



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2006-23
ОЭФ

В.В. Абрамов

О ЗАВИСИМОСТИ
ОДНОСПИНОВОЙ АСИММЕТРИИ
ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ
ОТ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ

Направлено в ЯФ

Протвино 2006

Аннотация

Абрамов В.В. О зависимости односпиновой асимметрии заряженных пионов от кинематических переменных: Препринт ИФВЭ 2006-23. – Протвино, 2006. – 9 с., 8 рис., 2 табл., библиогр.: 21.

Работа посвящена феноменологическому анализу зависимости экспериментальных данных по односпиновой асимметрии (A_N) заряженных пионов, образующихся в pp - и pA -соударениях, от кинематических переменных. Показано, что пороговая энергия пионов в с.ц.м. (E_0^{cm}), выше которой $|A_N| > 0$, зависит от энергии реакции \sqrt{s} и угла образования частиц θ^{cm} . Зависимость односпиновой асимметрии от кинематических переменных в области $0,7 < p_T < 2,7$ ГэВ/с и $E^{\text{cm}} > E_0^{\text{cm}}$ имеет скейлинговое поведение. При умеренных и низких энергиях оказывается существенной зависимость A_N от \sqrt{s} . Получены формулы, позволяющие предсказать поведение A_N для заряженных пионов в широком диапазоне кинематических переменных.

Abstract

Abramov V.V. About the Dependence of Single-Spin Asymmetry of Charged Pions on Kinematical Variables: IHEP Preprint 2006-23. – Protvino, 2006. – p. 9, figs. 8, tables 2, refs.: 21.

The work is dedicated to the phenomenological analysis of the dependence of experimental single-spin asymmetry data (A_N) of charged pions, produced in pp - and pA -collisions, on kinematical variables. It is shown, that the threshold pion energy in c.m. (E_0^{cm}), above which the $|A_N| > 0$, depends on reaction energy \sqrt{s} and particle production angle θ^{cm} . The single-spin asymmetry dependence on kinematical variables in the region $0.7 < p_T < 2.7$ GeV/c and $E^{\text{cm}} > E_0^{\text{cm}}$ has a scaling behavior. At moderate and low energies the dependence of A_N on \sqrt{s} is essential. The formulas are obtained, which allow to predict the A_N behavior for charged pions in a wide range of kinematical variables.

Введение

Измерения односпиновой асимметрии в адрон-адронных и адрон-ядерных соударениях показали наличие пороговой величины кинематических переменных, выше которых величина A_N существенно отлична от нуля [2,3,4,5,6,7,8,9,10]. В частности, зависимость A_N от кинематических переменных характеризуется наличием пороговой величины энергии адрона (E_0^{cm}) в с.ц.м., выше которой A_N отлична от нуля. В работе [11] предполагается, что величина E_0^{cm} является универсальной величиной, не зависящей от энергии и других кинематических переменных. Данное утверждение не является очевидным, поскольку, как показано в работах [12,13,14], имеет место приближенный скейлинг для односпиновой асимметрии в реакциях

$$A^\dagger + B \rightarrow h + X, \quad (1)$$

$$A_N = F(p_T)G(x_A, x_B), \quad (2)$$

$$x_A = (x_R + x_F)/2 \approx E^{\text{cm}}(1 + \cos \theta_{\text{cm}})/\sqrt{s}, \quad (3)$$

$$x_B = (x_R - x_F)/2 \approx E^{\text{cm}}(1 - \cos \theta_{\text{cm}})/\sqrt{s}, \quad (4)$$

где $x_R = p^{\text{cm}}/p_{\text{max}}^{\text{cm}}$ – радиальная скейлинговая переменная, равная отношению импульса частицы к его максимально возможной величине в с.ц.м.

Наличие скейлинга (2) означает, что пороговая энергия E_0^{cm} должна линейно расти при увеличении энергии реакции \sqrt{s} в с.ц.м. Сравнение данных, полученных при разных углах образования адронов в с.ц.м. (θ^{cm}), указывает также на зависимость E_0^{cm} от θ^{cm} [8]. В разделе 1 мы рассмотрим более подробно зависимость E_0^{cm} от θ^{cm} и \sqrt{s} .

Скейлинговое поведение (2) становится существенно проще в области фрагментации поляризованного протона $x_F > 0$ и $0,7 < p_T < 2,7$ ГэВ/ c , где зависимость от поперечного импульса незначительна, а переменная $x_B \approx 0$. В разделе 2 рассмотрено более подробно скейлинговое поведение A_N и зависящие от \sqrt{s} поправки к нему. В настоящей работе анализируются лишь односпиновые асимметрии для заряженных пионов, образующихся в pp - и pA -соударениях. Другие реакции, в том числе реакции образования нейтральных пионов, будут рассмотрены в последующих работах. Данные, полученные в pp - и pA -соударениях, аппроксимируются единой зависимостью, поскольку, как показано в [4,8,9,10], зависимость от массового числа ядра мишени для рассматриваемых реакций оказалась несущественной. Результаты настоящей работы подтверждают возможность совместного

анализа данных для pp - и pA -соударений. Физическая интерпретация зависимости A_N от кинематических переменных будет рассмотрена в последующих работах.

1. Зависимость пороговой энергии E_0^{cm} от кинематических переменных

Односпиновая асимметрия является в общем случае функцией трех независимых кинематических переменных, например \sqrt{s} , p_T и x_F . В случае наличия дополнительной симметрии либо связи между переменными A_N может зависеть от меньшего числа переменных. Зависимость A_N от энергии частицы E^{cm} в с.ц.м. для реакций $pp(A) \rightarrow \pi^+ X$ показана на рис. 1 для нескольких энергий \sqrt{s} и углов образования частиц θ^{cm} [2,4,6,9]. Угол θ^{cm} отсчитывается в с.ц.м. от направления движения поляризованных частиц. Энергия реакции \sqrt{s} в с.ц.м. в pA -соударениях вычисляется для системы, состоящей из налетающего протона и покоящегося нуклона мишени. Данные работы [6] при энергии $\sqrt{s} = 19,4$ ГэВ показаны для $p_T > 0,7$ ГэВ/с (1) и $p_T < 0,7$ ГэВ/с (2) соответственно. На рис. 1 показаны также линейные аппроксимации зависимостей A_N от энергии частицы E^{cm} для различных экспериментов в виде

$$A_N = b_0(E^{\text{cm}} - E_0^{\text{cm}}), \quad (5)$$

где параметры b_0 и E_0^{cm} определялись в результате аппроксимации данных.

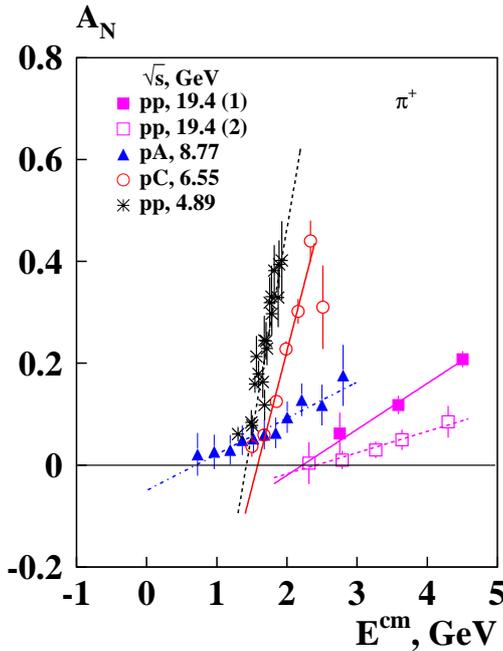


Рис. 1. Зависимость A_N от E^{cm} для реакций $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$.

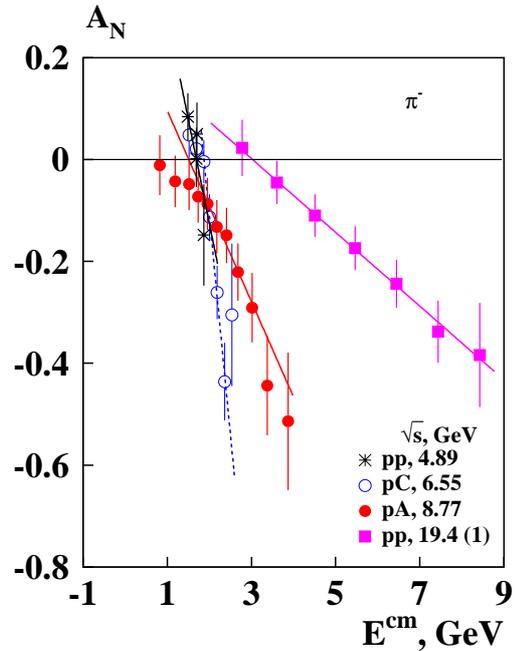


Рис. 2. Зависимость A_N от E^{cm} для реакций $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$.

Из рис. 1 видно, что пороговая энергия E_0^{cm} увеличивается при росте энергии \sqrt{s} , а наклон b_0 — уменьшается. Зависимость от угла образования частиц иная — E_0^{cm} уменьшается, а b_0 увеличивается при росте θ^{cm} . Более полная информация о зависимости

параметров E_0^{cm} и b_0 от \sqrt{s} и θ^{cm} представлена в табл. 1. Как и ожидается в общем случае, дополнительная связь $A_N = 0$ приводит к зависимости b_0 и E_0^{cm} от двух переменных, в данном случае от \sqrt{s} и θ^{cm} .

Таблица 1. b_0 и E_0^{cm} для реакций $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$ как функции \sqrt{s} и θ^{cm} .

\sqrt{s} , ГэВ	θ^{cm} , град.	E_0^{cm}	b_0	Данные
4.89	13.0	1.422 ± 0.052	0.803 ± 0.146	pp [2]
5.18	76.0	1.185 ± 0.054	0.340 ± 0.087	pp [3]
6.05	85.3	1.265 ± 0.063	0.300 ± 0.086	pp [3]
6.55	20.0	1.583 ± 0.022	0.536 ± 0.038	pC [4]
6.55	22.0	1.542 ± 0.032	0.456 ± 0.040	pp [4]
8.77	104.5	0.570 ± 0.65	0.0684 ± 0.045	pA [8]
8.77	94.0	0.70 ± 0.29	0.0709 ± 0.0197	pA [9]
8.77	51.0	1.738 ± 0.075	0.219 ± 0.028	pA [10]
19.43	15.0	2.225 ± 0.41	0.0903 ± 0.020	pp [6]
19.43	5.88	2.416 ± 0.20	0.0417 ± 0.0084	pp [6]

Зависимость A_N от энергии частицы E^{cm} в с.ц.м. для реакций $pp(A) \rightarrow \pi^- X$ показана на рис. 2 для нескольких энергий \sqrt{s} и углов образования частиц θ^{cm} [2,4,6,8]. Более полная информация о зависимости параметров E_0^{cm} и b_0 от \sqrt{s} и θ^{cm} для π^- -мезонов представлена в табл. 2.

Таблица 2. b_0 и E_0^{cm} для реакций $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$ как функции \sqrt{s} и θ^{cm} .

\sqrt{s} , ГэВ	θ^{cm} , град.	E_0^{cm}	b_0	Данные
4.89	27.0	1.694 ± 0.14	-0.408 ± 0.037	pp [2]
5.18	76.0	1.245 ± 0.14	$+0.208 \pm 0.132$	pp [3]
6.05	85.4	1.109 ± 0.19	$+0.115 \pm 0.108$	pp [3]
6.55	22.0	1.872 ± 0.041	-0.857 ± 0.149	pC [4]
6.55	22.0	1.818 ± 0.039	-0.632 ± 0.108	pp [4]
8.77	55.5	1.51 ± 0.33	-0.187 ± 0.066	pA [8]
19.43	15.0	3.025 ± 0.49	-0.725 ± 0.023	pp [6]

На рис. 3 показана зависимость величины E_0^{cm} для реакций $pp(A) \rightarrow \pi^+ X$ от функции известных в каждом конкретном эксперименте переменных \sqrt{s} и θ^{cm} :

$$U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}}) = E_0 + \sqrt{s} [f_0 - a_0 \text{tg}^2(\theta^{\text{cm}}/2)], \quad (6)$$

где параметры E_0 , f_0 и a_0 в правой части (6) определяются из аппроксимации E_0^{cm} выражением (6) для экспериментальных данных с установки ФОДС-2 [8,9] и из других экспериментов при различных энергиях и углах образования частиц [2,3,4,6,7]. Выбор вида функции (6) мотивирован моделью эффективного цветного поля (ЭЦП), которая является результатом развития идей скейлинга для односпиновых процессов [12,13,14].

В модели предполагается, что односпиновая асимметрия возникает в результате взаимодействия хромагнитного дипольного момента составляющего кварка с неоднородным эффективным цветным полем в области взаимодействия адронов [15]. Подробное изложение данной модели выходит за рамки настоящей работы и будет представлено в последующих публикациях. Отметим здесь лишь важное для получения соотношения (6) предположение модели о наличии у кварков динамической массы $M_Q \sim 0,36 \text{ ГэВ}/c^2$ и значительного отрицательного аномального хромагнитного момента [16,17]. В контексте настоящей работы формулу (6) можно рассматривать как чисто эмпирическую зависимость, полученную из анализа существующих данных.

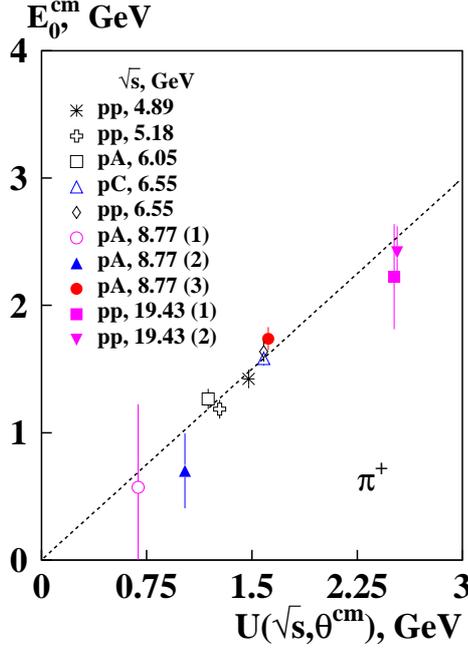


Рис. 3. Зависимость E_0^{cm} от $U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}})$ для реакций $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$.

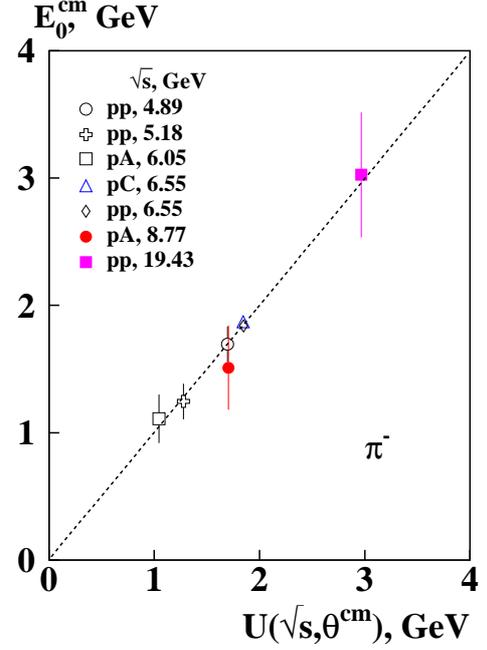


Рис. 4. Зависимость E_0^{cm} от $U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}})$ для реакций $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$.

Из рис. 3 видно, что пороговая энергия E_0^{cm} не является константой и хорошо аппроксимируется функцией (6), зависящей от θ^{cm} и \sqrt{s} . Для π^+ -мезонов получены следующие значения параметров в (6): $E_0 = 1,126 \pm 0,091$, $f_0 = 0,073 \pm 0,013$ и $a_0 = 0,073 \pm 0,014$. Величины E_0^{cm} в каждом из экспериментов получены в результате линейной аппроксимации зависимости A_N от энергии регистрируемого адрона h в с.ц.м. реакции (1), как показано на рис. 1 и 2.

На рис. 3 показаны три точки для эксперимента ФОДС-2 ($\sqrt{s} = 8,77 \text{ ГэВ}$) при углах $\theta^{\text{cm}} 51^\circ(1)$ [8], $94^\circ(2)$ [9] и $104^\circ(3)$ [10] соответственно. Данные для двух мишеней (C и Cu) были объединены. Две точки для эксперимента E704 ($\sqrt{s} = 19,4 \text{ ГэВ}$ [6]) соответствуют данным с $p_T \geq 0,7 \text{ ГэВ}/c$ (1) и $p_T \leq 0,7 \text{ ГэВ}/c$ (2). Для учета систематических погрешностей в оценках E_0^{cm} и θ^{cm} к полученной ошибке величины E_0^{cm} добавлена квадратично величина $0,05 \text{ ГэВ}$, что позволило получить величину $\chi^2 = 7,11$ при 7 степенях свободы (dof). Если величина $\chi^2/\text{dof} > 1$, ошибки для каждого эксперимента увеличиваются, для чего к ним квадратично добавляется величина δ , такая, что после увеличения

ошибок $\chi^2/dof \approx 1$. Применяемая процедура служит для учета недооцененных ошибок в экспериментальных данных при их совместном анализе [18].

Зависимость величины E_0^{cm} для реакций $pp(A) \rightarrow \pi^- X$ от функции $U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}})$ показана на рис. 4. Значения параметров в (6) для π^- -мезонов получены следующие: $E_0 = 1,31 \pm 0,21$, $f_0 = 0,088 \pm 0,033$ и $a_0 = 0,155 \pm 0,031$, $\chi^2/dof = 1,11/4$.

Таким образом, экспериментально подтверждается соотношение (6) и, следовательно, зависимость E_{cm}^0 от θ^{cm} и \sqrt{s} как для π^+ -, так и для π^- -мезонов. Значение пороговой энергии E_{cm}^0 при энергии коллайдера RHIC ($\sqrt{s} = 200$ ГэВ) [7] и малых углах θ^{cm} может составить величину порядка 17 ГэВ. С увеличением угла регистрации частиц величина E_0^{cm} уменьшается благодаря отрицательному знаку перед a_0 в (6).

2. Зависимость односпиновой асимметрии заряженных пионов от кинематических переменных

Зависимость A_N от кинематических переменных (2) значительно упрощается для умеренно больших поперечных импульсов $0,7 \leq p_T \leq 2,7$ ГэВ/ c в области фрагментации поляризованных протонов [12,14]. Зависимостью A_N от p_T и x_B в этом случае можно в первом приближении пренебречь. Однако при этом следует учитывать следующие из модели ЭЦП поправки к величине A_N и пороговую зависимость (5) от E_0^{cm} :

$$A_N = \frac{v_0[1 - \cos(\omega_A y_A)]}{\omega_A y_A (1 - E_R/\sqrt{s})}, \quad (7)$$

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)(1 + \cos \theta^{\text{cm}}) + a_0(1 - \cos \theta^{\text{cm}}), \quad (8)$$

где параметры v_0 , E_R , ω_A , E_0 , f_0 и a_0 определяются в результате аппроксимации данных.

На рис. 5 показана зависимость величины $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$ от y_A для π^+ -мезонов [2,3,4,6,7,8,9] в передней области $\theta^{\text{cm}} \leq 90^\circ$. Для определения параметров в (7) к выборке, использованной для аппроксимации, применялся дополнительный критерий отбора $E_0^{\text{cm}} \geq U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}}) - 0,2$ ГэВ, выделяющий события вблизи и выше порога. Заметим, что на рис. 5 показаны и те точки, которые не удовлетворяют указанному выше дополнительному условию отбора.

Значения параметров в (7) для π^+ -мезонов получены следующие: $v_0 = 0,55 \pm 0,18$, $E_R = 1,92 \pm 0,30$ ГэВ, $\omega_A = 2,78 \pm 1,06$, $\chi^2/dof = 85,25/93$ при добавлении квадратично дополнительной ошибки 0,03 к индивидуальным ошибкам A_N . Добавление ошибки 0,03 позволяет учесть относительную систематику данных различных экспериментов. Значения параметров E_0 , f_0 и a_0 использовались те же, что и на рис. 3.

Зависимость величины $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$ от y_A для π^- -мезонов показана на рис. 6, где представлены, в отличие от случая π^+ -мезонов, данные также и в области отрицательных значений x_F . Для данных при энергии $\sqrt{s} = 4,89$ ГэВ [2] в обоих случаях отбираются лишь точки с $p_T \geq 0,7$ ГэВ/ c , что является условием выполнения скейлинга при низких энергиях [12].

Для определения параметров в (7) к выборке, использованной для аппроксимации, применялись дополнительные критерии отбора: $E_0^{\text{cm}} \geq U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}})$, $\theta^{\text{cm}} \leq 73^\circ$, $\sqrt{s} \geq 5$ ГэВ. Данные критерии отбора выделяют те точки, которые на рис. 6 образуют подмножество с отрицательными значениями A_N , тогда как все остальные точки имеют близкие к нулю значения A_N . Точки, имеющие положительную величину y_A и $A_N \approx 0$, соответствуют

большим углам образования $\theta^{\text{cm}} \geq 73^\circ$ [8,9,3]. Таким образом, для π^- -мезонов наблюдается пороговый характер зависимости A_N от угла θ^{cm} . Пороговый эффект для π^- -мезонов имеет аналогию с эффектом образования частиц вблизи определенных углов, поиску которого посвящен ряд работ [19]. Отметим, что для π^+ -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 8,77$ ГэВ пороговый угол составляет величину порядка 103° . Величину порогового угла можно оценить из выражения (6), поскольку $E_0^{\text{cm}} \geq m_\pi$ и, следовательно,

$$\text{tg}^2(\theta^{\text{cm}}/2) \leq \frac{f_0}{a_0} + \frac{E_0 - m_\pi}{a_0\sqrt{s}}, \quad (9)$$

где m_π – масса π -мезона. При асимптотически высоких энергиях $\sqrt{s} \gg E_0$ получаем минимальное значение порогового угла $\theta^{\text{cm}} \approx 2 \arctg(\sqrt{f_0/a_0})$, что дает $\theta^{\text{cm}} = 90^\circ$ для π^+ - и $\theta^{\text{cm}} = 74^\circ$ для π^- -мезона соответственно.

Точки на рис. 6, имеющие отрицательную величину y_A и $A_N \approx 0$, лежат ниже порога по энергии реакции ($\sqrt{s} \leq 5$ ГэВ) либо по энергии адрона в с.ц.м. ($E_0^{\text{cm}} \leq U(\sqrt{s}, \theta^{\text{cm}})$). Наличие двух групп точек (с $A_N \approx 0$ и $A_N < 0$) на рис. 6 может указывать на существование двух различных механизмов образования адронов.

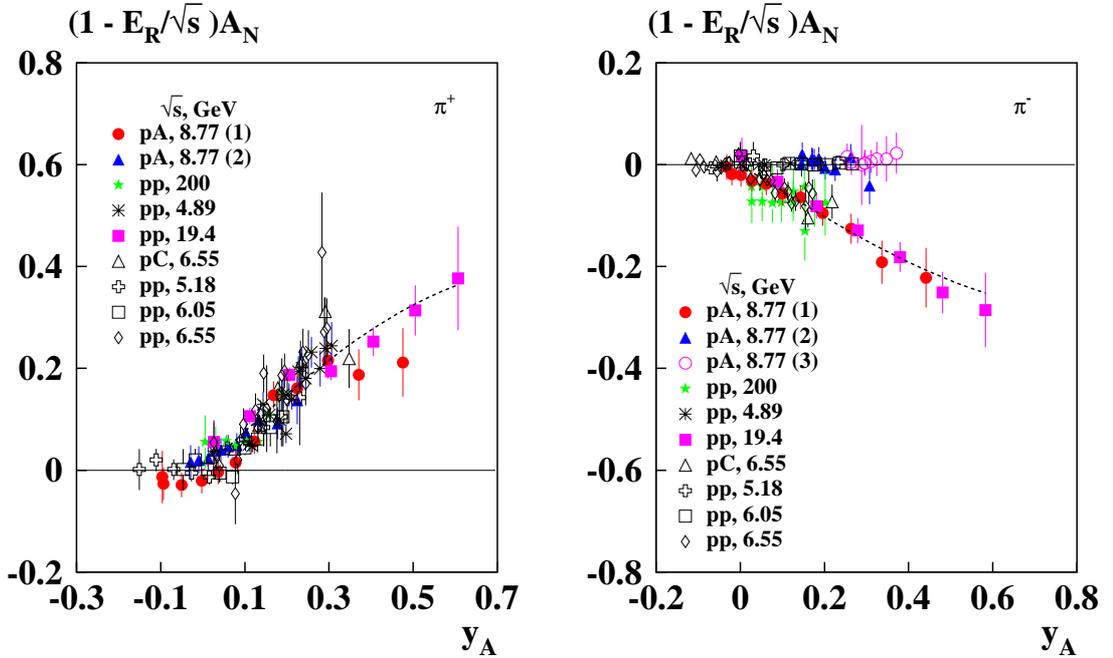


Рис. 5. Зависимость $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$ от y_A для реакций $p \uparrow A \rightarrow \pi^+ X$. Рис. 6. Зависимость $(1 - E_R/\sqrt{s})A_N$ от y_A для реакций $p \uparrow A \rightarrow \pi^- X$.

Значения параметров в (7) для π^- -мезонов получены следующие: $v_0 = -0,41 \pm 0,05$, $E_R = 4,98 \pm 0,29$ ГэВ, $\chi^2/dof = 18,59/38$ при добавлении квадратично дополнительной ошибки 0,03 к индивидуальным ошибкам A_N . В отличие от случая π^+ -мезонов значения трех других параметров $E_0 = 1,71 \pm 0,11$, $f_0 = 0,059 \pm 0,014$ и $a_0 = 0,28 \pm 0,08$ также были свободными при аппроксимации. Параметр $\omega_A = 2,553$ фиксировался из модели ЭЦП, поскольку точности данных для его определения недостаточно. Как видно из рис. 5 и 6, данные в широком диапазоне энергии реакции и углов образования π^\pm -мезонов

описываются функциями одной безразмерной переменной y_A , то есть имеет место явление скейлинга (масштабной инвариантности). Следует отметить, что ранее масштабная инвариантность была экспериментально открыта для инклюзивных сечений образования частиц [20].

Выражение (7) позволяет сделать предсказания для односпиновой асимметрии заряженных пионов в еще неисследованных областях, например при энергии коллайдера RHIC либо при более низких энергиях для различных углов образования адронов. Проверка этих предсказаний в различных кинематических областях и при разных энергиях поможет понять механизм происхождения односпиновых асимметрий. Модели, претендующие на объяснение значительной односпиновой асимметрии, должны воспроизводить скейлинг (7). Наличие приближенного скейлинга (7) позволяет использовать реакции образования π^\pm -мезонов для создания поляриметров.

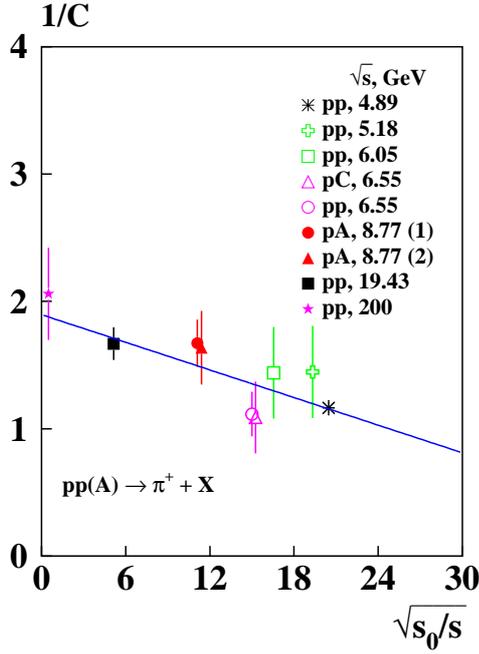


Рис. 7. Зависимость $1/C$ от $\sqrt{s_0/s}$ для реакций $p \uparrow A \rightarrow \pi^+ X$.

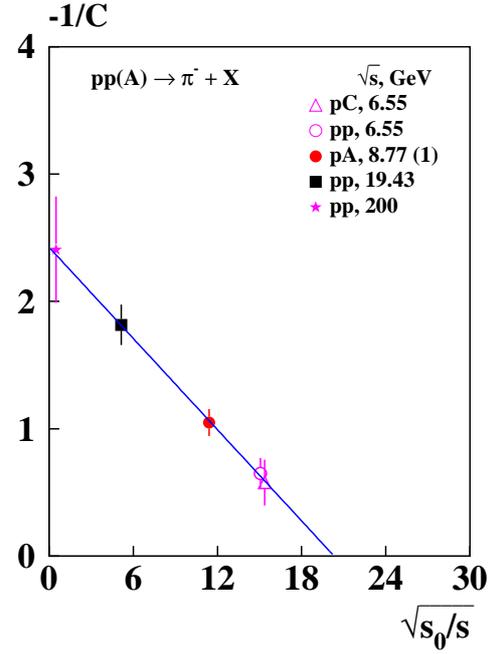


Рис. 8. Зависимость $-1/C$ от $\sqrt{s_0/s}$ для реакций $p \uparrow A \rightarrow \pi^- X$.

Интересной особенностью выражения (7) является наличие зависимости $A_N \propto 1/(1 - E_R/\sqrt{s})$, которая в рамках модели ЭЦП связана с зависимостью частоты прецессии спина составляющего кварка в хромагнитном поле от его энергии [21]. Для того, чтобы убедиться в наличии этой зависимости данных от энергии \sqrt{s} , вместо отношения $v_0/(1 - E_R/\sqrt{s})$ в (7) использовался свободный параметр нормировки C , величина которого определялась независимо для каждого конкретного эксперимента. Остальные параметры в (7) были зафиксированы на тех значениях, которые были получены выше для данных, показанных на рис. 5 и 6 для π^+ - и π^- -мезонов соответственно. Полученные значения обратной величины параметра C показаны на рис. 7 и 8 как функции переменной $\sqrt{s_0/s}$, где $s_0 = 100 \text{ ГэВ}^2$. На рис. 7 и 8 показаны также результаты аппроксимации линейной функцией. Из рис. 7 и 8 видно, что величина $1/C$ является, в

пределах точности измерений, линейной убывающей функцией переменной $\sqrt{s_0/s}$, что и ожидается согласно (7). Как следует из рис. 7 и 8, зависимость нормировки A_N от энергии более сильная для π^- -мезонов. Значения параметра E_R , полученные в результате линейной аппроксимации данных, показанных на рис. 7 и 8, равны $1,91 \pm 0,29$ ГэВ ($\chi^2/dof = 0,70$) и $4,89 \pm 0,32$ ГэВ ($\chi^2/dof = 0,06$) для π^+ - и π^- -мезонов соответственно. Отметим, что аппроксимация данных на рис. 7 и 8 не зависящей от энергии постоянной дает соответственно $\chi^2/dof = 4,91$ (π^+) и $\chi^2/dof = 17,27$ (π^-), что позволяет отвергнуть предположение о независимости A_N от энергии.

Заключение

Проведен анализ зависимости экспериментальных данных по односпиновой асимметрии заряженных пионов, образующихся в pp - и pA -соударениях, от кинематических переменных. Показано, что пороговая энергия заряженных пионов в с.ц.м. (E_0^{cm}), выше которой $|A_N| > 0$, зависит от энергии реакции \sqrt{s} и угла образования частиц θ^{cm} . Зависимость односпиновой асимметрии заряженных пионов от кинематических переменных в области $0,7 < p_T < 2,7$ ГэВ/ c и $E^{cm} > E_0^{cm}$ имеет скейлинговое поведение. При умеренных и низких энергиях оказывается существенной зависимость A_N от \sqrt{s} . Получены формулы, позволяющие предсказать поведение A_N для заряженных пионов в различных кинематических областях при умеренно больших поперечных импульсах. Использование скейлинговых переменных полезно учитывать при разработке поляриметров пучков. Модели, объясняющие происхождение односпиновой асимметрии, должны учитывать изложенные выше экспериментальные закономерности в зависимости A_N от кинематических переменных.

Автор выражает благодарность дирекции ИФВЭ за поддержку данной работы, а также А.Н. Васильеву, Н.И. Кочелеву, А.К. Лиходеду, В.В. Мочалову, В.А. Петрову и С.М. Трошину за полезные замечания.

Список литературы

- [1] Kane G., Pumplin J. and Repko W. *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1689 (1978).
- [2] Dragoset W.H. *et al. Phys. Rev.* **D18**, 3939 (1978).
- [3] Saroff S. *et al. Phys. Rev. Lett.* **64**, 995 (1990).
- [4] Allgower C.E. *et al. Phys. Rev.* **D65**, 092008 (2002).
- [5] Abramov V.V., Dyshkant A.S., Evdokimov V.N. *et al. Nucl.Phys.* **B492**, 3 (1997); e-Print Archive: hep-ex/0110011.
- [6] Adams D.L. *et al. Phys. Lett.* **B264**, 462 (1991).
- [7] Videbaek F. *BRAHMS coll.*, Proceedings of the 13th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS 05), Madison, Wisco 27 Apr - 1 May 2005; nucl-ex/0508015; nucl-ex/0601008.
- [8] Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И. и др. Препринт ИФВЭ 2006-09. – Протвино, 2006. (Направлено в ЯФ.)

- [9] Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И. и др. Препринт ИФВЭ 2006-18. – Протвино, 2006. (Направлено в ЯФ.)
- [10] Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И. и др. Препринт ИФВЭ 2006-20. – Протвино, 2006. (Направлено в ЯФ.)
- [11] Mochalov V.V., Troshin S.M., Vasiliev A.N. *Phys. Rev.* **D69**, 077503 (2004).
- [12] Abramov V.V. *Eur.Phys.J.* **C14**, 427 (2000); hep-ph/0110152.
- [13] Abramov V.V. Preprint ИИЕР 2001-13. – Protvino, 2001; hep-ph/0111128.
- [14] Абрамов В.В. *ЯФ* **68** (2005) 414.
- [15] Ryskin M.G. *Sov. J. Nucl. Phys.* **48**, 708 (1988).
- [16] Kochelev N.I. *Phys. Lett.* **B426**, 149 (1998).
- [17] Diakonov D. *Prog. Part.Nucl.Phys.* **51**, 173 (2003); hep-ph/0212026.
- [18] Yao W.-H. et al. *Journal of Physics* **G33**, 1 (2006).
- [19] Dremin I.M. *Nucl.Phys.* **A767**, 233 (2006).
- [20] Бушнин Ю.Б. и др. *ЯФ* **10**, 585 (1969).
- [21] Bargmann V., Michel L. and Telegdy V. *Phys. Rev. Lett.* **2**, 435 (1959).

Рукопись поступила 13 ноября 2006 г.

В.В. Абрамов

О зависимости односпиновой асимметрии заряженных пионов от кинематических переменных.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТ_РХ**.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 15.11.06. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 1,375. Уч.-изд.л. 1,1. Тираж 80. Заказ 105.
Индекс 3649. ЛР т020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

