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

А. А. Жгун, С. И. Манаенков

Зависимость среднего поперечного импульса лидирующих адронов от кинематических переменных полуинклюзивной реакции рождения адронов в глубоко неупругом рассеянии позитронов на нуклонах

Гатчина – 2001

УДК 539.12

A. A. Jgoun, S.I.Manayenkov

Abstract

Semi-inclusive production of the leading positive and negative pions (hadrons) and K_s^0 has been studied using the HERMES spectrometer. Dependences of the mean transverse momentum $P_\perp$ of the produced hadrons on z, x_B and W^2 have been analyzed. It has been found that at $z > 0.6$ $P_\perp$ starts to be sensitive to the charge of the produced hadron.

Аннотация

С помощью спектрометра HERMES на ускорителе HERA (DESY, Германия) измерялось рождение лидирующих адронов в глубоко неупругом рассеянии позитронов на нуклонах. Были получены зависимости среднего поперечного импульса адронов от z, x_B и W^2. Было найдено, что при $z > 0,6$ средний поперечный импульс лидирующих адронов зависит от заряда адрона.

1 Кинематика

Сечение полуинклюзивной реакции глубоко неупругого рассеяния зависит от пяти переменных, в качестве которых обычно выбирают Q^2, x_B, z, $P_\perp$, и ϕ^γ. Здесь $q^2 = -Q^2$ - квадрат инвариантной массы виртуального фотона, x_B - бьеркеновская переменная, которая в кварк-партонной модели соответствует доли импульса нуклона, которую нес выбитый кварк, z - отношение энергии регистрируемого адрона h к энергии виртуального фотона в лабораторной системе, $P_\perp$ - поперечный импульс регистрируемого адрона относительно направления импульса виртуального γ^*-кванта и ϕ^γ - угол между плоскостью рассеяния лептона и плоскостью рождения адрона h, как это показано на рисунке 1.

Иногда вводят дополнительные переменные, такие как W^2 и x_F. W^2 равно квадрату инвариантной массы конечных адронов, а переменная $x_F = P_{||}/P_{max}$ в струнной модели фрагментации указывает область струны, где родился адрон h. Здесь $P_{||}$ – продольная компонента трехмерного импульса адрона в системе центра масс $\gamma^* N$, а P_{max} – максимально возможный

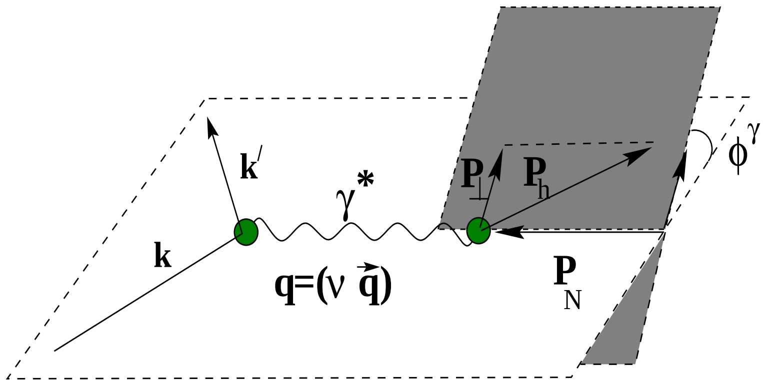

Рисунок 1: *Кинематика полуинклюзивного глубоко неупругого рассеяния.*

импульс адрона в этой системе.

2 Измерения среднего поперечного импульса лидирующих адронов

Исследование рождения адронов в полуинклюзивной реакции глубоко неупругого рассеяния дает уникальную возможность изучать вклады от различных явлений в поперечный импульс адронов. В терминах кварк-партонной модели и КХД процесс формирования поперечного импульса адронов может определяться следующими факторами:

- Распределение по поперечному импульсу кварков в начальном нуклоне.
- Многократное излучение выбитым кварком мягких глюонов.
- Жесткие процессы первого порядка по α_s.
- Процесс адронизации партона в адроны (фрагментация и распады резонансов).

Исследования зависимости среднего поперечного импульса заряженных адронов в глубоко неупругом рассеянии лептонов на нуклонах проводились неоднократно с использованием различных пучков лептонов (см., например, [1, 2, 3, 4, 5]). Среднее значение $P_{\perp}^2$ рассматривалось как сумма вкладов от четырех, отмеченных выше, независимых явлений:

$$< P_{\perp}^2 >^h \simeq < P_{\perp}^2 >^{QCD} + z^2 < q_{\perp}^2 > + < p_{\perp}^2 >^{soft} + < k_{\perp}^2 >, \quad (1)$$

где $< P_{\perp}^2 >^{QCD}$ - вклад жестких процессов, $< q_{\perp}^2 >$ - средний поперечный импульс кварков в нуклоне, $< p_{\perp}^2 >^{soft}$ - вклад процессов излучения выбитым кварком мягких глюонов и $< k_{\perp}^2 >$ - поперечный импульс, который адрон h приобретает в процессе фрагментации. Формула (1) справедлива только в приближении факторизации сечения и в пределе $\nu \rightarrow \infty$ при фиксированных x_B и z, где ν - энергия виртуального фотона в лабораторной системе. Иногда, вместо переменной z используют переменную x_F. Среднее значение $P_{\perp}^2$ имеет минимум при $x_F = 0$ и растет с ростом абсолютного значения x_F. Причем наблюдается асимметрия между областью фрагментации мишени ($x_F < 0$) и пучка ($x_F > 0$)[2]. Такое поведение $< P_{\perp}^2 >$ получило название эффекта “чайки”. Практически во всех экспериментах наблюдаются значительно большие значения $< P_{\perp} >$ в области больших z по сравнению с теоретическими значениями. Для описания этих данных можно использовать два различных подхода: вводить большой поперечный импульс кварков в нуклоне ($< q_{\perp} >= 0,8$ ГэВ)[1] или включать в расчеты излучение мягких глюонов при сравнительно небольшом начальном поперечном импульсе кварков ($< q_{\perp} >= 0,4$ ГэВ). К сожалению, выбор в пользу той или иной схемы по результатам этих экспериментов сделать не удается.

Результаты работ [2] и [5] также указывают на то, что $< P_{\perp}^2 >$ и $< P_{\perp} >$ в области больших положительных x_F

[1]Здесь и далее используется система $\hbar$=c=1.

Таблица 1: *Полное число реконструированных событий*

	1996		1997	
	H	D	H	D
$N_{K_s^0}$	1460	2459	1819	2999
N_{h^+}	$1,02 \times 10^5$	$1,64 \times 10^5$	$1,48 \times 10^5$	$2,17 \times 10^5$
N_{h^-}	$0,58 \times 10^5$	$1,05 \times 10^5$	$0,83 \times 10^5$	$1,40 \times 10^5$
	$4 < E_\pi < 13.5$ ГэВ			
N_{π^+}	$0,17 \times 10^5$	$0,28 \times 10^5$	$0,25 \times 10^5$	$0,37 \times 10^5$
N_{π^-}	$0,11 \times 10^5$	$0,21 \times 10^5$	$0,15 \times 10^5$	$0,27 \times 10^5$

зависят от электрического заряда частиц. Однако, из-за больших статистических ошибок авторы этих работ не делают никаких определенных утверждений.

Угловой и энергетический захват экспериментальной установки HERMES [6] позволяет регистрировать адроны, рожденные в основном в области фрагментации пучка ($x_F > 0$). В этой области для эксперимента HERMES легко показать, что при $x_F > 0,2$ с хорошей точностью выполняется соотношение $x_F \simeq z$.

Полное число восстановленных событий с помощью спектрометра HERMES в экспериментах с неполяризованными мишенями приводится в таблице 1.

2.1 Измерение средних значений

Процедура восстановления сечения полуинклюзивной реакции описана в работе [7]. В случае измерения средних значений, кроме знания эффективности прибора в ограниченном кинематическом интервале (ΔU_j), необходимо знать, как прибор искажает зависимость сечения от измеряемой переменной внутри этого интервала. Поэтому в данной работе находилась не только приборная функция G_{ij}, но и диагональная матрица B_{lk}, которая устанавливает связь между измеренным значением $< P_\perp >^{meas}$ и значением $< P_\perp >$, не искаженным прибором:

$$< P_\perp >_k^{meas} = \sum_{l=1}^{n} B_{kl} < P_\perp >_l, \qquad (2)$$

где n число измеряемых кинематических интервалов.

Окончательно для нахождения $< P_\perp >$ использовалась формула

$$< P_\perp > = \frac{\sum\limits_{k=1}^{n}\sum\limits_{l=1}^{n}(B)_{kl}^{-1} < P_\perp >_l^{meas} N_k^{unf}}{\sum\limits_{k=1}^{n} N_k^{unf}}, \qquad (3)$$

где N_k^{unf} - восстановленное число событий в k-том кинематическом интервале. На рис. 2 показана разница между измеренными значениями $< P_\perp >$ и значениями, полученными в результате учета влияния приборной функции установки HERMES.

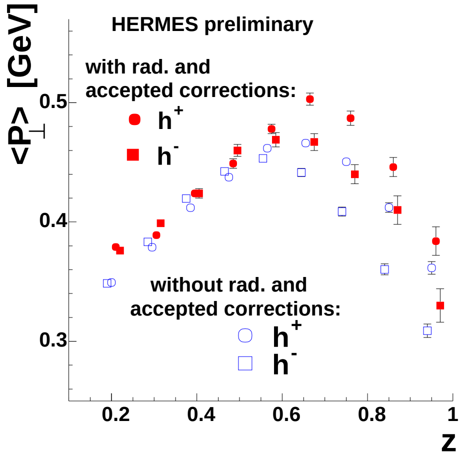

Рисунок 2: *Сравнение измеренных значений среднего поперечного импульса со значениями, полученными после процедуры коррекции экспериментальных данных с учетом приборной функции.*

2.2 Радиационные поправки

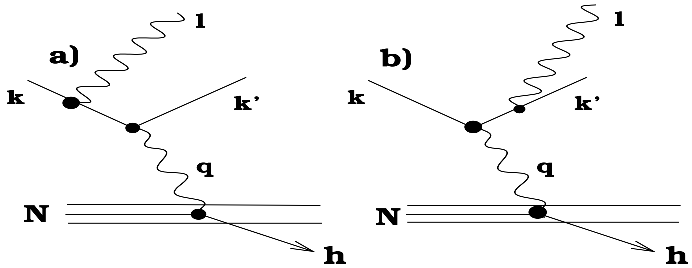

Рисунок 3: *Диаграммы, дающие поправки к величине $P_\perp$.*

Чтобы иметь возможность сравнивать полученные результаты с предсказаниями различных моделей, необходимо учесть вклад в сечение радиационных поправок. Кроме того, что измеряемое сечение процесса отличается от рассчитанного сечения в борновском приближении, измеряемые значения $P_\perp$ отличаются от истинных за счет вклада диаграмм, представленных на рис. 3. Так как в эксперименте не регистрируются фотоны l, рассчитан-

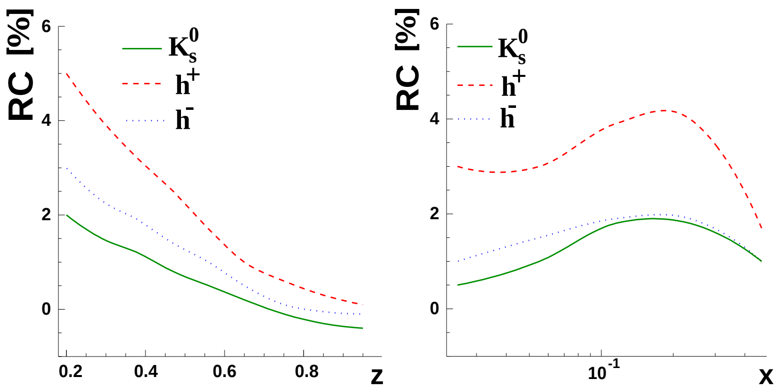

Рисунок 4: *Относительные радиационные поправки к $< P_\perp >$ для различных типов частиц.*

ный переданный электроном импульс $\vec{q}$ отличается от импульса виртуального фотона и, следовательно, поперечный импульс адрона находится нами неправильно. Для учета таких поправок в данной работе использовалась программа GMC [8], с параметрами, заданными по умолчанию, и партонными распределениями, взятыми из [9]. На рис. 4 представлены относительные радиационные поправки к $< P_\perp >$ для различных типов частиц. Все представляемые в данной работе результаты для зависимости $< P_\perp >$ от кинематических переменных будут приводиться с учетом радиационных поправок.

2.3 Систематические ошибки.

В систематические ошибки результатов в данной работе включались неопределенности, связанные со следующими факторами:

- Процедура коррекции результатов с учетом влияния приборной функции.

Все систематические ошибки, связанные с процедурой исключения влияния прибора на результат, обсуждались в работе [7]. В случае извлечения информации о величине $< P_\perp >$ относительная систематическая ошибка была меньше, чем $1,5\%$.

- Зависимость приборной функции и сечения процесса от угла ϕ^γ.

Так как сечение полуинклюзивной реакции рождения адрона в глубоко неупругом рассеянии зависит от переменной ϕ^γ,

$$\sigma = \sigma_0(1 + R_1 \cos\phi^\gamma + R_2 \cos 2\phi^\gamma), \tag{4}$$

где R_i-структурные функции, зависящие от Q^2, x, z и $P_\perp$, и приборная функция спектрометра HERMES также зависит от угла ϕ^γ,

$$G = G_0 \sum_{k=0}^{\infty}\{a_k \cos k\phi^\gamma + b_k \sin k\phi^\gamma\}, \tag{5}$$

то после интегрирования по этому углу в наблюдаемое число событий войдут поправки, связанные с ненулевыми значениями коэффициентов a_k.

Для оценки неточностей, связанных с зависимостями приборной функции и сечения процесса от угла ϕ^γ, использовалась формула

$$\epsilon = 1 - \frac{< P_\perp^{meas} >}{< P_\perp >} = \frac{< a_1 R_1 + a_2 R_2 > - \frac{< P_\perp (a_1 R_1 + a_2 R_2) >}{< P_\perp >}}{2 + < a_1 R_1 + a_2 R_2 >}. \qquad (6)$$

Относительная систематическая ошибка, оцененная по этой формуле, для всех частиц меньше 1%.

- Геометрические и кинематические ограничения для отбора K_s^0-мезонов и идентификация адронов.

Зависимость результатов измерения сечения рождения K_s^0-мезонов от различных геометрических и кинематических ограничений обсуждалась в [7]. В случае определения зависимости величины $< P_\perp >$ от кинематических переменных, по нашей оценке, эта систематическая ошибка не превышает 1%. Систематические ошибки, связанные с идентификацией частиц, меньше 0,5-1% во всей исследуемой кинематической области.

- Сравнение результатов 1996 и 1997 годов, полученных в эксперименте HERMES .

Результаты 1996 и 1997 годов находятся в хорошем согласии, как это видно из рис. 5. Данные получены в 1996 и 1997 годах в экспериментах с водородной мишенью для положительно и отрицательно заряженных адронов. Величина χ на рисунке определялась по формуле

$$\chi = (< P_\perp^{96} > - < P_\perp^{97} >)/\sqrt{D(P_\perp^{96}) + D(P_\perp^{97})}, \qquad (7)$$

где $D(P_\perp)$ - дисперсия величины $P_\perp$. Для данных, полученных в экспериментах на дейтериевой мишени, ситуация аналогичная.

Все обсуждавшиеся выше систематические ошибки были просуммированы (в квадратурах) со статистическими ошибками. В дальнейшем на всех рисунках будет приводиться значение полной ошибки.

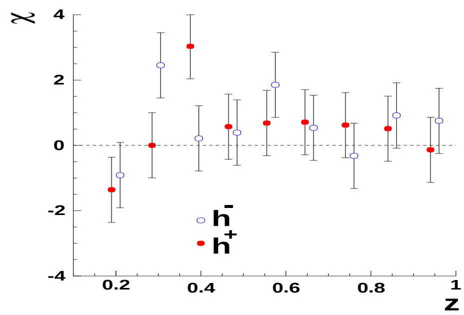

Рисунок 5: *Отличие измеренных в 1996 и 1997 годах значений $< P_\perp >$ на водородной мишени в зависимости от z. Величина χ определена в (7).*

3 Зависимость $< P_\perp >$ от z

На рис. 6 сравниваются значения $< P_\perp >$ для суммы всех заряженных адронов, полученные в данной работе и в других

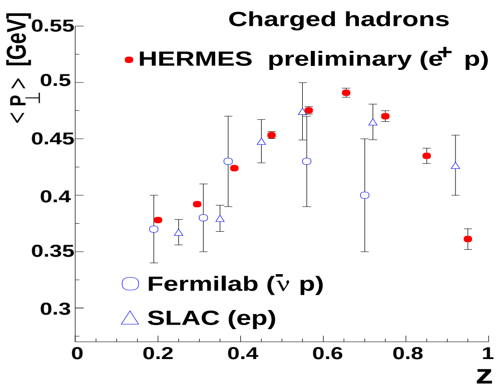

Рисунок 6: *Сравнение экспериментальных данных для заряженных адронов. Экспериментальные данные:*
HERMES: $1 < Q^2 < 10$ *ГэВ*^{2} *и* $4 < W^2 < 50$ *ГэВ*^{2}, $e^+ + p$,
Fermilab [4]: $1,2 < Q^2 < 26$ *ГэВ*^{2} *и* $4 < W^2 < 50$ *ГэВ*^{2}, $\bar{\nu} + p$,
SLAC [5]: $1 < Q^2 < 7$ *ГэВ*^{2} *и* $< W >= 4,5$ *ГэВ*, $e^- + p$.

экспериментах. Видно, что все экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии друг с другом. При этом ошибки $< P_\perp >$, полученные в данной работе, в 5-10 раз меньше, чем ошибки результатов в других работах. Отметим, что все эксперименты проводились с разными пучками лептонов.

На рис. 7 представлены экспериментальные данные по величине $< P_{\perp} >$ для различных типов частиц, полученные в различных

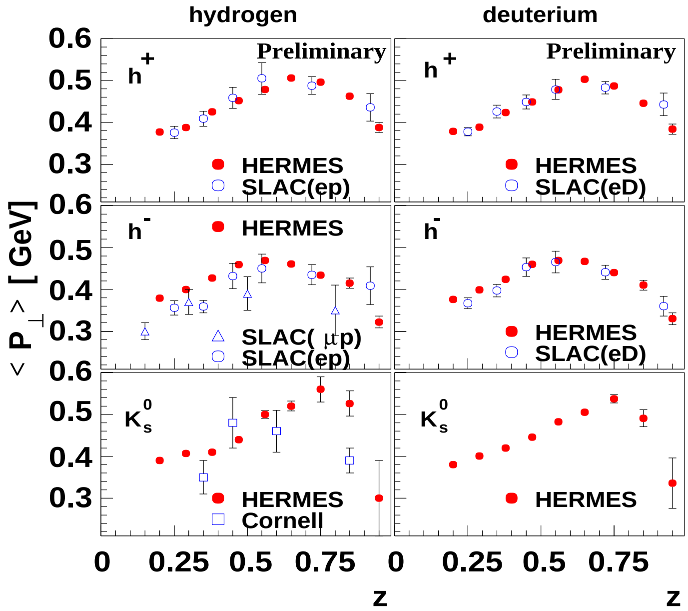

Рисунок 7: *Сравнение зависимостей величины $< P_{\perp} >$ для заряженных адронов и K_s^0 от переменной z, полученных в экспериментах с водородной (левая часть) и дейтериевой (правая часть) мишенями. Экспериментальные данные:*
HERMES: $1 < Q^2 < 10$ *ГэВ*^{2} *и* $4 < W^2 < 50$ *ГэВ*^{2}, $e^+ + p$,
Fermilab [4]: $1,2 < Q^2 < 26$ *ГэВ*^{2} *и* $4 < W^2 < 50$ *ГэВ*^{2}, $\bar{\nu} + p$,
SLAC(ep и eD) [5]: $1 < Q^2 < 7$ *ГэВ*^{2} *и* $< W >= 4,5$ *ГэВ*, $e^- + p$,
SLAC(μp) [1]: $1,2 < Q^2 < 4.5$ *ГэВ*^{2} *и* $2,8 < W < 4,7$ *ГэВ*, $\mu^- + p$,
Cornell [10]: $0,5 < Q^2 < 6$ *ГэВ*^{2} *и* $4,2 < W$ *ГэВ*, $e^- + p$.

(включая HERMES) экспериментах с водородной и дейтериевой мишенями. Все эксперименты проводились в почти одинаковых кинематических условиях, но с разными типами лептонных пучков. Из рисунка видно, что данные всех этих экспериментов согласуются между собой.

На рис. 8 показана зависимость величины $< P_{\perp} >$ от переменной z, полученная в эксперименте HERMES для трех типов частиц (результаты измерений приведены также в таблице).

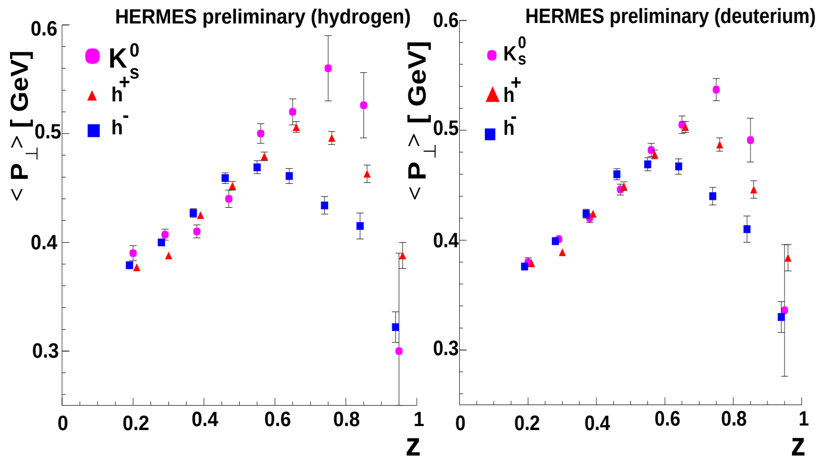

Рисунок 8: *Зависимости величины $< P_{\perp} >$ от переменной z для K_s^0-мезонов, положительно и отрицательно заряженных адронов, полученные с помощью спектрометра HERMES в экспериментах с водородной (левый рисунок) и дейтериевой (правый рисунок) мишенями.*

Видно, что в области $z < 0,6$ эта зависимость универсальна для всех рассматриваемых частиц. Это хорошо согласуется с тем фактом, что наклон сечений полуинклюзивных процессов в зависимости от переменной $P_{\perp}^2$ универсален для всех типов мезонов, так как основная часть статистики находится именно в этом интервале по переменной z. При $z > 0,6$ величина $< P_{\perp} >$ начинает зависеть от типа частицы. Остановимся подробно на процессе формирования поперечного импульса адронов, чтобы

Таблица 2: *Зависимости величины $< P_\perp >$ от переменной z для K_s^0-мезонов, положительно и отрицательно заряженных адронов.*

z	$< P_\perp >$ ±стат.±сист. МэВ					
	^{1}H			^{2}H		
	h^+	h^-	K_s^0	h^+	h^-	K_s^0
0,20	$377 \pm 1 \pm 2$	$379 \pm 1 \pm 3$	$390 \pm 6 \pm 4$	$379 \pm 1 \pm 2$	$376 \pm 1 \pm 3$	$380 \pm 1 \pm 4$
0,29	$388 \pm 1 \pm 2$	$400 \pm 1 \pm 3$	$407 \pm 3 \pm 4$	$389 \pm 1 \pm 2$	$399 \pm 1 \pm 3$	$401 \pm 2 \pm 3$
0,38	$425 \pm 1 \pm 3$	$427 \pm 2 \pm 3$	$410 \pm 5 \pm 3$	$424 \pm 1 \pm 3$	$424 \pm 1 \pm 4$	$420 \pm 2 \pm 3$
0,47	$452 \pm 2 \pm 3$	$459 \pm 3 \pm 4$	$440 \pm 6 \pm 5$	$449 \pm 1 \pm 4$	$460 \pm 2 \pm 5$	$446 \pm 3 \pm 4$
0,56	$479 \pm 3 \pm 4$	$469 \pm 3 \pm 6$	$500 \pm 7 \pm 6$	$478 \pm 2 \pm 4$	$469 \pm 3 \pm 6$	$482 \pm 3 \pm 5$
0,65	$506 \pm 3 \pm 4$	$461 \pm 4 \pm 6$	$520 \pm 10 \pm 7$	$503 \pm 2 \pm 5$	$467 \pm 3 \pm 6$	$505 \pm 3 \pm 7$
0,75	$496 \pm 4 \pm 4$	$434 \pm 4 \pm 7$	$560 \pm 28 \pm 10$	$487 \pm 3 \pm 5$	$440 \pm 3 \pm 7$	$537 \pm 4 \pm 9$
0,85	$463 \pm 4 \pm 7$	$415 \pm 5 \pm 11$	$526 \pm 24 \pm 18$	$446 \pm 3 \pm 7$	$410 \pm 4 \pm 11$	$491 \pm 9 \pm 18$
0,95	$388 \pm 5 \pm 11$	$322 \pm 7 \pm 12$	$300 \pm 71 \pm 55$	$384 \pm 4 \pm 11$	$330 \pm 5 \pm 13$	$336 \pm 30 \pm 52$

понять, с чем может быть связана эта зависимость от сорта частицы.

В эксперименте HERMES с помощью черенковского счетчика при энергиях адронов $4 < E_h < 13,5$ ГэВ хорошо удается отделять пионы от других заряженных адронов. Доля пионов в адронных событиях составляет 80-90% при $z > 0,6$. Как видно из рис. 9, среднее значение поперечного импульса π^+-мезонов (π^-) практически совпадает (в пределах статистических ошибок) со значениями $< P_\perp >$ для положительно (отрицательно) заряженных адронов. Отсюда следует, что вкладом в $< P_\perp >$ от барионов, для которых ожидаемое значение среднего поперечного импульса должно быть больше, чем для мезонов, можно пренебречь.

Рассмотрим теперь кинематические ограничения, которые могут приводить к разнице величин $< P_\perp >$ для противоположно заряженных частиц. Связь между поперечным импульсом регистрируемой частицы h и долей энергии (z), уносимой этой частицей, дается уравнением эллипса:

$$(\frac{P_\perp}{a})^2 + (\frac{z - z_0}{b})^2 = 1, \qquad (8)$$

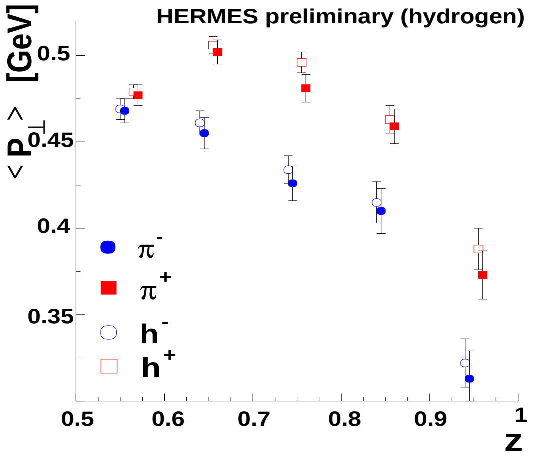

Рисунок 9: *Сравнение зависимостей величины $< P_\perp >$ для адронов с положительным и отрицательным электрическими зарядами с зависимостями $< P_\perp >$ для $\pi^\pm$-мезонов.*

где

$$a = \sqrt{\frac{W^2}{4}(1 - \frac{M_X^2 - m_h^2}{W^2})^2 - m_h^2}, \quad b = \frac{\sqrt{1 + (\frac{Q}{\nu})^2}}{W} a,$$
$$z_0 = \frac{1 + \frac{M_N}{\nu}}{2}(1 - \frac{M_X^2 - m_h^2}{W^2}). \qquad (9)$$

Здесь M_N и M_h - масса нуклона мишени и регистрируемого адрона, а M_X - инвариантная масса всех образовавшихся в событии адронов, за исключением лидирующего адрона h. В дальнейшем величину M_X будем называть массой адронного остатка. В реакции рождения π^+-мезона минимально возможная масса адронного остатка совпадает с массой нейтрона ($e^+ + p \rightarrow n + \pi^+ + e^{+\prime}$). При рождении π^--мезона в глубоко неупругом рассеянии, в соответствии с законами сохранения барионного и электрического зарядов, возможны следующие каналы с минимальным значением массы остатка: $e^+ + p \rightarrow$

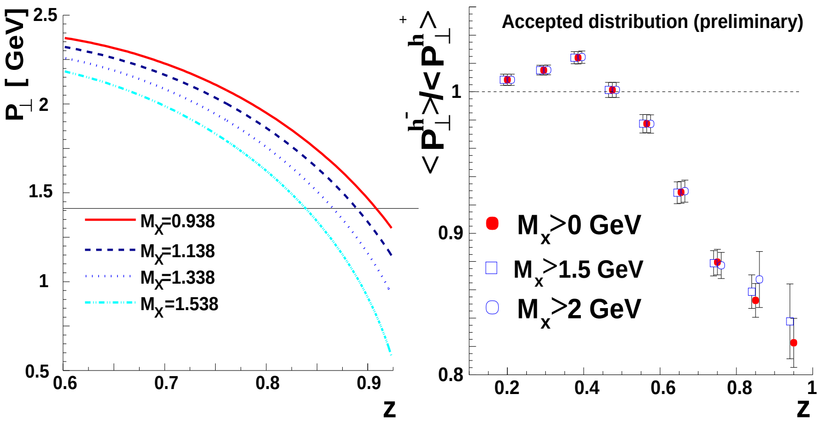

Рисунок 10: *Зависимость максимального значения* $P_\perp$ *от переменной* z *при различных значениях* M_X *(левый рисунок) и отношение средних поперечных импульсов для положительно и отрицательно заряженных адронов как функция* z *(правый рисунок). Экспериментальные точки соответствуют различным значениям ограничения на инвариантную массу адронного остатка.*

$p + \pi^- + \pi^+ + e^{+\prime}$ и $e^+ + p \to \Delta^{++} + \pi^- + e^{+\prime}$. Первая реакция с $M_X > 1,077$ ГэВ симметрична относительно заряда регистрируемого π-мезона. Для второй реакции существует симметричная ей по сорту частиц в конечном состоянии реакция с рождением π^+-мезона: $e^+ + p \to \Delta^0 + \pi^+ + e^{+\prime}$. На рис. 10 (левая часть) представлены зависимости максимального значения $P_\perp$ от переменной z при различных значениях M_X. Из рисунка видно, что значение максимального поперечного импульса при фиксированном z уменьшается с ростом M_X. Кинематические эффекты, связанные с различиями в минимальных значениях M_X при рождении положительно и отрицательно заряженных пионов, должны проявляться более отчетливо в области больших z. Так как при анализе экспериментальных данных использовалось ограничение на поперечный импульс адронов $P_\perp < 1,41$ ГэВ, то, как видно из рис. 10 (левая часть), можно было бы ожидать, что разница в значениях $< P_\perp >$ для различных адронов будет проявляться при $z > 0,85$. Однако, экспериментальные данные указывают на появление различий в значениях $< P_\perp >$ для разных типов адронов уже при $z > 0,6$.

На рис. 10 (правая часть) представлены отношения средних поперечных импульсов для отрицательно и положительно заряженных адронов при различных ограничениях на инвариантную массу остатка. Видно, что все три набора экспериментальных данных, полученных при различных ограничениях на M_X (вплоть до $M_X = 2$ ГэВ), согласуются между собой в пределах одного стандартного отклонения. Это говорит о том, что зависимость значений $< P_\perp >$ от типа частиц, нельзя объяснить отличием минимальных значений M_X для полуинклюзивных реакций рождения π^+- и π^--мезонов.

Так как сильные взаимодействия нечувствительны к электрическому заряду частиц, вклады жестких процессов и процессов многократного излучения выбитым кварком мягких глюонов не могут приводить к разнице в величине $< P_\perp >$ для противоположно заряженных адронов.

Остановимся более подробно на вкладе в $< P_\perp >$ процессов фрагментации. В глубоко неупругом рассеянии заряженных лептонов на нуклонах обычно доминирует вклад u-кварков. Выбитый из нуклона u-кварк может провзаимодействовать с вакуумной $d\bar{d}$-парой и образовать π^+-мезон. Для образования π^--мезона требуется осуществление как минимум трех последовательных процессов: u-кварк испускает глюон, который рождает $d\bar{d}$-пару; затем d-кварк из этой пары взаимодействует с вакуумной $u\bar{u}$-парой, образуя π^--мезон. Понятно, что средний поперечный импульс адрона, рожденного в трехступенчатом процессе, должен быть больше, чем в одноступенчатом при одних и тех же значениях Q^2, x_B и z. Следовательно, можно ожидать, что поперечный импульс π^--мезона будет больше, чем поперечный импульс π^+-мезона в области больших z, где доминируют малоступенчатые процессы. Многоступенчатые процессы доминируют в области малых z, при которых распределение по $P_\perp$ регистрируемого адрона, вероятнее всего, не содержит непосредственной информации о распределении начальных кварков по поперечному импульсу $q_\perp$ в нуклоне и об аромате выбитого кварка. Поперечный импульс должен расти с ростом энергии частицы при фиксированном угле. Поэтому величина $< P_\perp >$ для регистрируемых адронов должна возрастать с ростом z в области малых z. Как видно из рис. 8, именно так ведут себя экспериментальные зависимости величины $< P_\perp >$ от переменной z.

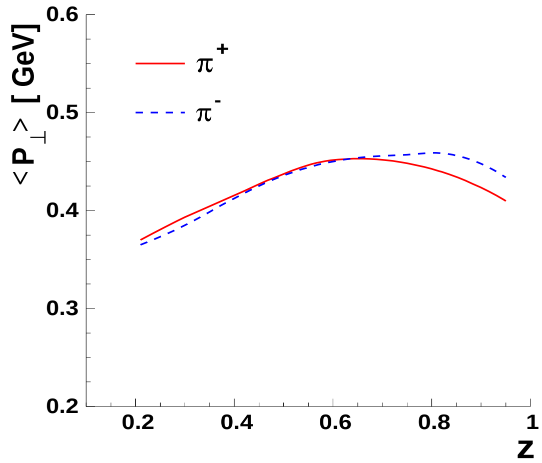

Рисунок 11: *Рассчитанные методом МС зависимости среднего поперечного импульса положительно и отрицательно заряженных пионов от переменной z. Расчеты проводились с использованием параметров:* $< q_\perp >= 0,44$ *ГэВ и* $< k_\perp >= 0,4$ *ГэВ*

На рис. 11 представлены рассчитанные методом Монте Карло (МС) зависимости величины $< P_\perp >$ от переменной z для положительно и отрицательно заряженных пионов. Расчеты выполнены с помощью программы LEPTO[11] с параметрами:

$< q_\perp >= 0,44$ ГэВ - средний поперечный импульс кварков в нуклоне; $< k_\perp >= 0,4$ ГэВ - средний поперечный импульс кварк-антикварковых пар, рождающихся в процессах фрагментации. Из рисунка видно, что отрицательно заряженные пионы имеют большие значения среднего поперечного импульса в области $z > 0,6$ по сравнению с положительно заряженными пионами. Это совпадает с картиной фрагментации, описанной выше, и противоречит экспериментальным данным.

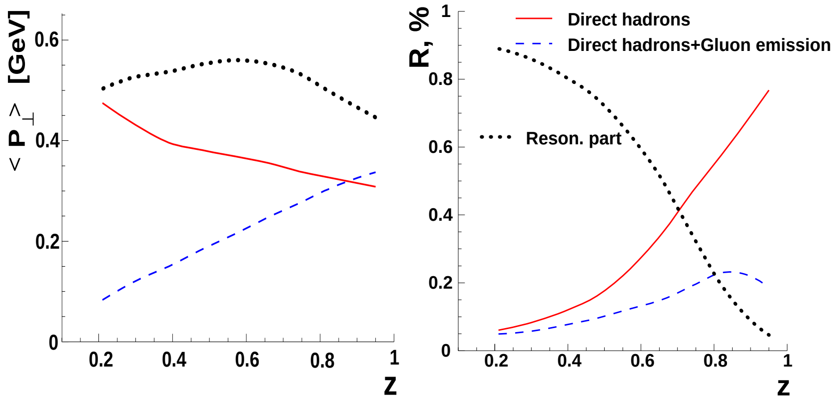

Рисунок 12: *Левая часть: рассчитанные методом МС зависимости среднего поперечного импульса пионов от переменной z: сплошная линия -* $< q_\perp >= 0$ *ГэВ,* $< k_\perp >= 0,4$ *ГэВ;*
пунктирная - $< q_\perp >= 0,4$ *ГэВ,* $< k_\perp >= 0$ *ГэВ;*
точечная - $< q_\perp >= 0,4$ *ГэВ,* $< k_\perp >= 0,4$ *ГэВ.*
Правая часть: зависимости относительных вкладов адронов, рожденных в результате фрагментации струны, и адронов, образовавшихся в результате распада резонансов (в основном $\rho \to \pi^+\pi^-$*) от переменной z.*

На рис. 12 (левая часть) представлены расчеты зависимости величины $< P_\perp >$ от переменной z, полученные методом МС при различных предположениях:

1. Средний поперечный импульс кварков в нуклоне $< q_\perp >= 0$ ГэВ; средний поперечный импульс адронов,

приобретаемый в процессе фрагментации $< k_\perp >= 0,4$ ГэВ,
2. $< q_\perp >= 0,4$ ГэВ; $< k_\perp >= 0$ ГэВ,
3. $< q_\perp >= 0,4$ ГэВ; $< k_\perp >= 0,4$ ГэВ.
Из рисунка видно, что вклад процессов фрагментации в поперечный импульс адрона падает с ростом z. В то время как вклад от начального поперечного импульса кварков растет с z. При этом, как можно видеть на правом рисунке, относительный вклад (R) от адронов, рожденных в результате фрагментации струны, возрастает в области больших z.

Разницу в значениях среднего поперечного импульса заряженных адронов можно объяснить, если предположить, что значение среднего поперечного импульса кварков в нуклоне сильно зависит от сорта кварка. Анализ событий, полученных методом МС, показывает, что при $z > 0,6$ около 84% π^+-мезонов рождаются в событиях с рассеянием лептона на u-кварках, и только 4,6% - на d-кварках. При рождении π^--мезонов в этой области лептон рассеивается в 30% случаев на u-кварках и в 29% случаев на d-кварках. В случае рождения K_s^0-мезонов становится существенным вклад в сечение странных кварков ($s + \bar{s} \simeq 18\%$, u $\simeq 42\%$, d $\simeq 15\%$). Для объяснения разницы средних поперечных импульсов π^+- и π^--мезонов необходимо предположить, что u-кварк в протоне имеет средний поперечный импульс больше, чем d-кварк. Если выполняется изоспиновая инвариантность, то d-кварки в нейтроне должны быть распределены по поперечному импульсу так же, как u-кварки в протоне. Рассмотрим реакцию рождения π^+-мезонов в рассеянии лептона на нейтроне. В случае, когда лептон рассеивается на u-кварке, поперечный импульс π^+-мезона должен быть меньше, чем поперечный импульс π^+-мезона, рожденного при фрагментации u-кварка в реакции на протоне. Так как π^+-мезоны в основном рождаются в результате рассеяния лептонов на u-кварках, то можно ожидать, что в области больших z поперечный импульс π^+-мезонов в реакции рассеяния на протонах должен быть больше, чем поперечный импульс π^+-мезонов, рожденных в реакции рассеяния лептонов на нейтроне. Для π^--мезонов ситуация иная, поскольку π^--мезоны рождаются в результате рассеяния лептонов на u- и d-кварках примерно с одинаковой вероятностью. Поэтому изоспиновая инвариантность в случае рождения π^--мезонов не может приводить к большой разнице между его рождением на протоне и нейтроне. Из рис. 13 видно, что при $z > 0,7$, где должно проявляться влияние начального поперечного импульса кварков на величину $< P_\perp >$, поведение отношения средних поперечных импульсов в реакциях на водороде и дейтерии в зависимости от переменной z согласуются с нашими качественными рассуждениями.

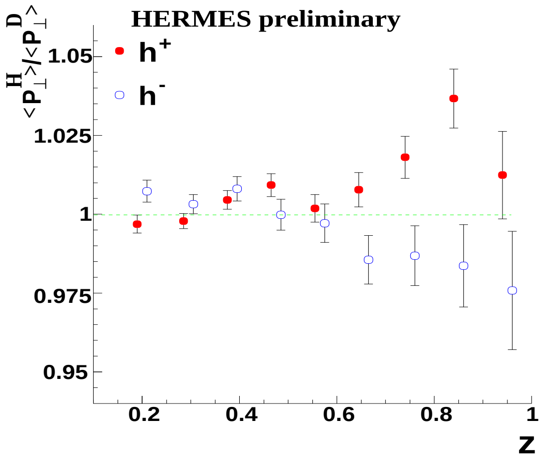

Рисунок 13: *Отношение величин $< P_\perp >$ в реакциях на водородной и дейтериевой мишенях в зависимости от переменной z для адронов с положительным и отрицательным электрическими зарядами.*

---

4 Зависимость $< P_\perp >$ от x_B

Из рис. 14 (левая часть) видно, что зависимости величины

$< P_\perp >$ от переменной x_B для положительно и отрицательно заряженных частиц практически одинаковы.

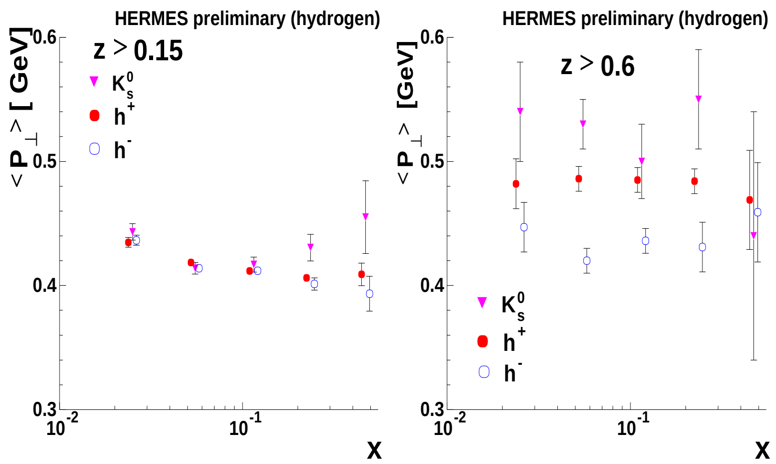

Рисунок 14: *Зависимость величины $< P_\perp >$ от переменной x_B для K_s^0-мезонов, положительно и отрицательно заряженных адронов. Треугольники - K_s^0-мезоны, $\bullet$ - положительно заряженные адроны, $\circ$ - отрицательно заряженные адроны.*

В случае ограничения $z > 0,6$ (правая часть рисунка) видно, что величина $< P_\perp >$ для заряженных адронов практически не зависит от переменной x_B и определяется только сортом частицы. Отсутствие зависимости величины $< P_\perp >$ от x_B при $z > 0,6$ не противоречит гипотезе о факторизации сечения по продольной и поперечной составляющим импульса кварков в нуклоне.

Различие значений средних поперечных импульсов заряженных адронов при больших z могло бы быть связано с эмиссией кварками глюонов в начальном состоянии. Когда кварк излучает глюон, он приобретает дополнительный поперечный импульс. При этом уменьшается его продольный импульс и, как следствие, величина x_B. Возможна ситуация, когда после излучения глюона, значение x_B окажется за пределами регистрируемого фазового объема по переменной x_B[1]. Из различных параметризаций партонных распределений следует, что u-кварки имеют в протоне среднее значение $< x_B >$ большее, чем d-кварки. Поэтому, в случае эмиссии кварком глюона, вероятность регистрации адрона от процесса рассеяния на u-кварке выше, чем от процесса рассеяния на d-кварке. Тогда адроны, рожденные в рассеянии лептонов на u-кварках должны иметь большие средние значения поперечного импульса, по сравнению с адронами, образовавшимися в рассеянии на d-кварках. Отсутствие зависимости величины $< P_\perp >$ от x_B для заряженных адронов при $z > 0.6$, наблюдаемое в эксперименте (см. правую часть рис. 14), указывает, скорее всего, на то, что обсужденный выше механизм рождения адронов на кварках с излучением глюонов не вносит существенного вклада в разницу величин $< P_\perp >$ для положительно и отрицательно заряженных адронов.

4.1 Зависимость $< P_\perp >$ от W^2

В работах [2] и [3] было показано, что среднее значение квадрата поперечного импульса заряженных частиц в глубоко неупругом рассеянии лептонов на нуклонах растет с ростом W^2. На рис. 15 (левая часть) показаны зависимости величины $< P_\perp^2 >$ от переменной z, полученные в экспериментах HERMES и EMC [2]. Наблюдаемое отличие данных двух экспериментов связано с тем, что измерения в этих экспериментах проводились в различных областях по переменной W^2 (HERMES: $4 < W^2 < 50$ ГэВ^2; EMC: $40 < W^2 < 400$ ГэВ^2). Рисунок 15 (правая часть) подтверждает, что величина $< P_\perp >$ растет с ростом W^2.

4.2 Монте Карло анализ

В программе LEPTO [11] можно по отдельности выделить вклады в величину $< P_\perp >$ от каждого процесса. Основными

[1]Эти рассуждения принадлежат докт. М. Г. Рыскину.

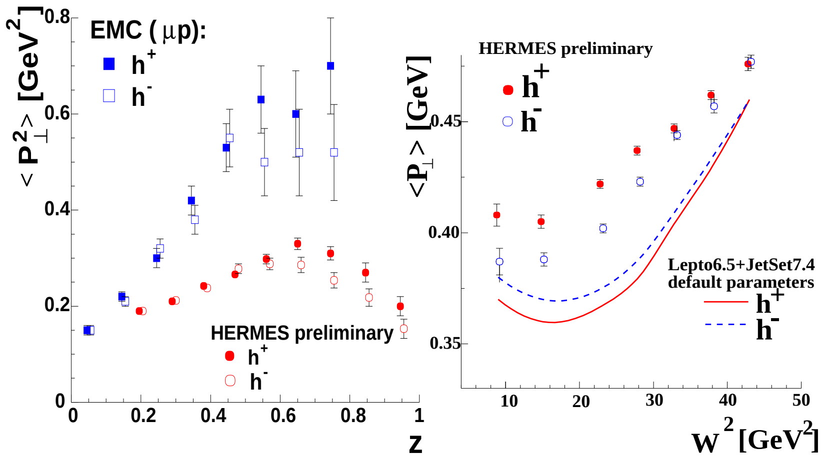

Рисунок 15: *Зависимости величины* $< P_\perp^2 >$ *от* z *для* h^+ *и* h^-*, полученные в данной работе и в работе [2] (левая часть). Зависимость величины* $< P_\perp >$ *от переменной* W^2*, полученная в эксперименте HERMES (правая часть). Кривые отвечают расчетам методом МС в рамках LUND-модели.*

параметрами, влияющими на среднее значение $P_\perp$ в программе МС, являются: ширина распределения Гаусса по поперечному импульсу партонов внутри нуклона (0,44 ГэВ) [11]; ширина распределения Гаусса по поперечному импульсу адронов в процессе фрагментации (0,35 ГэВ) [12, 13]; минимальная масса струны, ниже которой процессы фрагментации не рассматриваются (0,8 ГэВ) [12, 13]. Процессы эмиссии глюонов дают относительный вклад в величину $< P_\perp >$ менее 5%.

Экспериментальные зависимости $< P_\perp >$ от z находятся в резком противоречии с расчетами МС, выполненными с параметрами, установленными в программе по умолчанию. При этом наклоны экспоненциальных зависимостей сечений от переменной $P_\perp^2$ для всех частиц хорошо согласуются с результатами расчетов. Причина этого, как отмечалось ранее, состоит в том, что основной вклад в сечение дают события с малыми

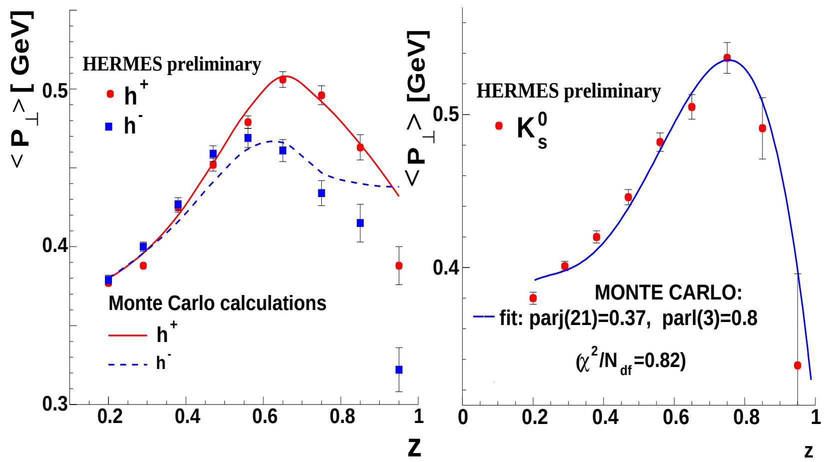

Рисунок 16: *Зависимости величины $< P_\perp >$ от z для заряженных адронов (левая часть) и для K_s^0-мезонов (правая часть). Кривые показывают результаты расчетов методом МС.*

---

z, где программы МС дают достаточно хорошее описание экспериментальных данных.

Для того, чтобы попытаться описать экспериментальные зависимости величины $< P_\perp >$ от кинематических переменных сразу для всех изучаемых частиц, варьировались параметры parl(3), parj(21) и parj(33). При этом средние поперечные импульсы u- d- и s($\bar{s}$)-кварков внутри нуклона варьировались независимо. На рис. 16 показаны результаты подгонки параметров МС к экспериментальным данным. Из левой части рисунка видно, что расчеты хорошо описывают поведение среднего поперечного импульса положительно заряженных пионов в области $0,2 < z < 0,85$. При $z = 0,95$ расчет не описывает экспериментальное значение $< P_\perp >$. Для отрицательно заряженных пионов удается описать только область $0,2 < z < 0,7$. При больших значениях z результаты расчетов начинают сильно расходиться с экспериментальными данными. Для K_s^0-мезонов (см. правую часть рис. 16) удается описать зависимость величины

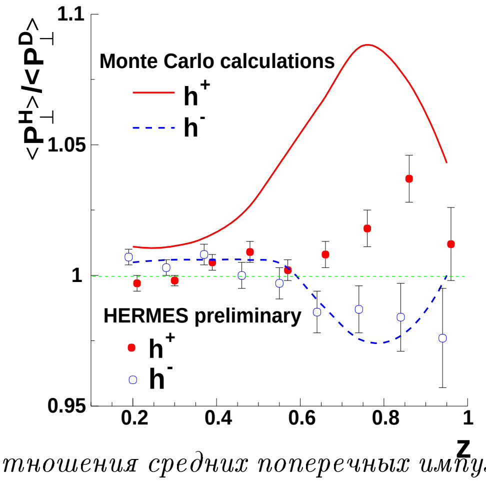

Рисунок 17: *Отношения средних поперечных импульсов заряженных адронов в рассеянии лептонов на водородной и дейтериевой мишенях. Кривые получены методом МС.*

$< P_\perp >$ во всем измеренном интервале z. В результате описания были получены следующие значения параметров МС: parj(21) = 0,35 ГэВ; parj(33) = 1,5 ГэВ; parl(3)=0,52 ГэВ для u-кварка, parl(3)=0,16 ГэВ для d-кварка, parl(3)=0,9 ГэВ для s-кварка. Параметр parj(21), отвечающий за процессы фрагментации в результате подгонки не изменился. Это связано с тем, что в области малых z, где доминирует процессы фрагментации, экспериментальные данные хорошо изучены. Отметим, что найденные в результате анализа экспериментальных данных параметры распределений по $q_\perp$ для u- и d-кварков, очень сильно различаются.

На рис. 17 приведены отношения средних поперечных импульсов заряженных адронов, измеренных в реакциях на водородной и дейтериевой мишенях. Видно, что данные для отрицательно заряженных адронов описываются методом МС с подобранными параметрами удовлетворительно. Однако наблюдается сильное отличие результатов расчетов от экспериментальных данных для положительно заряженных адронов.

5 Заключение

- Получены зависимости значения среднего поперечного импульса $< P_\perp >$ от переменных z, x_B, W^2 для заряженных адронов, пионов и K^0_s-мезонов в экспериментах с водородной и дейтериевой мишенями с относительной статистической ошибкой на уровне $\simeq$1% и относительной систематической неопределенностью на уровне $\simeq$1-3%.
- Зависимость величины $< P_\perp >$ от z в области $0,2 < z < 0,6$ носит практически универсальный характер для положительно и отрицательно заряженных адронов, а также K^0_s-мезонов.
- При $z > 0,6$ величина $< P_\perp >$ зависит от сорта адрона ($h^\pm$, $\pi^\pm$, K^0_s). Эта зависимость может быть объяснена в предположении, что поперечный импульс кварков в нуклоне зависит от сорта кварка. Поведение зависимости отношения величин $< P_\perp >$, полученных в экспериментах с водородной и дейтериевой мишенями, от переменной z для положительно заряженных адронов не противоречит данному предположению.
- В предположении доминирования u-кварков, отсутствие зависимости $< P_\perp >$ для h^+ от переменной x_B при $z > 0,6$ согласуется с гипотезой факторизации партонных распределений по продольной и поперечной составляющим импульсов кварков в нуклоне.
- С помощью варьирования параметров parl(3), parj(21) и parj(33) в Монте Карло программах не удается описать всю совокупность полученных экспериментальных данных.

Литература

[1] C. Del Papa et al., *Phys. Rev.* **D15** (1977) 2425-2234.

[2] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **95B** (1980) 306-310;
J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **100B** (1981) 433-438;
J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **119B** (1982) 233-238;
M. Arnedo et al., *Phys. Lett.* **149B** (1984) 415-420.

[3] P. Allen et al., *Nucl. Phys.* **B188** (1981) 1-10.
[4] M. Derrick et al., *Phys. Rev.* **D17** (1978) 1-14.
[5] J. F. Martin et al., *Phys. Rev.* **D20** (1979) 5-20.
[6] K. Ackerstaff et al., NIM A417 (1998) 230-265.
[7] A. A. Jgoun, S. I. Manayenkov, Preprint PNPI-2387, Gatchina, 2000, 39 c.
[8] B. Seitz, "GMC program", *http://www-hermes.desy.de/hmc/*.
[9] M. Glueck, E. Reya, M. Stratmann and W. Vogelsang, Preprint DO-TH 95/13, RAL-TR-95-042.
[10] I. Cohen et al., *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1614-1617.
[11] G. Ingelman, CERN programming pool W5045 (1986);
M. Veltri and H. Ihssen, "PEPSI Manual" (1995);
G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, Preprint DESY 96-057.
[12] T. Sjostrand, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347-407.
[13] T. Sjostrand and M. Bengtsson, *Comp. Phys. Comm.* **43** (1987) 367-387.