

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙИ Ф В Э 82-153  
ОЭИПК (SERP-E-78/E-043)

И.В.Ажиненко, Ю.А.Белокопытов, А.П.Воробьев, Л.Н.Гердюков,  
И.А.Грицаенко, С.А.Гуменюк, О.В.Касьян, В.М.Кубик, А.И.Курносенко,  
В.И.Николаенко, Ю.Л.Петровых, В.М.Роньжин, В.Н.Рядовиков, Г.И.Сорокин,  
В.А.Уваров, А.Б.Фенюк, П.В.Шляпников  
Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР

Н.С.Амаглобели, Т.Г.Махарадзе, М.Д.Табидзе,  
А.Г.Томарадзе, Ш.С.Шошиашвили  
Институт физики высоких энергий при Тбилисском университете, СССР

Ж.Ф.Балан, Ж.Бофейс, Ф.Грар, Ж.Хантон  
Государственный университет, Монс, Бельгия

М.Барс, Е.А.Де Вольф, Д.П.Джонсон, Ж.Дюмон, К.Де Клерк,  
Ж.Лемон, П.Теочаропулос,  
Межуниверситетский институт высоких энергий, Брюссель, Бельгия

Р.Т.Ван де Валле, Л.Гатиньон, П.А.Ван дер Поль, Д.Ж.Шотанус  
Неймегенский университет, Неймеген, Нидерланды

И.Гольдшмит-Клермон, Г.Древерман, Ж.П.Порт, Р.Т.Росс,  
С.Скварчия, М.Спирополу-Стассинаки  
ЦЕРН, Женева, Швейцария

К.Казо, Р.Контри, Р.Монж, У.Тревисан, Ф.Фонтанелли  
Генуэзский университет, Генуя, Италия

ПОТОКИ ЭНЕРГИИ И КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ  
В  $K^+$  - И  $\pi^+$  p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 И 70 ГэВ/с

Сотрудничества Брюссель-Серпухов-Тбилиси  
и Брюссель-Генуя-Монс-Неймеген-Серпухов-ЦЕРН

И.В.Ажиненко, Ю.А.Белокопьев, А.П.Воробьев, Л.Н.Гердуков,  
И.А.Грицаенко, С.А.Гуменюк, О.В.Касьян, В.М.Кубик, А.И.Курносенко,  
В.И.Николаенко, Ю.Л.Петровых, В.М.Роньжин, В.Н.Рядовиков, Г.И.Сорокин,  
В.А.Уваров, А.Б.Фенюк, П.В.Шляпников  
Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР

Н.С.Амаглобели, Т.Г.Махарадзе, М.Д.Табидзе,  
А.Г.Томарадзе, Ш.С.Шошиашвили  
Институт физики высоких энергий при Тбилисском университете, СССР

Ж.Ф.Балан, Ж.Бофейс, Ф.Грар, Ж.Хантон  
Государственный университет, Монс, Бельгия

М.Барс, Е.А.Де Вольф, Д.П.Джонсон, Ж.Дюмон, К.Де Клерк,  
Ж.Лемон, П.Теочаропулос,  
Межуниверситетский институт высоких энергий, Брюссель, Бельгия

Р.Т.Ван де Валле, Л.Гатиньон, П.А.Ван дер Поль, Д.Ж.Шотанус  
Неймегенский университет, Неймеген, Нидерланды

И.Гольдшмит-Клермон, Г.Древерман, Ж.П.Порт, Р.Т.Росс,  
С.Скварчия, М.Спиropolу-Стассинаки  
ЦЕРН, Женева, Швейцария

К.Казо, Р.Контри, Р.Монж, У.Тревисан, Ф.Фонтанелли  
Генуэзский университет, Генуя, Италия

ПОТОКИ ЭНЕРГИИ И КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ  
В  $K^+$ - И  $\pi^+$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 И 70 ГэВ/с

Сотрудничества Брюссель-Серпухов-Тбилиси  
и Брюссель-Генуя-Монс-Неймеген-Серпухов-ЦЕРН

Направлено в Z.Physik C,  
Particles and Fields

**АННОТАЦИЯ**

Ажинеко И.В., Амаглобели Н.С., Балан Ж.Ф., Барс М., Белокопытов Ю.А., Бофейс Ж., Ван де Валле Р.Т., Де Вольф Е.А., Воробьев А.П., Гаташлов Л., Гердюков Л.Н., Гольдшмит-Клермон И., Грар Ф., Гришаенко И.А., Гумешко С.А., Дюссон Д.П., Древерман Г., Дюмон Ж., Касьян О.В., Казо К., Де Клерк К., Контри Р., Кубик В.М., Курнозенко А.И., Лемон Ж., Махарадзе Т.Г., Монж Р., Николаенко В.И., Петровых Ю.Л., Ван дер Поль П.А., Порт Ж.П., Роньяни В.М., Росс Р.Т., Рядовиков В.Н., Скварча С., Спиropолу-Стассинаки М., Сорокин Г.И., Табидзе М.Д., Теоcharopoulos П., Томарадзе А.Г., Тревисан У., Уваров В.А., Фешок А.Б., Фонтанелли Ф., Хантон Ж., Шляпников П.В., Шотанус Д.Ж., Цоцхашвили Ш.С.

Потоки энергии и квантовых чисел в  $K^+p$ - и  $\pi^+p$ -взаимодействиях при 32 и 70 ГэВ/с. Серпухов, 1982.

21 стр. с рис. (ИФВЭ ОЭИПК 82-152 СЕРП-К-78 К-043).

Ежбиогр. 21.

В терминах "кластерно-инвариантной" угловой переменной  $\lambda = |\chi|/p_T$  исследованы потоки энергии  $dE/d\lambda$ , заряда  $dQ/d\lambda$  и странности  $dS/d\lambda$  в  $K^+p$ -взаимодействиях при 32 и 70 ГэВ/с и в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Распределения  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  практически не зависят от энергии в интервале перичных импульсов от 32 до 70 ГэВ/с и от типа первичной частицы. Показано, что в инклюзивных недифракционных, инклюзивных дифракционных и эксклюзивных недифракционных струях доля заряда, уносимого в угловой интервал  $\Delta\Omega$  вне центральной области в с.и.н., пропорциональна потоку энергии в тот же интервал  $\Delta\Omega$ . Зависимость отношения  $dQ/dE$  от  $\lambda$  совместима с предсказаниями некоторых версий дуальных моделей и согласуется с моделью Лунд-Монте-Карло. Среднее значение отношения потоков заряда и странности в эксклюзивных реакциях отлнчно от единицы и составляет  $\langle dQ/dS \rangle = 0,78 \pm 0,04$ , что указывает на разную вероятность фрагментации валентных  $\bar{s}$ - и  $\bar{u}$ -кварков  $K^+$ -мезона. Обнаружены общие закономерности в распределениях  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  для недифракционных  $K^+p$ -взаимодействий и  $\nu(\bar{\nu})p$ -рассеяния.

**Abstract**

Ajinenko I.V., Amaglobely N.S., Baland J.F., Barth M., Beaufays J., Belokopitov Y.A., Caso C., Chlapanikov P.V., Chochiachvily Ch.S., De Clercq C., Contri R., Dreverman H., Dumont J., Fenyuk A.B., Fontanelli F., Gatignon L., Gerdyukov L.M., Goldschmidt-Clermont Y., Grand F., Gritszenko I.A., Gumenyuk S.A., Hanton J., Johnson D.P., Kasian O.V., Kubik V.M., Kurnozenko A.I., Lemonne J., Makharadze T.G., Monge R., Nikolaenko V.I., Petrovikh Y.L., Van der Poel P.A., Porte J.P., Ronjin V.M., Ross R.T., Rladovikov V.N., Shotanus D.J., Squarcia S., Sorokin G.J., Spiropoulou-Stassinaki M., Tabidze M.D., Theocharopoulos P., Tomaradze A.G., Trevisan V., Uvarov V.A., Vorobjev A.P., Van de Walle R.T., De Wolf E.A.

Energy and Quantum Number Flow in  $K^+$  and  $\pi^+p$  Interactions at 32 and 70 GeV/c. Serpukhov, 1982.

p. 21. (ИФВЭ 82-152 СЕРП-К-78 К-043).

Refs. 21.

Energy  $dE/d\lambda$ , charge  $dQ/d\lambda$  and strangeness  $dS/d\lambda$  flow in  $K^+p$  interactions at 32 and 70 GeV/c, and  $\pi^+p$  interactions at 32 GeV/c are studied in terms of the angular variable  $\lambda = |\chi|/p_T$ . The data on  $dQ/d\lambda$  and  $dE/d\lambda$  are practically energy independent between 32 and 70 GeV/c and do not depend on incident particle. For inclusive non-diffractive, inclusive diffractive and exclusive non-diffractive jets, the fraction of charge in any angular region  $\Delta\Omega$  away from the central region is found to be proportional to the energy in the same interval. The data on  $dQ/dE$  versus  $\lambda$  are compatible with some versions of dual-sheet models and agree also with the Lund Monte-Carlo model. Inclusive channels the average ratio  $dQ/dS$  is different from unity and amounts to  $\langle dQ/dS \rangle = 0,78 \pm 0,04$ , thus showing different probability for the kaon valence  $\bar{s}$  and  $\bar{u}$  quark fragmentations. The  $dQ/d\lambda$  and  $dE/d\lambda$  distributions in nondiffractive  $K^+p$  reactions and  $\nu(\bar{\nu})p$  interactions are found to be very similar.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В первых экспериментальных исследованиях струйного образования частиц обнаружено удивительное подобие в свойствах адронов в конечных состояниях при мягких (с небольшими  $p_T$ ) недифракционных столкновениях адронов,  $e^+e^-$ -аннигиляции и глубоконеупругом лептон-нуклонном рассеянии<sup>/1/</sup>. В одной из последних посвященных этой проблеме работ<sup>/2/</sup> нами было показано, что эта универсальность струй при доступных на сегодня энергиях является следствием подобия распределений по множественности вторичных заряженных частиц и поперечным импульсам во всех упомянутых типах взаимодействий. Однако, мы до сих пор не знаем, означает ли наблюдаемая универсальность в свойствах адронов также и универсальность динамики мягкого образования частиц в этих столкновениях. На самом деле имеются основания полагать, что наблюдаемое подобие свойств является поверхностным и отчасти случайным, будучи обусловлено свойствами продольного фазового пространства<sup>/3/</sup>. В этой связи возникает проблема привлечения лучших, более чувствительных методов анализа конечных состояний адронов в разных типах взаимодействий. Таким потенциально интересным и обещающим методом представляется изучение потоков квантовых чисел.

Один из таких методов исследования адронных струй предложен в работах<sup>/4, 5/</sup>. Он заключается в измерении потоков энергии и аддитивных квантовых чисел (заряд, странность, барионное число) в заданный интервал углов  $d\Omega$  по отношению к оси струи. Такой калориметрический подход является приближенно кластерно-инвариантным в том смысле, что распределения слабо чувствительны к тому, образовались ли наблюдаемые частицы непосредственно в результате взаимодействия или же они являются продуктами распада резонансов. Проведенный этим методом анализ данных  $pp$ -экспериментов при 12 и 24 ГэВ/с показал<sup>/5/</sup>, что распределения потоков энергии оказываются практически масштабно-инвариантными, что отнюдь не так для одночастичных спектров в центральной области. Более того, распределения потоков энергии и заряда оказались очень близкими по форме, а их отношение близким к единице в широком интервале углов.

В последующих работах<sup>/6, 7/</sup> эти результаты интерпретировались в рамках каскадных моделей для кварковых и адронных струй. В таких моделях инклюзивное распределение мезона  $F(z)$  в струе, порождаемой фрагментирующим кварком, дается интегральным уравнением (зависимость от аромата опущена):

$$F(z) = f(1-z) + \int_z^1 f(x)F(z/x)dx/x, \quad (1)$$

где  $z$  - уносимая мезоном доля импульса струи, а  $f(z)$  - функция распределения импульса струи<sup>/8/</sup>. В хорошем приближении решение (1) можно записать в виде:

$$zF(z) = f(1-z). \quad (2)$$

Легко показать, что распределение, например, заряда определяется распределением мезонов "первого ранга", содержащих лидирующий кварк:

$$dQ/dz = Q_{jet} f(1-z), \quad (3)$$

где  $Q_{jet}$  - полный заряд струи. Поскольку  $zF(z)$  определяет распределение энергии, соотношение (2) означает, что потоки энергии и заряда в струе пропорциональны<sup>/6, 7/</sup>. Этот вывод справедлив и для других аддитивных квантовых чисел, таких как странность или барионное число.

Так как полученный результат применим, в принципе, только к адронным струям, инициированным одним лидирующим объектом (скажем, кварком), то без дополнительных предположений он не обязательно справедлив для взаимодействий адронов при небольших  $p_T$ .

Несколько моделей для таких мягких соударений адронов рассмотрены в работе<sup>/6/</sup> в контексте схемы рекурсивного каскада. В дуально-листных моделях<sup>/9, 10/</sup> пропорциональность потоков заряда и энергии накладывает сильное ограничение на относительное распределение импульсов перекрывающихся струй. Поэтому, например, в моделях с "останавливающимся" валентным кварком<sup>/11, 12/</sup> предсказывается большая величина отношения заряда к энергии в центральной области.

В свете сказанного представляется, что помимо непосредственного интереса к изучению потоков энергии и квантовых чисел с целью углубления наших знаний о свойствах адронных струй, их исследование может позволить выявить сильные или слабые места тех или иных популярных на сегодня моделей, претендующих на описание мягких соударений адронов.

В настоящей работе представлены экспериментальные данные о потоках энергии, заряда и странности в инклюзивных и эксклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с и  $\pi^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с и проведено их сравнение с данными по лептон-протонному рассеянию и с предсказаниями фрагментационных моделей.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Представленные ниже результаты  $K^+p$ - и  $\pi^+p$ -экспериментов при 32 ГэВ/с получены в результате обработки снимков с 4,7 м водородной пузырьковой камеры "Мирабель", облученной в ВЧ сепарированных пучках  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонов ускорителя ИФВЭ в Серпухове. Статистические выборки в этих экспериментах составляют, соответственно, 101 000 и 5500 полностью измеренных неупругих событий.

$K^+p$ -эксперимент при 70 ГэВ/с проведен на водородной пузырьковой камере ВЕВС, облученной в ВЧ сепарированном  $K^+$ -пучке SPS-ускорителя ЦЕРН'a. Статистика эксперимента составляет 54 000 полностью измеренных неупругих событий.

С подробностями этих экспериментов можно ознакомиться по работам /13-16/ (и по ссылкам в этих работах).

Во всех трех экспериментах вторичные заряженные частицы считались пионами, за исключением тех случаев, когда сорт частицы удавалось установить по ионизации или в результате 4C- или многовершинного фита (только в экспериментах при 32 ГэВ/с). Обсуждаемая ниже выборка недифракционных событий получена исключением всех событий с хотя бы одной лидирующей частицей, имеющей  $|x| > 0,8$ , где  $x$  - переменная Фейнмана  $x = p_L^* / p_{max}^*$ . Этому условию удовлетворяет около 20% от полного числа событий, главным образом 2-, 4- и 6-лучевых (см. также /2/).

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Экспериментальная процедура

В работах /4-6/ рассматривались распределения энергии, заряда и странности по переменной

$$\lambda = \cot \theta / E_{jet}, \quad (4)$$

где  $\theta$  - угол между импульсом частицы в струе и направлением струи, а  $E_{jet}$  - полная энергия струи. Преимущество этой переменной определяется приближенной кластер-инвариантностью и скейлинговыми свойствами в распределениях заряда и энергии в зависимости от  $\lambda^{1/5}$ . В настоящей работе мы используем несколько иное, хотя почти эквивалентное определение /7/:

$$\lambda = |x| / p_T, \quad (5)$$

где приведенный продольный и поперечный импульсы  $x$  и  $p_T$  определены по отношению к направлению пучковой частицы в с.ц.и.<sup>\*</sup>). Все частицы в событии классифицируются в соответствии со знаком  $x$  как относящиеся либо к мезонной ( $x > 0$ ), либо к протонной ( $x < 0$ ) струям. Мы проверили, что те же результаты получаются и при других определениях направления струи, например, при введении оси сферичности (sphericity) (см., например, /2/).

<sup>\*</sup>) Заметим, что переменная  $\lambda$  связана с псевдобыстротой  $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$ . Поэтому  $dE/d\lambda$  можно приближенно рассматривать как плотность распределения частиц по псевдобыстроте, но взвешенное пропорционально величинам поперечной массы /5/.

Распределения заряда и энергии в струе определяются выражениями:

$$dQ/d\lambda = N_Q \sum_k (dn_k^+ / d\lambda - dn_k^- / d\lambda), \quad (6)$$

$$dE/d\lambda = N_E \sum_k E_k dn_k / d\lambda, \quad (7)$$

в которых  $n_k$ ,  $n_k^+$  — числа заряженных, положительных или отрицательных частиц типа  $k$  на угловой интервал  $d\lambda$ ,  $E_k$  — энергия, а  $N_Q$  и  $N_E$  — нормировочные множители, выбранные таким образом, чтобы отдельно для каждой полусферы в с.и.и.

$$\int_0^\infty d\lambda dQ/d\lambda = \int_0^\infty d\lambda dE/d\lambda = 1. \quad (8)$$

Чтобы измерить поток энергии, необходимо, в принципе, детектировать все заряженные и нейтральные частицы в конечном состоянии. Поскольку в нашем эксперименте это невозможно, то инклюзивные распределения энергии были получены только для заряженных частиц. Возможное влияние на результаты энергии, уносимой нейтральными частицами, было детально изучено с помощью модифицированной версии модели Лунд-Монте-Карло (ЛМК)<sup>17/</sup>, предложенной для описания мягких соударений адронов, в которой учитывается дикварковая фрагментация и образование барионов. Как известно, эта модель неплохо воспроизводит экспериментальные одночастичные спектры. Оказалось, что отнормированные на единицу инклюзивные распределения энергии для всех частиц или только заряженных частиц, рассчитанные по модели, весьма близки друг к другу. Поскольку последние мало отличаются от соответствующих экспериментальных распределений (см. ниже), то это вселяет уверенность в том, что игнорирование нейтральных частиц не приводит к серьезной систематике и не сказывается на формулируемых ниже выводах, особенно относящихся к зависимости отношения  $dQ/dE$  от  $\lambda$ .

Заметим, что нечувствительность экспериментального распределения  $dE/d\lambda$  к неучтенному вкладу нейтральных частиц может быть легко объяснена тем, что большая часть нейтральных частиц ( $\pi^0$ - и  $K^0$ -мезоны и, по-видимому, нейтроны), особенно в недифракционных событиях, имеют  $x$ - и  $p_T$ -распределения, не слишком отличающиеся от соответствующих распределений заряженных частиц ( $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов и протонов).

### 3.2. Недифракционные струи

Распределения заряда и энергии в недифракционных инклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с и  $\pi^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с показаны на рис. 1-3 отдельно для протонной и мезонной струй; там же приведены и отношения  $dQ/dE$  этих распределений. Из сравнения  $K^+p$ -данных при 32 и 70 ГэВ/с (рис. 4) следует весьма слабая зависимость  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  от первичной энергии во всем интервале значений  $\lambda$ . Это резко отличается от поведения инклюзивных  $x$ -спектров заряженных частиц в центральной области ( $x \approx 0$ ), где сечения вырастают на  $\sim 30\%$  в интервале от 32 до

70 ГэВ/с<sup>18/</sup>. Что касается минимумов в распределениях  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  при  $\lambda \approx 0,8$  для протонных струй и очевидного нарушения скейлинга в этой области, то они обусловлены приписыванием массы  $\pi$ -мезона протонным трекам с  $P_{\text{ЛАБ}} > 1,2$  ГэВ/с (протоны с импульсом  $P_{\text{ЛАБ}} < 1,2$  ГэВ/с надежно отделяются от  $\pi^+$ -мезонов по ионизации). В том, что это действительно так, мы убедились, сгенерировав события по модели ЛМК, приписывая протонам с  $P_{\text{ЛАБ}} > 1,2$  ГэВ/с массу  $\pi$ -мезона (см. пунктирную и сплошную кривые на рис. 1, 2). Расчеты по модели ЛМК также показывают, что систематическое искажение распределений, вызванное невозможностью идентификации протонов с  $P_{\text{ЛАБ}} > 1,2$  ГэВ/с, становится несущественным при  $\lambda \gtrsim 1$ .

Из поведения отношения  $dQ/dE$  (рис. 1-3в, г) следует, что распределения зарядов и энергии  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  практически пропорциональны друг другу, особенно при больших значениях  $\lambda$ . В области протонной фрагментации  $dQ/dE \approx 1,2-1,3$  при  $\lambda \approx 0$  независимо от энергии и типа пучковой частицы, затем это отношение постепенно уменьшается с увеличением  $\lambda$  и составляет  $\approx 0,8-0,9$  при  $\lambda \gtrsim 0,5$ . Как видно из рис. 1в, приблизительно такое же поведение отношения  $dQ/dE$  наблюдалось и в pp-реакциях при 24 ГэВ/с<sup>16/</sup>. В области мезонной фрагментации значение  $dQ/dE \approx 1,4-1,5$  при  $\lambda \approx 0$ , т.е. несколько выше, чем при фрагментации протона, и затем монотонно уменьшается до величины  $\sim 0,75$  при  $\lambda \rightarrow \infty$ . В пределах статистики мы не наблюдаем сколько-нибудь существенной разницы в зависимостях  $dQ/dE$  от  $\lambda$  для  $K^+p$ - и  $\pi^+p$ -реакций при 32 ГэВ/с.

Зависимости  $dQ/dE$  от  $\lambda$  для разных множественностей вторичных заряженных показаны на рис. 5. При больших множественностях, когда энергия и заряд распределяются между большим числом частиц,  $dQ/dE \approx 1$  при всех значениях  $\lambda$ . Структура в зависимости инклюзивного отношения  $dQ/dE$  от  $\lambda$  при небольших значениях  $\lambda$ , как видно, целиком обусловлена вкладом 2-, 4- и 6-лучевых событий, в которых  $dQ/dE$  сильно зависит от  $\lambda$  и в меньшей степени от первичной энергии.

Наконец, для полноты на рис. 6 показаны зависимости потоков заряда, энергии и  $dQ/dE$  от приведенного продольного импульса  $x$ . Мы видим, что отношение  $dQ/dE$  сильно варьируется (в 3-4 раза) при переходе от фрагментационных областей к центральной области и мало зависит от типа первичной частицы и первичной энергии.

### 3.3. Дифракционные струи в $K^+p$ -реакциях

Предполагается, что механизм дифракционной диссоциации (с обменом полюсом Померанчука) заметно отличается от механизмов других процессов в мягком неупругом взаимодействии адронов. Поэтому представляется интересным исследовать потоки энергии и заряда в дифракционных струях. Для этих целей дифракционные события в реакциях





были выделены с помощью следующих более жестких ограничений, чем условие  $|x| > 0,8$ , использовавшееся ранее (см. раздел 2):

$$n_{ch} < 6 \quad (11)$$

$$p_{\text{ЛАБ}}("K^+") > 25(55) \text{ ГэВ/с при } 32(70) \text{ ГэВ/с} \quad (12)$$

для реакции (9) и

$$n_{ch} < 6$$

$$|t_{p,p}| \leq 0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2 \quad (13)$$

$$M^2/s < 0,15 \quad (14)$$

для реакции (10). Здесь под  $p_{\text{ЛАБ}}("K^+")$  понимается импульс быстреей (лидирующей) частицы в лаб. системе,  $n_{ch}$  — множественность вторичных заряженных частиц, а  $t_{p,p}$  и  $M^2$  — квадрат четырехмерного переданного импульса и квадрат недостающей массы к протону, соответственно. Выбор ограничений (11)–(14) был сделан на основании проведенного ранее анализа инклюзивных дифракционных процессов в  $K^+p$ -эксперименте при 32 ГэВ/с/19/.

Распределения  $dQ/d\lambda$ ,  $dE/d\lambda$  и  $dQ/dE$  для дифракционных струй  $K^+$  и  $p$  приведены на рис. 7. Распределения  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  для  $K^+$ -мезонной струи практически не зависят от первичной энергии. Это же справедливо и для протонной струи, но за исключением области  $0 < \lambda < 1$ , в которой, как обсуждалось выше, велика доля неидентифицированных протонов.

Распределения  $dQ/dE$  по  $\lambda$  для обеих дифракционных струй также не зависят от первичной энергии. Значения  $dQ/dE$  при  $\lambda = 0$  заметно выше, чем для недифракционных струй, и больше для  $K^+$ -мезонной струи, чем для протонной. При увеличении  $\lambda$   $dQ/dE$  сначала быстро падает до 1, а затем постепенно уменьшается до  $\sim 0,7$ – $0,8$  при  $\lambda \rightarrow \infty$ . При  $\lambda \geq 0,5$  распределения  $dQ/dE$  для дифракционных событий в пределах статистики ничем не отличаются от соответствующих инклюзивных распределений.

### 3.4. Эксклюзивные реакции

Хотя изучение потоков энергии и квантовых чисел в эксклюзивных реакциях в некотором смысле противоречит духу калориметрических экспериментов, оно, вместе с тем, позволяет получить интересную информацию о потоке странности, которую трудно извлечь из инклюзивных данных.

Используемые здесь данные об эксклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с представляют неупругие недифракционные события, удовлетворяющие 4С-фит (или многовершинной) кинематике. При неоднозначном разделении нескольких кинематических гипотез использовалась гипотеза с лучшей вероятностью. Соответствующая выборка представляет  $\sim 5\%$  от всех неупругих событий.

Распределения  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  для эксклюзивных  $K^+p$ -реакций показаны на рис. 8. В отличие от распределения для инклюзивных реакций  $dE/d\lambda$  нормировано на полную энергию в каждой из полусфер в с.ц.и. Заметим, что минимум при  $\lambda = 0,8$ , наблюдавшийся в распределениях для инклюзивных реакций, здесь полностью отсутствует, еще раз подтверждая, что его природа была действительно связана с приписыванием пионной мас-

сы быстрым неидентифицированным по ионизации протонам. В области фрагментации  $K^+$ -мезона величина  $dQ/dE$  в пределах ошибок совместима с единицей во всей области  $\lambda$ . Это верно и для протонной струи, за исключением центральной области ( $\lambda \lesssim 0,4$ ), где  $dQ/d\lambda$  быстрее убывает с уменьшением  $\lambda$ , чем  $dE/d\lambda$ . Таким образом, распределения потоков заряда и энергии в хорошем приближении пропорциональны друг другу как в инклюзивных, так и эксклюзивных реакциях, за исключением центральной области.

Распределение потока странности  $dS/d\lambda$ , определенное так же, как и  $dQ/d\lambda$ , показано на рис. 9, где оно сравнивается с распределением  $dE/d\lambda$ . Поведение  $dS/dE$  в зависимости от  $\lambda$  несколько отличается от поведения  $dQ/dE$  для эксклюзивных каналов и больше похоже на зависимость от  $\lambda$  инклюзивного отношения  $dQ/dE$ .

Зависимость от  $\lambda$  отношения потоков заряда и странности  $dQ/dS$  для области фрагментации  $K^+$ -мезона показана на рис. 10. В пределах ошибок  $dQ/dS$  не зависит от  $\lambda$ , составляя в среднем  $0,78 \pm 0,04$  в интервале  $0 < \lambda < \infty$ . Последний результат можно попытаться интерпретировать в рамках каскадных кварковых моделей. Так, в работах<sup>17, 20</sup> предполагается, что фрагментация  $K^+$ -мезона является результатом независимой фрагментации его валентных  $\bar{s}$ - и  $u$ -кварков. Распределение заряда в таком случае определяется выражением:

$$\frac{dQ}{dz} = \frac{dn^+}{dz} - \frac{dn^-}{dz} = F_u^{u\bar{d}}(z) + F_u^{u\bar{s}}(z) + F_{\bar{s}}^{\bar{s}u}, \quad (15)$$

где  $F_a^{bc}$  - фрагментационная функция мезона с квантовыми числами  $(bc)$ , образующегося при фрагментации кварка  $a$ . Если функция  $f(1-z)$  не зависит от аромата лидирующего кварка, то из (3) получаем:

$$\frac{dQ}{dz} = (a_d + a_s + a_u) f(1-z), \quad (16)$$

где  $a_u, a_d, a_s$  - относительные и не зависящие от  $z$  вероятности образования пар кварков  $u\bar{u}, d\bar{d}$  и  $s\bar{s}$ . Для распределения странности можно аналогичным образом получить:

$$\frac{dS}{dz} = F_u^{v\bar{s}}(z) + F_{\bar{s}}^{u\bar{s}}(z) + F_{\bar{s}}^{d\bar{s}} = (a_s + a_u + a_d) f(1-z). \quad (17)$$

Тогда  $dQ/dS = 1$ , что противоречит полученному нами результату. Однако при этом предполагалась равная вероятность фрагментации странного и нестранного кварков. Если же, как и в попытках описания экспериментов по полным сечениям аддитивной кварковой моделью, предположить<sup>17</sup>, что эти вероятности отличаются, так что

$$d\sigma(K^+ \rightarrow h)/dz = 0,4F_u^h(z) + 0,6F_{\bar{s}}^h(z), \quad (18)$$

то модельное значение  $dQ/dS = 0,85$ , что уже хорошо согласуется с нашей экспериментальной оценкой. С другой стороны, вероятности фрагментации  $u$ - и  $s$ -кварков, оцененные из экспериментального значения  $dQ/dS$ , соответственно, составляют 0,35 и 0,65, хорошо согласуясь со значениями коэффициентов в (18). Заметим, что вариация подавленности моря странных кварков при изменении соотношения между коэффициентами  $a_s, a_u, a_d$  от

$\alpha_s : \alpha_u : \alpha_d = 1:3:3$  до  $\alpha_s : \alpha_u : \alpha_d = 1:5:5$  практически не влияет на модельную оценку величины  $dQ/dS$ .

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 4.1. Сравнение с $(\nu/\bar{\nu})p$ -взаимодействиями

Метод измерения потоков энергии и заряда для определения зарядов струй иницированных  $u$ - и  $d$ -кварками в соответственно  $\nu p$ - и  $\bar{\nu} p$ -столкновениях, был недавно использован сотрудничеством АВСМО в экспериментах на камере ВЕВС /20/. Полученные ими распределения потоков энергии и заряда в зависимости от  $\lambda$  (в интервале полной энергии адронов  $4 < W < 6$  ГэВ) показаны на рис. 11, где они сравниваются с соответствующими недифракционными  $K^+p$ -данными при 32 ГэВ/с, представленными для простоты в виде пунктирных ( $dE/d\lambda$ ) и сплошных ( $dQ/d\lambda$ ) кривых. Заметим, что нейтринные данные представлены в абсолютной нормировке, тогда как наши распределения нормированы на 1 в каждой полусфере с.п.и.

Несмотря на небольшую статистику лептонных данных, рис. 11 демонстрирует, что распределения потоков заряда в  $\nu p$ - и  $K^+p$ -взаимодействиях весьма подобны как в области фрагментации протона (рис. 11а), так и в области фрагментации тока и, соответственно,  $K^+$ -фрагментации (рис. 11б). Это же справедливо и для распределений потоков энергии за исключением, может быть, лишь области  $\lambda < 1$ . В области фрагментации тока для  $\bar{\nu} p$ -данных распределение  $dE/d\lambda$  опять-таки мало отличается от соответствующих распределений для  $\nu p$ -данных и для адронных данных при  $K^+$ -фрагментации. Таким образом, универсальность адронных струй в мягких столкновениях адронов и в лептон-нуклонном рассеянии также проявляется и в весьма подобных распределениях потоков заряда и энергии.

### 4.2. Сравнение с моделями

По представлениям Оха и Шимады /6/ исследование потоков энергии и квантовых чисел в зависимости от  $\lambda$  может позволить провести чувствительную проверку моделей, предложенных для описания мягких соударений адронов. Так, если образование частиц с небольшими  $p_T$  может быть действительно описано суперпозицией струй, как в Лундовской /11, 12/ или дуально-листовых /9, 10/ моделях, то по характеру зависимости  $dQ/dE$  от  $\lambda$  можно судить об относительном распределении импульсов струй.

В таблице, заимствованной из работы /6/, приведены ожидаемые предельные значения  $dQ/dE$  для четырех вариантов выбора функции  $g(\xi)$ -вероятности, что струя унесет  $\xi$ -ую долю импульса первичного адрона. Вариант (а) соответствует модели /11, 12/ с "останавливающимся" кварком. В другом крайнем (нефизическом /6/) варианте (г) предполагается, что импульс делится поровну между кварками. Промежуточные варианты (б, в) соответствуют двум версиям дуально-листовых моделей /9, 10/. Постоянное значение  $dQ/dE = 1$  предсказывается только в одном варианте (г). Ди-

скринирующие возможности метода выше для мезонной фрагментации. В этом случае отклонения от  $dQ/dE = 1$  при  $\lambda = 0$  достигают заметных величин ( $dQ/dE \approx 3$  для  $\pi$ -мезонной фрагментации), особенно в модели с "останавливающимся" кварком.

Из результатов, представленных в третьем разделе и экспериментальных значений  $dQ/dE$  при  $\lambda \rightarrow 0$  и  $\lambda \rightarrow \infty$ , приведенных в таблице, следует, что модели (а) и (г) определенно не соответствуют действительности. Модели (б) и (в) разумно описывают  $\pi^+p$ -данные (пунктирная и, соответственно, сплошная кривые на рис. 3 в, г).

Модель (а) с "останавливающимся" валентным кварком, в том виде, в каком она обсуждалась в работе<sup>/6/</sup>, представляла собой первую и достаточно наивную попытку использования фрагментационного подхода для описания мягких соударений адронов. В более поздних версиях Лундовской модели фрагментация цветовой струны, натянутой между валентными кварками, рассматривается в рамках двумерной КХД<sup>/17/</sup>. Соответственно, экстремальное предположение о выборе  $g(\xi)$  в виде  $\delta$ -функции (см. таблицу), использованное в работе<sup>/6/</sup>, уже не имеет отношения к современной версии Лундовской модели. Предсказания последней версии ЛМК приведены в виде сплошных и пунктирных кривых на рис. 1 и 2. Как уже обсуждалось ранее, модель совсем неплохо воспроизводит экспериментальные распределения  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$  и практически идеально согласуется с зависимостями  $dQ/dE$  от  $\lambda$  (рис. 1, 2в, г).

Мы видим, что экспериментальные значения  $dQ/dE$  для  $\pi^+p$ - и  $K^+p$ -данных практически одинаковы. В то же время в дуально-листовых моделях следовало бы ожидать больших значений  $dQ/dE$  при малых  $\lambda$  для струй  $K^+$ -мезонов, поскольку из-за большей массы  $\bar{s}$ -кварка по сравнению с  $u$ -кварком распределение заряда в струе, инициированной  $u$ -кварком, казалось бы, должно быть сдвинуто в область меньших импульсов (меньших  $\lambda$ ). В пределах точности данных такой эффект отсутствует (см. рис. 1 и рис. 3), хотя эффект утяжеления странного кварка определенно проявляется при рассмотрении инклюзивных спектров частиц и особенно резонансов (см., например<sup>/21/</sup>).

Наконец, мы предприняли попытку сравнения полученных экспериментальных данных с моделью независимого рождения частиц, в которой учитываются только два основных свойства множественного образования частиц - ограниченность поперечных импульсов и эффект лидирования. Для каждой множественности ( $n$ ) вторичных заряженных частиц матричный элемент брался в обычном виде:

$$|M|^2 = (1 - x_p)^\alpha (1 + x_K)^\beta \prod_{i=1}^n \exp(-y p_{T,i}^2),$$

где множители  $(1 \pm x)^\Lambda$  учитывают эффекты лидирования, а параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $y$  подбирались экспериментально. Как видно из рис. 12, модель правильно воспроизводит основные характеристики распределений  $dQ/d\lambda$  и  $dE/d\lambda$ . Зависимость  $dQ/dE$  от  $\lambda$  также хорошо описывается моделью (рис. 13) за исключением области  $\lambda \approx 0$ . Модель независимого рождения

частиц в сущности является удачной параметризацией основных инклюзивных распределений. Поэтому хотелось бы думать, что более или менее одинаково удачное описание экспериментальных распределений заряда и энергии в этой модели и модели рекурсивного кваркового каскада ЛМК означает, что эффекты лидирования и ограниченности поперечных импульсов обусловлены фрагментационным механизмом образования частиц в кварковых струях.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты исследования потоков энергии, заряда и странности в инклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с и  $\pi^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с. Наши основные выводы можно сформулировать следующим образом.

1. Распределения потоков энергии  $dE/d\lambda$  и заряда  $dQ/d\lambda$  в недифракционных и дифракционных струях в пределах ошибок не зависят от энергии в интервалах первичных импульсов от 32 до 70 ГэВ/с, несмотря на заметное нарушение скейлинга в инклюзивных  $x$ -распределениях заряженных частиц в центральной области.

2. При не очень малых значениях  $\lambda \gtrsim 1$  потоки заряда и энергии в недифракционных и дифракционных инклюзивных реакциях и недифракционных эксклюзивных реакциях пропорциональны друг другу, и их отношение слабо зависит от  $\lambda$ .

3. Отношение  $dQ/dE$  для  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонных струй в пределах ошибок не зависит от типа пучковой частицы, что согласуется с расчетами по модели Лунд-Монте-Карло, но противоречит предсказаниям дуально-листовых моделей.

4. В дифракционных протонной и  $K^+$ -мезонной струях отношение  $dQ/dE$  в области  $\lambda \approx 0$  значительно больше, чем в соответствующих недифракционных струях.

5. Потоки странности  $dS/d\lambda$  в эксклюзивных недифракционных  $K^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с имеют такую же зависимость от  $\lambda$ , как и потоки энергии и заряда. Отличие среднего значения отношения  $\langle dQ/dS \rangle = 0,78 \pm 0,04$  от единицы можно объяснить разной вероятностью фрагментации  $\bar{s}$ - и  $u$ -кварков  $K^+$ -мезона

$$d\sigma(K^+ \rightarrow h)/dz = 0,35 F_u^h(z) + 0,65 F_{\bar{s}}^h(z),$$

в соответствии с аргументацией аддитивной и кварх-каскадной моделей.

6. Экспериментальные значения  $dQ/dE$  в недифракционных  $K^+p$ - и  $\pi^+p$ -реакциях противоречат экстремальному предположению ранних версий фрагментационной модели с "останавливающимся" кварком, но хорошо согласуются с последней версией модели Лунд-Монте-Карло и дуально-листовыми моделями.

7. Распределения потоков энергии и заряда в недифракционных  $K^+p$ -реакциях и  $(\nu/\bar{\nu})p$ -реакциях характеризуются общими закономерностями.

В заключение нам приятно поблагодарить персонал просмотрно-измерительных и вычислительных центров наших институтов, так же как персонал ускорителей, пучков и пузырьковых камер "Мирабель" и BEBC за их большой вклад в проведение экспериментов.

Таблица

Значения  $dQ/dE$  при  $\lambda \rightarrow 0$  и  $\lambda \rightarrow \infty$  при различных  $g(\xi)$ : в модели с "останавливающимся" кварком/11, 12/ (а), в двух версиях дуально-листных моделей/9, 10/ (б) и (в), и при равном распределении импульса (г) ( $M$  - феноменологический параметр, см./6/) в сопоставлении с экспериментальными результатами.

Вариант модели	$g(\xi)$	$\frac{dQ}{dE}$ при $\lambda \rightarrow 0$	$\frac{dQ}{dE}$ при $\lambda \rightarrow \infty$
<b>Мезонная фрагментация</b>			
а)	$1/2[\delta(\xi) + \delta(1-\xi)]$	$1/2 + 1/2 \delta(M\lambda)$	$1/2$
б)	1	$-1/2 \ln M\lambda$	$2/3$
в)	$6\xi(1-\xi)$	$3/2$	$3/4$
г)	$\delta(\xi - 1/2)$	1	1
$\pi^+ p$ при 32 ГэВ/с		$1,60 \pm 0,12$	$0,78 \pm 0,10$
$K^+ p$ при 32 ГэВ/с		$1,35 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,04$
$K^+ p$ при 70 ГэВ/с		$1,40 \pm 0,05$	$0,70 \pm 0,06$
<b>Протонная фрагментация</b>			
а)	$\delta(\xi)$	$2/3 + 1/3 \delta(M\lambda)$	$2/3$
б)	$105/16 \xi^{1/2} (1-\xi)^2$	$7/4 = 1,75$	$37/45 = 0,82$
в)	$20 \xi(1-\xi)^3$	$25/18 = 1,39$	$23/27 = 0,85$
г)	$\delta(\xi - 1/3)$	1	1
$\pi^+ p$ при 32 ГэВ/с		$1,15 \pm 0,14$	$0,76 \pm 0,10$
$K^+ p$ при 32 ГэВ/с		$1,25 \pm 0,05$	$0,79 \pm 0,04$
$K^+ p$ при 70 ГэВ/с		$1,40 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,07$

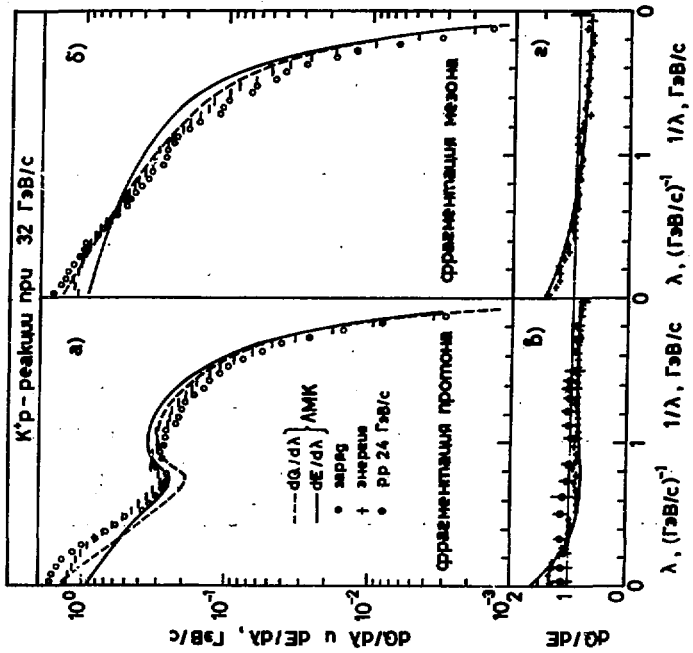


Рис. 1. Распределение потоков заряда  $dQ/d\lambda$  и энергии  $dE/d\lambda$  (а, б) и их отношения  $dQ/dE$  (в, г) в  $K^+$ -реакциях при 32 ГэВ/с в областях фрагментации протона (а, в) и  $K^+$ -мезона (б, г). Точки соответствуют экспериментальным данным при 24 ГэВ/с. Сплошные и пунктирные линии (а-г) — предсказания модели Лунд-Монтен-Карло.

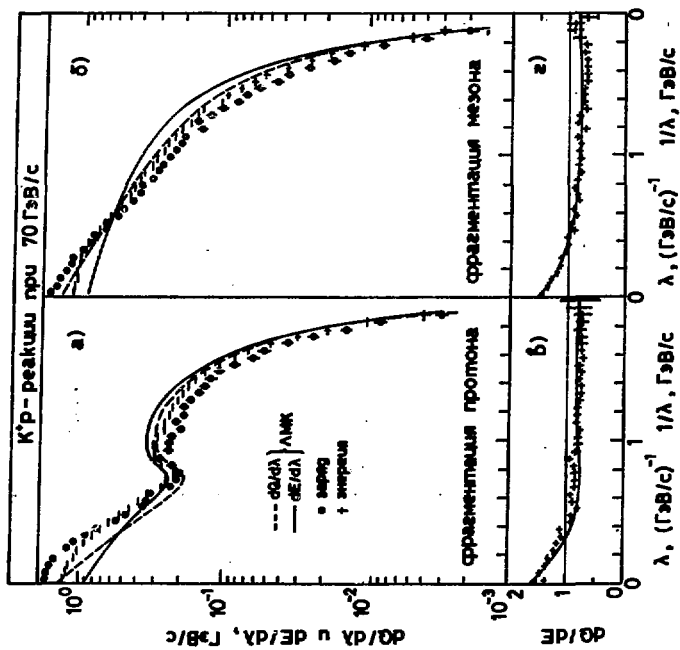


Рис. 2. Распределение потоков заряда  $dQ/d\lambda$  и энергии  $dE/d\lambda$  (а, б) и их отношения  $dQ/dE$  (в, г) в областях фрагментации протона (а, в) и  $K^+$ -мезона (б, г) в  $K^+$ -взаимодействиях при 70 ГэВ/с. Кривые — расчеты по модели ЛММК.

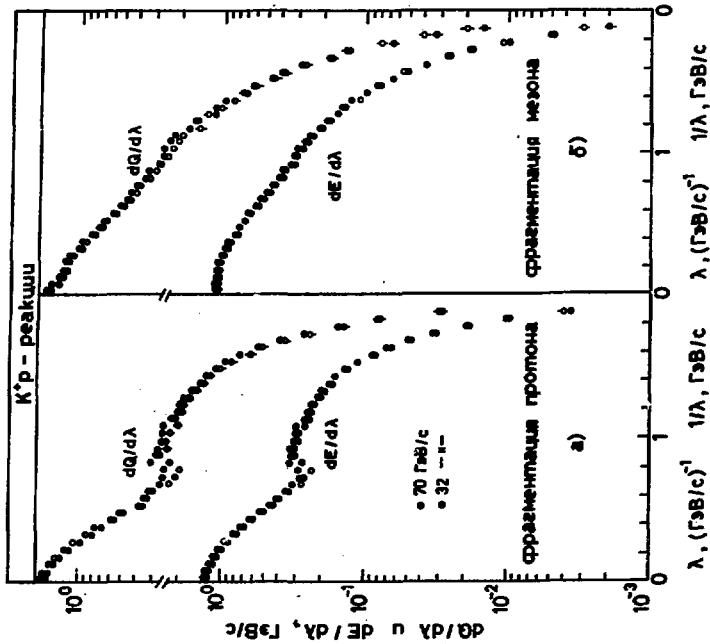


Рис. 4. Сравнение распределения потоков заряда  $dQ/d\lambda$  и энергии  $dE/d\lambda$  в  $K^+$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с в областях фрагментации протона (а) и  $K^+$ -мезона (б).

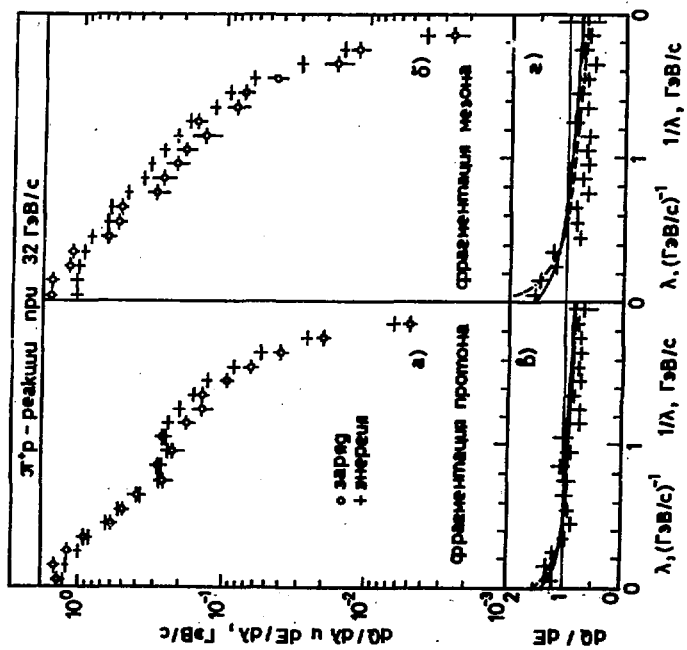


Рис. 3. Распределение потоков заряда  $dQ/d\lambda$  и энергии  $dE/d\lambda$  (а, б) и их отношения  $dQ/dE$  (в, г) в областях фрагментации протона (а, в) и  $\pi^+$ -мезона в  $\pi^+$ p-взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Пунктирные и сплошные кривые - предсказания дуально-листных моделей (функции (б) и (в)), соответственно, в таблице).



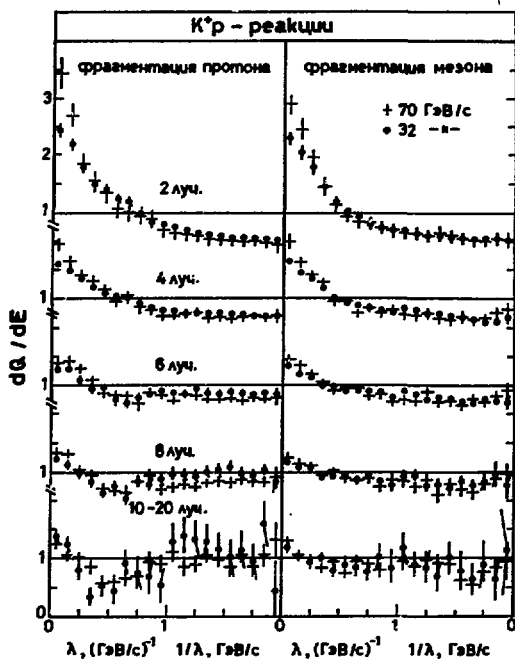


Рис. 5. Отношения потоков заряда и энергии  $dQ/dE$  в  $K^+p$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с в областях фрагментации протона (слева) и  $K^+$ -мезона (справа) при фиксированных множественностях вторичных заряженных частиц.

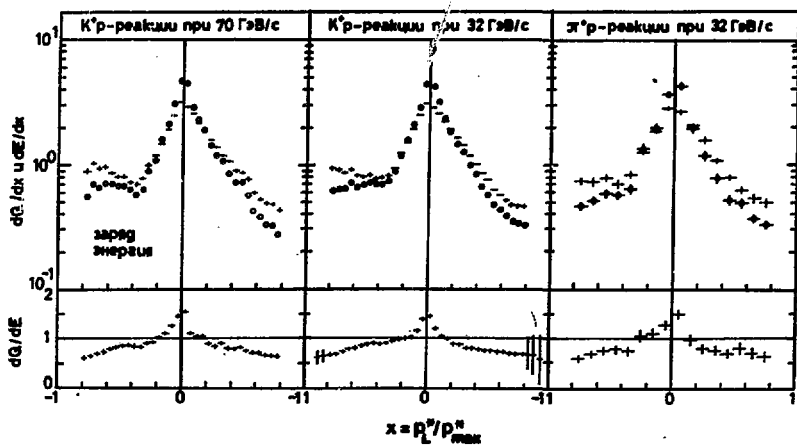


Рис. 6. Распределения потоков заряда  $dQ/dx$  и энергии  $dE/dx$  и их отношения в виде функции от приведенного продольного импульса  $x$  в с.п.и. в  $K^+p$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с и  $\pi^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с.

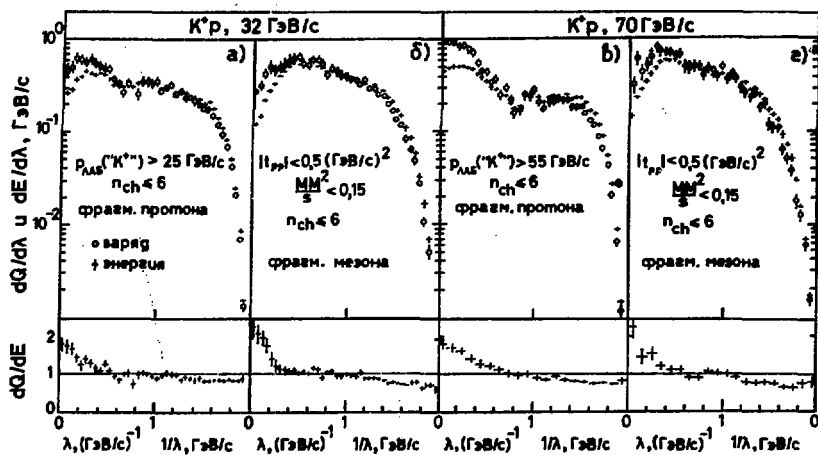


Рис. 7. Распределения потоков заряда и энергии и их отношение в дифракционных  $K^+p$ -реакциях при 32 и 70 ГэВ/с.

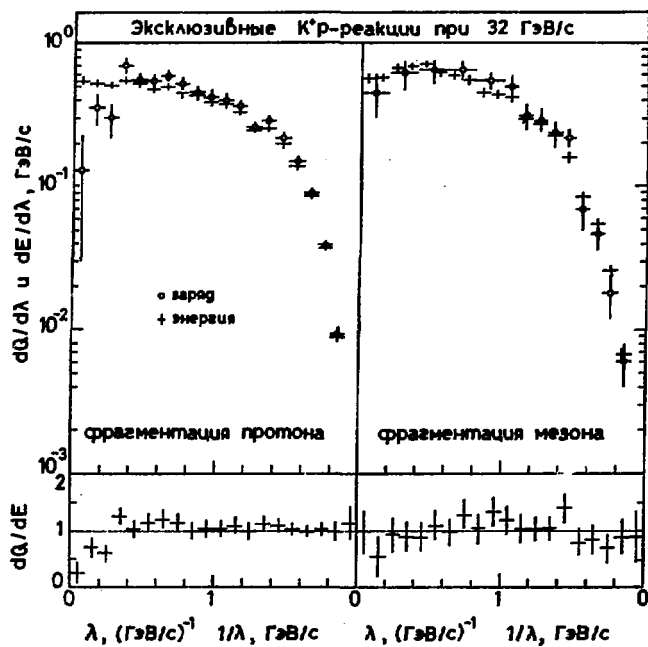


Рис. 8. Распределения потоков заряда и энергии и их отношение в эксклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с.

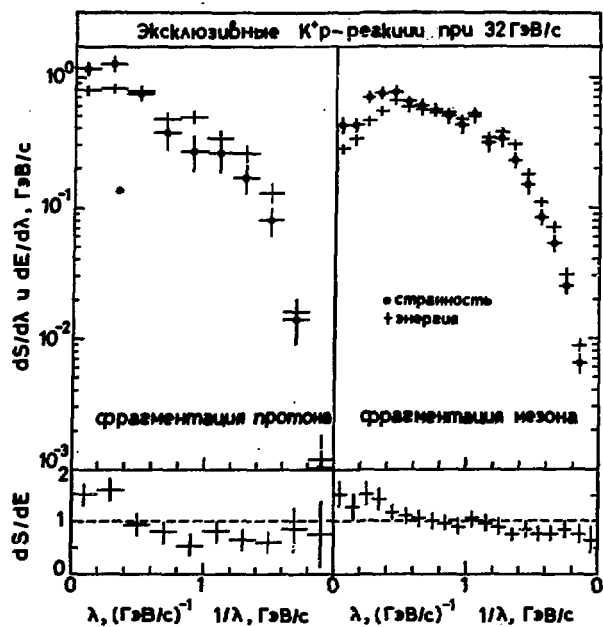


Рис. 9. Распределение потоков странности  $dS/d\lambda$  и энергии  $dE/d\lambda$  и их отношение  $dS/dE$  в эксклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с.

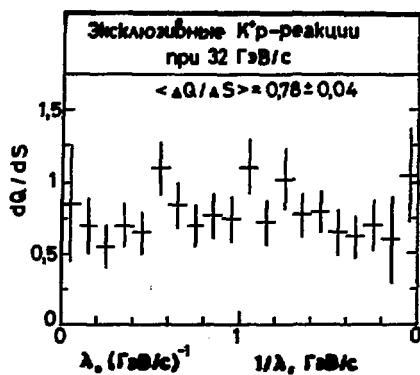


Рис. 10. Отношение потоков странности и заряда  $dS/dQ$  в эксклюзивных  $K^+p$ -реакциях при 32 ГэВ/с.

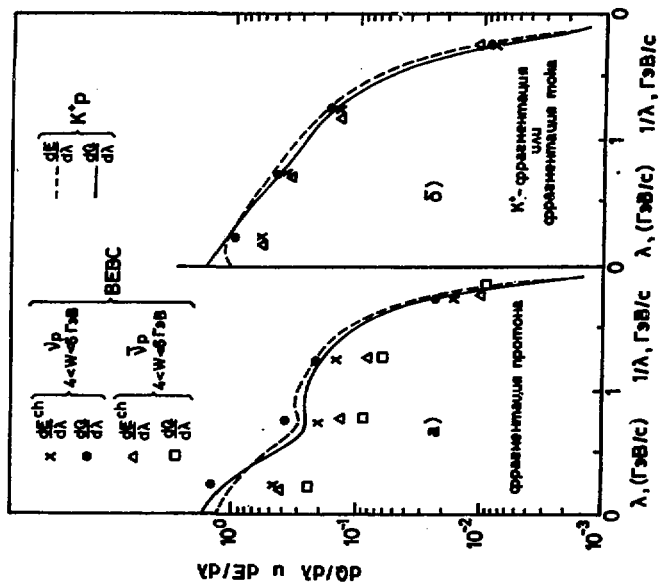


Рис. 11. Распределение потоков заряд и энергии в  $\nu_\mu$ - и  $\bar{\nu}_\mu$ -столкновениях  $(20)$  в сопоставлении с соответствующими распределениями для нейтральных  $K^+$ -реакций при  $32 \text{ ГэВ}/c$  в областях фрагментации протона (а) и  $K^+$ -мезона (или то же) (б).

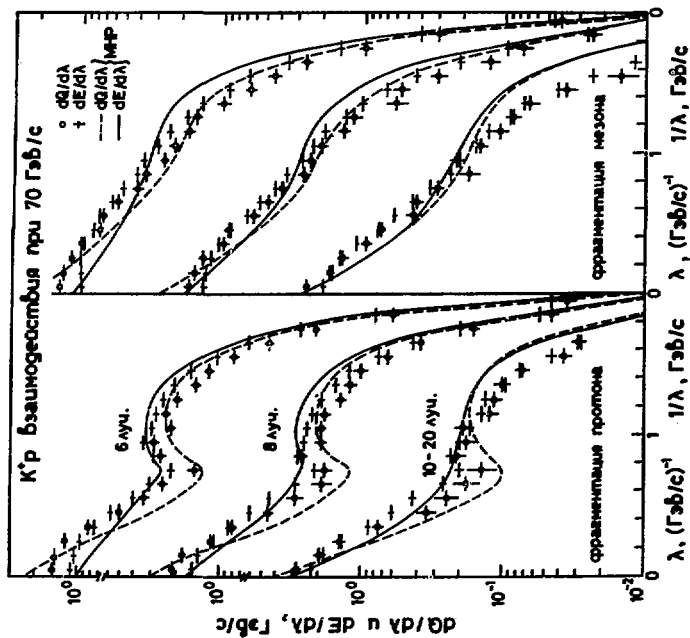


Рис. 12. Распределения  $dQ/dA$  и  $DE/dA$  в  $K^+$ -реакциях при  $70 \text{ ГэВ}/c$  при фиксированных множественностях вторичных заряженных частиц в сопоставлении с расчетами по модели независимого рождения частиц.

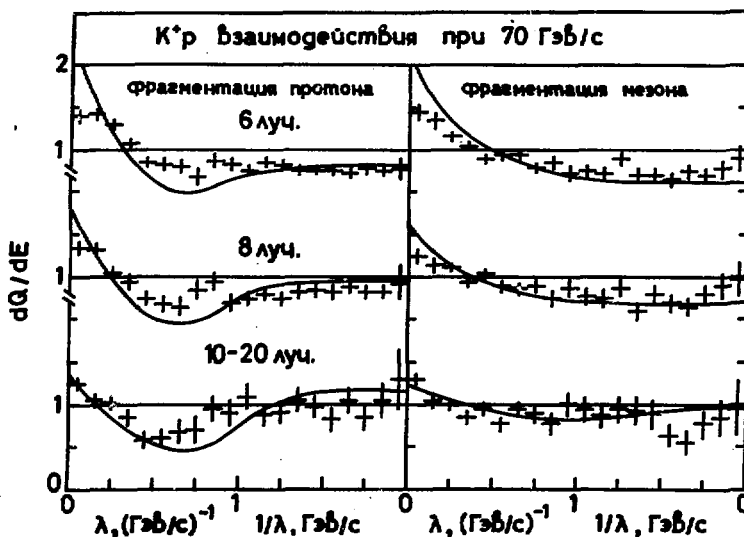


Рис. 13. Отношения потоков энергии и заряда  $dQ/dE$  в  $K^+$  р-реакциях при 70 ГэВ/с при фиксированных множественностях вторичных заряженных частиц в сопоставлении с расчетами по модели независимого рождения частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bardadin-Otwinowska M. Comparison of Jets in Leptonic and Hadronic Interactions, CERN/EP-81-107, July, 1981.
2. Barth M. et al. Nucl. Phys., B192, 189 (1981).
3. Van Hove L. Recent developments in Multiparticle Dynamics, CERN/TH-3133.
4. Ochs W., Stodolsky L. Phys. Lett., 1977, 69B, 225.
5. Fesefeldt H., Ochs W., Stodolsky L. Phys. Lett., 1978, 74B, 389.
6. Ochs W., Shimada T. Z.Physik C, Particles and Fields, 1980, 4, 141.
7. Andersson B., Gustafson G. Phys. Lett., 1979, 84B, 483.
8. Feynman R.P., Field R.D. Nucl. Phys., 1978, B136, 1.
9. Capella A. et al. Phys. Lett., 1979, 81B, 68.
10. Dias de Deus J., Jadach S. Acta Phys. Pol., 1978, B9, 249.

11. Andersson B., Gustafson G., Peterson C. Phys. Lett., 1977, 69B, 221.
12. Andersson B., Gustafson G., Peterson C. Phys. Lett., 1977, 71B, 337.
13. Chliapnikov P.V. et al. Nucl. Phys. 1978, B133, 93; 1977, B131, 93; Barth M. et al. Z.Physik C, Particles and Fields, 1979, 2, 185.
14. Ажиненко И.В. и др. ЯФ, 1980, 31, 648.
15. Ажиненко И.В. и др. ЯФ, 1980, 31, 956; 1980, 31, 1214.
16. Ajinenko I.V. et al. Nucl. Phys., 1980, B165, 1.
17. Andersson B. et al. Nucl. Phys., 1981, B178, 242.
18. Barth M. et al. Z.Physik C, Particles and Fields, 1981, 7, 187.
19. Saudraix J. et al. Z.Physik C, Particles and Fields, 1980, 5, 105.
20. Charge properties of the hadronic System in  $\nu p$  and  $\bar{\nu} p$  interactions, Aschen-Donn-CERN-Munchen(MPI)-Oxford Collaboration; Preprint MPI-PAE/Exp E1. 103, January 1982.
21. Chliapnikov P.V. Proced. of XII Intern. Symposium on Multi-particle Dynamics, Bruges (Belgium), 1980, eds, De Wolf E.A., Verbeure F. page 2.

Рукопись поступила в издательскую группу  
16 июля 1982 года.

Цена 24 коп.

Индекс 362

И.В.Ажиженко и др.

Потоки энергии и квантовых чисел в  $K^+$ р- и  $\pi^+$ р-взаимодействиях при 32 и 70 ГэВ/с.

Редактор Н.П.Ярба. Технический редактор Л.П.Тышкина.  
Корректор Т.Д.Галкина.

---

Подписано к печати 24.08.82. Т-14171. Формат 70x100/16.

Офсетная печать. Индекс 3624. Цена 24 коп.

Заказ 1931. 1,59 уч.-изд.л. Тираж 270.

---

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов,  
Московской обл.