



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-97-288

Н. Н. Бадалян*, Р. Г. Бадалян, А. А. Кузнецов

СВОЙСТВА АДРОННЫХ СТРУЙ

В π^-p - И π^-C -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Постоянный адрес: Ереванский физический институт, Армения

1997

Введение

Интерес к изучению мягких адрон — адронных процессов, характеризующихся малыми поперечными импульсами рожденных частиц, связан с попыткой описания этих процессов на основе кварк — партонной структуры адронов. Для описания таких процессов разработаны ряд моделей рекомбинационного типа, в которых устанавливается связь между функциями распределения кварк — партонов начального адрона и инклюзивными сечениями образования быстрых или лидирующих частиц в областях фрагментации взаимодействующих адронов [1, 2, 3].

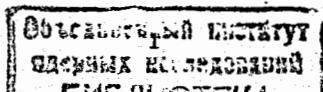
Основанием для такого подхода послужило экспериментальное наблюдение приблизительного подобия функции распределения валентных кварков протона, определенных из глубоконеупругих лептонных процессов, и инклюзивных спектров его фрагментации в π^\pm - мезоны [4]. Последние, согласно этим моделям, образуются в результате рекомбинации быстрого валентного кварка и малозергичного антикварка из состава начального протона. В рамках такого подхода в работе [5] на основе анализа инклюзивных спектров мезонов и мезонных резонансов в областях фрагментации K^\pm - мезонов определены функции распределения как валентных, так и странных морских кварков в K^\pm - мезонах.

Подобие между инклюзивными спектрами лидирующих адронов и функциями распределения валентных кварков (или антикварков) во взаимодействующих адронах воспроизводится также в рамках кварковых фрагментационных моделей и в моделях слияния кварков из взаимодействующих адронов, хотя кинематика образования адронов существенно различна в рамках моделей рекомбинации и слияния [6], а в рамках фрагментационных моделей предполагается существенно другая схема адронизации кварков. При этом лидирующий адрон, в валентном составе которого имеется по крайней мере один кварк, совпадающий по аромату с одним из валентных кварков фрагментирующего адрона, образуется вследствие рекомбинации данного валентного кварка с малозергичными кварк — партонами из состава моря фрагментирующего адрона, или вследствие слияния валентного кварка и антикварка из двух взаимодействующих адронов, а в рамках фрагментационных моделей — вследствие фрагментации валентного кварка с таким же ароматом из состава начального адрона.

Если перейти от рассмотрения лидирующего адрона к группе адронов в областях фрагментации взаимодействующих частиц, то возникает естественно вопрос о свойствах лидирования таких групп адронов. Можно ожидать, что лидирующий адрон и несколько ближайших к нему по скорости адронов могут образовать группу адронов (или струю), которая также будет обладать свойством лидирования. При этом имеется в виду, что характеристики такой группы адронов как целого будут определяться функцией распределения и квантовыми числами кварка, который фрагментирует в эту группу частиц (или струю). С другой стороны, естественно ожидать, что при увеличении числа частиц в лидирующей группе адронов свойства лидирования такой группы адронов могут теряться. Такие представления могут быть обоснованы в рамках струнных моделей множественного образования адронов, в которых полагается, что после формирования лидирующего адрона происходит формирование ближайшего к нему по скорости адрона и т.д., пока волна адронизации не доходит до самых медленных адронов (ссылки на работы, в которых рассматриваются различные механизмы адронизации кварков, можно найти в [7]).

Исходя из сказанного выше, можно определить спектаторную адронную струю в мягких процессах, как группу адронов, которая обладает свойством лидирования, т.е. несет информацию относительно кварка из состава фрагментирующего адрона.

Для адронных струй, в отличие от лидирующих адронов, такие характеристики как масса и заряд струи, а также множественность частиц в струе, не являются фиксирован-



ными величинами. Естественно ожидать, что, помимо инклюзивных спектров адронных струй, свойства лидирования струй должны проявляться также и в распределениях по этим величинам.

Для выделения адронных струй в многочастичных конечных состояниях применяются различного вида алгоритмы по поиску и реконструкции адронных струй. В работе [8] предложен бинарный B -алгоритм по поиску и реконструкции адронных струй, в котором как мера близости между частицами i и k используется положительная безразмерная релятивистски инвариантная величина b_{ik} , характеризующая относительное расстояние между этими частицами в 4-мерном пространстве скоростей [9]. В этом пространстве адронная струя определяется как группа частиц, среднее расстояние между которыми много меньше среднего расстояния между всеми частицами по всему фазовому объему реакции. Помимо B -алгоритма, на основе величин b_{ik} построены также A_n -алгоритм [10] и бинарный B_k -алгоритм [11]. Не вдаваясь в детальное обсуждение A_n -алгоритма, отметим лишь, что A_2 -, A_3 -, ..., A_n -алгоритмы основаны на минимизации функционалов A_2, A_3, \dots, A_n , определенных на множестве всевозможных разбиений множества частиц в конечном состоянии на две, три, ..., n -групп частиц [10]. При этом для построения любого из функционалов A_2, A_3, \dots, A_n используется информация относительно всех адронов, включенных в анализ.

Основным недостатком A_n -алгоритма является то, что для анализа событий с большой множественностью частиц ему требуется время на несколько порядков больше, чем B -алгоритму. Например, при анализе события с 10 частицами A_2 -алгоритм тратит на два порядка больше времени чем B -алгоритм, и эта разница увеличивается экспоненциально с увеличением числа частиц, включенных в анализ. Более того, при $n > 2$ время, которое необходимо A_n -алгоритму для анализа события, также увеличивается экспоненциально с увеличением n . Данное обстоятельство делает практически невозможным использование A_n -алгоритма для анализа событий с множественностью частиц больше нескольких десятков.

Относительно B_k -алгоритма [11] отметим, что, будучи бинарным алгоритмом, он обладает всеми преимуществами B -алгоритма, однако логическая схема B_k -алгоритма заметно отличается от логики B -алгоритма, которая, в свою очередь, построена в полной аналогии с логической схемой алгоритма коллаборации $JADE$ [12, 13, 14]. Вопрос о том, к каким отличиям при поиске и реконструкции струй это может привести, является предметом отдельного исследования. Отметим лишь, что в рамках B_k -алгоритма собирание частиц в струи начинается с частицы, у которой максимальный лоренц-фактор $\gamma = E/m$ в событии, где E и m — энергия и масса частицы в системе центра масс взаимодействия. Если, например, ближайшая к ней частица в пространстве скоростей находится на расстоянии больше, чем b_{cut} , то поиск струй в таком событии прекращается. При этом события со струей и одной энергичной частицей, летящими в противоположные стороны, могут быть интерпретированы B_k -алгоритмом как бесструйные события.

В настоящей работе на основе анализа экспериментальных данных по множественному рождению частиц в π^+p - и π^+C -взаимодействиях при импульсе π^+ -мезона 40 ГэВ/с показано, что адронные струи, выделенные B -алгоритмом, обладают свойством лидирования и, следовательно, несут информацию о характеристиках кварка, вследствие фрагментации которого они родились.

1. Выделение смешанных адронных струй на основе бинарного B -алгоритма

Настоящий раздел посвящен описанию и дальнейшему изучению свойств бинарного B -алгоритма [8] по выделению адронных струй в многочастичных конечных состояниях, а также выделению смешанных адронных струй, состоящих из π^\pm -мезонов и протонов. B -алгоритм по поиску и реконструкции адронных струй в многочастичном конечном состоянии взаимодействия организован следующим образом [8]:

1. Для каждого события с N -частицами в конечном состоянии (далее в тексте, как одну частицу, так и группу частиц будем называть *прекластером*), определяются $N(N-1)/2$ парных или бинарных характеристик b_{ik} [9], которые являются расстояниями в пространстве скоростей между прекластерами i и k с массами m_i и m_k , и с 4-импульсами p_i и p_k , соответственно:

$$b_{ik} = - \left(\frac{p_i \cdot p_k}{m_i m_k} \right)^2. \quad (1)$$

При этом, естественно, предполагается, что $N \geq 2$.

2. Определяется минимальное значение $b_{i_{min}k_{min}} = \min\{b_{ik}\}$ из $N(N-1)/2$ величин b_{ik} , т.е. определяется пара прекластеров i_{min} и k_{min} с минимальным расстоянием в пространстве скоростей.
3. Полученное минимальное значение $b_{i_{min}k_{min}}$ сравнивается с некоторой наперед заданной величиной b_{cut} , которая является параметром обрезания алгоритма.
4. Если $b_{i_{min}k_{min}} > b_{cut}$, то процедура реконструкции адронных струй завершается.
5. Если $b_{i_{min}k_{min}} < b_{cut}$, то два прекластера i_{min} и k_{min} объединяются в один прекластер с массой $m_{i_{min}k_{min}} = m_{i_{min}} + m_{k_{min}}$ и 4-импульсом $p_{i_{min}k_{min}} = p_{i_{min}} + p_{k_{min}}$ ($m_{i_{min}k_{min}}^2 = p_{i_{min}k_{min}}^2$), т.е. число прекластеров уменьшается на единицу: $N \rightarrow (N-1)$.
6. При $(N-1) \geq 2$ процедура повторяется для $(N-1)$ прекластеров, если же $(N-1) = 1$ процедура реконструкции адронных струй завершается.
7. Все прекластеры, число частиц в которых больше или равно 2, рассматриваются как адронные струи в данном событии.

Из сказанного выше следует, что бинарный алгоритм по реконструкции адронных струй имеет три основных элемента: a — логика алгоритма, b — метрика алгоритма и c — параметр обрезания алгоритма. В частности, логика B -алгоритма основана на собирании частиц в прекластеры путем сравнения минимального расстояния между парами прекластеров с параметром обрезания алгоритма в ходе каждой итерации, она изложена выше в пп. 1 — 7. Метрика B -алгоритма определяется выражением (1), т.е. расстоянием между двумя прекластерами i и k в пространстве скоростей, предложенной в работе [9], а параметром обрезания является величина b_{cut} .

Как уже было отмечено, логика B -алгоритма построена в полной аналогии с алгоритмом коллаборации $JADE$ по поиску адронных струй в e^+e^- -взаимодействиях [12, 13, 14]. Отличие заключается в том, что в $JADE$ -алгоритме вместо величины b_{ik} определяющей близость между прекластерами i и k , используется квадрат эффективной массы пары прекластеров $m_{ik}^2 = (p_i + p_k)^2$ и, соответственно, параметром обрезания

является величина m_{cut}^2 , т.е. наперед определенная величина с размерностью квадрата массы, или, что то же самое, безразмерная величина $y_{cut} = m_{cut}^2/s$, где \sqrt{s} – энергия в системе центра масс взаимодействия. Отметим, что хотя величины b_{ik} и m_{ik}^2 связаны между собой простым соотношением, а именно

$$b_{ik} = \frac{m_{ik}^2 - (m_i + m_k)^2}{m_i m_k}, \quad (2)$$

алгоритмы, построенные на их основе, т.е. B - и $JADE$ - алгоритмы, соответственно, совершенно различные, как это показано ранее в [8] и будет продемонстрировано в настоящей работе. Такое отличие возникает в связи с тем, что в выражение (2) входят величины m_i и m_k , массы прекластеров i и k , которые меняются при работе алгоритма, т.е. от одной итерации к другой, в то время как параметр обрезания алгоритма остается неизменным. Если в качестве метрики пользоваться радиальной быстротой между двумя прекластерами ρ_{ik} , которая связана с b_{ik} соотношением (определение ρ_{ik} будет приведено ниже)

$$b_{ik} = -2 + 2 \operatorname{ch}(\rho_{ik}), \quad (3)$$

то полученный таким образом алгоритм будет абсолютно идентичен B - алгоритму, т.к. в выражение (3) входят только числовые коэффициенты, которые, как и параметр обрезания алгоритма, не меняются от итерации к итерации.

В работе [8] при анализе экспериментальных данных $\pi^- p$ - и $\pi^- C$ - взаимодействий при импульсе начального π^- мезона 40 ГэВ/с для выделения спектров струй в областях фрагментации налетающей частицы и мишени, были использованы только заряженные π^- мезоны. Очевидно, однако, что струи, образованные вследствие фрагментации кварков, дикуарков и глюонов, содержат в своем составе всевозможные частицы, хотя в основном это заряженные π^\pm мезоны и фотоны от распадов π^0 - мезонов. Конечно, ограничения на равенство масс частиц, включенных в анализ по поиску и реконструкции струй, не является существенным для бинарных алгоритмов, каковыми являются B - и $JADE$ - алгоритмы, т.к. даже при равенстве масс всех частиц, включенных в анализ, при работе алгоритма, т.е. с увеличением числа итераций, массы прекластеров меняются и могут только расти. С другой стороны, ограничения на равенство масс частиц, включенных в анализ по поиску и реконструкции струй, могут быть существенными при использовании A_n - алгоритма [15]. Данное существенное отличие между B - и A_n - алгоритмами можно показать на основе переменных Δy и P_T^2 , определенных для пары прекластеров i и k в работе [8]:

$$\Delta y = y_i - y_k, \quad (4)$$

$$P_T^2 = \vec{P}_i^2 - P_{iL}^2 = \vec{P}_k^2 - P_{kL}^2, \quad (5)$$

$$y_{i(k)} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{i(k)} + P_{i(k)L}}{E_{i(k)} - P_{i(k)L}}, \quad (6)$$

$$P_{i(k)L} = \vec{P}_{i(k)} \cdot \vec{n}_{ik}, \quad (7)$$

$$\vec{n}_{ik} = \frac{\vec{P}_i + \vec{P}_k}{|\vec{P}_i + \vec{P}_k|} = \frac{\vec{P}_{ik}}{P_{ik}}. \quad (8)$$

Здесь \vec{P}_T является поперечным импульсом как прекластера i , так и прекластера k по отношению к направлению \vec{n}_{ik} суммарного трехмерного импульса $\vec{P}_{ik} = \vec{P}_i + \vec{P}_k$ двух прекластеров i и k , а Δy – разность быстрот прекластеров i и k в направлении \vec{n}_{ik} суммарного трехмерного импульса \vec{P}_{ik} . Отметим, что при $P_T = 0$ абсолютное значение величины Δy переходит в радиальную быстроту ρ_{ik} для системы из двух прекластеров i

и k , т.е. $\rho_{ik} = |\Delta y|$, а при $\Delta y = 0$ – P_T становится импульсом каждого из прекластеров i и k в системе их центра масс.

Величина b_{ik} в переменных Δy и P_T^2 выражается простым соотношением:

$$\frac{b_{ik}}{2} = -1 + \sqrt{\left(1 + \frac{P_T^2}{m_i^2}\right) \left(1 + \frac{P_T^2}{m_k^2}\right) \operatorname{ch}(\Delta y) + \frac{P_T^2}{m_i m_k}}. \quad (9)$$

Рассмотрим два двухчастичных прекластера, первый из которых состоит из двух π - мезонов, а второй из двух нуклонов. Тогда, пользуясь выражением (9), для расстояния в пространстве скоростей между двумя пионами $b_{12}^{(\pi)}$ и двумя нуклонами $b_{12}^{(N)}$ находим:

$$b_{12}^{(\alpha)} = -2 + 2 \operatorname{ch}(\rho_\alpha) = \frac{4P_\alpha^2}{m_\alpha^2}, \quad (10)$$

где $\alpha = \pi$ или N , $P_\alpha(P_N)$ – величина импульса π - мезона (нуклона) в системе центра масс пионного (нуклонного) прекластера, а $\rho_\alpha(\rho_N)$ – радиальная быстрота между двумя π - мезонами (нуклонами) в пионном (нуклонном) прекластере. При близких значениях импульсов $P_\pi \simeq P_N$ расстояние в пространстве скоростей между двумя π - мезонами $b_{12}^{(\pi)}$ почти в 50 раз превышает величину $b_{12}^{(N)}$, т.е. $b_{12}^{(\pi)} \simeq 50 b_{12}^{(N)}$. Такое значительное отличие в расстояниях между π - мезонами и нуклонами в пространстве скоростей может быть существенным при использовании A_n - алгоритма на основе переменной b_{ik} . Для преодоления этой трудности в работе [15] было предложено перейти от переменной b_{ik} к b'_{ik} , которая определяется выражением:

$$b'_{ik} = \frac{m_i m_k}{m_0^2} b_{ik}, \quad (11)$$

где m_0 – некоторая характерная адронная масса, $m_0 \simeq 1$ ГэВ. При этом для расстояния между двумя π - мезонами и двумя нуклонами имеем ($\alpha = \pi$ или N):

$$b_{12}^{(\alpha)} = [-2 + 2 \operatorname{ch}(\rho_\alpha)] \frac{m_\alpha^2}{m_0^2} = \frac{4P_\alpha^2}{m_0^2}. \quad (12)$$

Таким образом, при $P_\pi \simeq P_N$ два π - мезона и два нуклона находятся на одинаковом расстоянии по отношению к переменной b'_{ik} . Однако в этом случае радиальные быстроты ρ_π и ρ_N в системе из двух пионов и из двух нуклонов, соответственно, не одинаковы и $\rho_N < \rho_\pi$. Более того, величина b'_{ik} не обладает ясным физическим смыслом в отличие от величины b_{ik} , которая есть расстояние между двумя частицами i и k в 4-мерном пространстве скоростей в строгом, математическом смысле этого понятия.

В настоящей работе показано, что для бинарного B - алгоритма ограничение на равенство масс частиц, включенных в анализ по поиску струй, не является существенным и обязательным. Более того, включение в анализ по поиску струй помимо π^\pm мезонов также и протонов улучшает характеристики и свойства реконструированных при этом струй и приводит к обнаружению свойств лидирования и внутренней структуры самих струй. В частности, в распределениях по эффективной массе струй, выделенных на основе B - алгоритма проявляются хорошо заметные резонансные структуры, связанные, по-видимому, с Δ - резонансами.

На рис. 1 показано поведение N_j числа 0, 1, 2, 3 и т.д. струйных событий (далее в тексте j - струйные события) во взаимодействиях $\pi^- p$ и $\pi^- C$, определенных на основе B - алгоритма, в зависимости от параметра обрезания алгоритма b_{cut} . При этом в анализе учитывались все события, в которых суммарное число π^\pm - мезонов и протонов в

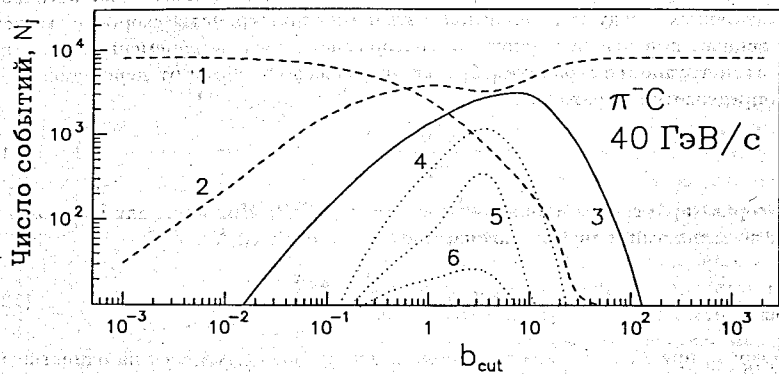
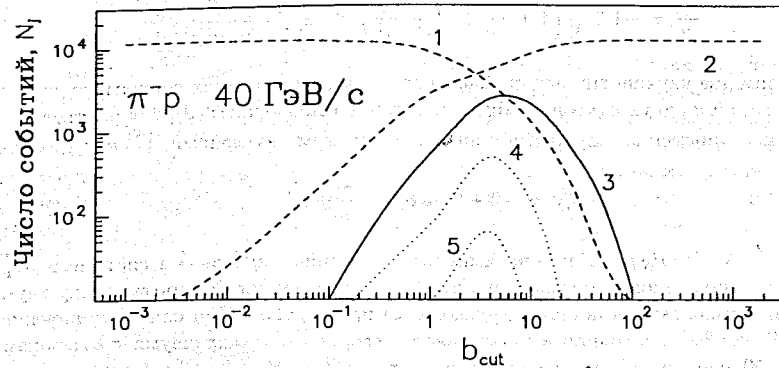


Рисунок 1. Зависимость числа N_j смешанных j -струйных событий от величины параметра обрезания b_{cut} для π^-p - и π^-C -взаимодействий. Кривая 1 – число бесструйных событий, 2 – число одноструйных событий, 3 – число двухструйных событий, 4 – число 3-струйных событий, 5 – число 4-струйных событий, 6 – число событий с пятью пионными струями в конечном состоянии.

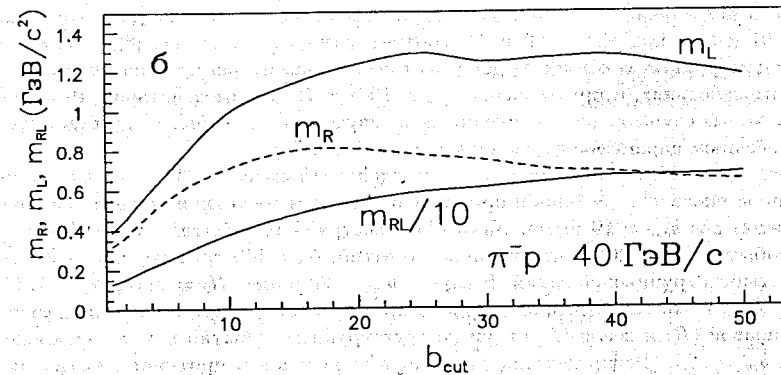
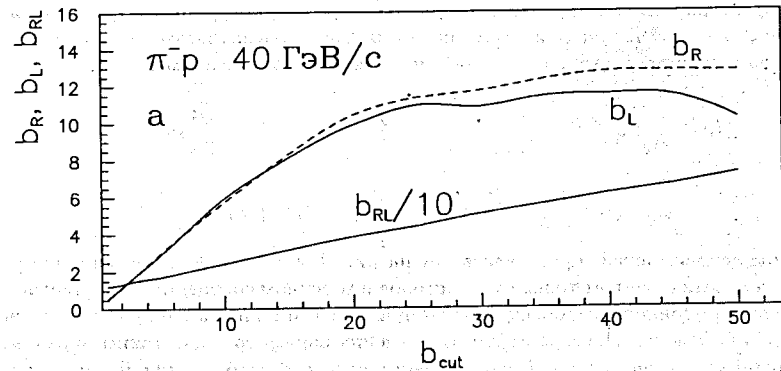


Рисунок 2. Зависимость характеристик правой (R) и левой (L) струй, состоящих из протонов и π^\pm - мезонов, в двухструйных событиях, выделенных B - алгоритмом, в зависимости от параметра обрезания b_{cut} : а – размеры правой (R) и левой (L) струй b_R и b_L , и расстояние между R - и L -струями b_{RL} в пространстве скоростей (значения b_{RL} уменьшены в 10 раз); б – массы правой (R) и левой (L) струй m_R и m_L , и эффективная масса m_{RL} двухструйной системы (значения m_{RL} уменьшены в 10 раз).

конечном состоянии больше или равно двум. Зависимости размеров правой (R) и левой (L) струй b_R и b_L , а также расстояние между ними b_{RL} в пространстве скоростей от параметра обрезания b_{cut} в двухструйных π^-p -событиях представлены на рис. 2. На рис. 2 представлены, также, зависимости масс R и L струй, m_R и m_L , и массы двухструйной системы m_{RL} от параметра обрезания алгоритма b_{cut} в двухструйных π^-p -событиях. Пусть струя J , где $J = R$ или L , состоит из N_J частиц с 4-импульсами p_j , где $j = 1, 2, \dots, N_J$. Тогда величины b_J , m_J , b_{RL} и m_{RL} определяются выражениями:

$$b_J = \frac{2}{N_J(N_J - 1)} \sum_{i=1}^{N_J} \sum_{k>i}^{N_J} b_{ik}, \quad m_J^2 = P_J^2, \quad P_J = \sum_{j=1}^{N_J} p_j, \quad (13)$$

$$b_{RL} = -\left(\frac{P_R}{m_R} - \frac{P_L}{m_L}\right)^2, \quad m_{RL}^2 = (P_R + P_L)^2. \quad (14)$$

Сравнение зависимостей, представленных на рис. 1 и 2, с аналогичными зависимостями, полученными с учетом только π^\pm -мезонов в конечном состоянии [8], показывает, что включение протонной компоненты струи практически не влияет на размер струи и на характер зависимости размера струи от значения параметра b_{cut} . Таким образом, в случае смешанных адронных струй для значения параметра обрезания B -алгоритма, так же, как и для случая π^\pm -мезонных струй, имеем $b_{cut} = 10 - 20$, т.к. отношение $N_3/N_2 = 0.01$ и 0.07 при $b_{cut} = 20$ и 10 , соответственно (см., также, [8]). Отметим, что число двухструйных событий N_2 достигает своего максимума при значении $b_{cut} \simeq 5$ в π^-p -взаимодействиях, и при значении $b_{cut} \simeq 10$ в π^-C -взаимодействиях. Исходя из этого, в некоторых случаях, для увеличения числа двухструйных событий мы будем пользоваться значением параметра b_{cut} из области $5 < b_{cut} < 20$.

Из общего числа 16811 событий π^-p -взаимодействий имеем 15834 события, в которых суммарное число π^\pm -мезонов и протонов в конечном состоянии больше или равно двум. При этом для $b_{cut} = 10$ имеем $N_0 = 4261$ бесструйных событий, $N_1 = 9412$ одноструйных событий, $N_2 = 2016$ двухструйных событий, $N_3 = 140$ трехструйных событий и $N_4 = 5$ четырехструйных событий. В случае $b_{cut} = 20$ имеем $N_0 = 2776$, $N_1 = 12146$, $N_2 = 903$ и $N_3 = 9$, соответственно. На рис. 3 представлены распределения продольных импульсов правой (R) и левой (L) струй из двухструйных событий в π^-p -взаимодействиях при $b_{cut} = 20$. Распределения адронов (π^\pm -мезонов и протонов), входящих в эти струи, представлены на рис. 4. Представленные результаты показывают, что при $b_{cut} = 20$ наблюдаются две хорошо разделенные струи. При этом струи разделены как в фазовом пространстве самих струй, так и в фазовом пространстве адронов, образующих эти струи. При значении параметра $b_{cut} = 10$ разделяемость струй не такая хорошая, как для случая $b_{cut} = 20$, однако при этом количество двухструйных событий значительно больше.

В таблицах 1 и 2 представлены средние значения заряда и множественности частиц в струе, а также параметра коррелированности двух струй в двухструйных событиях при значении $b_{cut} = 10$ и 20 без включения протонов в анализ по поиску струй, и с учетом протонов в конечном состоянии. В качестве параметра коррелированности струй в двухструйных событиях взята величина $\Delta = 180^\circ - \vartheta_R - \vartheta_L$, где ϑ_R и ϑ_L - полярные углы правой (R) и левой (L) струи относительно направления импульса начального π^- -мезона в системе центра масс π^-p -взаимодействия. Результаты, приведенные в таблицах 1 и 2, будут подробно обсуждаться в следующем разделе данной работы. Здесь же отметим, что, как следует из представленных в таблицах 1 и 2 результатов, включение в анализ по поиску и реконструкции струй также и протонной компоненты струи совместно с компонентой из π^\pm -мезонов улучшает коррелированность двух струй и приближает

$b_{cut} = 10$ π^-p -взаимодействия, 40 ГэВ/с, 16811 событий						
15834 события с $N_{(\pi^\pm, p)} \geq 2$, 14904 события с $N_{\pi^\pm} \geq 2$						
Величина (размерность)	2-струйные события π^\pm -мезоны		2-струйные события π^\pm -мез. и протоны		1-струйные события π^\pm -мез. и протоны	
	L_2 -струя	R_2 -струя	L_2 -струя	R_2 -струя	L_1 -струя	R_1 -струя
N_J	2.9	2.8	3.0	2.9	4.3	4.2
Q_J	0.00	-0.30	0.21	-0.34	0.19	-0.41
b_J	5.9	5.6	5.9	5.7	9.2	8.9
b_k	2.2	2.1	2.2	2.1	3.3	3.2
m_J (ГэВ)	0.73	0.68	0.99	0.71	1.7	1.3
P_T (ГэВ)	0.71	0.72	0.66	0.69	0.62	0.59
$x_F^{(J)}$	-0.24	0.33	-0.42	0.34	-0.40	0.33
ϑ_J (град.)	47	35	38	33	33	32
Δ (град.)	12		4.3		не определено	
b_{RL}	23		24			
m_{RL} (ГэВ)	3.1		3.8		3911	
N_j	1724		2016			

Таблица 1. Характеристики струй из одноструйных и двухструйных событий в π^-p -взаимодействиях при значении параметра $b_{cut} = 10$. Для L -струй вместо значения угла ϑ_L приведены значения $180^\circ - \vartheta_L$.

$b_{cut} = 20$ π^-p -взаимодействия, 40 ГэВ/с, 16811 событий						
15834 события с $N_{(\pi^\pm, p)} \geq 2$, 14904 события с $N_{\pi^\pm} \geq 2$						
Величина (размерность)	2-струйные события π^\pm -мезоны		2-струйные события π^\pm -мез. и протоны		1-струйные события π^\pm -мез. и протоны	
	L_2 -струя	R_2 -струя	L_2 -струя	R_2 -струя	L_1 -струя	R_1 -струя
N_J	2.8	2.8	2.9	2.7	5.3	5.0
Q_J	0.09	-0.40	0.31	-0.47	0.18	-0.43
b_J	10.2	10.5	9.9	10.4	20.0	19.8
b_k	3.1	3.2	3.1	3.2	5.7	5.6
m_J (ГэВ)	0.85	0.82	1.2	0.81	2.8	2.2
P_T (ГэВ)	0.73	0.70	0.64	0.67	0.65	0.60
$x_F^{(J)}$	-0.40	0.55	-0.61	0.56	-0.44	0.42
ϑ_J (град.)	30	21	22	19	30	27
Δ (град.)	8.4		2.7		не определено	
b_{RL}	37		38			
m_{RL} (ГэВ)	4.5		5.4		5149	
N_j	689		903			

Таблица 2. Характеристики струй из одноструйных и двухструйных событий в π^-p -взаимодействиях при значении параметра $b_{cut} = 20$. Для L -струй вместо значения угла ϑ_L приведены значения $180^\circ - \vartheta_L$.

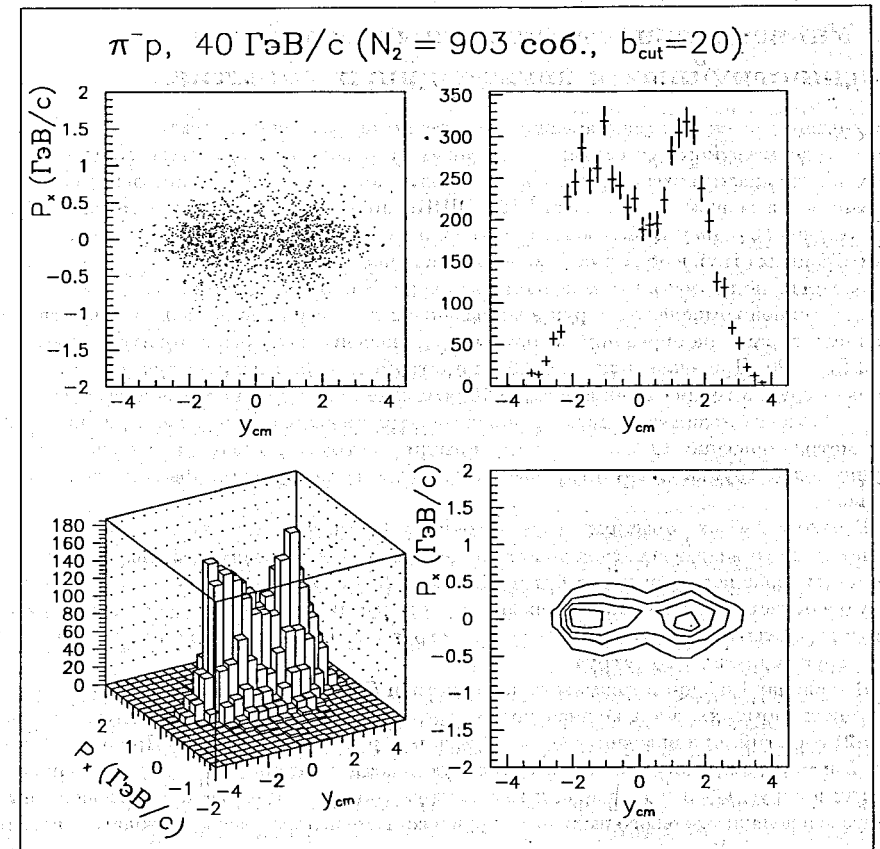
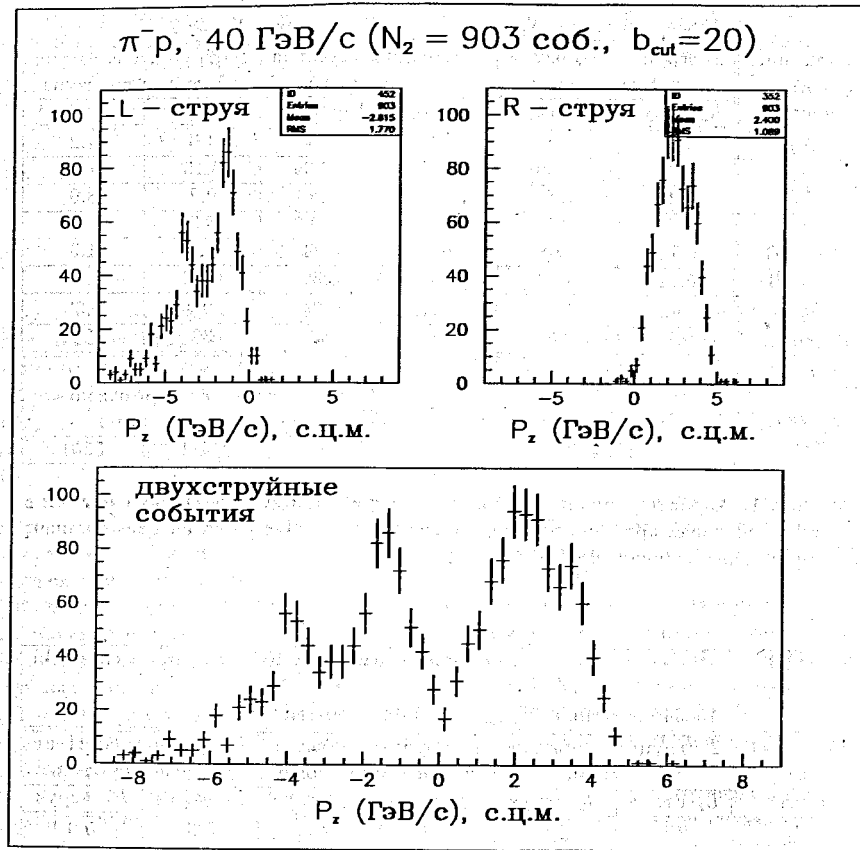


Рисунок 3. Распределения по продольному импульсу P_z правой R - и левой L - струй, в системе центра масс $\pi^- p$ - взаимодействий, в двухструйных событиях, выделенных B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 20$. В состав струй входят как π^\pm - мезоны, так и протоны.

Рисунок 4. Распределения π^\pm - мезонов и протонов, входящих в правую (R) или левую (L) струй в двухструйных событиях, выделенных B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 20$. P_x - компонента поперечного импульса частиц, входящих в R - и L - струй, по направлению оси x , а y_{cm} - быстрота частиц в системе центра масс $\pi^- p$ - взаимодействия.

значение заряда струй к ожидаемым в рамках кварковых представлений значениям. При этом множественность частиц в струях практически не меняется.

2. Универсальность адронных струй в одноструйных и двухструйных событиях

Настоящий раздел посвящен анализу характеристик смешанных спекторных струй в одно- и двухструйных событиях, выделенных на основе B - алгоритма. Представлены результаты анализа экспериментальных данных по π^+p - и π^-C - взаимодействиям, полученные с помощью 2- метровой ППК ОИЯИ, облученной пучком π^- мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. В отличие от [8] при выделении и реконструкции спекторных струй в областях фрагментации пучка и мишени использовались не только π^\pm мезоны, но и протоны в конечном состоянии. Как было отмечено, включение в анализ протонной компоненты струи в дополнение к π^\pm мезонной не меняет существенно величину параметра обрезания алгоритма b_{cut} , значение которого находится в пределах $10 < b_{cut} < 20$. При значениях $b_{cut} > 20$ в двухструйных событиях имеются хорошо разделенные струи, в то время как при $b_{cut} \simeq 10$ разделяемость струй не такая четкая, как при $b_{cut} \simeq 20$, однако количество двухструйных событий значительно больше. При значениях параметра обрезания $10 < b_{cut} < 20$ все события со струями делятся, в основном, на две группы: одноструйные и двухструйные. Количество трехструйных событий значительно меньше.

В одноструйных событиях струю с $\cos \vartheta_J > 0$, где ϑ_J – угол вылета струи по отношению к оси взаимодействия в системе центра масс πN - взаимодействия, т.е. струю в области фрагментации пучка будем называть R_1 - струей, а струю с $\cos \vartheta_J < 0$, т.е. струю в области фрагментации мишени – L_1 - струей. В двухструйных событиях R_2 и L_2 струи определяются условием $y_R > y_L$, т.е. струя с большим значением быстроты есть R_2 - струя, а другая – L_2 - струя.

В таблицах 1 и 2 представлены характеристики R - и L - струй в одноструйных и двухструйных событиях, а также значения N_j числа одноструйных ($j = 1$) и двухструйных ($j = 2$) событий, при значениях $b_{cut} = 10$ и 20 в π^-p - взаимодействиях. При этом $J = R$ или L и обозначает правую или левую струю, соответственно, N_j – множественность частиц в струе, Q_j и m_j – заряд и масса струи соответственно, P_T и x_F – поперечный импульс и доля продольного импульса струи в системе центра масс π^-p - взаимодействия соответственно. Размер струи в 4-мерном пространстве скоростей определяется величиной b_j (см. выражение (13)), которую можно интерпретировать как диаметр струи. Такое определение размера струи удобно тем, что не требует определения центра струи в пространстве скоростей. В работе [10] размер струи в пространстве скоростей определяется величиной b_k , которая связана с величинами b_j и N_j соотношением [8]

$$b_k = -2 + 2\sqrt{1 + \left(1 - \frac{1}{N_j}\right) \frac{b_j}{2}}. \quad (15)$$

Величину b_k можно интерпретировать как радиус струи в пространстве скоростей, т.к. b_k является расстоянием между частицей и центром струи, усредненным по всем частицам, входящим в струю. В таблицах 1 и 2 приведены также средние значения величин b_j и b_k .

В одноструйных событиях множественность частиц как в R_1 - так и в L_1 - струе равна $N_{j1} \simeq 4.2$ при $b_{cut} = 10$ и более чем на единицу больше соответствующего значения в двухструйных событиях, $N_{j2} \simeq 3.0$. Более того, такие характеристики, как масса

струи m_j и ее размер b_j (или b_k), в одноструйных событиях много больше, чем в двухструйных. Данное обстоятельство указывает, по-видимому, на то, что одноструйные события – это такие события, в которых вторая спекторная струя или, по крайней мере, его центральная или лидирующая часть не состоит из более чем одной заряженной частицы (π^\pm - мезонов и протонов). При этом заряженные π^- мезоны и протоны, которые могут находиться на периферии или на хвосте такой "невидимой" струи, могут попасть в выделяемую струю, состоящую из π^\pm - мезонов и протонов и увеличить среднюю множественность частиц в R_1 - и L_1 - струях из одноструйных событий. Естественно при этом, что такие периферические или "чужие" пионы и протоны будут увеличивать как массу струи, так и ее размер в пространстве скоростей, так как они из противоположной струи.

Тем не менее, в отличие от множественности частиц в струе, ее массы и размера, основные кинематические характеристики R - и L - струй, такие, как поперечный импульс P_T , доля продольного импульса x_F и угол вылета ϑ_J струй в одно- и двухструйных событиях довольно близки друг к другу и отличаются не более чем на 10 – 15% при значении $b_{cut} = 10$. Близость таких характеристик струй из одноструйных и двухструйных событий может быть также использована как критерий для выбора значения параметра обрезания алгоритма $b_{cut} \simeq 10$. При увеличении b_{cut} характеристики струй из двухструйных событий максимально приближаются к значениям, ожидаемым в рамках кварк- партонных представлений (см. характеристики струй из двухструйных событий при $b_{cut} = 20$, таблица 2). При этом расхождение между значениями характеристик струй из одноструйных и двухструйных событий увеличивается, что связано с тем, что при $b_{cut} \rightarrow \infty$ все события интерпретируются алгоритмом как одноструйные.

До сих пор мы сравнивали характеристики $R(L)$ - струй из одноструйных и двухструйных событий, т.е. R_1 с R_2 (L_1 с L_2). Перейдем к сравнению характеристик R - и L - струй между собой из одно- и двухструйных событий, т.е. R_1 с L_1 и R_2 с L_2 . При этом можно обнаружить, что значения таких характеристик, как множественность частиц в струе, размер струи и его поперечный импульс одинаковы, в то время как значение заряда, массы струи и продольной переменной x_F заметно различны для R - и L - струй. Распределения последних величин несут на себе отпечаток кварковой структуры фрагментирующей в R - или L - струю частицы, т.е. пучковой частицы и мишени. При $b_{cut} = 10$ для R - струи (область фрагментации пучкового π^- мезона) имеем $Q_{R1} = -0.41$ и $Q_{R2} = -0.34$, в то время как для L - струи (область фрагментации протона) имеем $Q_{L1} = 0.19$ и $Q_{L2} = 0.21$. При $b_{cut} = 20$ имеем $Q_{R1} = -0.43$ и $Q_{R2} = -0.47$, а для L - струй $Q_{L1} = 0.18$ и $Q_{L2} = 0.31$. Исходя из кваркового состава π^- мезона и протона можно определить средний заряд кварка в областях фрагментации π^- мезона и протона $Q_R = (Q_u + Q_d)/2 = -0.5$ и $Q_L = (2Q_u + Q_d)/3 = 1/3$, где Q_q – заряд кварка (антикварка) q . Отметим, что без учета протонной компоненты струи значения Q_{L2} значительно меньше: $Q_{L2} \simeq 0$ и 0.1 при $b_{cut} = 10$ и 20, соответственно.

В распределениях по продольным импульсам L - струй (область фрагментации протона) наблюдается максимум в области продольного импульса струи $P_z \simeq -4$ ГэВ, связанный с фрагментацией в L - струю дикварка протона, рис. 3. Такая характерная для дикварка структура существует во всех инклюзивных спектрах лидирующих бартионов, которые могут образовываться на дикварке протона [16, 17]. Наличие дикваркового максимума приводит к увеличению величины x_F для L - струй с учетом протонной компоненты струи.

Третьей величиной, распределение которой существенно отличается для R - и L - струй в π^-p - взаимодействиях, является масса струи, распределения которой представлены на рис. 5. В распределениях по массе R и L струй в одно- и двухструйных событиях, выде-

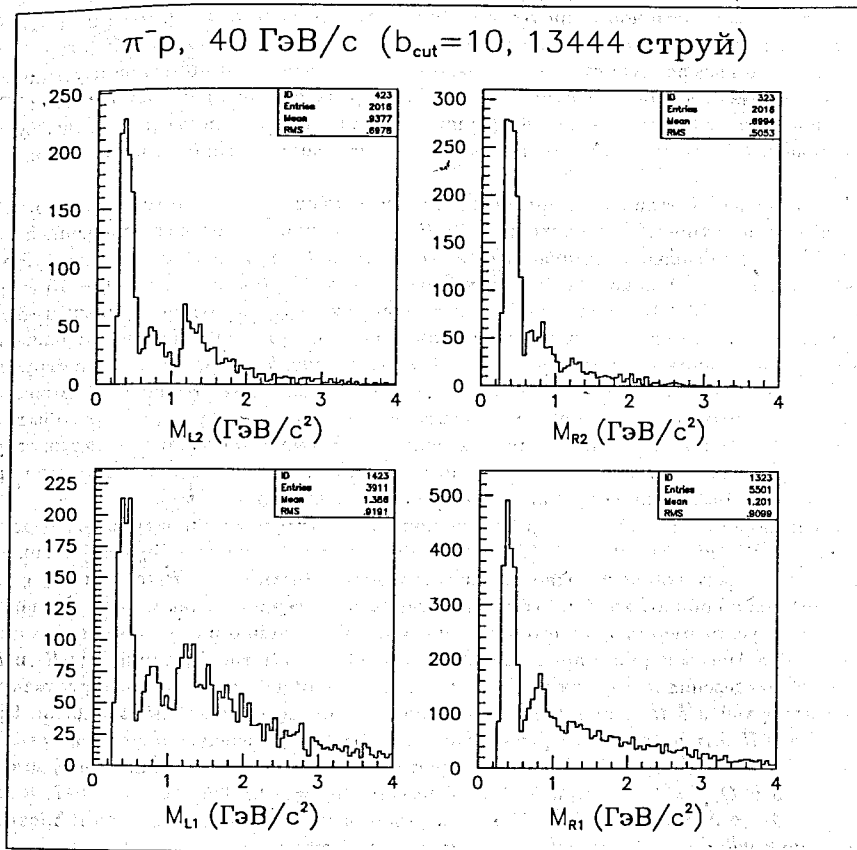


Рисунок 5. Распределения по массе правых (R) и левых (L) струй из двухструйных (верхние рисунки) и одноструйных (нижние рисунки) событий в $\pi^- p$ - взаимодействиях. Струи выделены B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 10$ и состоят из π^\pm - мезонов и протонов.

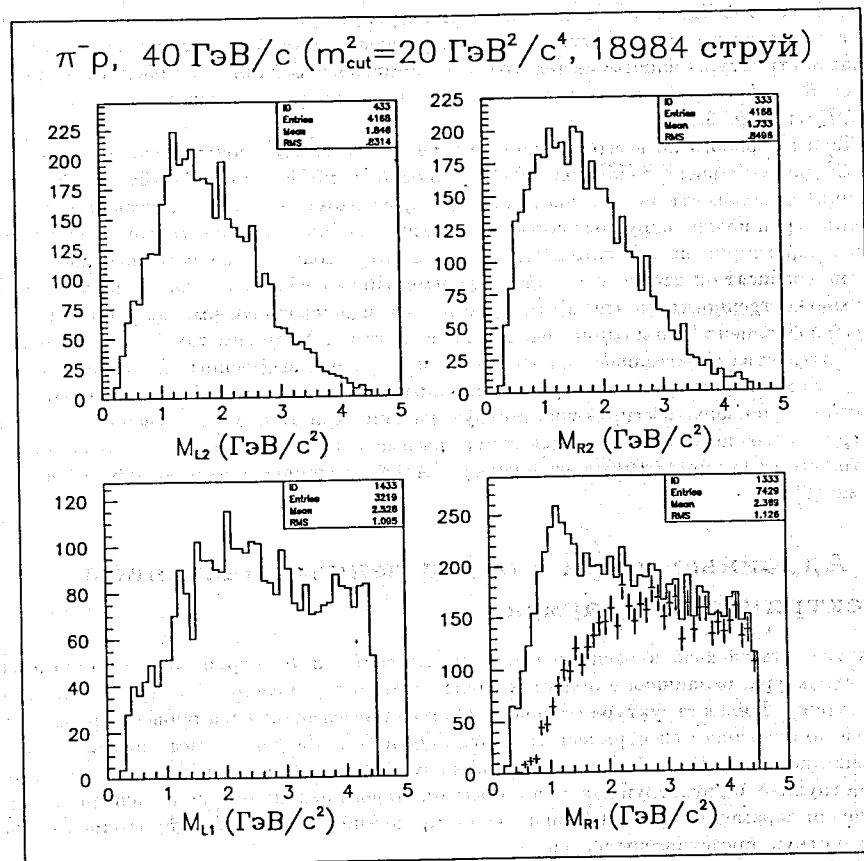


Рисунок 6. Распределения по массе правых (R) и левых (L) струй из двухструйных (верхние рисунки) и одноструйных (нижние рисунки) событий в $\pi^- p$ - взаимодействиях. Струи выделены $JADE$ - алгоритмом при значении параметра обрезания $m_{cut}^2 = 20$ ГэВ² и состоят из π^\pm - мезонов и протонов. На нижнем правом рисунке точками представлено также распределение по величине M_{R1} для случая, когда в анализ включены все события с суммарным числом π^\pm - мезонов и протонов $N_{(\pi^\pm, p)} \geq 4$.

ленных B - алгоритмом заметна определенная структура. Детальному анализу массовых спектров струй из одно- и двухструйных событий будет посвящен следующий раздел данной работы. Здесь необходимо лишь подчеркнуть, что эта структура отлична для R - и L - струй и связана с типом фрагментирующей в струю частицы. Отметим, что никакой структуры наподобие тех, которые представлены на рис. 5 в распределениях по массе R - и L - струй не возникает, если для выделения струй использовать алгоритм $JADE$ (см. рис. 6).

Таким образом, из всего сказанного выше следует, что свойства как R -, так и L - струй универсальны с точностью 10 – 15% в одно- и двухструйных событиях. Заметное отличие по множественности частиц в струях, их размерах и массах связано с попаданием в струи из одноструйных событий "чужих" частиц. Показано также, что значения таких характеристик как заряд струи, его масса и доля продольного импульса существенно зависят от кваркового состава фрагментирующей в струю частицы, в то время как множественность частиц в струе, ее размер и поперечный импульс не зависят от области фрагментации и одинаковы для R - и L - струй. Отметим также, что указанные обстоятельства справедливы только для R - и L - струй, выделенных B - алгоритмом, в то время как характеристики струй, выделенных алгоритмом $JADE$, не отражают кваркового состава фрагментирующих в струю частиц. При этом множественность частиц в струях заметно больше, чем для струй, выделенных B - алгоритмом, что указывает на то, что струи, выделенные алгоритмом $JADE$ сильно перекрыты между собой (см., также, [8]).

3. Адронные струи с определенным значением электрического заряда

Как уже отмечалось, в распределениях по массе R - и L - струй заметна определенная структура, различная в областях фрагментации π^- - мезона (R - струя) и протона (L - струя). Данная структура становится более определенной, если провести разделение струй по значениям электрического заряда Q_R и Q_L . На рис. 7 представлены распределения по массе R - и L - струй с различными значениями электрического заряда из одноструйных и двухструйных π^-p - событий, выделенных на основе B - алгоритма при значении параметра $b_{cut} = 10$. Такие же распределения, но без учета протонной компоненты струи, представлены на рис. 8.

Сравнение рис. 7 и 8 показывает, что включение в анализ протонной компоненты струи практически не влияет на распределение по массе R - струй (область фрагментации π^- - мезона) при значениях заряда $Q_R = 0, \pm 1$ и ± 2 , а также на распределение по массе L - струи (область фрагментации протона) при значении заряда $Q_L = -2$. Однако в распределениях по массе L - струй при значениях заряда $Q_L = 0, \pm 1$ и $+2$ наблюдаются существенные отличия с учетом и без учета протонной компоненты струи. Эти отличия связаны с областью масс Δ - резонанса при $Q_L = 0$ ($\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$) и $Q_L = 2$ ($\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$) и с областью масс $\Delta^*(1600)$ - резонанса при $Q_L = \pm 1$ ($\Delta^{*+} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ и $\Delta^{*-} \rightarrow p\pi^-\pi^-$).

На рис. 9 представлено суммарное распределение по массе L - струй с зарядами $Q_L = 0$ и 2 , когда в струях имеются только две частицы: одна из которых – протон, а другая – π^\pm - мезон. В этом распределении учтены все L - струи, удовлетворяющие перечисленным выше условиям из одноструйных и двухструйных событий в π^-p - взаимодействиях, выделенных при значении $b_{cut} = 6$. Здесь же представлены результаты фитирования этого

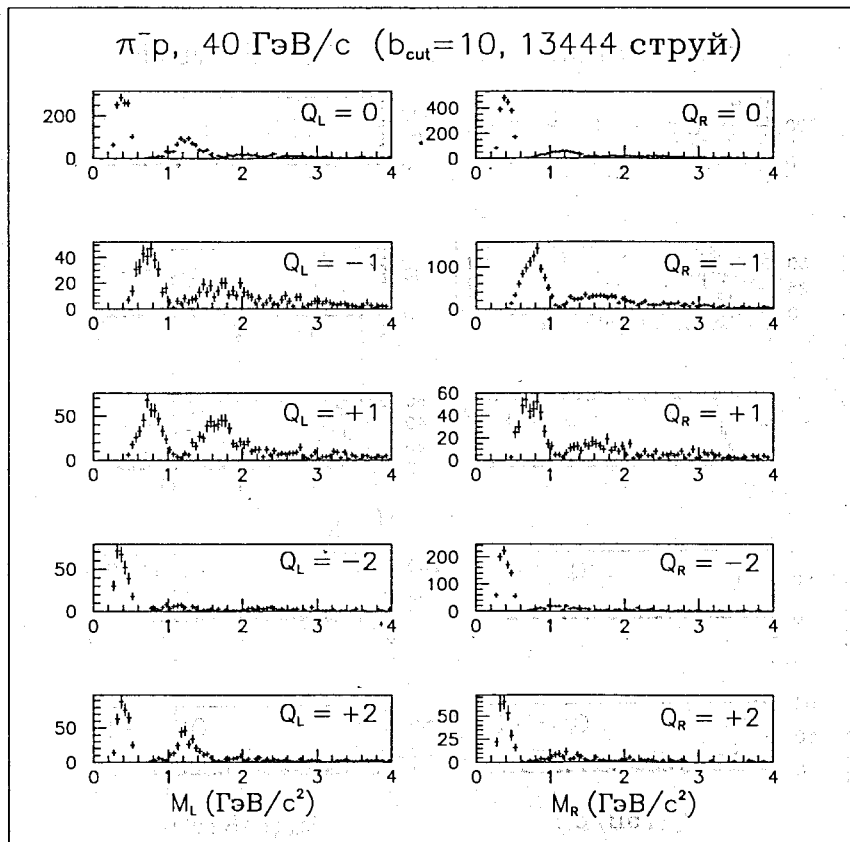


Рисунок 7. Суммарные распределения по массе смешанных R - и L - струй с различными значениями электрического заряда из одноструйных и двухструйных событий в π^-p - взаимодействиях. Струи выделены B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 10$ и состоят из π^\pm - мезонов и протонов. Значения зарядов струй приведены на соответствующих рисунках.

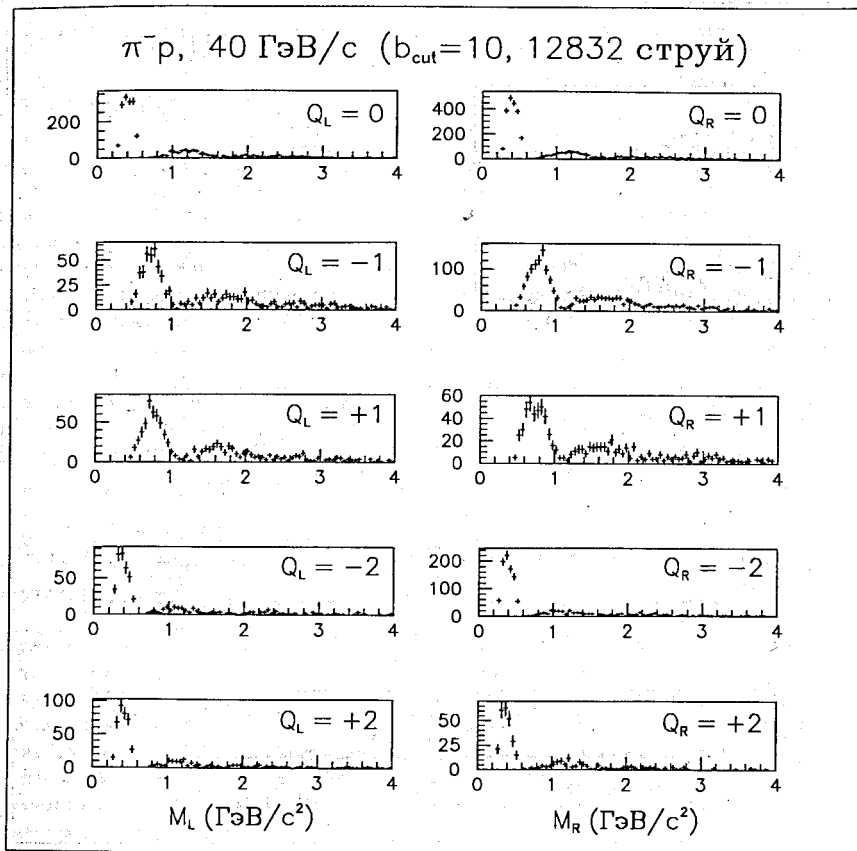


Рисунок 8. Суммарные распределения по массе π^\pm - мезонных R - и L - струй с различными значениями электрического заряда из одноструйных и двухструйных событий в $\pi^- p$ - взаимодействиях. Струи выделены B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 10$ и состоят только из π^\pm - мезонов. Значения зарядов струй приведены на соответствующих рисунках.

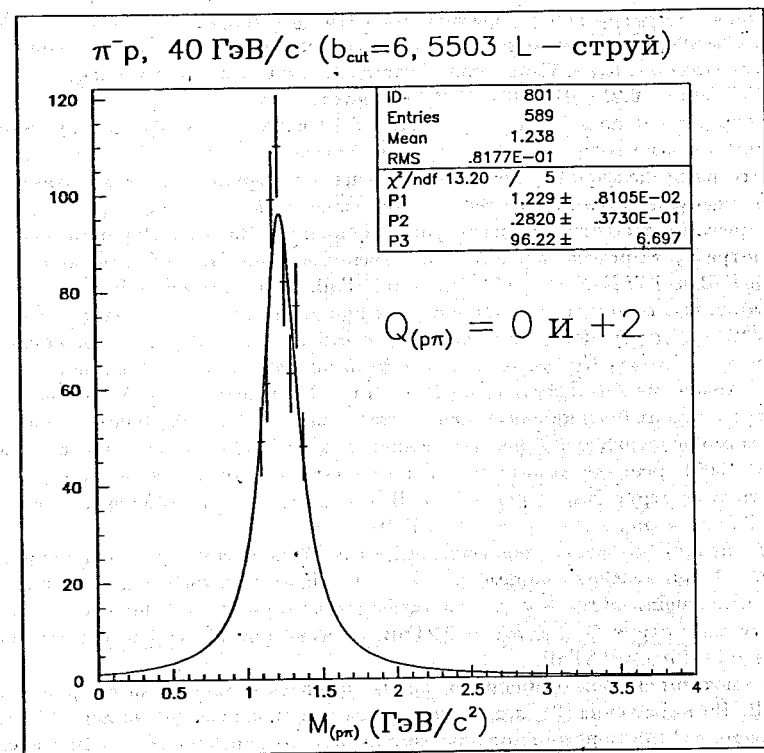


Рисунок 9. Суммарное распределение по массе L - струй с зарядами $Q = 0$ и $+2$, состоящих из одного протона и одного заряженного π^\pm - мезона из одноструйных и двухструйных событий в $\pi^- p$ - взаимодействиях. Струи выделены B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 6$. Представлены также результаты фита по резонансной формуле Брейта - Вигнера. Параметры P_1 и P_2 - масса и ширина резонанса в ГэВ, соответственно, а P_3 - нормировочный множитель. Ширина бина в гистограмме равна 40 МэВ.

распределения формулой Брейта – Вигнера:

$$BW(M) = \frac{N_{norm}}{(M - M_{res})^2 + (\Gamma_{res}/2)^2}, \quad (16)$$

где M_{res} , Γ_{res} и N_{norm} – соответственно масса, ширина резонанса и нормировочный множитель, которые связаны с параметрами фита $P_1 = M_{res}$, $P_2 = \Gamma_{res}$ и $P_3 = 4N_{norm}/\Gamma_{res}^2$, представленными на том же рисунке. Отметим, что при изменении значения параметра b_{cut} в пределах $5 < b_{cut} < 15$ значения величин M_{res} и Γ_{res} меняются в пределах от 1.22 ГэВ до 1.25 ГэВ и от 0.21 ГэВ до 0.40 ГэВ, соответственно.

Распределение по массе L - струй с $Q_L = \pm 1$ и с условием, что в струе имеются три частицы, одна из которых – протон, а две другие – π^\pm - мезоны, представлено на рис. 10. Это распределение по массе L - струй из одноструйных и двухструйных событий в π^-p - взаимодействиях, выделенных при значении $b_{cut} = 8$. На рис. 10 представлены также результаты фитирования по формуле Брейта – Вигнера. При изменении значения параметра b_{cut} в пределах $5 < b_{cut} < 15$ значения величин M_{res} и Γ_{res} меняются в пределах от 1.50 ГэВ до 1.78 ГэВ и от 0.21 ГэВ до 0.52 ГэВ, соответственно. Результаты фита по-видимому, указывают на то, что в струях при значении $Q_L = \pm 1$ выделяется резонанс $\Delta^*(1600)$, т.к. его брэнчинг по каналу $N\pi\pi$ составляет 75–90%, в то время как брэнчинг по каналу $N\pi$ равен 10–25%. Данное обстоятельство может быть причиной того, что этот резонанс не наблюдается при $Q_L = 0$ и $+2$. Относительно N^* резонансов можно отметить, что их брэнчинг по каналу $N\pi\pi$ меньше, чем для $\Delta^*(1600)$ - резонанса.

Помимо особенностей в распределениях по массе струй, связанных, возможно, с Δ - или $\Delta^*(1600)$ - резонансами, на рис. 7 и 8 имеются еще особенности при $Q_J = 0$ и ± 2 в области масс струй $2m_\pi < m_J < 0.6$ ГэВ, и при $Q_J = \pm 1$ в области масс струй $3m_\pi < m_J < 1.1$ ГэВ и $(m_p + 2m_\pi) < m_J < 2.2$ ГэВ.

Для случая π^-C - взаимодействий распределения по массе R - и L - струй представлены на рис. 11 при значении параметра $b_{cut} = 10$. В этом случае, в дополнение к особенностям, имевшим место в π^-p - взаимодействиях, при $Q_L = 2$ имеется особенность в области масс струй $2m_p < m_J < 2.2$ ГэВ, а также при $Q_L = 1$ в области масс струй $(2m_p + m_\pi) < m_J < 2.8$ ГэВ.

Рассмотрим сначала особенности при $Q_J = 0$ и ± 2 в области масс струй $2m_\pi < m_J < 0.6$ ГэВ. Из выражения (2) следует, что масса струй, состоящих из двух π^\pm - мезонов и выделяемых B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 10$, удовлетворяет условию: $2m_\pi < m_J < m_\pi \sqrt{4 + b_{cut}} = 0.52$ ГэВ. Таким образом, струи, состоящие из двух π^\pm - мезонов и выделяемые при значении b_{cut} , заполняют область масс в интервале от $2m_\pi$ до $m_\pi \sqrt{4 + b_{cut}}$. Необходимо отметить, что верхний предел в распределении по массе двухпионных струй определяется величиной $m_\pi \sqrt{4 + b_{cut}}$ только в случае, когда распределение по массе всех возможных двухпионных комбинаций шире, чем величина $m_\pi (\sqrt{4 + b_{cut}} - 2)$. Распределения по массе всевозможных двухпионных комбинаций в π^-C - взаимодействиях, представлены на рис. 12. Из рис. 12б следует, что ширина распределения по массе всевозможных двухпионных систем много больше, чем величина $m_\pi (\sqrt{4 + b_{cut}} - 2) = 0.24$ ГэВ, и следовательно, двухпионные струи с зарядом $Q_J = 0$ и ± 2 будут заполнять область масс $2m_\pi < m_J < m_\pi \sqrt{4 + b_{cut}} = 0.52$ ГэВ, что и имеет место. Для струй с зарядом $Q_L = 2$ и состоящих из двух протонов имеем условие $2m_p < m_J < m_p \sqrt{4 + b_{cut}} = 3.5$ ГэВ. Однако ширина распределения по массе всех двухпротонных систем, представленных на рис. 12г, много меньше величины $m_p (\sqrt{4 + b_{cut}} - 2) = 1.64$ ГэВ, и, следовательно, двухпротонные струи будут заполнять область масс от $2m_p$ до 2.2 ГэВ, которая определяется верхним пределом распределения по массе всех двухпротонных комбинаций, представленных на рис. 12г.

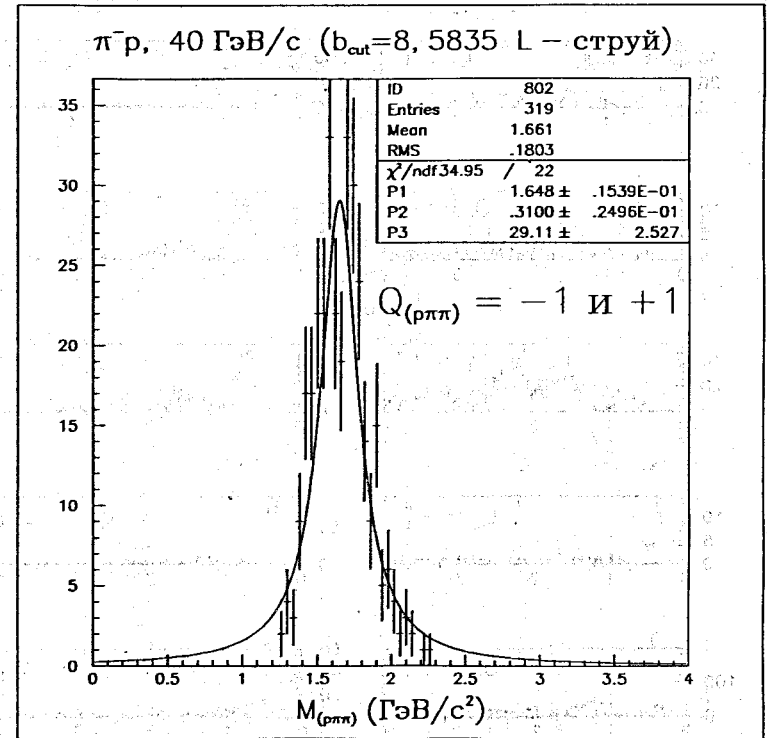


Рисунок 10. Суммарное распределение по массе L - струй с зарядами $Q = -1$ и $+1$, состоящих из одного протона и двух заряженных π^\pm - мезонов из одноструйных и двухструйных событий в π^-p - взаимодействиях. Струи выделены B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 8$. Представлены также результаты фита по резонансной формуле Брейта – Вигнера. Параметры P_1 и P_2 – масса и ширина резонанса в ГэВ, соответственно, а P_3 – нормировочный множитель. Ширина бина в гистограмме равна 40 МэВ.

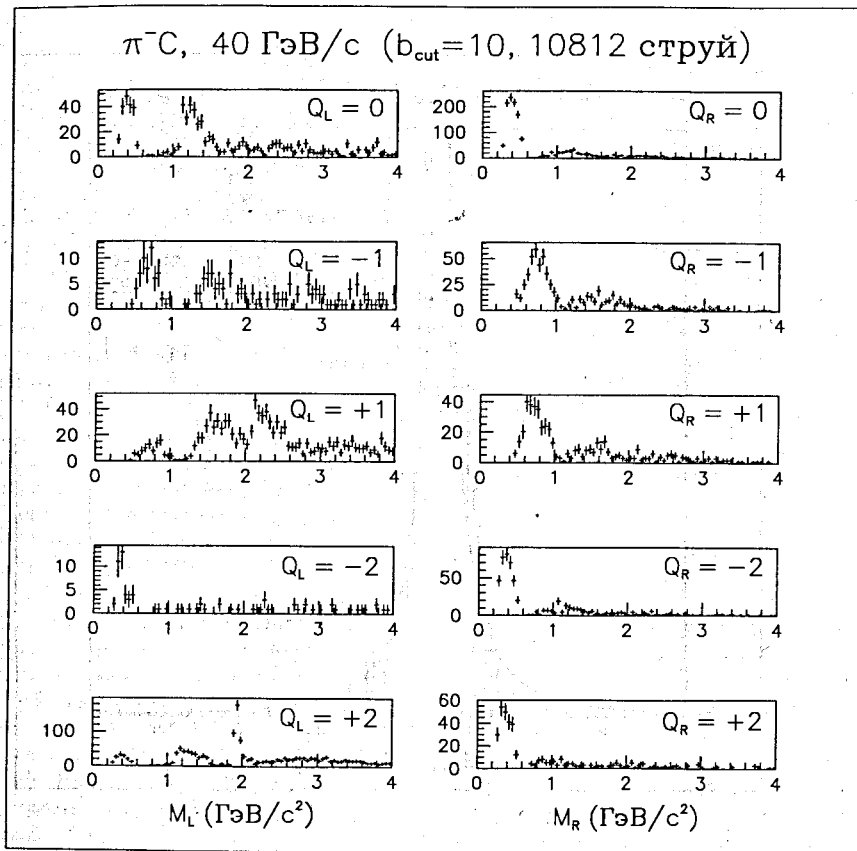


Рисунок 11. Суммарные распределения по массе смешанных R - и L - струй с различными значениями электрического заряда из одноструйных и двухструйных событий в π^-C - взаимодействиях. Струи выделены B - алгоритмом при значении параметра обрезания $b_{cut} = 10$ и состоят из π^\pm - мезонов и протонов. Значения зарядов струй приведены на соответствующих рисунках.

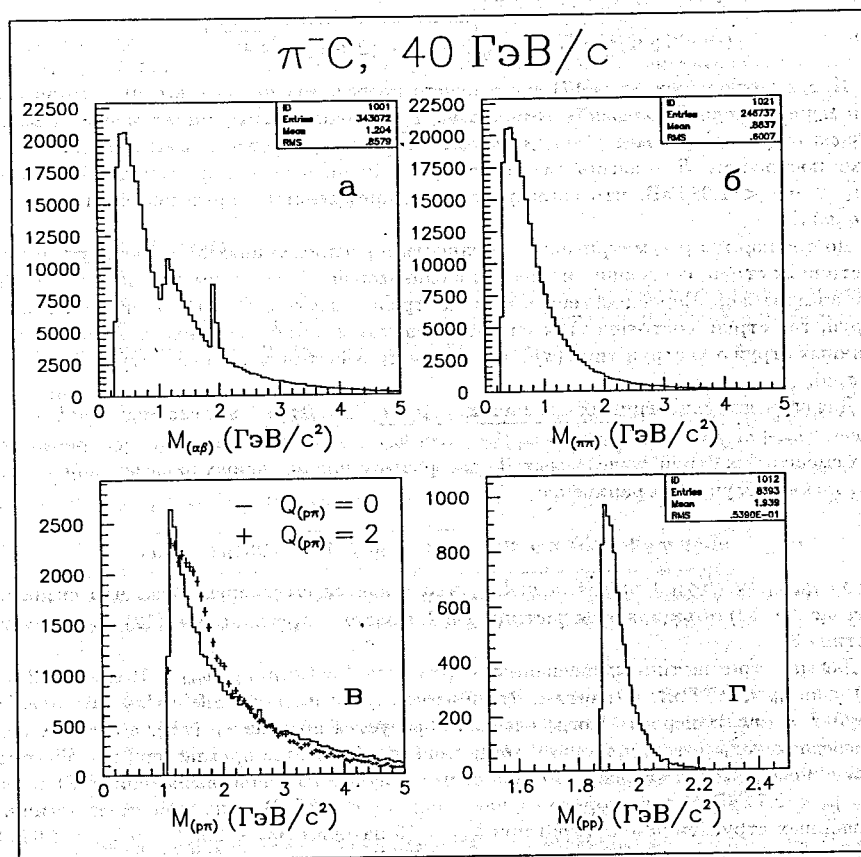


Рисунок 12. Распределения по эффективной массе адронных пар в π^-C - взаимодействиях: а - для адронных пар, состоящих из π^\pm - мезонов и протонов; б - для пар, состоящих только из π^\pm - мезонов; в - для пар из протона и π^- - мезона (гистограмма), а также из протона и π^+ - мезона (+) и г - для адронных пар, состоящих только из протонов.

Перейдем к рассмотрению особенностей при $Q_J = \pm 1$. В этом случае масса струй, состоящих из трех π^\pm - мезонов и выделяемых B - алгоритмом при значении параметра обрезания b_{cut} , удовлетворяет условию

$$3m_\pi < m_J < m_\pi \sqrt{5 + b_{cut} + (2 + b_{cut})\sqrt{4 + b_{cut}}}. \quad (17)$$

При выводе выражения (17) для верхнего предела m_J имелось в виду, что по крайней мере для одной пары π^\pm - мезонов из трехпионной струи имеет место ограничение на эффективную массу $m_{12} < m_\pi \sqrt{4 + b_{cut}}$, что является прямым следствием логики построения B - алгоритма. При $b_{cut} = 10$ на основе выражения (17) находим $3m_\pi < m_J < 1.08 \text{ ГэВ}$, что согласуется с распределениями, представленными на рис. 7, 8 и 11.

До сих пор мы рассматривали особенности в распределениях по массе двух- и трехчастичных струй, состоящих из частиц с одинаковой массой, а именно, из π^\pm - мезонов или из протонов. Перейдем теперь к рассмотрению двух- и трехчастичных смешанных струй, т.е. струй, состоящих как из протонов, так и из π^\pm - мезонов. В случае двухчастичных струй это струи типа (πp) , а в случае трехчастичных струй - струи типа $(\pi p p)$ и $(\pi p \pi)$.

Для случая двухчастичных смешанных струй с $Q_L = 0$ и $+2$, выделяемых при $b_{cut} = 10$, имеем: $(m_\pi + m_p) < m_J < \sqrt{(m_\pi + m_p)^2 + m_\pi m_p b_{cut}} = 1.58 \text{ ГэВ}$. Для массы m_J трехчастичных смешанных струй, выделяемых B - алгоритмом при значениях параметра обрезания b_{cut} , можно получить ограничение

$$m_1 + m_2 + m_3 < m_J < \sqrt{(m_3 + m_{12(max)})^2 + m_3 m_{12(max)} b_{cut}}, \quad (18)$$

где $m_{12(max)} = \sqrt{(m_1 + m_2)^2 + m_1 m_2 b_{cut}}$, что является следствием того, что сначала в прекластер (12) объединяются частицы 1 и 2, а затем с прекластером (12) объединяется частица 3.

Для масс трехчастичных смешанных струй типа $J = (\pi p p)$ при $b_{cut} = 10$ имеем: $(2m_\pi + m_p) < m_{\pi p p} < 2.7 \text{ ГэВ}$. Отметим, что в этом случае имеются две схемы образования струй $J = (\pi p p)$: первая - когда сначала образуется прекластер (πp) , а затем к нему присоединяется протон; и вторая - когда сначала образуется прекластер $(p p)$, а затем к нему присоединяется второй пион. Для первого случая, на основе выражения (18), имеем $m_{((\pi p)p)} < 2.7 \text{ ГэВ}$, а для второго случая - $m_{(p p)\pi} < 2.3 \text{ ГэВ}$. Для масс трехчастичных смешанных струй типа $J = (\pi p \pi)$ при $b_{cut} = 10$ находим $(m_\pi + 2m_p) < m_{\pi p \pi} < 4.6 \text{ ГэВ}$, при этом $m_{((\pi p)\pi)} < 4.6 \text{ ГэВ}$, а $m_{(\pi p)\pi} < 4.3 \text{ ГэВ}$. На рис. 7, 8 и 11 представлены все эти особенности в распределениях по массе L - струй при $Q_L = \pm 1$.

Таким образом, можно сделать следующее заключение: все структуры в распределениях по массе струй имеющиеся на рис. 7, 8 и 11 (за исключением структур в областях Δ^- и $\Delta^*(1600)$ - резонансов) не являются физическими, и их появление обусловлено B - алгоритмом по выделению струй. Что же касается особенностей при $Q_L = 0$ и 2 в области масс $\Delta(1232)$ - резонанса, и при $Q_L = \pm 1$ в области масс $\Delta^*(1600)$ - резонанса, то можно предположить, что помимо вклада, обусловленного B - алгоритмом, возможно также и заметное усиление вкладов от самих этих резонансов по отношению к фону. При этом усиление резонансного вклада будет иметь место в том случае, когда среднее расстояние между резонансом и ближайшей к нему частицей в пространстве скоростей больше, чем для случая фоновой по отношению к резонансу системы. Однако получение ответа на вопрос о том, насколько может быть увеличен вклад от резонанса $\Delta(1232)$ по отношению к фону после выделения струй по B - алгоритму и при каком значении параметра b_{cut} оно будет максимальным, требует дальнейших исследований.

В данной работе мы не ставим целью выделение и исследование адронных резонансов в $\pi^- p$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с , а хотим лишь показать, что адронные струи, выделяемые B - алгоритмом, имеют заметную внутреннюю (возможно, резонансную) структуру и что эта структура определяется частицей, фрагментирующей в эти струи. Струи, выделенные таким образом, несут информацию о своих "родителях", т.е. обладают свойством лидирования в областях фрагментации взаимодействующих частиц. Таким образом B - алгоритм выделяет струи или лидирующую, центральную часть струи, частицы внутри которой генетически связаны друг с другом механизмом их образования. Отметим еще раз, что этим свойством не обладают струи, выделяемые $JADE$ - алгоритмом.

4. Заключение

Основные результаты, полученные в настоящей работе, посвященной поиску и реконструкции адронных струй в $\pi^- p$ - и $\pi^- C$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с на основе B - алгоритма, можно сформулировать следующим образом:

1. Показано, что включение в анализ по поиску струй протонной компоненты струи совместно с π^\pm - мезонной компонентой улучшает характеристики выделяемых спектров струй, т.е. приближает их к значениям, ожидаемым в рамках кварк - партонных представлений о структуре адронов. При этом значение параметра обрезания алгоритма b_{cut} практически не меняется и остается в пределах $10 < b_{cut} < 20$.
2. Установлено, что характеристики $R(L)$ - струй в одноструйных и двухструйных событиях отличаются друг от друга менее чем на $10 - 15\%$ при $b_{cut} = 10$, т.е. одноструйные события - это события, где вторая "невидимая" струя состоит из нейтральных частиц и не более чем из одной заряженной частицы (π^\pm - мезона или протона).
3. Обнаружено, что в областях фрагментации π^- - мезона и протона размеры струй в пространстве скоростей, их поперечные импульсы и множественность частиц в них одинаковы, в то время как заряды струй, распределения по доли продольного импульса и по массе струй зависят от кваркового состава фрагментирующих в струю адронов.
4. В распределениях по массе струй обнаружены структуры, связанные с фрагментирующим в струю адроном. В частности, в области фрагментации протона в распределении по массе L - струй с зарядом $Q_L = 0$ и $+2$ обнаружены максимумы, которые, вероятно, связаны с $\Delta^0(p\pi^-)$ - и $\Delta^{++}(p\pi^+)$ - резонансами, соответственно, а при $Q_L = \pm 1$ обнаружены максимумы, которые, возможно, связаны с $\Delta^*(1600)$ - резонансом: при $Q_L = +1$ состояние $\Delta^{++}(1600) \rightarrow (p\pi^+\pi^-)$, а при $Q_L = -1$ состояние $\Delta^*(1600) \rightarrow (p\pi^-\pi^-)$.
5. Показано, что приведенные выше особенности, т.е. свойства лидирования и резонансная внутренняя структура струй, обнаруживаются только у струй, выделенных B - алгоритмом. Струи, выделенные $JADE$ - алгоритмом, не обладают ни одним из этих свойств.

Нам приятно поблагодарить интернациональный коллектив 2 м пропановой камеры за предоставление экспериментального материала и полезные обсуждения.

Литература

- [1] P. D. V. Collins, A. D. Martin, Rep. Prog. Phys. **45**, No. 4, 335 (1982).
- [2] R. Fialkowski, W. Kittel, Rep. Prog. Phys. **46**, No. 11, 1283 (1983).
- [3] Р. Г. Бадалян, Г. Р. Гулкянян, ЯФ т.41, вып. 6, 1611 (1985).
- [4] W. Ochs, Nucl. Phys. **B118**, 397 (1977).
- [5] N. N. Badalian, R. G. Badalian, Z. Phys. **C48**, 587 (1990).
- [6] Р. Г. Бадалян, С. А. Корчагин, ЯФ т.51, вып. 5, 1361 (1990).
- [7] N. N. Badalian et al., Preprint JINR E1-94-519, Dubna, 1994.
- [8] Н. Н. Бадалян и др., Краткие сообщения ОИЯИ 1[75]-96, 27 (1996).
- [9] A. M. Baldin, Nucl. Phys. **A434**, 695 (1985).
- [10] А. М. Балдин и др., ЯФ т.48, вып. 4(10), 995 (1988).
- [11] А. С. Водопьянов, А.Б.Садовски, Краткие сообщения ОИЯИ 5[68]-94, 21 (1994).
- [12] W. Bartel et al., Z. Phys. **C33**, 23 (1986).
- [13] S. Bethke et al., Phys. Lett. **213B**, 235 (1988).
- [14] T. Sjöstrand, LU TP 95 - 20 (1995); CERN - TH. 7112/93 (1993).
- [15] Н. Ангелов, В. Б. Любимов, Р. Тогоо, ЯФ т.54, вып. 5(11), 1316 (1991).
- [16] Р. Г. Бадалян, Г. Р. Гулкянян, С. А. Корчагин, ЯФ т.45, вып. 3, 798 (1987).
- [17] Р. Г. Бадалян, ЯФ т.50, вып. 4(10), 1120 (1989).

Рукопись поступила в издательский отдел

19 сентября 1997 года.