mg+4H	26	Na+5H	30	Ne+6H	26
F+He+5h	13	F+2H	26	O+He+6H	19	O+8H	18
N+He+2H	16	C+2He+6H	11	C+He+8H	12	4He+8H	19
3He+10H	28	2He+12H	55	He+14H	59	0	124

Это называется топологией фрагментации данного ядра. Возможно, что для легких ядер, когда сумма зарядов фрагментов нередко равна заряду первичного ядра, это имеет какое-то отношение к вероятностям каналов фрагментации. Тем более, что для них можно посчитать абсолютную вероятность образования каждого канала, перебрав все возможные каналы фрагментации этого ядра, и вычислив статистическую сумму [15]. Но для данного изотопа серы перебор всех возможных каналов фрагментации невозможен. Число каналов очень велико.

Общие представления о вероятностях образования каналов фрагментации релятивистского ядра очень просты. Наиболее вероятны каналы с малым числом фрагментов, а энергия перехода в этот канал мала. Под этой энергией подразумевается разность суммы масс всех фрагментов и массы первичного ядра + сумму средних кинетических энергий всех фрагментов. Так как импульсы легких и тяжелых фрагментов, практически, равны, то каналы с более тяжелыми фрагментами оказываются более вероятными. Ясно, что каналы с отрывом одного нуклона должны быть наиболее вероятными. Действительно, в таблице 2 два первых канала такими и являются. Но эффективность их наблюдения очень низкая. Их легко пропустить при просмотре. Поэтому приведенные в таблице числа характеризуют вероятность наблюдения, а не вероятность образования канала. По сути, это инструментальный эффект, мало интересный для понимания физики процесса фрагментации.

Как видно, больше всего событий, в которых вообще не образуется ни одного фрагмента. Точнее, они образуются, но все они или перерассеиваются, или взаимодействуют с нуклонами мишени так, что для нас они уже больше не выглядят как фрагменты. Очевидно, что почти во всех, наблюдаемых нами событиях, мы видим только часть тех фрагментов, которые в действительности образовались при фрагментации данного ядра. Механизм исчезновения из нашего поля зрения частей релятивистского ядра нам неизвестен. Сосчитать мы ничего не можем. Поэтому ценность этих топологических таблиц очень не велика.

Обращает на себя внимание и тот факт, что среди 775 событий не оказалось ни одного события фрагментации ядра серы в два ядра кислорода. Скорее всего, это происходит не потому, что вероятность образования этого канала так мала, а потому, что эффективность его обнаружения при просмотре по следу близка к нулю. На очень большой длине ядра кислорода не расходятся, а выглядят как один след.

И, конечно, не правдоподобно, что вероятность фрагментации на  $\alpha$ -частицу + 14 протонов в три раза больше вероятности фрагментации на серу и нейтрон. Скорее всего эти 14 протонов просто нарисованы, чтобы в событии с одним двухзарядным фрагментом сумма зарядов равнялась бы 16. Не видели они 14 протонов в конусе фрагментации. Вероятность этого ничтожно мала.

**Основное направление нашей предстоящей работы** будет сосредоточено на выявлении возможных отклонений от сделанных предсказаний в угловых распределениях двухзарядных фрагментов в событиях, содержащих два и более таких фрагмента. Основные этапы работы представляются в такой последовательности.

1. Поиск событий по следу, а также, возможно, и обратным просмотром [16].
2. Оценка точности измерения плоских углов между частицами в этой камере.
3. Разработка процедуры измерения углов.
4. Обработка и анализ данных.
5. Моделирование процесса испускания двухзарядных фрагментов ядром  $^{32}\text{S}$   $A$  200 ГэВ и сравнение с экспериментом.

## Литература

1. C. J. Monitz et al., Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 445.
2. Дж. Блатт и В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, М., ИЛ, 1954, 658 с.
3. F. G. Lepekhin, D. M. Seliverstov, B. B. Simonov, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 137.
4. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, E. Yen, Phys. Rev. **188** (1969) 2157.
5. A. S. Goldberger, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
6. M. I. Adamovich et al., Mod. Phys. Lett. **A8** (1993) 22.
7. M. I. Adamovich et al., Eur. Phys. J. **A6** (1999) 421.

8. F. G. Lepikhin, O. V. Levitskaya, Препринт ПИЯФ 2448 (2001) 18 с.
9. Л. З. Румшинский, Математическая обработка результатов эксперимента, М. "НАУКА", 1971, 192 с.
10. Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ. под ред. А. А. Тяпкина, Москва, Атомиздат, 1976, 326 с.
11. Ф. Г. Лепехин, Препринт ПИЯФ 2674, Гатчина, 2006, с. 24; ЯФ, **70** (2007) вып. 6 *в печати*.
12. G. Varoni at al., CERN-PRE/91-03 (1991).
13. K. Sengupta at al., Phys. Lett. **B222** (1989) 301.
14. M. I. Adamovich at al., Z. Phys. **A351** (1995) 311.
15. Ф. Г. Лепехин, ЭЧАЯ **36** (2005) 36.
16. Н. Далхажав, К. Д. Толстов, Препринт ОИЯИ Р-689, Дубна, 1961, с. 11.