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

Сообщение 2841

Ф. Г. Лепехин, Л. Н. Ткач

Поперечные импульсы фрагментов релятивистских ядер серы и свинца с энергией 200 и 160 А ГэВ после их взаимодействия с ядрами в фотоэмульсии

Гатчина-2010

УДК 159.172.17

Transverse momentum distribution of two-charge fragments of the relativistic nuclei sulphur and plumbum with energies 200 and 160 A GeV at their interactions with nuclei of the emulsion

F. G. Lepekhin, L. N. Tkach

A b s t r a c t

The distributions of transverse momentum of two-charge fragments of the nuclei of sulphur and plumbum with energies 200 and 160 A GeV are investigated at their interactions with the emulsion nuclei. In the experiment, we did not observe of it any track with the of compression or warming up of nuclear substance during the interaction of these nuclei. The transverse momentum of fragments of relativistic nuclei have normal distribution appropriate to the degenerate impulse distribution of nucleons in the nuclei in its groundstate before its interaction with the nuclei of emulsion. There is no proof that fragments of the relativistic nuclei arise from any the excited state of the intermediate nuclei. Such picture is in a goodagreement with the naive parton model of Feinman and Gribov. The fragmentation of relativistic nuclei at energy 160 and 200 A GeV is cold and fast.

А н н о т а ц и я

Исследованы распределения поперечных импульсов двухзарядных фрагментов ядер серы и свинца с энергиями 200 и 160 А ГэВ при их взаимодействии с ядрами в эмульсии. В эксперименте не обнаружено никаких следов сжатия и разогревания ядерного вещества в процессе взаимодействия этих ядер с ядрами в эмульсии. Поперечные импульсы фрагментов релятивистских ядер имеют нормальное распределение, соответствующее вырожденному импульсному распределению нуклонов в ядре в его основном состоянии до взаимодействия его с ядром эмульсии. Нет никаких доказательств того, что фрагменты релятивистских ядер испущены из какого-то возбужденного состояния промежуточного ядра. Такая картина фрагментации релятивистских ядер соответствует наивной партонной модели Фейнмана-Грибова. Фрагментация релятивистских ядер при энергиях 160 и 200 А ГэВ является холодной и быстрой.

Введение

Фрагментация релятивистских ядер, и рождение новых частиц в ядерно–ядерных взаимодействиях, привлекает широкий круг исследователей, работающих в области физики высоких энергий. Явление фрагментации ядер, вызванное взаимодействием космических частиц с ядрами фотоэмульсии, было открыто более 70 лет назад [1]. В середине прошлого века было открыто явление множественного рождения частиц в одном акте протон-протонного взаимодействия [2].

За время, прошедшее с момента открытия этих двух явлений, благодаря появлению ускоренных частиц и ядер высоких энергий, общая картина стала намного более ясной и понятной. Ядро оказалось прозрачным для частиц с большой энергией [3]. До этого считалось, что ядро представляет собой черную дыру, куда с вероятностью, равной единице, проваливаются взаимодействующие с ним частицы. Было показано, что частица высокой энергии видит отдельные нуклоны в ядре, взаимодействует с ними, иногда рождая одну или несколько новых частиц. Однако основная энергия уносится первичной частицей или фрагментами первичного ядра в узком конусе. Раствор этого конуса определяется импульсом Ферми [4] первичного ядра до его взаимодействия с другим ядром.

Релятивистское ядро, если смотреть на него из ядра мишени, не состоит больше из определенного числа нуклонов в состоянии покоя. Это система большого числа виртуальных, точечных, безмассовых частиц – партонов. Партонами могут быть и нуклоны, и кварки. Поперечные размеры ядра увеличиваются с ростом энергии, а само ядро с ростом энергии выглядит все более и более прозрачным. Этот каскад партонов, благодаря релятивизму, сильно растянут во времени по сравнению со временем виртуальных переходов в основном состоянии ядра. Партоны сильно коррелированы друг с другом. В любой момент облако партонов может собраться вместе в начальное состояние и дать начало новому облаку частиц.

Но эта когерентность разрушается при взаимодействии двух партонов с малыми быстротами, принадлежащих двум разным ядрам. Невзаимодействующие партоны в этих ядрах теряют способность собраться в начальное состояние. Они начинают приобретать массу за счет своей кинетической энергии. Облако партонов начинает тормозиться как целое и превращается в реальные частицы, каждая со своей массой. При взаимодействии двух ядер таких пар раненых нуклонов, разрушающих когерентность, может быть несколько. В этом главное отличие взаимодействий ядер с ядрами от взаимодействия адронов друг с другом. Множественность заряженных частиц, рожденных в этих взаимодействиях, зависит от числа пар раненых нуклонов и от степени развития партонного каскада в каждом из них, а вовсе не от параметра удара. Для релятивистского ядра понятия центра масс просто не существует, а следовательно не существует и расстояния до него. Вся эта картина соответствует современной квантовой теории поля и неоднократно излагалась [5, 6].

Между тем, появилось множество работ больших коллективов авторов [7], в которых утверждается, что благодаря сильному сжатию ядерного вещества при взаимодействии релятивистских ядер и их разогреванию до сотен миллиардов градусов возникает так называемая партонная материя [8]. При этом прямых экспериментальных доказательств ее существования не приводится. Просто при большом числе рожденных частиц в акте взаимодействия ядер друг с другом при релятивистских энергиях наблюдаются какие-то особенности, которые лучше описываются в рамках термодинамики. Как это и было сделано еще 45 лет назад Хагедорном [9]. Он показал, что частицы, рожденные в адрон-адронных взаимодействиях при энергиях адронов от 3 до 30 ГэВ, хорошо описываются поведением вещества при температуре $T = 158 \pm 3$ МэВ. И вот сегодня, в работе на 56 страницах, этот большой коллектив авторов, изучая распределение поперечных импульсов прямых e^+e^-– пар, в заключении [10] пишет, что партонная материя имеет температуру, равную 160 МэВ. При этом изучаются только рожденные частицы, для которых даже при множественности порядка 1500, сумма их полных энергий составляет малую часть полной энергии двух сталкивающихся ядер. Основная же их энергия уносится в узком конусе вперед (и назад). В данной работе будет показано, что основная часть полной энергии релятивистских ядер серы и свинца при взаимодействии их с ядрами в эмульсии имеет температуру порядка 10-15 МэВ. Это соответствует кинетической энергии вырожденных нуклонов в ядре в его основном состоянии до взаимодействия с ядром эмульсии. Фрагментация релятивистских ядер остается холодной вплоть до энергий 160 и 200 ГэВ на нуклон.

Ожидаемые величины в эксперименте

Непосредственно наблюдаемой величиной в данном эксперименте является угол φ в плоскости эмульсии между проекциями импульса фрагмента на эту плоскость и вектора импульса p_0 первичной частицы на нуклон. Эта величина определяет проекцию поперечного импульса фрагмента с массовым числом A_F на эту плоскость $p_{\perp,\varphi}(A_F) = p_0 \cdot A_F \cdot \varphi$. Так как углы φ у нас порядка одного миллирадиана, то тангенсы равны синусам и самим углам.

Плоскость эмульсии определяет одно произвольное направление, поэтому вероятности наблюдения поперечного импульса в плоскости эмульсии и в плоскости, перпендикулярной к ней, будут одинаковы, то есть $\sigma^2(p_\perp) =$

$2\cdot\sigma^2(p_{\perp,\varphi})$. При энергиях 160 и 200 ГэВ на нуклон наблюдать проекцию поперечного импульса в плоскости, перпендикулярной плоскости эмульсии, невозможно по техническим причинам. Да в этом и нет необходимости. По существу, зная $\sigma^2(p_{\perp,\varphi})$, мы знаем и $\sigma^2(p_\perp)$, не зная самих поперечных импульсов $p_\perp$.

При фрагментации ядра с массовым числом A на фрагменты с массовым числом A_F дисперсия поперечного импульса этого фрагмента [11] следует параболическому закону

$$\sigma^2(A_F) = \sigma_0^2 \cdot \frac{A_F\cdot(A-A_F)}{A-1},$$

который хорошо подтверждается экспериментом [12]. Здесь, σ_0^2 есть дисперсия импульсного распределения нуклонов в ядре в основном состоянии, т. е. до взаимодействия с ядром в эмульсии.

Нуклоны в ядре в основном его состоянии имеют кинетическую энергию, равную $3P_F^2/2m_N$, которая зависит только от импульса Ферми P_F и массы нуклона m_N. С точностью до множителя $3/2$ она определяет температуру ядра T, которая оказывается порядка $10-15$ МэВ.

Для ядер серы и свинца, которые изучаются в данной работе, величина импульса Ферми, определенная в эксперименте по рассеянию электронов на этих ядрах, равна 236 и 265 МэВ/c. Это значит, что для α-частиц ожидаемые значения величин σ_φ, в этих ядрах должны быть равны 250 и 370 μрад.

Эксперимент

В данном эксперименте использовались события, найденные просмотром вдоль следа в двух эмульсионных камерах. В первой камере, облученной ионами серы с энергией 200 А ГэВ, на общей длине просмотренных следов 191.259 м из общего числа 1438 найденных взаимодействий релятивистского ядра с ядром в эмульсии, измерено 427 событий, содержащих два (или более двух) двухзарядных фрагмента первичного ядра. Предварительные результаты этой части работы опубликованы в [13].

Во второй камере, облученной в CERN ядрами свинца с энергией 160 А ГэВ, измерены 1196 событий, найденных на длине 87.402 м, также содержащих два (или более двух) двухзарядных фрагмента первичного ядра.

Для измерения координат точек на следах фрагментов, по которым и вычислялся угол вылета в плоскости эмульсии, использовался микроскоп МПЭ-11 со считыванием координат в память ЭВМ по команде оператора [14]. Цена младшего разряда датчика Y-координат определялась по объект-микрометру путем многократных измерений интервала в 10 мк. Она оказалась равной 0.02125 мк/дел.

До измерений была проведена проверка повторяемости измерения одного и того же события несколько десятков раз. Оказалось, что ошибка Y-координаты одной точки приблизительно равна 0.1 мк, а разность координат двух точек на следе, которые необходимы для вычисления угла φ, измеряется с ошибкой около 0.15 мк.

Для измерения облученный эмульсионный слой устанавливается на столе микроскопа так, чтобы ось X стола и первичный след совпадали возможно более точно. Показания датчиков координат по осям X и Y устанавливаются в нулевое положение. После этого, двигаясь по первичному следу в сторону от центра события на расстояние около одного сантиметра, записываем координаты X1 и Y1. После чего двигаемся по первичному следу к центру события и записываем координаты центра события X2 и Y2. Они не обязательно будут равны нулю из-за люфтов по осям X и Y. Теперь, перемещая стол вдоль оси X от центра события, доходим до места измерения координат Y рабочих следов на расстоянии около 2 см от центра события. Так как измеряемые углы малы, то рабочие следы в поле зрения кажутся почти параллельными (см. рис.1).

Биштрих в поле зрения микроскопа устанавливаем выше всех следов, и теперь, перемещая биштрих только вниз, чтобы исключить люфт, мы записываем координаты $Y_i, \ i = 1, 2..k$ для k следов. Угол между следами, деленный на $\sqrt{2}$, будет равен

$$\varphi_{i,j} = |(Y_i - Y_j)/(X2 - X3) \cdot \sqrt{2}|.$$

Этот угол, в отличии от угла с продолжением первичного следа, не содержит ни ошибки угла первичного следа, ни ошибки, связанной с возможными искажениями следов. Известно, что следы заряженных частиц в эмульсии на длине следа порядка 2-х см уже нельзя считать прямыми. Всегда будут С-образные искажения следов.

Однако, если углы φ_i рабочих следов распределены нормально по отношению к некоторому, не известному в эмульсии направлению с дисперсией $\sigma^2(\varphi)$, то дисперсия выборки непосредственно измеренных парных углов $\sigma^2(\varphi_{i,j}) = 2\sigma^2(\varphi)$. Таким образом, измеряя углы между парами следов $\varphi_{i,j}$, мы получаем оценку $\sigma^2(\varphi)$ углов с первичным следом, не измеряя непосредственно угла φ с ним.

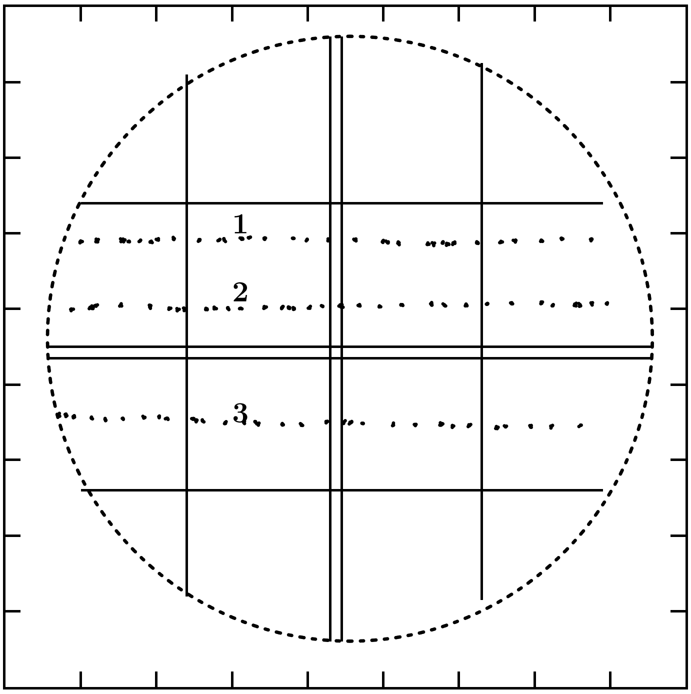

Рис. 1. Считывание Y-координат следов 1, 2, 3 происходит в момент остановки биштриха при его движении вниз. Расстояние между делениями на сторонах квадрата равно 10 мк. Центр события находится примерно в 2 см справа

Все первичные данные об измерении углов двухзарядных фрагментов ядер серы и свинца с энергиями 200 и 160 А ГэВ вместе с процедурами их обработки находятся в [15].

Анализ результатов

Так как число двухзарядных фрагментов в одном событии при взаимодействии ядер свинца с ядрами в эмульсии существенно больше, чем при взаимодействии ядер серы, то и число парных углов $\varphi_{i,j}$ в камере, облученной свинцом, оказалось много больше, чем в камере облученной серой. Среднее значение парного угла $< \varphi_{i,j} >$, из 427 событий взаимодействия ядер серы с ядрами в эмульсии, оказалось равным 197 μрад. Откуда получаем, что константа нормального распределения плоских углов с первичным следом будет равна $\sigma(\varphi) = 246.9 \pm 8.0$ μрад. Это точно совпадает с предсказанной для серы величиной 250 μрад. Прямая оценка этой величины, полученная из углов φ с первичным следом, равна 290.0 ± 8.5 μрад, что существенно больше ожидаемой величины для ядра серы.

Среднее значение парных углов $\varphi_{i,j}$, из 1196 событий взаимодействия ядер свинца с энергией 160 А ГэВ, оказалось равным 321.05 μрад. Откуда получаем, что константа нормального распределения углов с первичным следом равна $\sigma(\varphi) = 393.5 \pm 4.5$ μрад. Эта оценка получена методом максимума правдоподобия, при учете того обстоятельства, что примерно 360 парных углов в интервале до 50 μрад мы не добираем. Это около 2% от полного числа парных углов. А не добираем их по той причине, что на длине 2 см они не успевают разойтись так, чтобы их можно было видеть как две двухзарядные частицы, а не как одну с восьмикратной ионизацией. В результате в спектре парных углов в области самых малых углов между частицами ясно виден провал (см. рис. 2).

Ранее, в работе [16] было получено, что плоские углы легких фрагментов ядра свинца с энергией 160 А ГэВ, с зарядом до $Z = 4$ распределены нормально с $\sigma = 370 \pm 20$ μрад. А еще раньше, в работе Сотрудничества EMU01 [17], при взаимодействии ядер свинца с энергией 158 А ГэВ со свинцом константа нормального распределения углов вылета α-частиц оказалась равной 442 μрад. Это послужило основой для заявления о том, что механизм холодной фрагментации не работает при этой энергии и ядро свинца разогревается до температуры в 21 МэВ. Но после знакомства с нашей работой [16] Сотрудничество EMU01 признало, что их оценка константы нормального углового распределения была завышена, и авторы [17] согласились на публикацию нашего результата в совместной работе [18].

Таким образом, в данной работе показано, что после взаимодействия ядер серы и ядер свинца с энергией 200 и 160 А ГэВ с ядрами в эмульсии двухзарядные фрагменты этих ядер не получают никакой тепловой энергии. Их энергия в точности равна кинетической энергии этих частиц в этих ядрах до их взаимодействия с ядрами в эмульсии.

Заключение

Итак, при энергиях 160 и 200 ГэВ на нуклон никаких признаков разогревания ядер серы и свинца при их взаимодействии с ядрами в эмульсии в данном эксперименте не обнаружено. Это относится, примерно, к 90% их полной

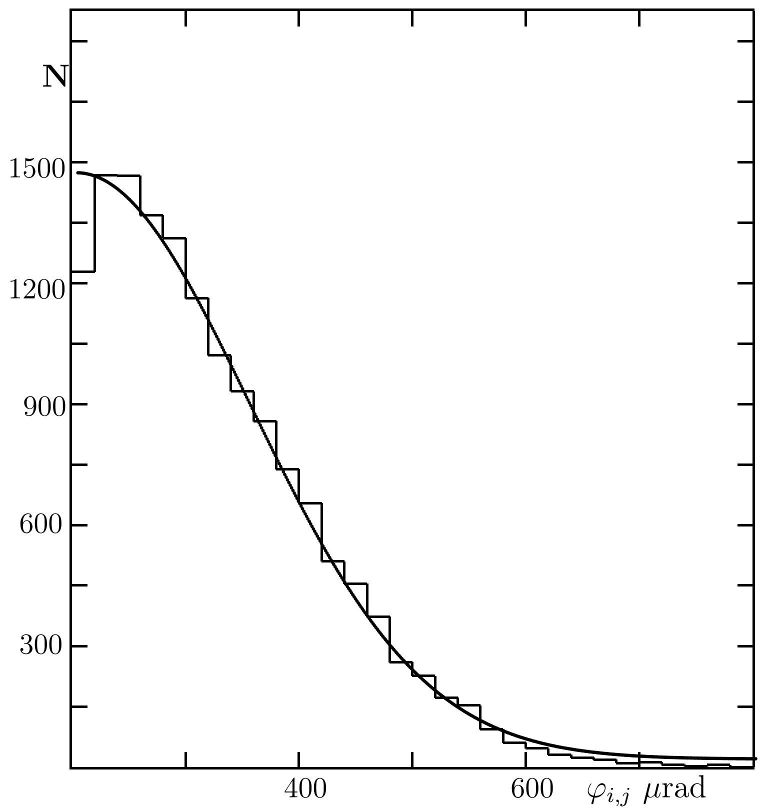

Рис. 2. Распределение углов $\varphi_{1,2}$ между парами двухзарядных фрагментов при фрагментации ядер свинца

энергии, которая уносится в узком конусе вперед. В работах же Сотрудничества PHENIX [7, 8] изучались только рожденные частицы, разлетающиеся под значительно большими углами по отношению к направлению первичной частицы. А процесс рождения частиц и процесс фрагментации релятивистского ядра – это два совершенно разных процесса. В первом случае частицы уже есть, и нужно очень мало энергии, чтобы разрушить ядро на фрагменты. Прочность ядерного вещества мала, по сравнению с полной энергией релятивистского ядра (см. работу [6]). А во втором случае масса частиц изначально равна нулю. Ее надо приобрести за счет уменьшения скорости раненых нуклонов. Квадрат поперечного импульса при рождении частиц в десять раз больше квадрата поперечного импульса нуклонов ядра в основном состоянии. Соответственно и температура частиц при их рождении должна быть в десять раз больше, что, собственно, и наблюдается в экспериментах Сотрудничества PHENIX. Без всякого сжатия ядерного вещества.

Вероятно, нет ничего более практичного, чем хорошая теория. Каковой, собственно, и является квантовая теория поля. Это она предсказала явление множественного рождения частиц до его наблюдения в эксперименте, а также и существование античастиц до открытия позитрона. А вот гидродинамическая модель множественного рождения частиц, предложенная Л. Ландау в 1953 году [19], теорией с большой буквы не является. Ею, за более чем пятьдесят лет, не предсказано ни одного качественно нового явления. Она представляет собой чисто феноменологический подход к эксперименту.

Конечно, многие явления в свойствах рожденных частиц, возникающие при взаимодействии релятивистских ядер с ядрами остаются не понятыми. Только причем здесь партонная материя. Ведь партоны – это виртуальные, безмассовые частицы. При переходе даже 1500 таких частиц в наблюдаемое состояние, где массы уже не равны нулю, возникает множество вопросов. Прежде всего, им нужно место в пространстве, где они могут реализоваться как реальные частицы. Между ними возникнет взаимодействие в конечном состоянии, предсказать которое довольно трудно. Тогда-то и возникает идея открытия партонной материи, по существу, ложная.

Авторы скорбят о безвременной кончине Гали Орловой (ФИАН), предоставившей нам камеру, облученную ядрами серы. Именно благодаря ей мы и смогли выполнить эту работу.

Литература

1. И. И. Гуревич, А. П. Жданов, А. И. Филиппов, ДАН **18** (1938) 169.
2. J. J. Lord, J. Fainberg, M. Shein, Phys. Rev., **80** (1950) 970.
3. R. Serber, Phys. Rev., **72** (1947) 1114.
4. E. J. Monitz et al., Phys. Rev. Lett. **26**(1971) 445.
5. Ф. Г. Лепехин, Физика атомного ядра и элементарных частиц. Материалы 31 Зимней школы ПИЯФ, С-Петербург, 1997, с. 315-348.
6. Ф. Г. Лепехин, Физика атомного ядра и элементарных частиц. Материалы 30 Зимней школы ПИЯФ, С-Петербург, 1996, с. 187-203.
7. http://www.phenix.bnl.gov/rhic/PHENIX.htm
8. K. Adcox et al., Nucl. Phis., **A757** (2005) 184.

9. R. Hagedorn, Suppl. Nuovo. Cim., **3** (1965) 147.
10. A. Adare et al., Phys. Rev., **C81** (2005) 034911.
11. A. S. Goldhaber, Phys. Lett., **B53** (1974) 306.
12. О. В. Левицкая, Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов,
Препринт ПИЯФ–1556, Ленинград, 1989, с. 20.
13. Е. А. Котиков, Ф. Г. Лепехин,
Препринт ПИЯФ–2797,Гатчина, 2002, с. 14.
14. В. В. Добырн, Е. А. Котиков, Ф. Г. Лепехин,
Препринт ПИЯФ–2784, Гатчина, 2008, с.11.
15. http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nni/pbs32.htm
16. F. G. Lepekhin, O. V. Levitskaya, D. M. Seliverstov,
B. B. Simonov, Prenpint 2252, 1998, Gatchina, p. 11.
17. M. I. Adamovich et al., Phys. Lett., **B390** (1997) 445.
18. M. I. Adamovich et al., Eur. Phys. J., **A6** (1999) 425.
19. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. Физ., **17** (1953) 51.