

ФГБУ Государственный научный центр Российской Федерации
Институт физики высоких энергий

Исследования на поляризованном протонном пучке ИФВЭ
и феноменология односпиновых явлений

В.В. Абрамов, ИФВЭ, Протвино

(по материалам докторской диссертации,
специальность 01.04.23 – физика высоких энергий)

Семинар ОТФ ИФВЭ. Протвино. 21 января 2014 г.

Содержание

Введение

Глава 1. Постановка эксперимента ФОДС-2 на поляризованном протонном пучке ИФВЭ при энергии 40 ГэВ

Глава 2. Измерения A_N в $p \uparrow p$ -соударениях. $\Theta=160$ мрад

Глава 3. Измерения A_N в $p \uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=90$ мрад

Глава 4. Измерения A_N в $p \uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=160$ мрад

Глава 5. Измерения A_N в $p \uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=230$ мрад

Глава 6. Модели поляризационных явлений (в том числе созданная автором модель хромомагнитной поляризации кварков, которая является обобщением эмпирических закономерностей)

Заключение

Объект исследования и актуальность темы

Исследования, проведенные за последние 35 лет, показали наличие значительных спиновых эффектов в различных, в том числе инклюзивных процессах, при энергиях от нескольких ГэВ до сотен ГэВ в с.ц.м.

Объект исследования: односпиновые процессы

$A^\uparrow + B \rightarrow C + X$ (односпиновая асимметрия $A_N(\sqrt{s}, p_T, x_F)$)

$A + B \rightarrow C^\uparrow + X$ (поперечная поляризация $P_N(\sqrt{s}, p_T, x_F)$)

Наличие больших ($>10\%$) спиновых эффектов не удастся объяснить в рамках теории возмущений КХД:

$$A_N \sim P_N \sim \alpha_s m_q / p_T \approx 0,1\%. \quad (1)$$

Актуальными являются: дальнейшие экспериментальные исследования и глобальный анализ всей имеющейся информации по односпиновым процессам.

Цель диссертационной работы

Исследования спиновых эффектов в инклюзивном образовании адронов на поляризованном протонном пучке ИФВЭ при импульсе 40 ГэВ/с.

Создание феноменологической модели, позволяющей в рамках единого механизма описать имеющуюся совокупность данных по односпиновым процессам и найти интересные проявления спиновых эффектов.

Автор защищает:

1. Полученные в эксперименте на установке ФОДС-2 при энергии поляризованных протонов 40 ГэВ результаты измерений односпиновой асимметрии адронов (π^\pm , K^\pm , p и \bar{p}), на трех мишенях (p , C , Cu), в новой кинематической области: $0,6 < p_T < 3,6$ ГэВ/с и $-0,08 < x_F < 0,71$, для трех значений полярного угла: 90, 160 и 230 мрад.
2. В области фрагментации поляризованных протонов ($x_F > 0,35$) асимметрия $A_N \neq 0$ для тех адронов (π^\pm , K^+ , p), в состав которых входят валентные кварки из протона. Для адронов (K^- , \bar{p}), содержащих только морские кварки, $A_N = 0$ во всей исследованной кинематической области.
3. Обнаружение осцилляции односпиновой асимметрии, как функции кинематических переменных, в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow p + X$. Значительная асимметрия A_N наблюдается только в области углов менее 70° в с.ц.м. сталкивающихся нуклонов.
4. Обнаружение пороговой зависимости от полярного угла в с.ц.м. для односпиновой асимметрии в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^- + X$. $A_N = 0$ при $\theta_{cm} > 73^\circ$.
5. Пороговая величина x_F , выше которой $A_N(x_F) > 0$, в реакции $p^\uparrow + A \rightarrow \pi^+ + X$, увеличивается при уменьшении полярного угла в с.ц.м. Величина $A_N(x_F)$ уменьшается с увеличением угла образования пионов.

Автор защищает:

6. Не наблюдается существенной зависимости A_N от массового числа ядра мишени для заряженных адронов, за исключением протонов.

7. Методы и алгоритмы обработки и анализа данных, полученных на поляризованном пучке.

8. Модель хромомангнитной поляризации кварков (ХПК), как инструмент глобального анализа односпиновых явлений и поиска общих закономерностей в поведении данных.

9. Объяснение слабой зависимости поляризационных эффектов от типа мишени в области фрагментации налетающей частицы.

10. Объяснение наблюдаемой поляризации антигиперонов в соударениях барионов.

11. Объяснение данных эксперимента HERMES по измерению A -зависимости поперечной поляризации Λ^\uparrow в реакции $e + A \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$.

Научная новизна

Измерена A_N в реакциях $p^+ + p(A) \rightarrow C + X$, где $C = \pi^\pm, K^\pm, p$, и антипротоны, в новой кинематической области. Энергия пучка $E=40$ ГэВ. Область по p_T : $0,6 < p_T < 3,6$ ГэВ/с. Ранее были данные только в области $p_T < 2,2$ ГэВ/с, $E < 22$ ГэВ и $E=200$ ГэВ в л.с.к.

Данные для антипротонов получены впервые. Впервые получены данные на нескольких мишенях (p, C, Cu).

Показано, что $A_N=0$ для π^- при угле образования больше 73° в с.ц.м.

Впервые наблюдается $A_N \neq 0$ для протонов, а также смена знака асимметрии (осцилляция $A_N(x_F)$), что объясняется в модели ХПК.

Создана феноменологическая модель ХПК, которая является обобщением эмпирических закономерностей поляризационных данных.

Апробация работы и публикации

По результатам исследований опубликована 21 научная работа, в том числе 12 – в рецензируемых журналах. Основные результаты опубликованы в журналах «Ядерная физика» - 8 статей, «Nuclear Physics B» - 1, «Zeitschrift für Physik C» -1, «Particles of Physics and Nuclei»-1, «European Physical Journal C» -1, в виде трудов международных конференций – 8 статей, а также один препринт ИФВЭ.

Результаты работ докладывались на международных конференциях, на конференциях Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН, на семинарах ИФВЭ и ОИЯИ.

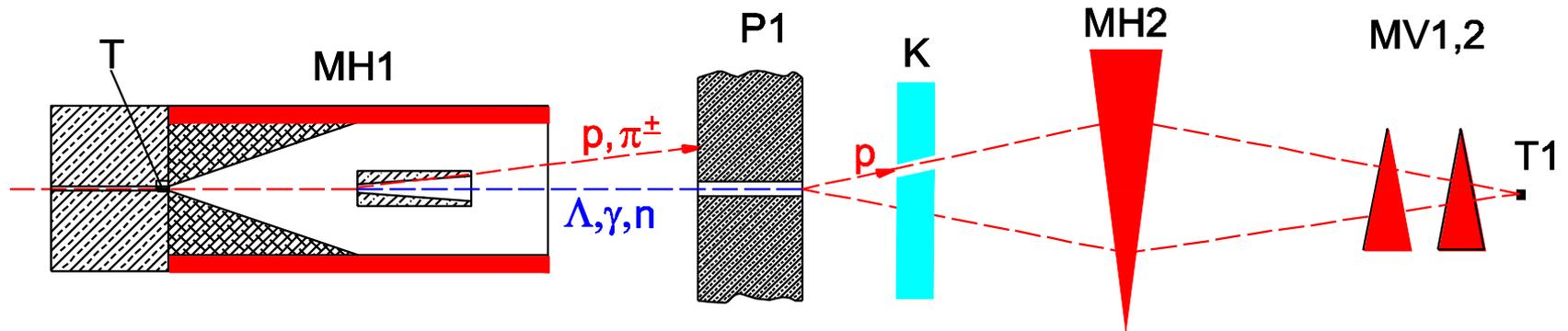
Структура диссертации

Диссертация изложена на 151 странице, состоит из введения, шести глав основного текста, заключения и пяти приложений. Диссертация содержит 53 рисунка, 33 таблицы и список цитируемой литературы из 251 пункта.

Основная часть работы посвящена описанию измерений односпиновой асимметрии на поляризованном протонном пучке и полученным результатам.

Описанию модели хромомангнитной поляризации кварков посвящено шесть страниц диссертации.

Глава 1. Постановка эксперимента ФОДС-2 на поляризованном протонном пучке ИФВЭ при энергии 40 ГэВ



Схематическое изображение 22-го канала, где Т-бериллиевая мишень, MN1-очищающий магнит, P1-поглотитель заряженных частиц, К-коллиматор для выделения части пучка с определенной поляризацией, MN2-магнит, MV1 и MV2-вертикальные корректора, Т1-мишень ФОДС-2.

Первичный пучок из У-70: интенсивность до 10^{13} /сброс, 60-70 ГэВ.

Средний импульс поляризованных протонов: 40 ГэВ/с, $\Delta p/p = \pm 4,5\%$.

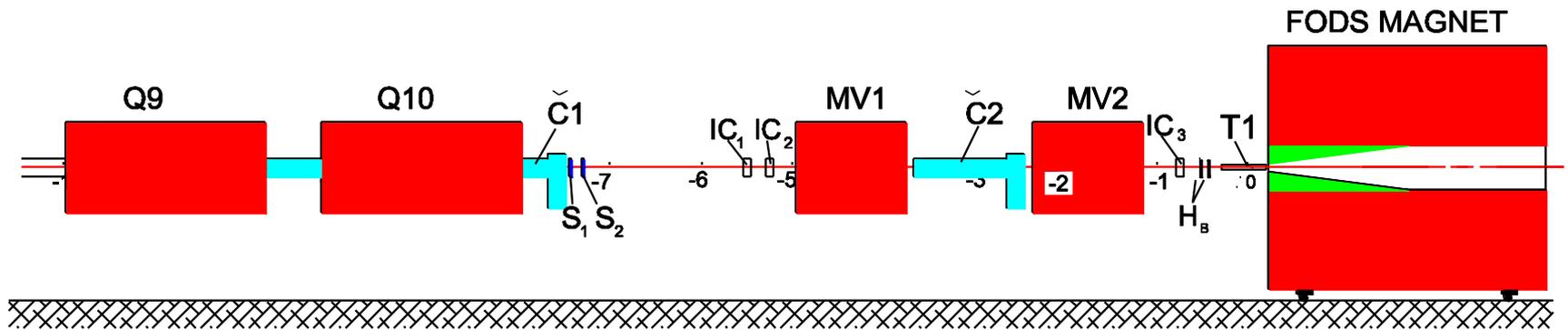
Средняя поляризация пучка: 39 (+1, -3)%.

Интенсивность поляризованного пучка: до 3×10^7 /сброс.

Смена знака поляризации пучка – каждые 100 циклов У-70, за 30 с.

Фон π^+ от распада $K^0_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ составляет 0,8%.

Параметры пучка на мишени:



Схематическое изображение оконечной части 22-го канала, где Q9 и Q10 - фокусирующие линзы, C1, C2 - пороговые черенковские счетчики, S1, S2 - пучковые черенковские счетчики, IC₁, IC₂, IC₃ - ионизационные мониторы и профилометры, MV1 и MV2 - вертикальные корректора, H_B - сцинтилляционные годоскопы, T1 - мишень и далее магнит ФОДС-2. Цифрами указано расстояние от мишени (в метрах).

Размер пучка: $\sigma_x = 10,6$ мм, $\sigma_y = 8,1$ мм.

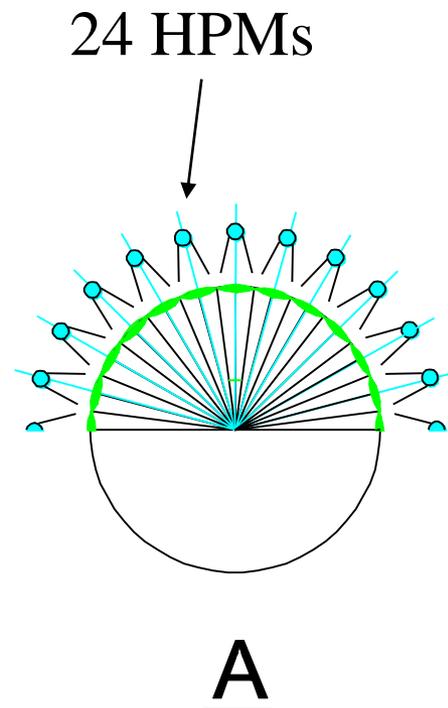
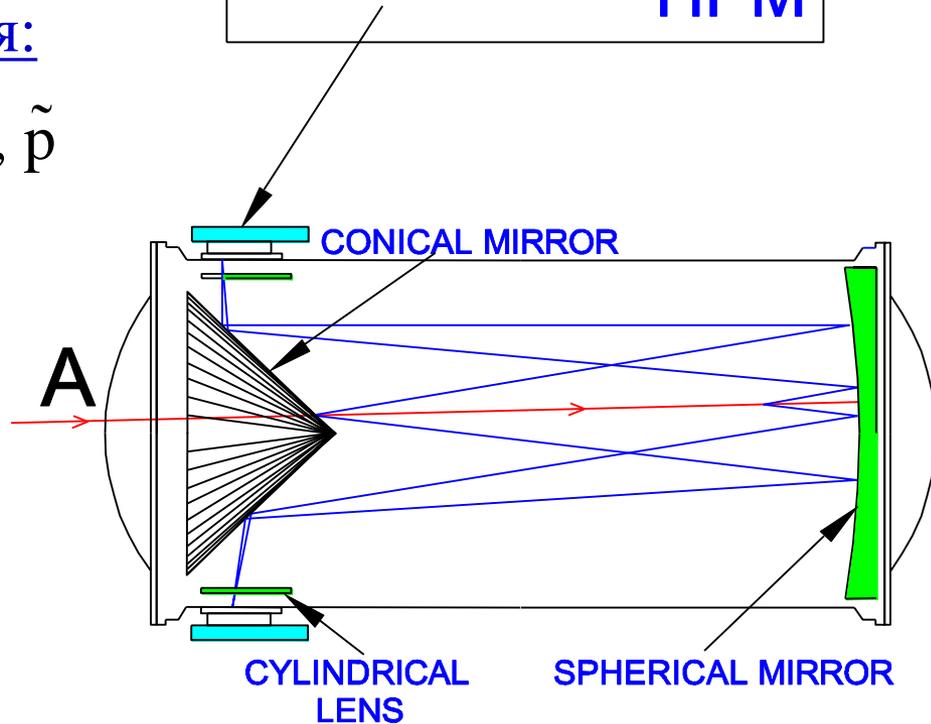
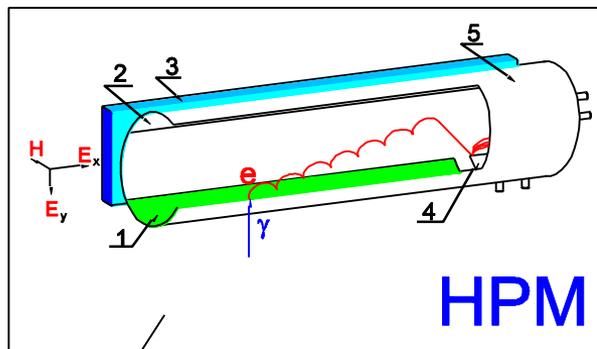
Расходимость: $\delta\vartheta_x = 6,5$ мрад, $\delta\vartheta_y = 6,0$ мрад.

Типичная разность координат пучка на мишени для поляризации вверх и вниз (после корректоров MV1 и MV2) порядка 0,5 мм. Для минимизации эффекта сдвига пучка используется метод выравнивания средних координат пучка (посредством отбраковки сбросов) для поляризаций вверх и вниз.

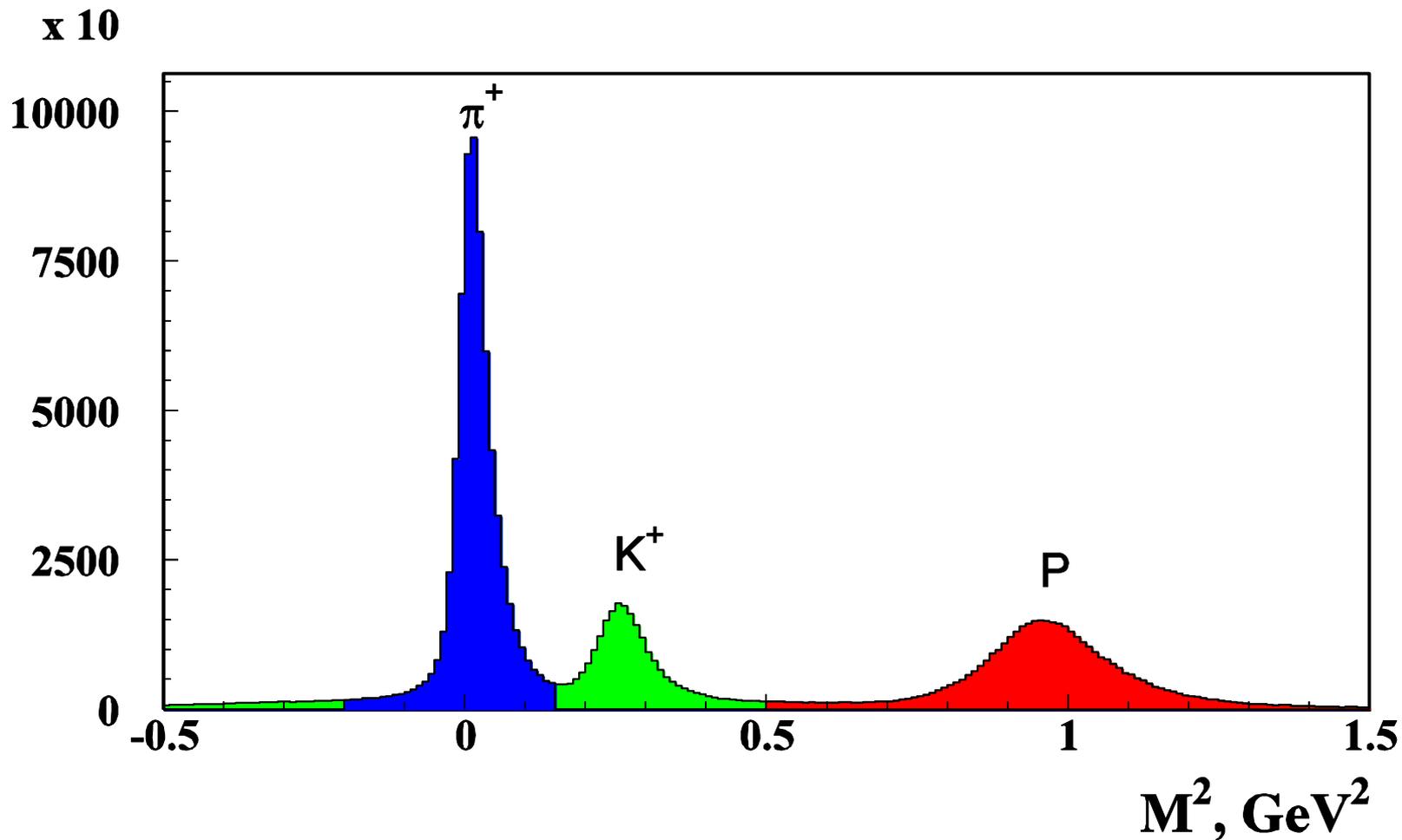
СКОЧ – спектрометр колец черенковского излучения

HPM –
годоскопический
фотоумножитель

Идентификация:
 π^+ , π^- , K^+ , K^- , p , \tilde{p}



СКОЧ – Спектрометр Колец Черенковского излучения



Диапазон идентификации:

π^+ , π^- (2-40 ГэВ/с); K^+ , K^- (5-40 ГэВ/с); p , \tilde{p} (5-40 ГэВ/с).

Кинематическая область данных с ФОДС-2

Область 1: 230 мрад

$$-0.08 \leq x_F \leq -0.06$$

$$0.7 \leq p_T \leq 3.4 \text{ ГэВ/с}$$

Область 2: 160 мрад

$$-0.01 \leq x_F \leq +0.27$$

$$0.7 \leq p_T \leq 3.6 \text{ ГэВ/с}$$

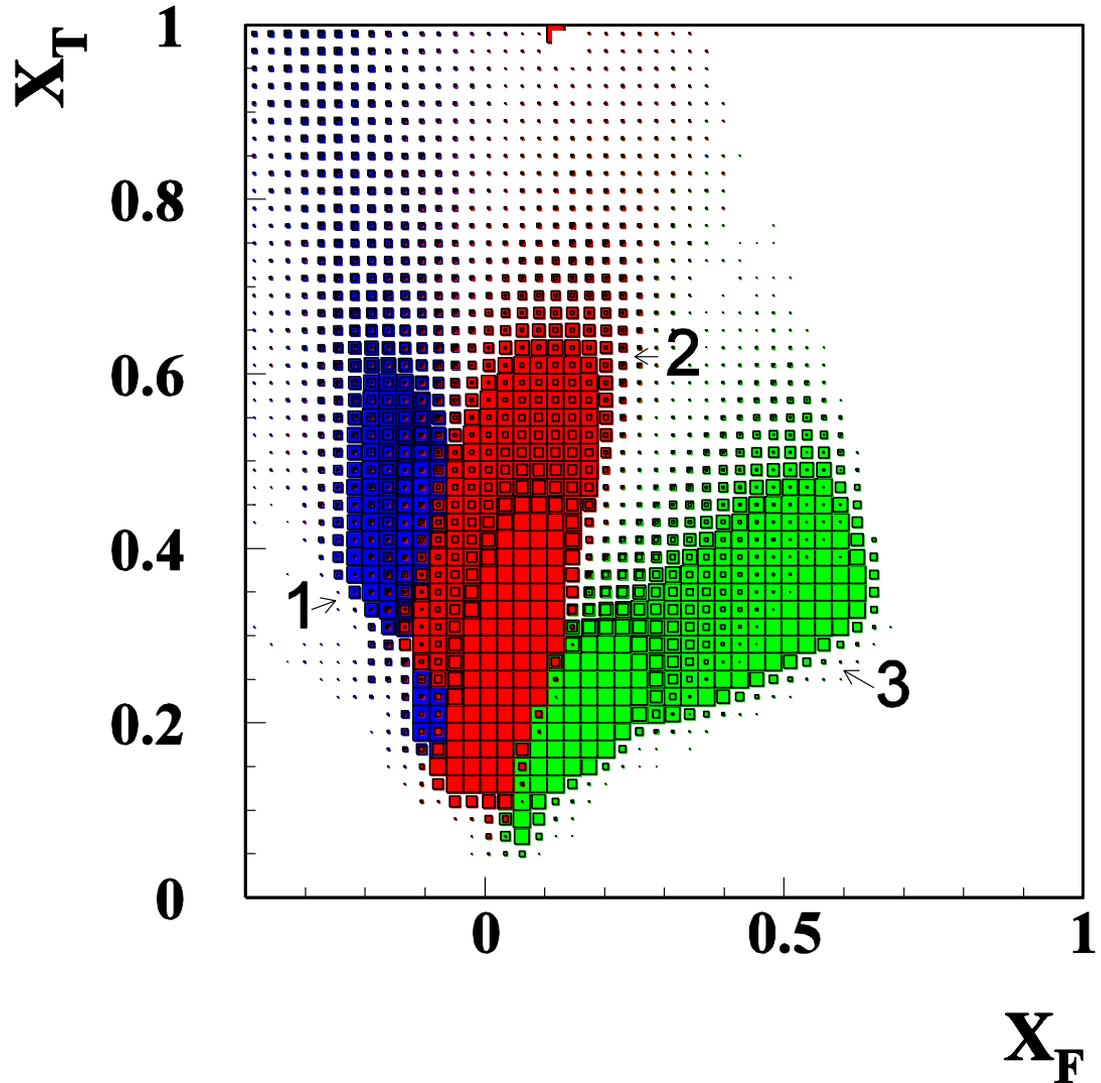
Область 3: 90 мрад

$$+0.03 \leq x_F \leq 0.71$$

$$0.6 \leq p_T \leq 2.5 \text{ ГэВ/с}$$

$$X_T = 2p_T/\sqrt{s},$$

$$X_F = 2p_z^{\text{cm}}/\sqrt{s}.$$



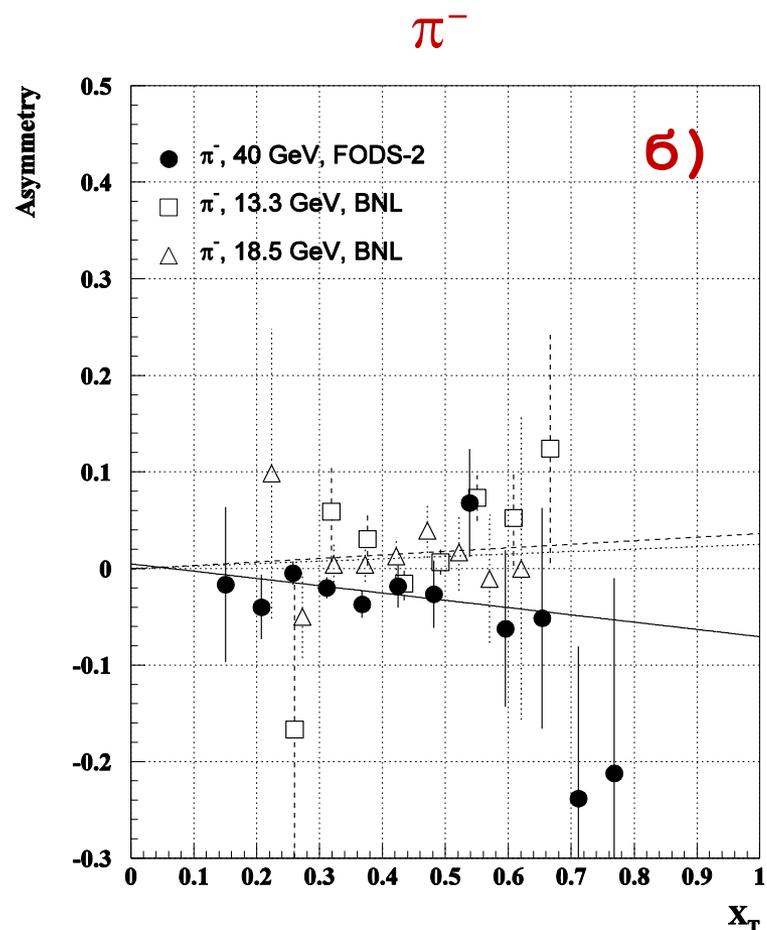
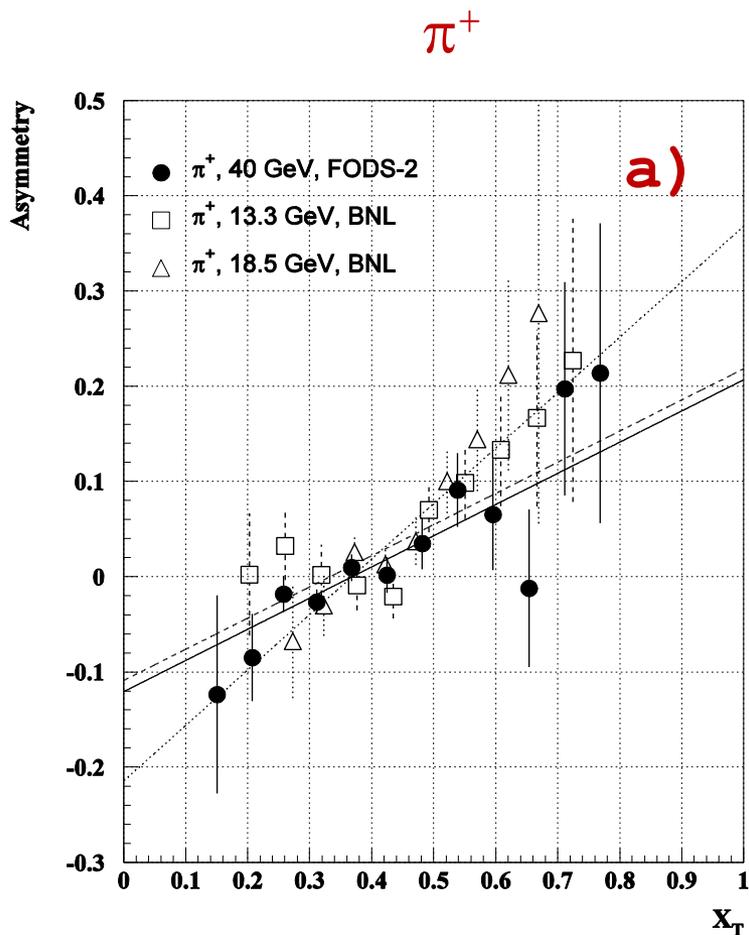
Измерения

- Измерения при двух знаках магнитного поля для уменьшения систематической ошибки.
- Измерения при двух величинах магнитного поля ($B=1.4$ Т и $B/2$) для увеличения импульсного диапазона и выравнивания статистики при различных p_T . Также использовались несколько порогов по энергии в калориметре.
- Результаты на ядерных мишенях получены при обработке 4.7×10^7 событий, записанных в двух сеансах 2003 года с использованием углеродной и медной мишеней.
- Данные на водородной мишени были измерены центральной области в пробном сеансе 1994 г. и опубликованы в Nucl. Phys. B 492 (1997) 3.

Обработка данных

- ❑ Реконструированы треки заряженных частиц ($\varepsilon \approx 50\%$). $\delta p/p \approx 2-3\%$.
- ❑ Идентифицированы адроны π^+ , π^- , K^+ , K^- , p , \bar{p}
Новая программа обработки СКОЧ, только 2 параметра/ГФЭУ
($\varepsilon \approx 93-96\%$, $R < 30$ см, угол < 80 мрад. \rightarrow удвоение статистики).
- ❑ Определены нормированные выходы $N\uparrow$ и $N\downarrow$.
- ❑ Определена $A_N = (N\uparrow - N\downarrow) / (N\uparrow + N\downarrow) / P_B / \cos(\varphi)$ для интервала Δp .
- ❑ Усреднены значения A_N для двух плеч ФОДС-2.
- ❑ Усреднены значения A_N для двух знаков магнитного поля.
- ❑ Усреднены значения A_N для двух значений (B и $B/2$) магнитного поля.
- ❑ Усреднены значения A_N для двух сеансов 2003 г.
- ❑ Систематическая ошибка A_N составляет $\varepsilon = 4\%$.

Глава 2. Измерения A_N в $p\uparrow p$ -соударениях. $\Theta=160$ мрад

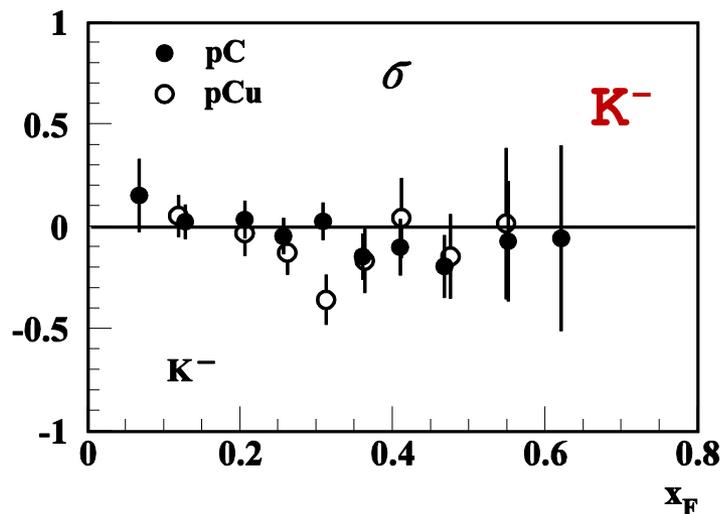
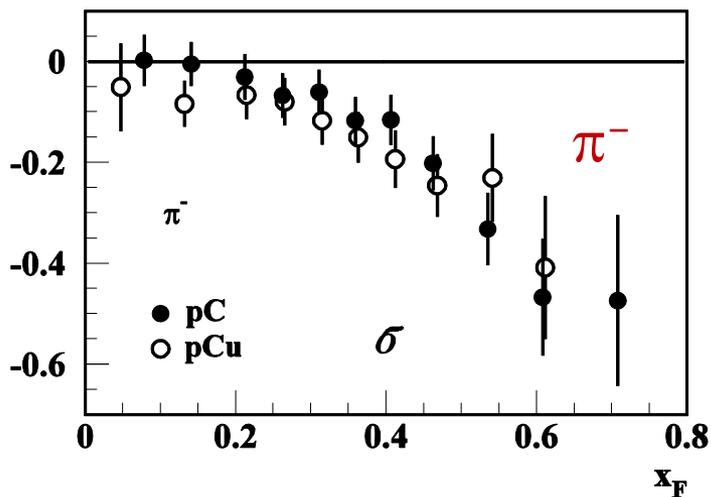
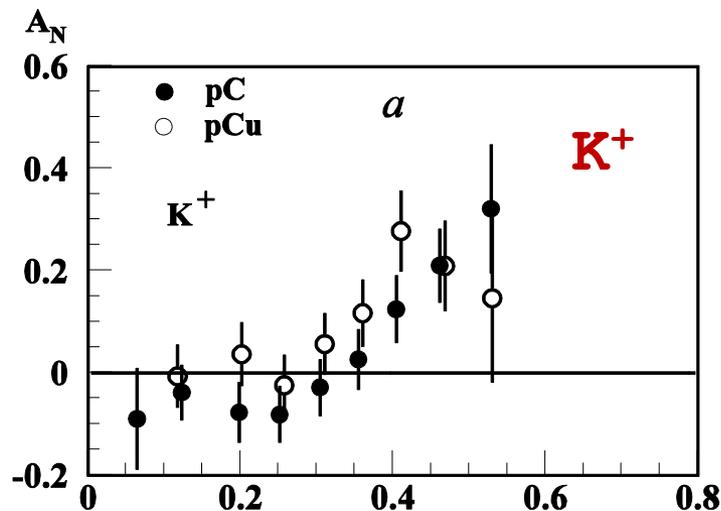
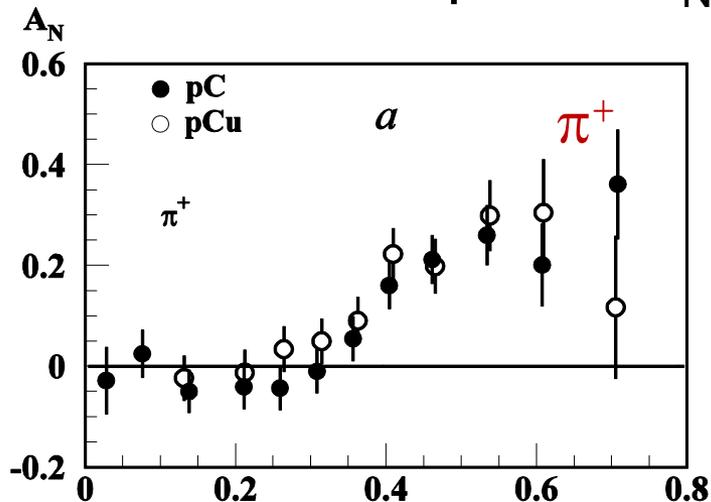


$0,03 < x_F < 0,12; \quad 0,66 < p_T < 3,37 \text{ ГэВ/с.}$

$x_T = 2p_T/\sqrt{s}; \quad \sqrt{s} = 8,77 \text{ ГэВ.}$

V.V.Abramov et al. Nucl.Phys.B492 (1997) P.3-17.

Глава 3. Измерения A_N в $p\uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=90$ мрад

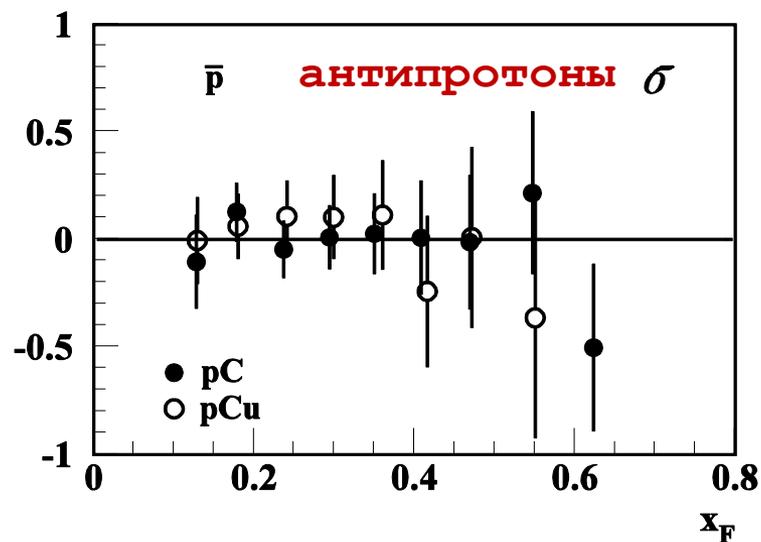
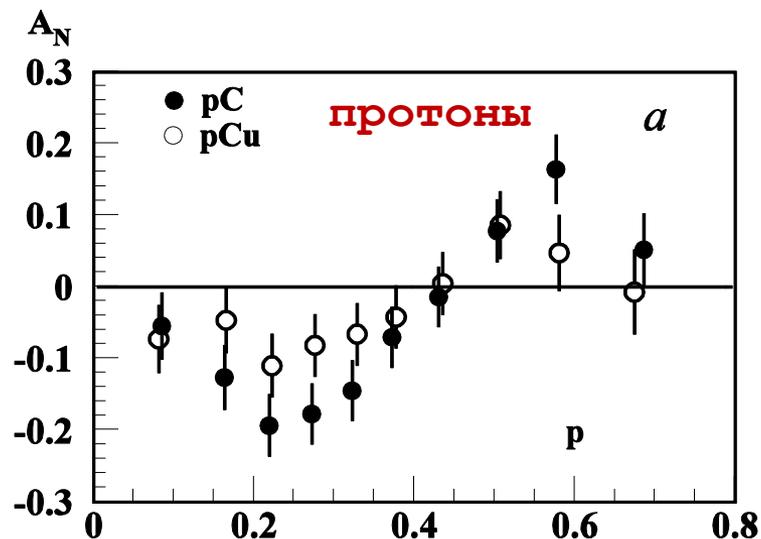


Большая асимметрия для адронов (π^+, π^-, K^+), содержащих валентные кварки (u, d) из поляризованного протона.

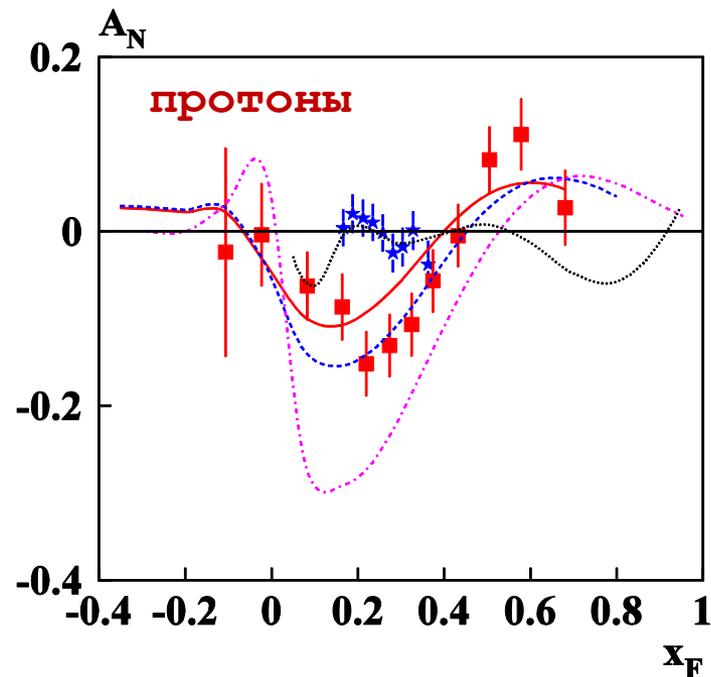
В.В.Абрамов и др. ЯФ Т.70 (2007) С.1561-1571.

Глава 3. Измерения A_N в $p\uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=90$ мрад

Впервые наблюдается большая асимметрия A_N для протонов, а также ее осцилляция, при $\sqrt{s}=8,8$ ГэВ.



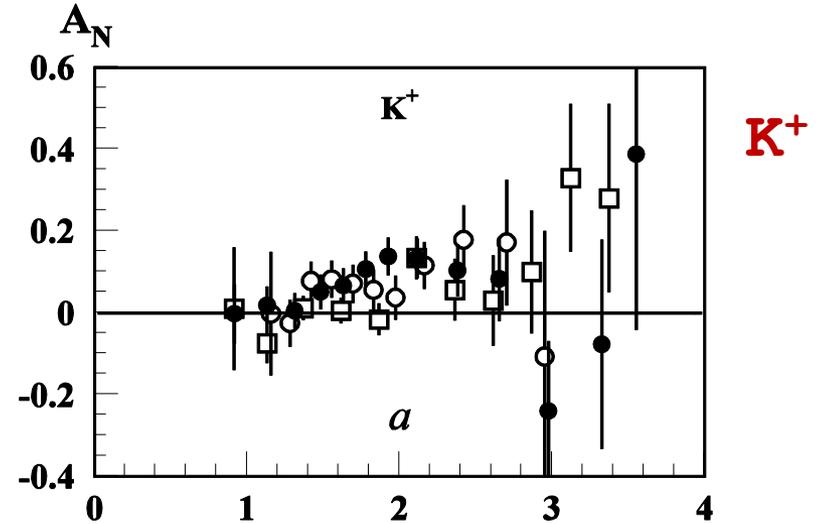
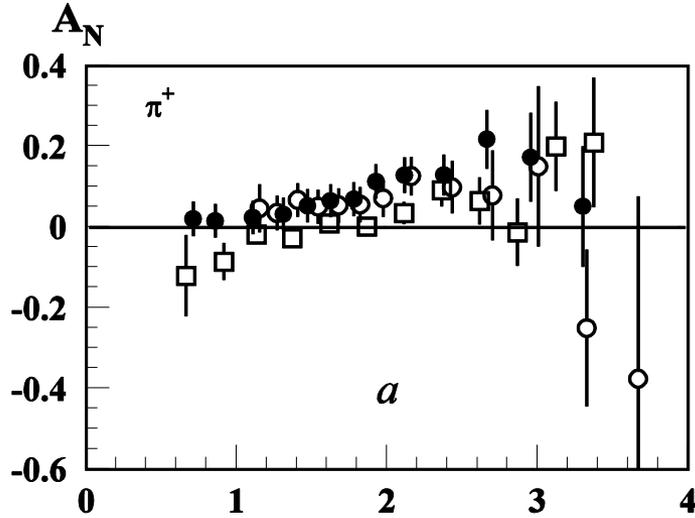
Для антипротонов и K^- $A_N \approx 0$.



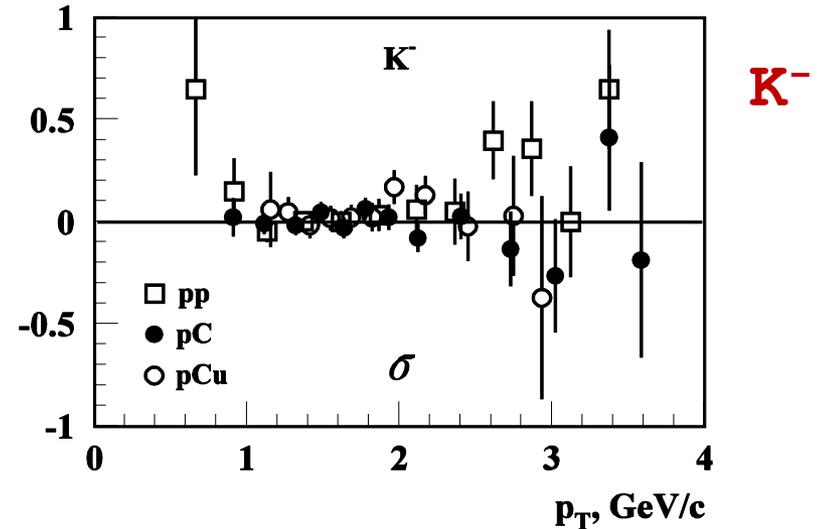
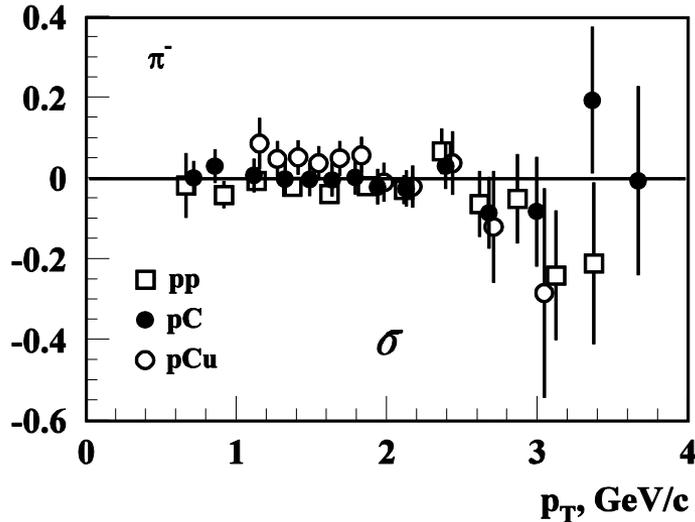
Данные ФОДС-2 и BRAHMS(RHIC) при энергиях $\sqrt{s}=8,8$ и 200 ГэВ. Модельные кривые, снизу вверх, соответствуют $\sqrt{s}=43, 11,5, 8,8$ и 200 ГэВ.

Глава 4. Измерения A_N в $p \uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=160$ мрад

π^+



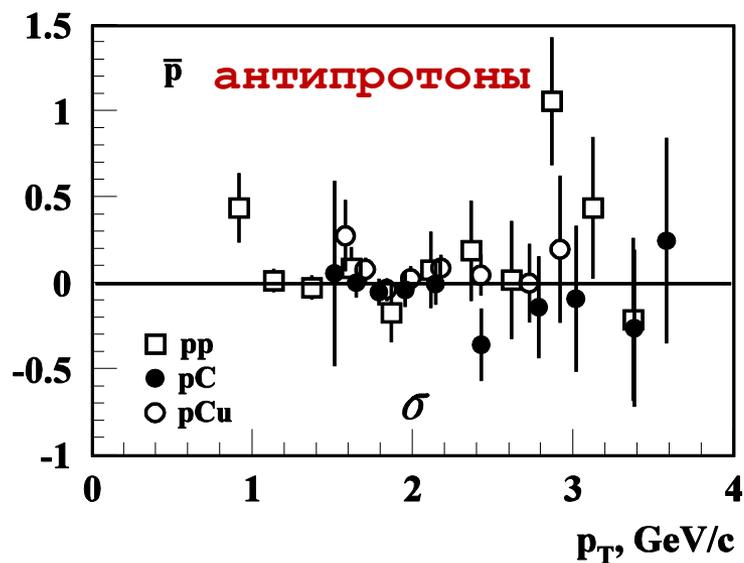
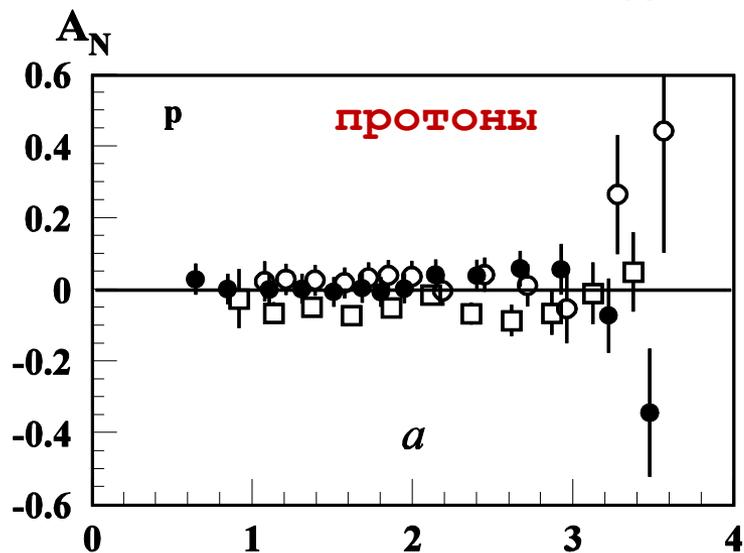
π^-



Значительная асимметрия для мезонов (π^+ , K^+), содержащих валентный u -кварк из поляризованного протона.

В.В.Абрамов и др. ЯФ Т.70 (2007) С.1790-1798. $0 \leq x_F \leq 0,27$.

Глава 4. Измерения A_N в $p^\uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=160$ мрад



Нулевая асимметрия для (π^- , K^- , протонов, антипротонов). В.В.Абрамов и др. ЯФ Т.70 (2007) С.1790–1798.

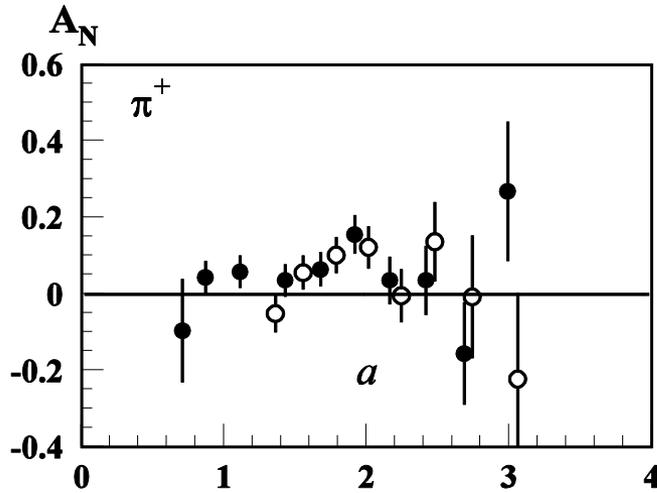
Для π^- мезонов $A_N = 0$ для полярного угла более 73° в с.ц.м.

При $\Theta=160$ мрад нулевая асимметрия для всех мезонов, не содержащих валентные u -кварки из поляризованного протона. Систематическая ошибка $< 4\%$.

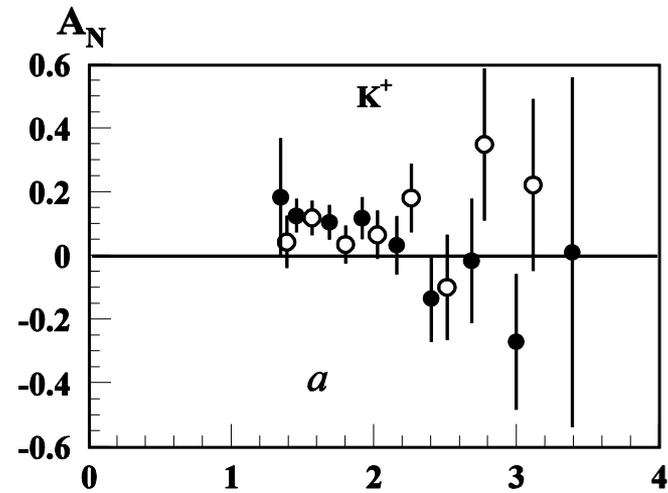
$A_N(pp) < A_N(pA)$ для π^+ и p .

Глава 5. Измерения A_N в $p \uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=230$ мрад

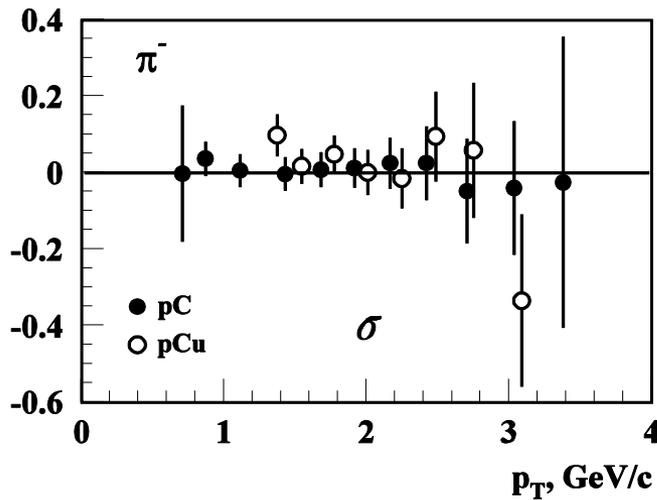
π^+



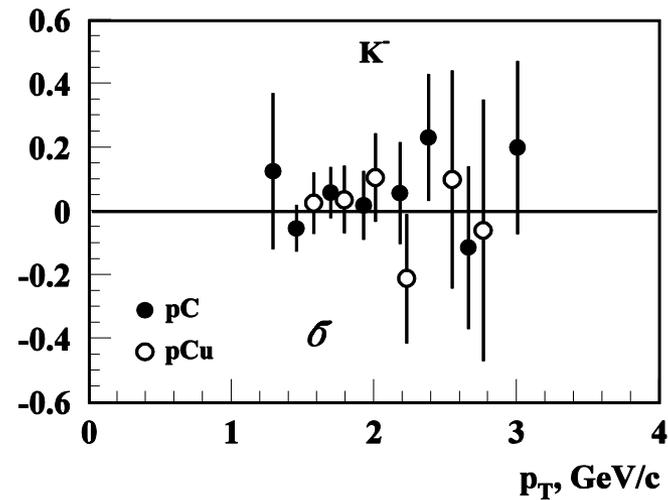
K^+



π^-



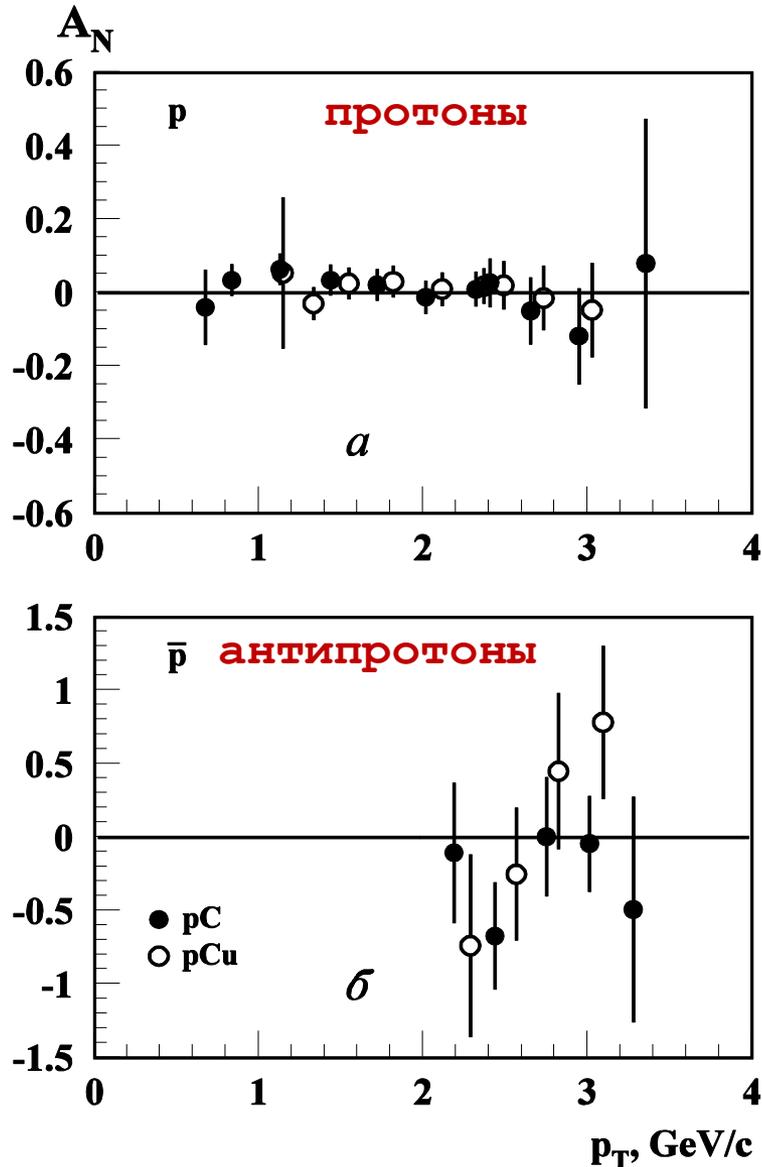
K^-



Значительная асимметрия для мезонов (π^+ , K^+), содержащих валентный u -кварк из поляризованного протона.

В.В.Абрамов и др. ЯФ Т.70 (2007) С.1799-1805. $x_F \approx -0,07$.

Глава 5. Измерения A_N в $p\uparrow C(\text{Cu})$ -соударениях. $\Theta=230$ мрад



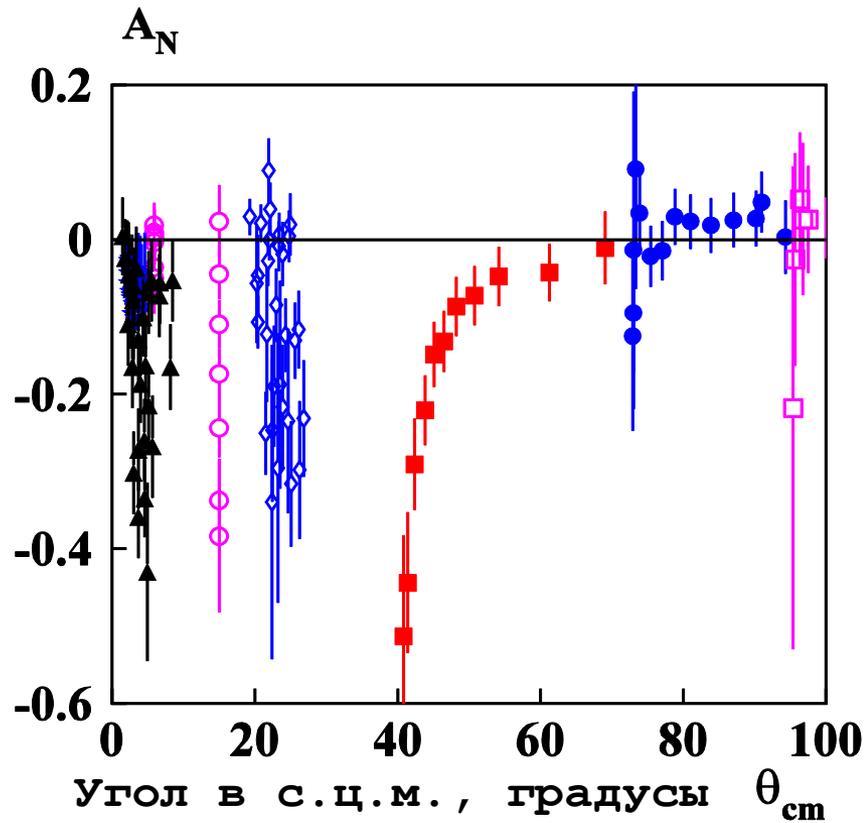
Нулевая асимметрия для (π^- , K^- , протонов, антипротонов). В.В.Абрамов и др. ЯФ Т.70 (2007) С.1799–1805.

Для π^- мезонов $A_N = 0$ для полярного угла более 73° в с.ц.м.

При $\Theta=230$ мрад нулевая асимметрия для всех мезонов, не содержащих валентные u -кварки из поляризованного протона.

Зависимость от атомного веса мишени в пределах ошибок отсутствует.

Пороговая зависимость $A_N(\Theta_{\text{с.м.}})$ для реакции $p \uparrow A \rightarrow \pi^- X$



ФОДС-2, $\sqrt{s}=8,8$ ГэВ, $p \uparrow A$.

■ $\Theta = 90$ мрад

● $\Theta = 160$ мрад

□ $\Theta = 230$ мрад

Другие эксперименты:

○ E704, $\sqrt{s}=19,4$ ГэВ.

◇ BNL-E-0925, $\sqrt{s}=6,56$ ГэВ.

▲ BRAHMS, $\sqrt{s}=62,4$ ГэВ.

★ BRAHMS, $\sqrt{s}=200$ ГэВ.

**Для π^- мезонов $A_N = 0$
для полярного угла
более 73° в с.ц.м.**

Модель хромомангнитной поляризации кварков (ХПК)

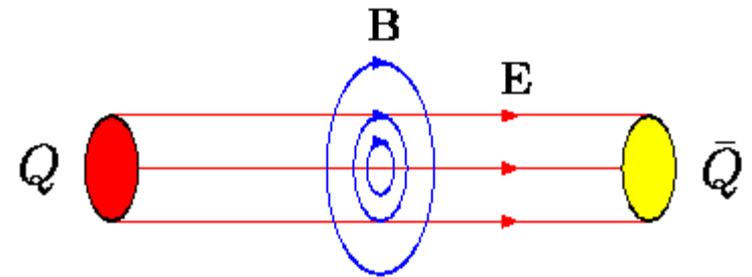
В шестой главе рассмотрены модели, предложенные для объяснения поляризационных явлений, в том числе созданная автором феноменологическая модель хромомангнитной поляризации кварков.

Модель ХПК является инструментом для глобального анализа поляризационных данных (80 инклюзивных реакций). Ее основные положения (отличающие ее от известной модели Рыскина):

- 1) После цветовой перезарядки создаются цветовые поля, продольное хромоэлектрическое и круговое поперечное хромомангнитное.
- 2) Поляризационные эффекты возникают благодаря эффекту Штерна-Герлаха в неоднородном хромомангнитном поле.
- 3) Происходит прецессия спина кварков в цветовом поле, что приводит (в случае сильных полей) к явлению осцилляции $A_N(x_F)$ и $P_N(x_F)$.
- 4) Кварковые диаграммы и правила кваркового счета (ПКС) используются для оценки вклада (\mathbf{v}) кварков и антикварков в эффективное цветовое поле. Вклады кварков и антикварков - линейные функции их числа с весами.
- 5) Учитывается геометрия эффективного хромомангнитного поля \mathbf{B}^a :
$$\mathbf{B}_X = -\mathbf{B}_0 y / \rho; \quad \mathbf{B}_Y = \mathbf{B}_0 x / \rho; \quad \mathbf{B}_Z = 0; \quad \mathbf{B}_0 = 2\alpha_s \mathbf{v} / \rho^2; \quad \mathbf{B}^a(\mathbf{r} > \rho) = 0.$$

Эффективное поперечное хромомагнитное поле

Имеется продольное хромоэлектрическое поле E^a и круговое поперечное хромомагнитное поле B^a .

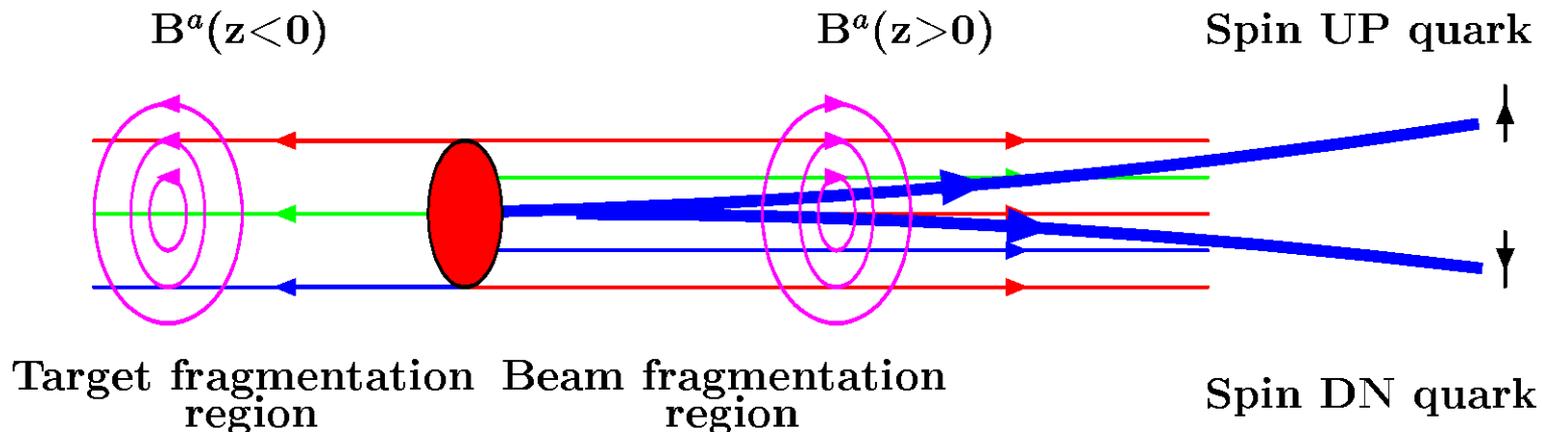


A.B.Migdal, S.B.Khohlachev, JETP Lett. 41, 194 (1985).

$\mu^a_Q = sg^a g_s / 2M_Q$ –
хромомагнитный момент
составляющего кварка.

Модель Рыскина. Объяснение A_N для π^0, π^\pm в πp^\uparrow и $p^\uparrow p$, P_N для $pA \rightarrow \Lambda^\uparrow X$.

Модель хромомагнитной поляризации кварков (микроскопический прибор Штерна-Герлаха)



Прецессия спина кварка в цветовом поле

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}^a] \quad (\text{ВМТ-уравнение}) \quad (2)$$

$$a = g_s(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (3)$$

массы $M_U \approx M_D \approx 0.3$ ГэВ, E_Q – энергия кварка.

$$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2 \quad (\text{аномальный хромомангнитный момент кварка}).$$

➤ Благодаря спонтанному нарушению киральной симметрии появляются масса $\Delta M_Q(q)$ и $\Delta\mu^a_Q(q)$ кварка.

В инстантонной модели:

$$\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.4 \quad (\text{Н. Кошелев, Mean Field, } M_q = 0.170 \text{ GeV});$$

$$\Delta\mu^a_Q(0) \approx -1.6 \quad (\text{Д. Дьяконов, Diakonov-Petrov, } M_q = 0.345 \text{ GeV}).$$

➤ Из глобального анализа поляризационных данных:

$$\Delta\mu^a_Q(u,c) = -0,471 \pm 0,007, \quad q = +2/3; \quad \langle \Delta\mu^a_{u,d} \rangle = -0.428;$$

$$\Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{2/3} \Delta\mu^a_Q(u,c), \quad q = -1/3. \quad \langle M_{u,d} \rangle = 0.275 \text{ GeV.}$$

➤ Один параметр для описания $\Delta\mu^a_Q$ для u, d, s, c, b – кварков.

Уравнения для A_N, P_N ($\rho_{00}=1/3$):

$$P_N \approx C(\sqrt{s}) F(p_T, A) [G(\varphi_A) - \sigma G(\varphi_B)], \quad (4)$$

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A] / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A, \quad \text{прецессия спина и Ш-Г сила} \quad (5)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R / \sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \quad \text{усиление } A_N, P_N \text{ при } \sqrt{s} = E_R \quad (6)$$

$$F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2.5}]\} (1 - \alpha_A \ln A), \quad \text{цв. формфактор} \quad (7)$$

$$v_0 = -D_r g^a_Q \xi_y^0 / 2(g^a_Q - 2), \quad \text{магнитуда } A_N \text{ и } P_N \quad (8)$$

$$\varphi_A = \omega_{Ay}^0, \quad \varphi_B = \omega_{By}^0, \quad \text{интегральные углы прецессии} \quad (9)$$

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + a_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (10)$$

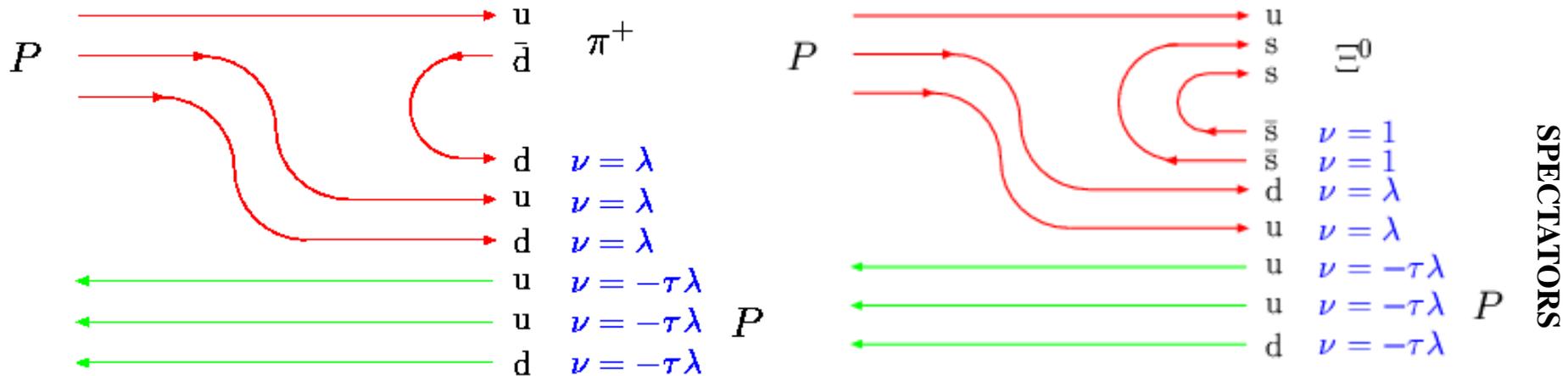
$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 - \cos\theta_{cm}] + a_0[1 + \cos\theta_{cm}], \quad (11)$$

$$x_A = (x_R + x_F)/2, \quad x_B = (x_R - x_F)/2. \quad \text{скейлинговые переменные} \quad (12)$$

$$\omega_{A(B)}^0 = g_s \alpha_s v_{A(B)} S_0(g^a_Q - 2) / (M_Q c p^2), \quad \varepsilon = -0.00476 \pm 0.00011. \quad (13)$$

где $v_{A(B)}$ - эффективный вклад кварков-спектаторов в поле V^a .

Правила кваркового счета для v_A



$$\int \mathbf{E}^a \sim \int \mathbf{B}^a \sim v_A = [3\lambda - 3\tau\lambda] < 0; \quad \int \mathbf{E}^a \sim \int \mathbf{B}^a \sim v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] > 0$$

$$\mathbf{A}_N \sim v_A (g_U^a - 2)/2 > 0;$$

$$\mathbf{P}_N \sim v_A (g_S^a - 2)/2 < 0.$$

$qq, \tilde{q}\tilde{q}$ -SU(3)_c антитриплет, вклад $\nu = \lambda$; $C_F = -2/3$ – цветовой фактор

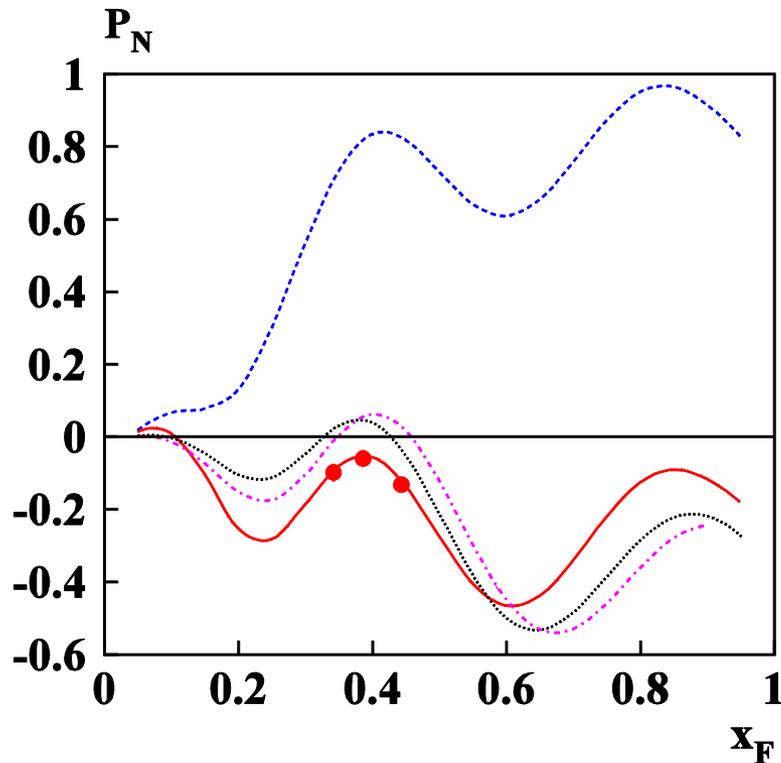
$q\tilde{q}, \tilde{q}q$ -SU(3)_c синглет, вклад $\nu = 1$. $C_F = -4/3$ – цветовой фактор

➤ S.P. Baranov, Phys. Rev. D54, 3228 (1996). $\psi \sim (C_F \alpha_S)^{3/2}$. (14)

➤ $\lambda = -|\psi_{qq}(0)|^2 / |\psi_{q\tilde{q}}(0)|^2 \approx 1 - e^{1/8} \approx -0.1332$ цветовой фактор (15)

➤ $\lambda = -0.1338 \pm 0.0014$, $\tau = 0.0265 \pm 0.0009$ для 80 реакций.

Поляризация в $pA \rightarrow \tilde{E}^{+\uparrow} + X$



Predictions: **solid red**: pBe;

Dashed blue: pp;

Dotted orange: pCu;

Dash-dotted black: pPb.

Left panel: pA; $\sqrt{s}=38.78$ GeV;

Поляризация возникает благодаря эффекту Штерна-Герлаха в хромоманнитном поле B^a .

Осцилляция поляризации антигиперонов в барион-барионных соударениях – результат прецессии спина антикварков в сильном хромоманнитном поле 6 кварков-спектаторов (в рамках модели ХПК) .

Заключение

Получены результаты по односпиновой асимметрии в неисследованной ранее кинематической области, для шести типов заряженных адронов, трех мишеней и трех значений углов в л.с.к.

Ряд результатов получен впервые. В целом новые экспериментальные данные при энергии поляризованного протонного пучка 40 ГэВ позволили получить более полную картину односпиновых поляризационных явлений, что стало важным шагом в исследовании феноменологии этих процессов.

Феноменологическую модель хромомангнитной поляризации кварков можно рассматривать как обобщение эмпирических закономерностей, найденных в ходе глобального анализа данных.

Спасибо за внимание!

Дополнительные слайды:

$$C8(q\tilde{q}) = 1/6 \text{ for octet,}$$

$$C6(qq) = 1/3 \text{ for symmetric sextet}$$

Практическая ценность

Получены данные в области энергий ускорителя ИФВЭ. Обнаруженные закономерности позволяют глубже понять структуру адронов и динамику их взаимодействия.

Предложены методы обработки данных, которые позволяют уменьшить систематическую ошибку измерения асимметрии A_N .

Разработана новая программа обработки данных со спектрометра колец черенковского излучения (СКОЧ) для установки ФОДС, что вдвое увеличило число идентифицируемых частиц.

Идеи поиска скейлинговых переменных в поляризационных исследованиях были использованы при подготовке предложения эксперимента SERPUKHOV-175 на установке ФОДС-2.

Результаты этой работы использовались при подготовке предложения эксперимента СПАСЧАРМ в ИФВЭ.

Модель ХПК использовалась для объяснения A -зависимости поляризации в реакции $e^+ + p(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$ (эксперимент HERMES).

$P_N(A)$ для Λ в e^+A -соударениях

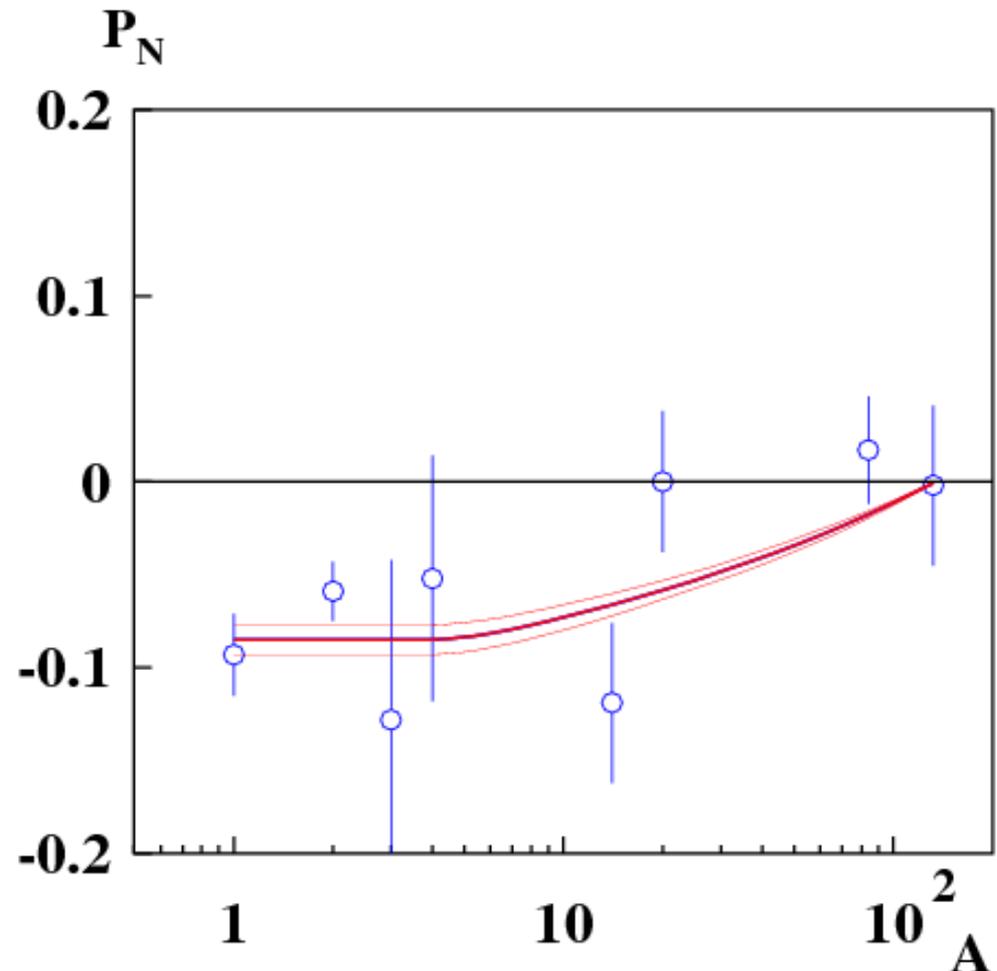
The Λ polarization $P_N(A)$ in e^+A collisions is measured in the HERMES experiment. K.Rith, DIS2010.

Вклад кварков и антикварков в v_A и B^a :

$$v_A = 1 + \lambda(3A_{\text{eff}} - 2) - \tau(\lambda + 1), \quad (16)$$

где $\lambda \approx -0.134$, $\tau \approx 0.027$, $A_{\text{eff}} \approx 0.6A^{1/3}$. Поле B^a и $P_N \sim v_A \approx 0$ при $A \approx 100$. Красная кривая – предсказание модели.

$$e^+A \rightarrow \Lambda^\uparrow X, \quad \sqrt{s} = 7.26 \text{ GeV}$$



Официальные оппоненты:

доктор физико–математических наук

**Н.Н. Николаев (Институт теоретической физики
им. Ландау, г. Черноголовка) ,**

**доктор физико–математических наук И.А. Савин
(Лаборатория физики высоких энергий, ОИЯИ,
г. Дубна) ,**

Доктор физико–математических наук

Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ

им. Д.В.Скобельцина, г. Москва) .

Ведущая организация – ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ

им. А.И. Алиханова (г. Москва) .

Благодарности:

Автор благодарен нынешним и бывшим сотрудникам ИФВЭ Б.Ю.Балдину, А.Ф.Бузулуцкову, Ю.М.Брееву, А.А.Волкову, В.Ю.Глебову, П.И.Гончарову, А.М.Горину, А.Н.Гуржиеву, А.С.Дышканту, В.Н.Евдокимову, В.Н.Запольскому, В.В.Змушко, А.Ю.Калинину, Ю.П.Корнееву, А.В.Кострицкому, А.Н.Креницину, А.В.Кораблеву, Н.Ю.Кульману, А.И.Липатову, А.А.Маркову, Ю.М.Мельнику, В.М.Подставкову, В.В.Талову, С.И.Терещенко, Л.К.Турчановичу, А.В.Хмельникову, А.Г.Фетисову и А.Е.Якутину за неоценимую помощь в подготовке и проведении экспериментальных исследований на установке ФОДС.

Своим приятным долгом автор считает выразить особую благодарность А.Н.Васильеву, В.И.Крышкину, А.М.Зайцеву, В.Ф.Образцову и Н.Е.Тюрину за поддержку данной работы на разных ее этапах.

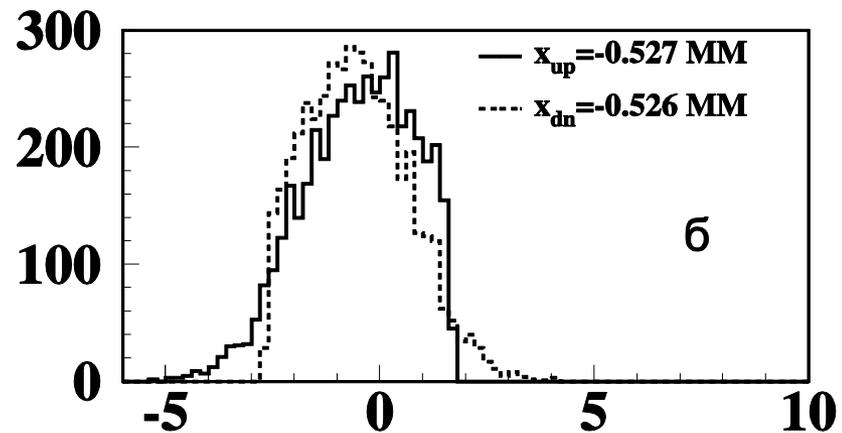
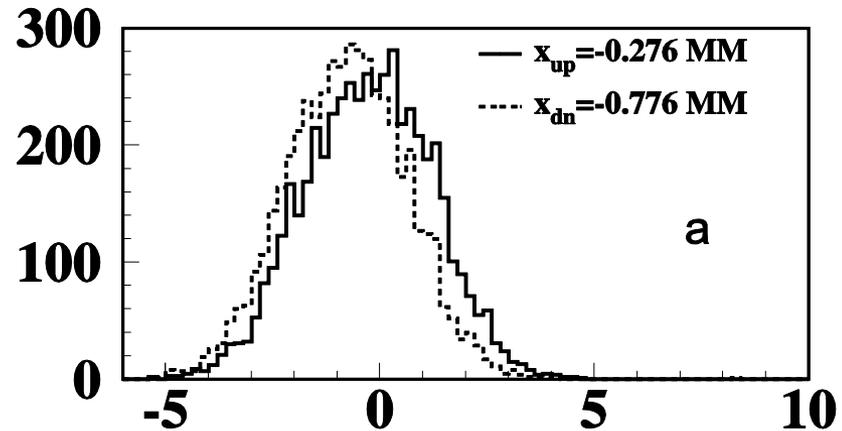
Автор искренне благодарит А.Н.Васильева, А.А.Деревщикова, Д.И.Дьяконова, В.В.Ежелу, А.В.Ефремова, А.В.Киселева, Н.И.Кошелева, В.В.Мочалова, С.Б.Нурушева, С.М.Трошина за плодотворное обсуждение вопросов, связанных с поляризационной физикой.

Корректировка пучка с целью выравнивания его параметров на мишени:

Вверху: распределение по X-координате пучка с поляризацией UP/DN до выравнивания. Разность X-координат порядка 0.5 мм

Внизу: после выравнивания средних значений с точностью лучше 4 мкм.

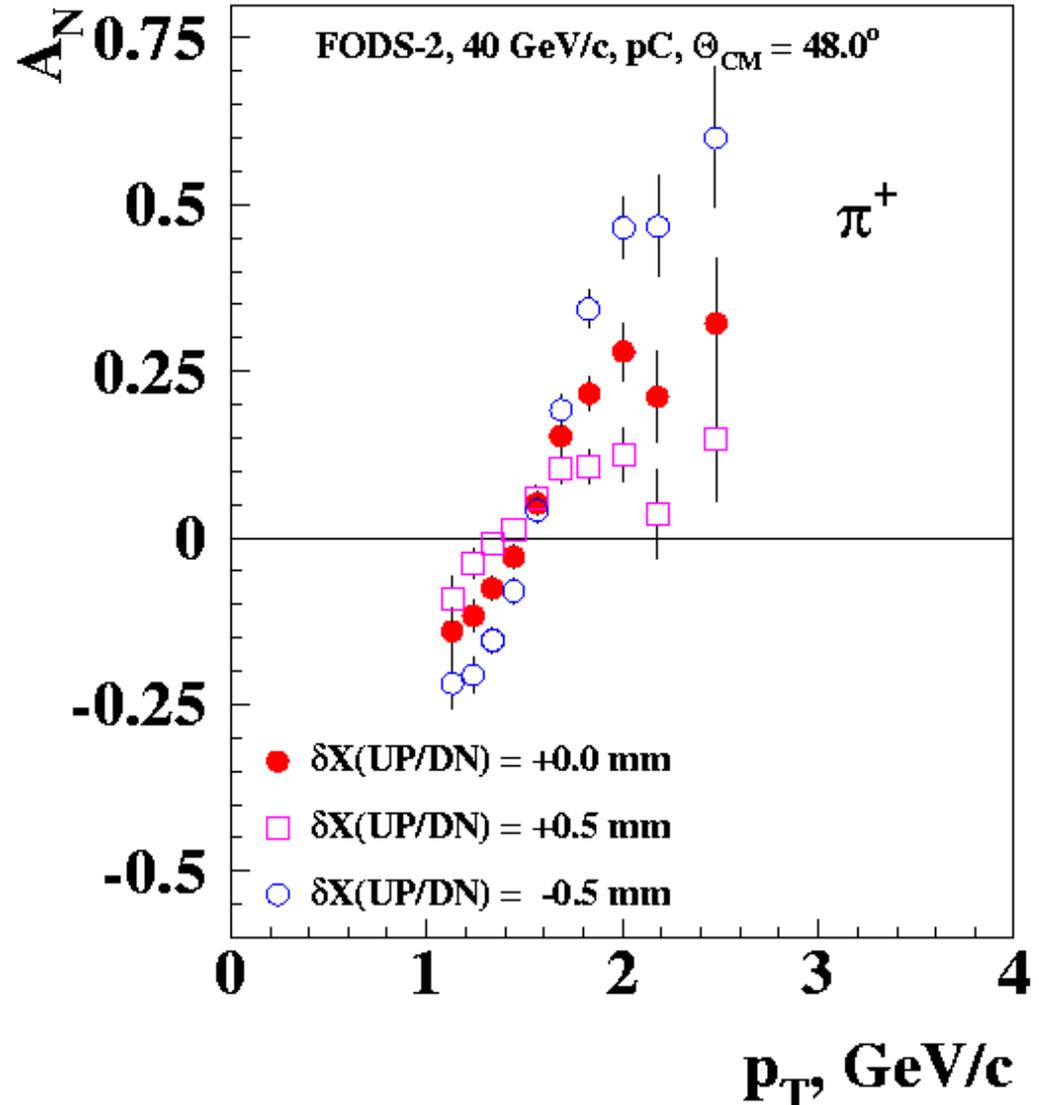
сбросов/0.05 мм



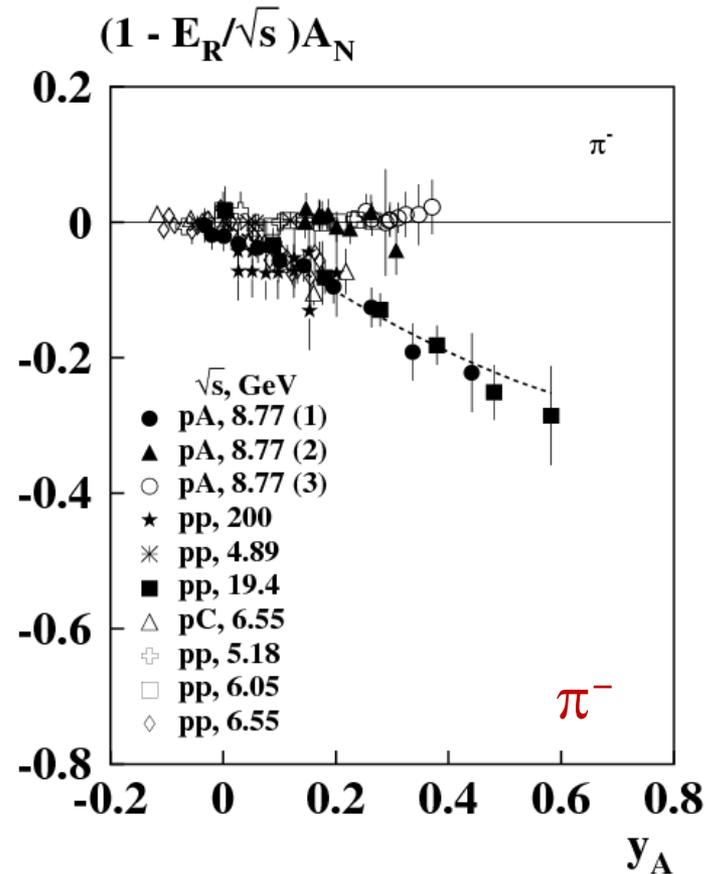
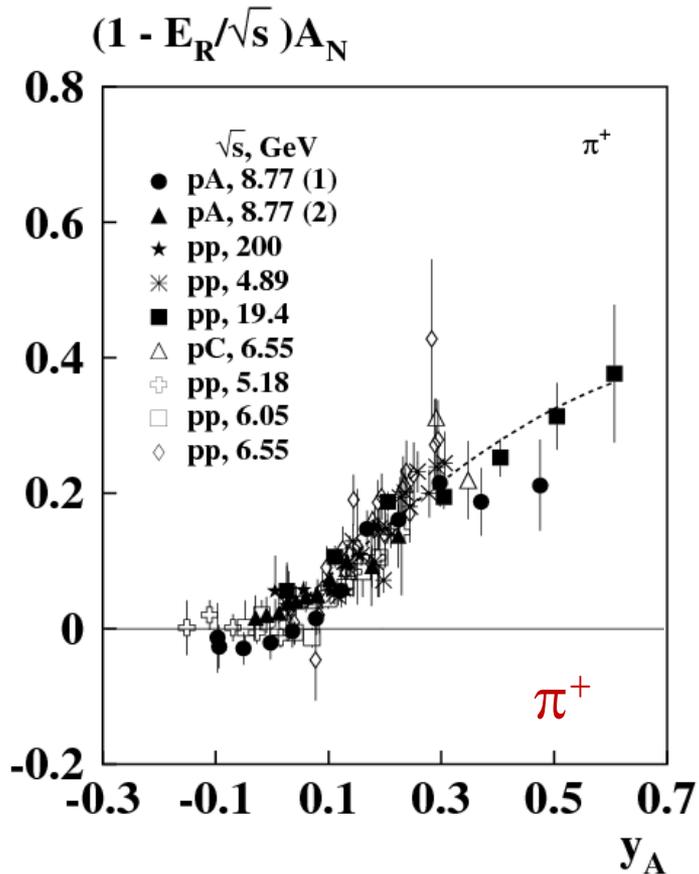
X_B , мм

False asymmetry due to difference in X or Y for Up and Down polarized beam

- False asymmetry is minimal near maximum (plateau) of P_T distribution.
- We have to level UP and Down coordinates with $4\ \mu\text{m}$ accuracy to have false asymmetry less than 0.002.
- The remaining systematic uncertainty 0.04 is estimated from run to run A_N variation and is added in quadrature to the statistical error.



Скейлинг A_N в реакциях $p \uparrow A(p) \rightarrow \pi^\pm X$



$A_N(\pi^-)=0,$
 $\theta_{\text{cm}} > 73^\circ.$
**Предельный
 угол.**

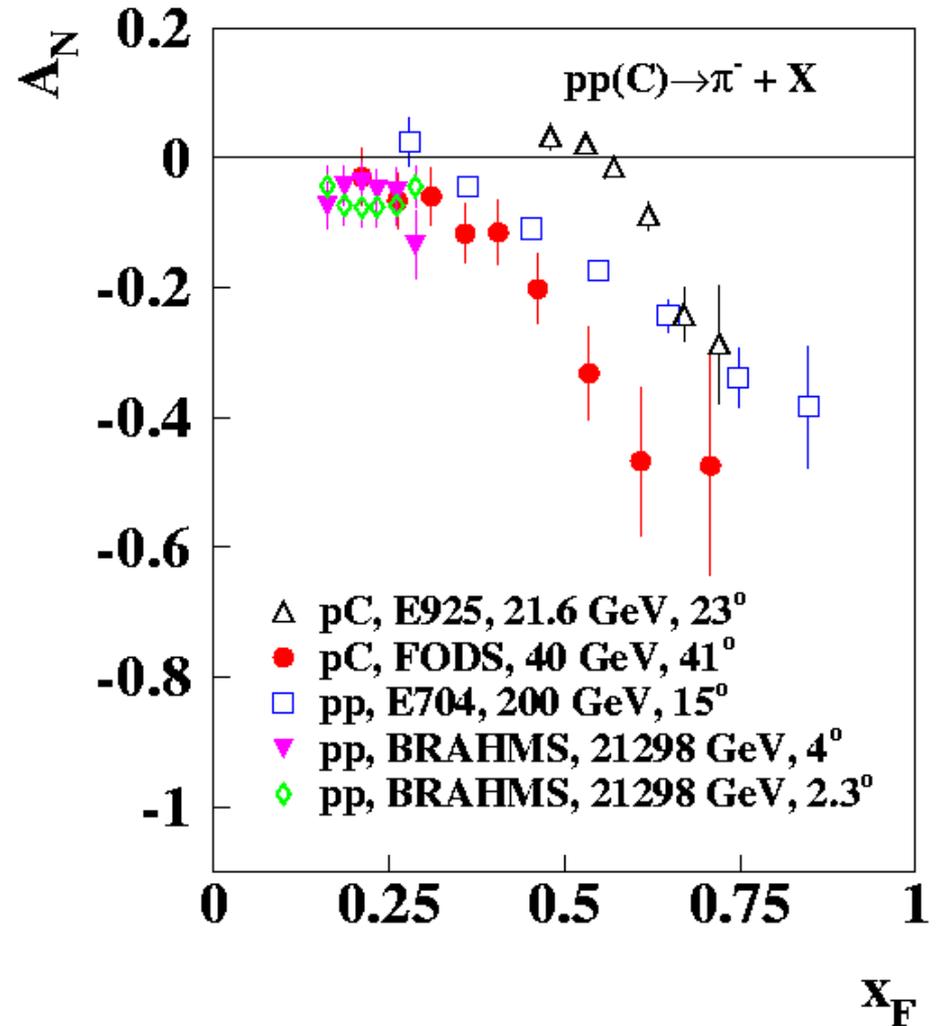
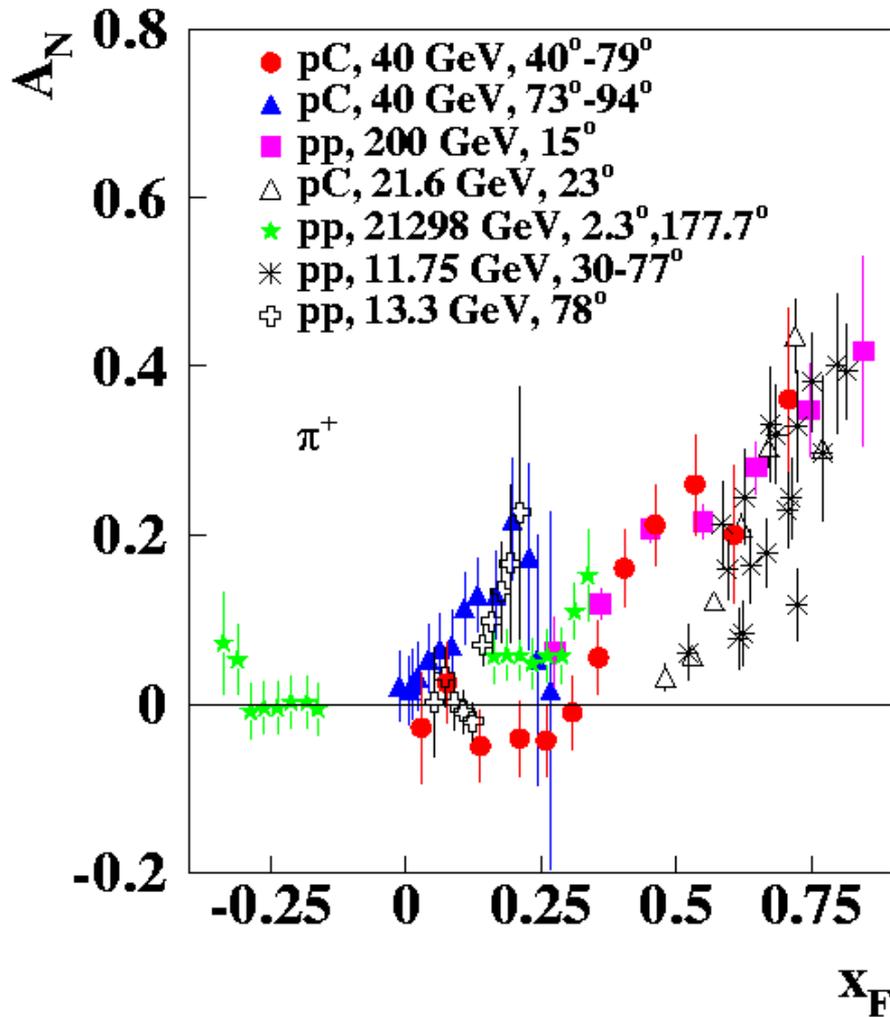
π^+ : $E_R=1,92 \pm 0,30$ ГэВ, $E_0=1,126 \pm 0,091$ ГэВ, $f_0=0,073 \pm 0,013$, $a_0=0,073 \pm 0,014$.

π^- : $E_R= 4,98 \pm 0,29$ ГэВ, $E_0=1,71 \pm 0,11$ ГэВ, $f_0=0,059 \pm 0,014$, $a_0=0,28 \pm 0,08$.

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{\text{cm}}] + a_0[1 - \cos\theta_{\text{cm}}], \quad (18)$$

$$x_A = (x_R + x_F)/2. \quad \text{В.В.АБРАМОВ, ЯФ.Т.70(2007)2153.}$$

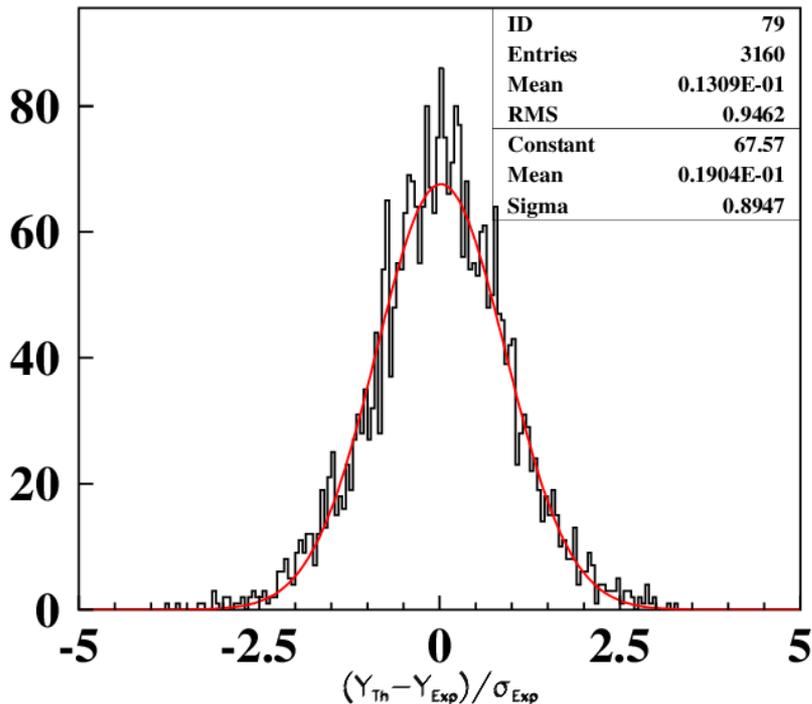
Comparison with Other Data



A_N depends on \sqrt{s} at moderate energies and have a threshold value of x_F , which also depends on energy and production angle θ_{CM} .

Поиск общих закономерностей в поляризионных явлениях

Глобальный фит поляризионных данных для 80 инклюзивных реакций. Число точек 3160, число параметров – 99. При минимизации χ^2 вес экспериментальной точки $w=1/(\sigma_{\text{exp}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)$, где σ_{exp} и σ_{sys} - ошибки данных и модели соответственно. $0,00 \leq \sigma_{\text{sys}} \leq 0,07$, $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0,946$.



Распределение разности экспериментальных наблюдаемых (Y_{exp}) и их модельных оценок (Y_{Th}), нормализованной на величину ошибки $(\sigma_{\text{exp}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)^{1/2}$.

Результат фита гауссовым распределением показан красной кривой.

$\sigma = 0,90$; $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1,26$.

np=	3160	ER_sys	0.0000	0.0050	0.0100	0.0200	0.0300	0.0500	0.0700
np=	3160	N_reaction	57	2	9	7	1	1	3
np=	3160	N_events	1122	159	878	467	198	219	117
np=	3160	Fraction	0.355	0.050	0.278	0.148	0.063	0.069	0.037

The relation of local and global parameters

For many reactions the local parameters can be expressed via the global ones, that allow to estimate the global parameter values for the data analysis.

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{r}_g \sum \mathbf{M}_Q [1 + (2 - 8d_0)/(2 - g^a_Q)]; \quad (50)$$

$$d_0 \equiv a_0 + f_0; \quad (51)$$

$$\mathbf{r}_g = \text{sign}(\omega^0_A) = \text{sign}(-\mathbf{g}_s \mathbf{v}_A) \quad (52)$$

$$\mathbf{E}_R = 4\mathbf{r}_g \sum \mathbf{M}_Q / (2 - g^a_Q); \quad (53)$$

$$\omega^0_Q = \mathbf{g}_s \alpha_s S_0 (g^a_Q - 2) / (\mathbf{M}_Q c \rho^2) \quad (54)$$

$$\omega^0_A = \omega^0_Q v_A; \quad (Q = u, d, s, c, b); \quad \varphi_A = \omega^0_A y_A \quad (55)$$

Аномальный хромомагнитный момент кварка в инстантонной модели

$$\mu_a = -\frac{\pi^3 n_c \bar{\rho}^4}{2\alpha_s(\bar{\rho})} \approx -0.2, \quad \text{x2} \approx -0.4, \quad (\text{MF}) \quad (11)$$

Где $\tilde{\rho} = 1.6 \text{ ГэВ}^{-1}$ – средний размер инстантона, $M_Q = 0.170 \text{ ГэВ}/c^2$ и $n_c = \langle 0 | \alpha_s G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle$ определяется величиной глюонного конденсата. [N.I.Kochelev, Phys.Lett. B426, 149\(1998\)](#).

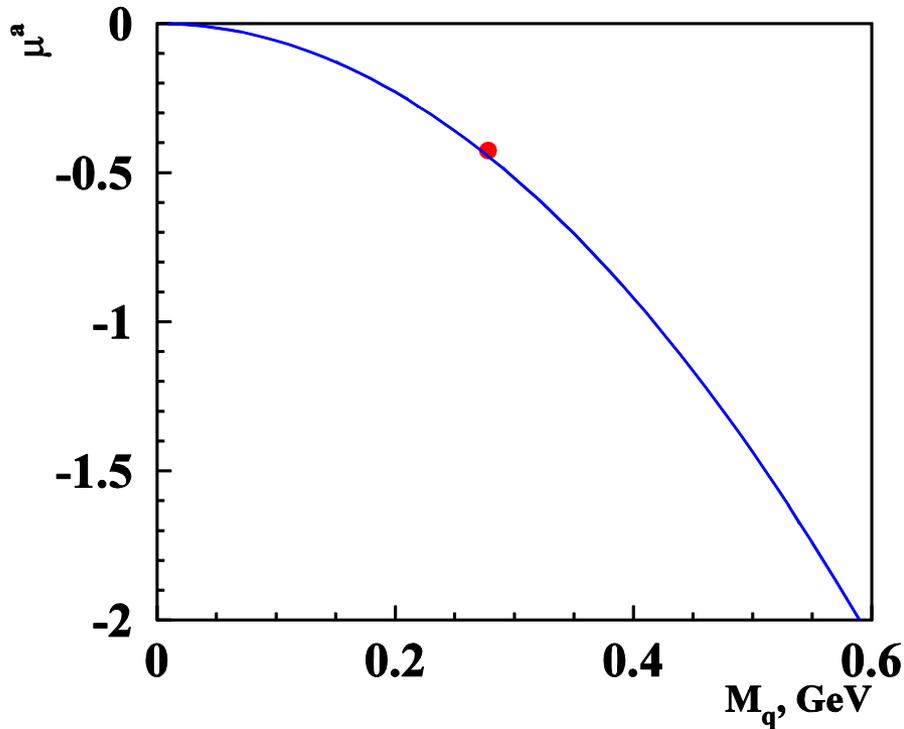
$$\mu_a = -\frac{\pi}{\alpha_s} (M_Q \bar{\rho})^2 \frac{N_c}{N_c^2 - 1} \approx -0.744, \quad \text{x2} \approx -1.6, \quad (\text{DP}) \quad (12)$$

Где $N_c = 3$ - число цветов, $M_Q = 0.345 \text{ ГэВ}/c^2$ - динамическая масса кварка при нулевой виртуальности, $\tilde{\rho} = 1.67 \text{ ГэВ}^{-1}$, $\pi/\alpha_s \approx 6$. Средний размер инстантона - $\tilde{\rho} = 0.35 \text{ Фм}$.

[D.Diakonov, Prog.Part.Nucl.Phys. 51, 173 \(2003\)](#).

Аномальный хромомагнитный момент кварка

$$\mu_a = -\frac{\pi}{\alpha_s} (M_Q \bar{\rho})^2 \frac{N_c}{N_c^2 - 1} \approx -0.744, \quad \times 2 \quad \text{D.Diakonov (40)}$$



Глобальный фит данных:
(среднее для u,d-кварков)

$$\mu^a = -0.4257 \pm 0.0051;$$

$$M_Q = 0.2781 \pm 0.0025 \text{ ГэВ}.$$

Предсказание инстантонной модели
(показаны синей кривой):

$$\mu^a = -0.4448$$

(для $M_Q = 0.2781 \text{ ГэВ}$).

Где $M_Q = 0.2781 \pm 0.0025 \text{ ГэВ}/c^2$ – средняя динамическая масса u,d-кварков,
 $\tilde{\rho} = 1.67 \text{ ГэВ}^{-1}$ – средний размер инстантона,
 $\alpha_s \approx 1.1425$ из АРТ (Д.В.Ширков) для $q=0$ (отличается от $\alpha_s \approx 0.5$ в DP).

D.Diakonov, Prog.Part.Nucl.Phys. 51, 173 (2003).

Оценка масс кварков

Результаты глобального фита поляризационных данных:

Токовая масса m_q :

Составляющая масса, $M_Q = m_q + \Delta m_Q$:

$$m_u = 2.3 \text{ МэВ}/c^2$$

$$M_U = 0.253 \pm 0.004 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$m_d = 4.8 \text{ МэВ}/c^2$$

$$M_D = 0.297 \pm 0.005 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$m_s = 95 \pm 13 \text{ МэВ}/c^2$$

$$M_S = 0.462 \pm 0.008 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$m_c = 1.275 \pm 0.10 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$M_C = 1.275 \pm 0.10 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$m_b = 4.18 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$M_B = 4.18 \text{ ГэВ}/c^2$$

PDG 2012:

$$m_u = 2.3 \pm 0.7(0.5) \text{ МэВ}/c^2$$

$$m_d = 4.8 \pm 0.7(0.3) \text{ МэВ}/c^2$$

$$m_s = 95 \pm 5 \text{ МэВ}/c^2$$

$$m_c = 1.275 \pm 0.025 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$m_b = 4.18 \pm 0.03 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$m_t = 173.5 \pm 0.6 \pm 0.8 \text{ ГэВ}/c^2$$

Соотношение для составляющих масс: $\ln(M_2/M_1) = 4^{N-2}$, где M_1 и M_2 – массы легкого и тяжелого кварков поколения N ($N=1, 2, 3$).

Цветовые факторы во взаимодействиях кварков

QCD color interactions between two quarks

A. Nakamura, and T. Saito, **Phys. Lett. B621 (2005) 171-175.**

Casimir factors:

$C_1(q\tilde{q}) = -4/3$ for singlet, притяжение

$C_8(q\tilde{q}) = 1/6$ for octet, отталкивание;

$C_6(qq) = 1/3$ for symmetric sextet, отталкивание;

$C_3(qq) = -2/3$ for antisymmetric anti-triplet, притяжение.

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

1) Роль динамических составляющих кварков с большим аномальным отрицательным хромомангнитным моментом, цветовым зарядом g_s , спином $\frac{1}{2}$ и массой $M_q \sim M_p/3$. Динамические массы кварков подчиняются соотношению:

$\ln(M_2/M_1)=4^{N-2}$, где M_1 и M_2 – массы кварков ($M_1 < M_2$) в поколении N .

2) Возникает эффективное круговое поперечное хромомангнитное поле.

3) Взаимодействие кварка пробника и спектатора: доминируют анти-триплет для qq и синглет для $q\tilde{q}$ взаимодействий доминирует. Правила кваркового счета. $v_A(q\tilde{q}) = 1$; $v_A(qq) = \lambda$. Вклад в эффективное поле.

4) Проявление цветовых факторов во вкладах кварков и антикварков.

$$|\psi(\mathbf{0})|^2 \sim (C_F \alpha_S)^3; \quad \lambda = -|\psi_{qq}(\mathbf{0})|^2 / |\psi_{q\tilde{q}}(\mathbf{0})|^2 \approx 1 - e^{1/8} \approx -0.1339 \pm 0.0013.$$

5) Подавление вклада кварков мишени в поле в области фрагментации налетающей частицы. Фактор $-\tau$, где $\tau = 0.0248 \pm 0.0008$.

6) Рост вклада пар $q\tilde{q}$ в поле при сверхвысоких энергиях $\sqrt{s} = W_0 = 267 \pm 4$ ГэВ.

$$W/M_p \approx M_p/m_q, \quad m_q = (2m_u + m_d)/3 \approx 3.1 \pm 0.5 \text{ МэВ}. \quad M_p/m_q - \text{гамма фактор?}$$

Зависимость числа эффективных пар $q\tilde{q}$ от энергии: $N_{q\tilde{q}} \sim \exp(-\sqrt{s}/W)$.

7) Подавление этого вклада при больших x_F и p_T . опережение быстрыми кварками-пробниками медленных кварков-спектаторов при $x_F \sim 1$.

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

- 8) Уменьшение энергии W с ростом атомных весов A_1, A_2 . $W = W_0/(A_1 A_2)^{1/6}$.
- 9) Протяженность поля и соответствующий характер взаимодействия, круговое поперечное хромоманнитное поле – не точечный объект $S_0 x_A \sim 1$ Фм.
- 10) Почти классическое поперечное круговое хромоманнитное поле.
- 11) Невозможность мгновенно перевернуть спин, если нет строгого требования, вытекающего из законов сохранения.
- 12) Возможное влияние продольного хромозлектрического поля. Малая величина параметра ε : $\varepsilon = -0.00474 \pm 0.00010$.
- 13) Резонансная зависимость A_N и P_N от энергии \sqrt{s} для реакций с $g_s v_A < 0$ в сильных полях $|v_A| \gg 1$. Для этих реакций $E_R > 0$, а для $g_s v_A > 0$ имеем $E_R < 0$.
- 14) Прецессия спина кварка в поперечном поле.
- 15) Осцилляция поляризации $P_N(x_F)$ и асимметрии $A_N(x_F)$ в сильных полях.
- 16) Зависимость порогового угла θ_{cm} для $A_N(\theta_{cm})$ от числа и масс составляющих кварков в адронах.
- 17) Факторизация зависимостей P_N от p_T и φ_A, φ_B :
$$P_N \approx C(\sqrt{s}) F(p_T, A) [G(\varphi_A) - \sigma G(\varphi_B)]$$
- 18) Цветовой формфактор $F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2.5}]\} (1 - \alpha_A \ln A)$.
 $\alpha_A = 0$ для 76 реакций. Исключения: $pA \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$ ($\alpha_A = 0.121$), $pA \rightarrow p^\uparrow + X$ ($\alpha_A = -5/3$),
 $pA \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} + X$ ($\alpha_A = 0.121$) и $pA \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$ ($\alpha_A = 0.296$).

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

- 19) Резонансная зависимость: $C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}$, фокусировка кварков цветными силами? Magnetic focusing in atomic, nuclear and hadronic processes Yu. A. Simonov (Moscow, ИТЭР). Aug 26, 2013. 18 pp. e-Print: [arXiv:1308.5553](https://arxiv.org/abs/1308.5553) [hep-ph].
- 22) Знак E_R совпадает с $r_g = \text{sign}(-g_s v_A)$ для всех 80 инклюзивных реакций.
- 21) Величина E_R согласуется для 69 реакций из 80 с формулой, следующей из уравнения БМТ для прецессии спина: $E_R = 4r_g \sum M_Q / (2 - g^a_Q)$.
- 22) Величина δ_R согласуется с $\delta_R = (0.288 \pm 0.017) (A_1 A_2)^\alpha$, $\alpha = 0.0350 \pm 0.0017$, для 77 реакций. Исключения: $pA \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow + X$, $d^\uparrow A \rightarrow \pi^+ X$ и $AuAu \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$, где $\delta_R = (0.0136 \pm 0.0097) (A_1 A_2)^\alpha$. ($E_R > 0$, 51 реакция; $E_R < 0$, 29 реакций).
- 23) Аномальные хромомангнитные моменты составляющих кварков:
- $\Delta\mu^a_Q(u,c) = -0,469 \pm 0,006$, $q = +2/3$; Результат глобального
- $\Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{2/3} \Delta\mu^a_Q(u,c)$, $q = -1/3$. фита поляризационных данных.
- Средняя величина -0.426 согласуется с оценкой Н.Кошелева $\Delta\mu = -0.4$.
- Anomalous Quark Chromomagnetic Moment and Single-Spin Asymmetries
N.Kochelev, N.Korchagin. [arXiv:1308.4857](https://arxiv.org/abs/1308.4857) [hep-ph].

$M_Q = (-\Delta\mu^a/5.752)^{1/2} = 0.272$ ГэВ (Инстантонная модель для $\Delta\mu^a = -0.426$).

Средняя масса $M_Q = (M_u + M_d)/2 = (0.256 + 0.300)/2 = 0.278$ ГэВ. Глобальный фит.

$\alpha_s = g_s^2/4\pi = 1.1425$; $g_s = 3.789$; (АРТ, Д.В.Ширков); $\tilde{\rho} = 1.67$ ГэВ⁻¹; 2%.

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

- 24) Поляризация составляющих кварков равна: $P_U = +1$; $P_D = -1$.
- 25) Универсальная зависимость глобальных параметров модели от атомных весов сталкивающихся частиц. Исключение: $pA \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$ ($p^0_T \sim A_2^{-\alpha}$).
- 26) Взаимодействие в октетном для $q-\bar{q}$ системы и в секстеплетном для qq -системы приводит на малых расстояниях к отталкиванию, а в синглетном и антитриплетном – к притяжению. Это может объяснить доминирование последних в описании поляризационных явлений, поскольку для них возникает явление фокусировки (притяжения) пробника и спектатора, и это уменьшает средний радиус поперечный поля и увеличивает его величину. А это в свою очередь приводит к усилению поляризационных явлений при малых энергиях $\sqrt{s} = E_R$. J.Takahashi et al., Phys.Rev.D88(2013)114504; Y.Nakagawa et al., Phys.Rev.D77(2008)034015; A.Nakamura, T.Saito, Phys.Lett.B621(2005)171.
- 27) В качестве константы сильного взаимодействия лучше подходит $\alpha_s = g_s^2/4\pi = 1.1425$ из АРТ Д.В. Ширкова, а не $\alpha_s = 0.5$.
- 28) Поляризационные явления возникают в мягких процессах с очень малой передачей импульса: $q = r_0 p_T$, $r_0 = 0.0100 \pm 0.0010$.

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

29) Универсальное описание локальных параметров модели существует для указанного ниже числа реакций (из 80):

σ	D_r	E_R	E_0	a_0	p^0_T	f_A	$f_B = f_A$	$\alpha_A = 0$	δ_R	Y_V
70	53	71	62	71	79	69	78	76	77	80

Вывод уравнений для поляризации гиперонов и односпиновой асимметрии адронов

Исходная идея модели хромомангнитной поляризации кварков (ХПК) заимствована из модели М.Рыскина (М.Рыскин, ЯФ 48(1988)1114). После соударения и обмена цветным глюоном (цветовой перезарядки) между сталкивающимися адронами натягивается трубка цветового потока (струна). Как показано в работе А.В.Мигдал, S.B.Khohlachev, JETP Lett. 41, 194 (1985), вокруг трубки возникает поперечное круговое хромомангнитное поле \mathbf{V} (как вокруг проводника с током). Оно стабилизирует струну.

Поле \mathbf{V} взаимодействует с хромомангнитным моментом (μ) вылетающего из области взаимодействия кварка. Энергия взаимодействия кварка равна $-\mathbf{V}\mu$. Поскольку направление трубки близко к направлению сталкивающихся частиц, то неоднородное хромомангнитное поле сообщает кварку со спином вверх дополнительный поперечный импульс δq_T , направленный влево, а кварку со спином вниз – вправо. Оценка q_T :

$$\delta q_T = \mathbf{V}\mu = [4/3\alpha_s]/[2m_q 1.6R_c^2] = \pm 0.1 \text{ ГэВ}, \quad (1)$$

где $m_q \approx 0.33 \text{ ГэВ}$, $R_c = 2.5 \text{ ГэВ}^{-1}$, $\alpha_s \approx 1/2$ (Рыскин).

Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

Для оценки асимметрии A_N можно воспользоваться формулой

$$A_q = [d\sigma(q_T + \delta q_T) - d\sigma(q_T - \delta q_T)] / [d\sigma(q_T + \delta q_T) + d\sigma(q_T - \delta q_T)] =$$

$$\delta q_T (\partial / \partial p_T) \ln(d^3\sigma / d^3p) = \delta q_T D, \quad D \approx -5.5 \text{ ГэВ}^{-1}, \quad \delta q_T = \pm 0.1 \text{ ГэВ}.$$

$$A_q = \delta q_T D \text{ (асимметрия на кварковом уровне)}. \quad (2)$$

Силы, действующие со стороны неоднородного хромоманнитного поля (аналогичные силам в эксперименте Штерна-Герлаха), смещают спектры наблюдаемых адронов, влево или вправо, по шкале поперечных импульсов. Форма и магнитуда самих распределений при этом не изменяются. Поляризационные эффекты возникают при взаимодействии в конечном состоянии, после жесткого рассеяния кварков.

Условием применимости квазиклассического подхода является незначительное изменение импульса частицы на расстоянии порядка длины волны \hbar/p . Ларморовский радиус $R = p/g_s B^a \gg \hbar/p$ или $p \gg (2g_s \alpha_s v)^{1/2} / \rho \approx 0.6 \text{ ГэВ/с}$, где характерное поле $B^a = 2\alpha_s v / \rho^2$.

Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

Основные отличия модели ХПК от модели Рыскина:

1) Учет геометрии эффективного хромоманнитного поля \mathbf{V}^a :

$$\mathbf{V}_X = -\mathbf{V}_0 y / \rho; \quad \mathbf{V}_Y = \mathbf{V}_0 x / \rho; \quad \mathbf{V}_0 = 2\alpha_s v / \rho^2; \quad \mathbf{V}^a(r > \rho) = 0. \quad (11)$$

2) Учет зависимости δq_T (а также \mathbf{V} и \mathbf{v}) от числа кварков-спектаторов. Правила кваркового счета для вклада спектаторов в \mathbf{v} .

3) Учет прецессии спина кварка в поле \mathbf{V}^a . Уравнения БМТ:

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{V}^a]; \quad \mathbf{a} = \mathbf{g}_s(\mathbf{g}^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q; \quad (M_Q \approx 0.3 \text{ ГэВ}). \quad (7)$$

4) Поляризация составляющих кварков P_q равна ± 1 (для u и d). В модели Рыскина $P_q \propto x$ - доле импульса протона, уносимой кварком.

5) Продольная протяженность поля \mathbf{V}^a : $S = S_0 x_A$ ($x_F > 0$); $S = S_0 x_B$ ($x_F < 0$).
 $x_A = (x_R + x_F)/2$; $x_B = (x_R - x_F)/2$. Поле \mathbf{V}^a - не точечный объект.

6) Учет вклада в \mathbf{V} и \mathbf{v} рождающихся при высоких энергиях $q\tilde{q}$ -пар. Зависимость числа эффективных пар $q\tilde{q}$ от энергии: $N_{q\tilde{q}} \sim n_q \exp(-\sqrt{s}/W)$.
 $W = W_0/(A_1 A_2)^{1/6}$; $W_0 = 267 \pm 4 \text{ ГэВ}$. $n_q = 4.22 \pm 0.08$.

7) Использование $\alpha_s = 1.1425$ из АРТ (Д.Ширков) вместо $\alpha_s \approx 0.5$ из т.в. КХД.

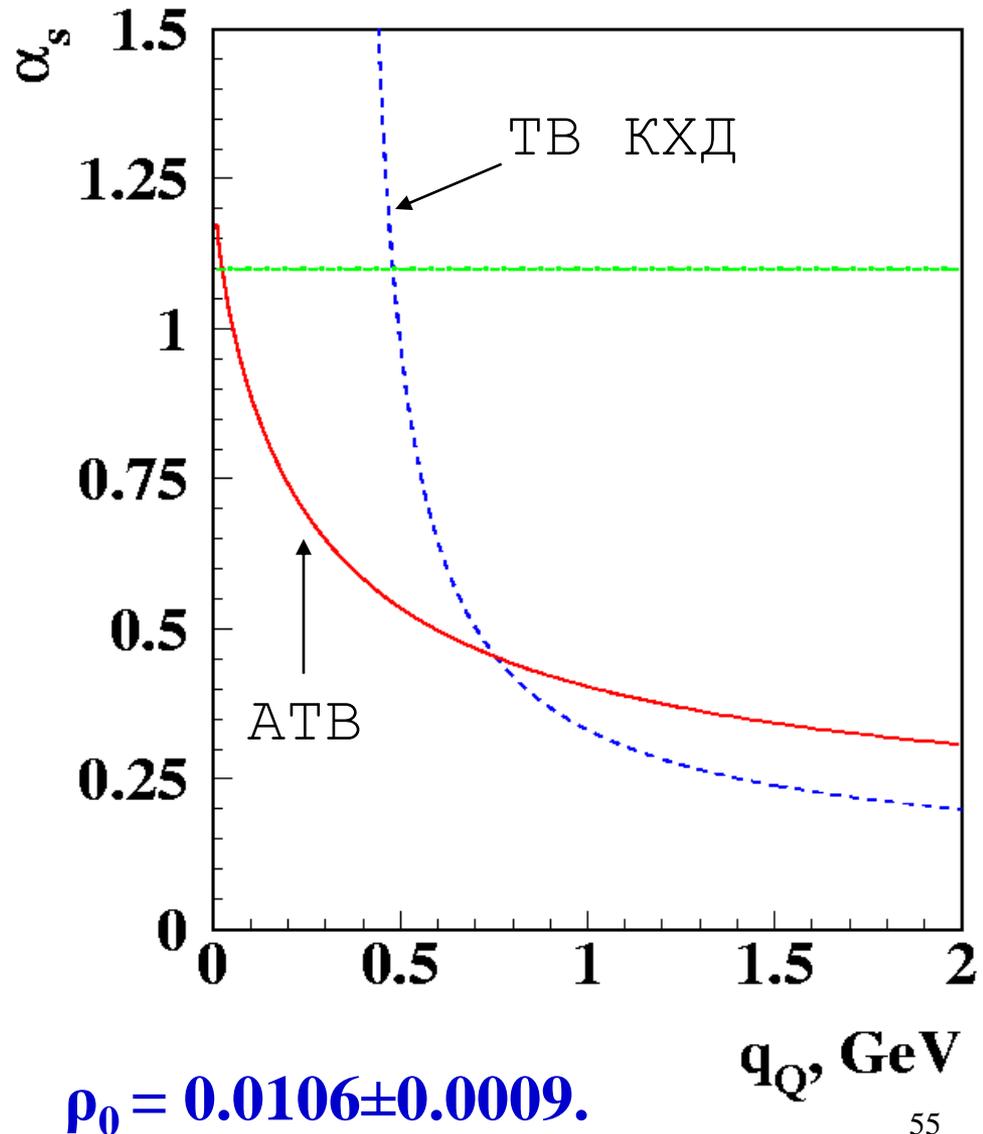
Зависимость α_s от переданного импульса

Сравнение α_s в аналитической теории возмущений (АТВ) и ТВ КХД.

В анализе данных характерная величина $\alpha_s \approx 1.14$, что соответствует условиям динамического нарушения киральной симметрии КХД.

К. Higashijima, Phys. Rev. D29, 1228 (1984).

Для оценки q используется соотношение $q = \rho_0 p_T$, где



Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

1) Неоднородное поле \mathbf{V}^a : действует на

$$\mu^a_Q = s g^a_Q g_s / 2M_Q - \text{хромомагнитный момент составляющего кварка.} \quad (11)$$

2) Силы Штерна-Герлаха (гамильтониан $-\mu^a \mathbf{V}^a$ - t- нечетный):

$$\mathbf{f}_x \approx \mu^a_x \partial \mathbf{V}^a_x / \partial x + \mu^a_y \partial \mathbf{V}^a_y / \partial x; \quad \mathbf{f}_y \approx \mu^a_x \partial \mathbf{V}^a_x / \partial y + \mu^a_y \partial \mathbf{V}^a_y / \partial y. \quad (5)$$

3) Учет прецессии спина кварка в поле \mathbf{V}^a . Уравнения БМТ:

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{V}^a]; \quad \mathbf{a} = \mathbf{g}_s (g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q) / 2M_Q; \quad (M_Q \approx 0.3 \text{ ГэВ}). \quad (7)$$

$\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2$ - аномальный хромомагнитный момент.

Прецессия спина частицы ($s=1/2$) в магнитном поле

$$\xi^1 = M\xi^0, \quad (\text{эволюция поляризации в магнитном поле}) \quad (13)$$

Гаркуша В.И. и др. Препринт ИФВЭ-86-147, 1986.

$$M = \frac{1}{B^2} \begin{pmatrix} B_y^2 \cos(ks) + B_x^2 & B_x B_y [1 - \cos(ks)] & -B_y B \sin(ks) \\ B_x B_y [1 - \cos(ks)] & B_x^2 \cos(ks) + B_y^2 & B_x B \sin(ks) \\ B_y B \sin(ks) & -B_x B \sin(ks) & B^2 \cos(ks) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

where $k = aB/v$ and s is a path length in the field ($ds = vdt$).

$$\xi^0 = (0, \xi_y, 0), \quad (\text{начальное значение поляризации}) \quad (15)$$

$$\xi = \xi_y^0 / B^2 [B_x B_y (1 - \cos\phi), B_x^2 \cos\phi + B_y^2, -B_x B \sin\phi]. \quad (16)$$

$$\xi_y = \xi_y^0 / B^2 [B_x^2 \cos\phi + B_y^2], \quad \phi = kS = aBS/v - \text{угол прецессии}. \quad (17)$$

После усреднения по x, y : $\langle \xi_x \rangle = 0$; $\langle \xi_z \rangle = 0$; $\langle B_x B_y \rangle = 0$; $\langle B_x B \rangle = 0$.

Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

1) Сила, действующая хромомангнитный момент кварка, будет осциллирующей функцией времени прохождения в поле $t=S/v$ или расстояния S :

$$\mathbf{f}_x = \mu^a \mathbf{B}_0/\rho = \mu^a \xi_y^0 \mathbf{B}_0/\rho [(y/r)^2 \cos\phi + (x/r)^2], \quad \langle \mathbf{f}_y \rangle = \langle -\mu^a \mathbf{B}_0/\rho \rangle = 0, \quad (11)$$

где угол прецессии $\phi = \mathbf{aB}^a S/v = \mathbf{taB}_0 r/\rho$, $\mathbf{a} = \mathbf{g}_s(\mathbf{g}_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q$ из уравнения ВМТ: $d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}^a]$.

2) В результате действия силы \mathbf{f}_x кварк получает дополнительный импульс (после усреднения по сечению поля, $r < \rho$):

$$\delta p_x = \int \mathbf{f}_x dt = \mu^a \xi_y^0 / (a\rho) [(1 - \cos\phi_A)/\phi_A + \phi_A/2], \quad (19)$$

$$\phi_A = 2\alpha_s \mathbf{a}/\rho^2 \cdot \mathbf{S}/v = \omega_A \mathbf{x}_A - \text{угол прецессии спина}; \quad (20)$$

$$\text{где } \mathbf{S} = \mathbf{S}_0 \mathbf{x}_A - \text{полная длина траектории в поле } \mathbf{B}, \quad S_0 \approx 1 \text{ Фм}. \quad (21)$$

$\mathbf{x}_A = (\mathbf{x}_R + \mathbf{x}_F)/2$ - скейлинговая переменная. (21) следует из глобального анализа поляризационных данных и наблюдения скейлинга A_N по \mathbf{x}_A .

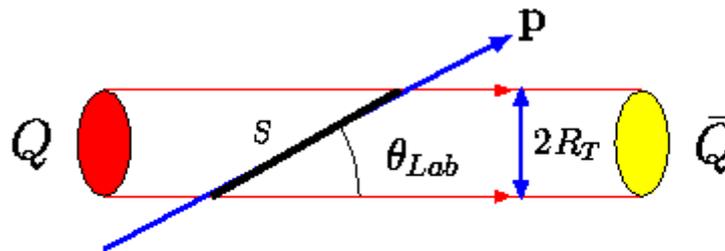
$$\delta p_x = \mathbf{g}_Q^a \xi_y^0 [(1 - \cos\phi_A)/\phi_A + \varepsilon \phi_A]/2\rho / (\mathbf{g}_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q), \quad (22)$$

$\varepsilon = -0.00474 \pm 0.00010$ - глобальный параметр модели ХПК.

Ограниченность интеграла эффективного поля КХД струн: $S = S_0 x_A$

Длина пути (S) кварка в поле трубки при фиксированном p_T

$S \sim R_T / \sin(\theta_{Lab}) \sim p/p_T \sim P_A x_A / p_T$ — геометрический фактор.



Quark path length S in a color flux tube.

$S \sim l_f \sim p \sim P_A x_A$ (если длина формирования меньше $R_T / \sin(\theta_{Lab})$).

Таким образом, длина пути кварка в эффективном

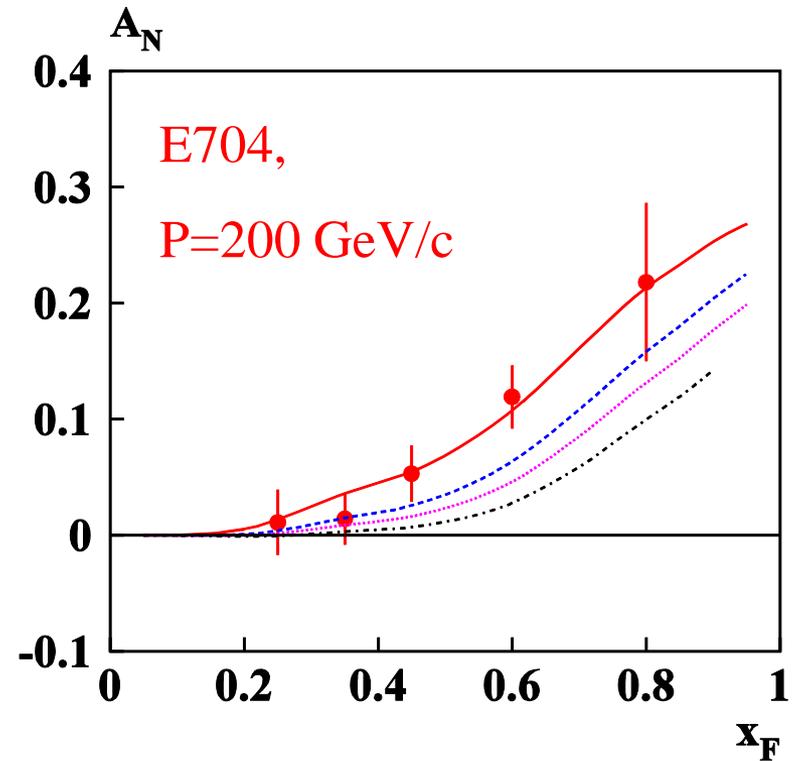
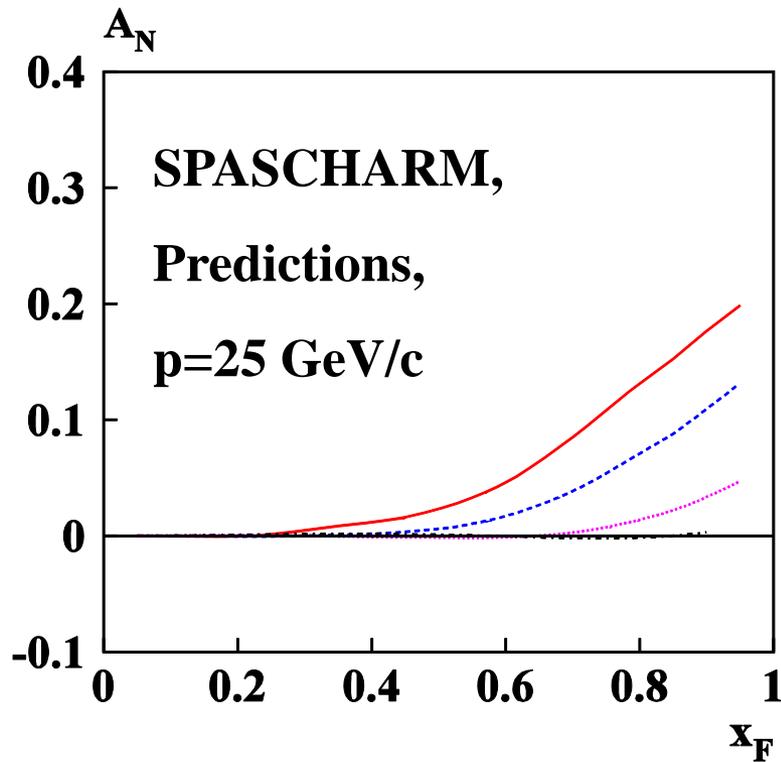
хромоманнитном поле струны пропорциональна x_A : $S = S_0 x_A$.

Коэффициент S_0 не растет в с.ц.м. линейно с $P_A^{cm} \sim \sqrt{s}$, а практически постоянен, т.к. длина струны не может расти неограниченно в силу конфайнмента. Происходит ее фрагментация с образованием пары кварк-антикварк, после чего кварк и антикварк в каждом из образовавшихся сегментов струны начинают ускоряться навстречу друг другу полем струны, что ограничивает рост суммарной длины струн и эффективного интеграла поля V^a .

References

- $pA \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} + X$ Wilkinson, PRL 58 (1987) 855; 46(1981)803; $\sqrt{s}=27.44$ GeV
- P.Pogodin PR D70,112005 (2004)800; $\sqrt{s}=38.78$ GeV
- A.Morelos, Phys.Rev.D52(1995)3777, E761; $\sqrt{s}=38.78$ GeV
- C.Ankenbrandt PRL 51(1983)863. $\sqrt{s}=27.44$ GeV
- $pA \rightarrow \Xi^{-\uparrow} + X$ J.Duryea PRL 67(1991) 1193. $\sqrt{s}=38.78$ GeV
- L.H.Trost PR D40(1989)1703. $\sqrt{s}=27.44$ GeV
- R.Rameika PR D33(1986) 3172. $\sqrt{s}=27.44$ GeV
- P.M.Ho PRL 65(1990) 1713. $\sqrt{s}=38.78$ GeV
- $pA \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow} + X$ P.M.Ho PRL 65(1990) 1713. $\sqrt{s}=38.78$ GeV
- $pA \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow} + X$ E. Abouzaid Phys.Rev. D75 (2007) 012005. $\sqrt{s}=38.78$ GeV
- $pA \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow} + X$ Felix,J. Trieste,Italy,1995.p. 231. BNL E766. $\sqrt{s}=7.31$ GeV
- $\tilde{p}^{\uparrow} A \rightarrow \pi^{-} + X$ A.Bravar PRL 77(1996)2626. E704 $\sqrt{s}=19.43$ GeV

Асимметрия A_N в $\tilde{p}^\uparrow A \rightarrow \pi^- + X$



Predictions: **solid red:** $\tilde{p}^\uparrow p$;

Dashed blue: $\tilde{p}^\uparrow \text{Be}$;

Dotted orange: $\tilde{p}^\uparrow \text{Cu}$;

Dash-dotted black: $\tilde{p}^\uparrow \text{Pb}$.

Left panel: $\tilde{p}^\uparrow A$; $\sqrt{s}=6.98 \text{ GeV}$;

Solid red: $\sqrt{s}=19.4 \text{ GeV}$

Dashed blue: $\sqrt{s}=8.77 \text{ GeV}$

Dotted orange: $\sqrt{s}=6.98 \text{ GeV}$

Dash-dotted black: $\sqrt{s}=5.48 \text{ GeV}$

Right panel: $\tilde{p}^\uparrow p$.

Происхождение величины λ

Отрицательный знак λ объясняется противоположными знаками цветовых зарядов кварка и антикварка и их вкладов в эффективное поле \mathbf{V}^a .

Малая абсолютная величина λ может быть связана с отношением волновых функций qq и $q\bar{q}$ пар:

$$\lambda = - |\psi_{qq}(\mathbf{0})|^2 / |\psi_{q\bar{q}}(\mathbf{0})|^2 \approx -1/8, \quad (6)$$

где для водородо-подобного потенциала волновая функция в нуле пропорциональна $(C_F \alpha_S)^{3/2}$, где $C_F = 4/3$ для цветового синглета и $C_F = 2/3$ для антитриплета.

S.P. Baranov, Phys. Rev. D54, 3228 (1996).

Глобальный анализ для 80 реакций дает $\lambda = -0.1338 \pm 0.0014$, что находится в качественном согласии с (6) и служит обоснованием правил кваркового счета и модели в целом.

A-зависимость параметров модели

$$E_0, E_R \sim A_1^{2\alpha} \text{ IF } x_F > 0; \quad \text{где } \alpha = 0.0390 \pm 0.0027$$

$$E_0, E_R \sim A_2^{2\alpha} \text{ IF } x_F < 0; \quad E_0, E_R \sim (A_1 A_2)^\alpha \text{ для } x_F = 0;$$

$$\delta_R \sim (A_1 A_2)^\alpha; \quad p_N \sim (A_1 A_2)^{-2\alpha/3}; \quad D_r \sim (A_2/A_1)^{2\alpha/3};$$

$$\sigma \sim (A_1/A_2)^\beta; \quad \text{где } \beta = 0.2423 \pm 0.0071$$

$$p_T^0 \sim (A_1 A_2)^{\gamma/2}; \quad a_0 \sim (A_1)^{-\gamma}; \quad \text{где } \gamma = \alpha + \beta.$$

Одно исключение для реакции : $pA \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$

$$p_T^0 \sim A_2^{-\alpha}$$

Требуется всего два параметра, α и β , для 80 реакций!

Для оценки α и β используются 80 реакций, 3160 эксп. точек.

Размерные глобальные параметры (6)

	Параметр, ГэВ		Параметр, ГэВ/с
W_0	266.0 ± 3.4	P_N	74 ± 13
m_r	0.361 ± 0.006		$m_r = S_0/\rho^2$

А также токовые (5) и динамические (3) массы кварков. $\ln(M_2/M_1)=4^{N-2}$, где M_1 и M_2 – массы легкого и тяжелого кварков в поколении N .

Quark	$(g-2)/2$	g	M_q	dM_q	$\ln(M_2/M_1)$	GEN=N
U	-0.471	1.058	0.2526	0.2503 ± 0.0037	0.1635	0.69
D	-0.384	1.232	0.2974	0.2926 ± 0.0048		
S	-0.384	1.232	0.4623	0.3673 ± 0.0082	1.0145	2.01
C	-0.471	1.058	1.2750	0.0000		
B	-0.384	1.232	4.1800	0.0000	3.7259	2.95
T				173.5	0.000	

Безразмерные глобальные параметры (16)

	Параметр		Параметр		Параметр
λ	-0.1338 ± 0.0014	α	0.0368 ± 0.0016	D_R	0.767 ± 0.024
τ	0.0265 ± 0.0009	β	0.243 ± 0.007	δ_R	0.299 ± 0.018
ε	-0.00476 ± 0.00011	A_T	56.4 ± 9.1	u_0	$2/3$
δ	2.47 ± 0.11	A_a	10.8 ± 0.8	d_0	$-u_0/\sqrt{2}$
n_q	4.24 ± 0.08	A_b	0.321 ± 0.009	κ	0.0071 ± 0.0092
ρ_0	0.0100 ± 0.0010	c_m	0.454 ± 0.024	d_m	0.030 ± 0.006

А также аномальные хромоманнитные моменты кварков (1).

Всего $6+16+1=23$ глобальных параметра.

References

1. V.V. Abramov, Phys. At. Nucl. 72 (2009) 1872.
2. V.V. Abramov, J. Phys. Conf. Ser. 295 012086 (2011).
3. V.V. Abramov, Proc. of the XIV Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-11), edited by A.V. Efremov and S.V. Goloskokov (Dubna, 2012) p. 21-26.
4. V.V. Abramov, Proc. of the XIII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-09), edited by A.V. Efremov and S.V. Goloskokov (Dubna, 2010) p. 25-28. e-Print: arXiv:0910.1216 [hep-ph].
5. V.V. Abramov, Phys. At. Nucl. 70 (2007) 2103.
6. V.V. Abramov, Proc. of the XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07), edited by A.V. Efremov and S.V. Goloskokov (Dubna, 2008) p. 13-16. e-Print: arXiv:0711.0323 [hep-ph].

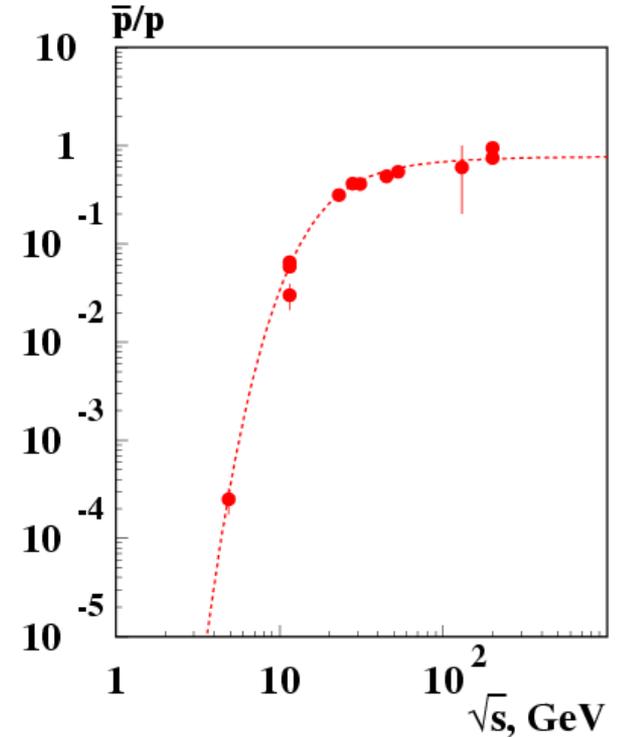
Dependence of ECF on \sqrt{s} and atomic weights A_1, A_2

At high energy \sqrt{s} new quark and antiquark production changes the ECF intensity.

In case of ion collisions the effective number of spectator quarks in a projectile nucleus is equal to its number in a tube with transverse radius limited by the confinement:

$$q_A = 3(1+f_N)A_{\text{eff}} \sim 3(1+f_N)A^{1/3} \quad (23)$$

$$\tilde{q}_A = 3f_N A_{\text{eff}} \sim 3f_N A^{1/3} \quad (24)$$



New quark contribution $f_N(\sqrt{s}, p_T, x_F)$ is suppressed at high p_T & x_F since fast probe quark leaves the ECF very quickly and is not influenced by it. The f_N is rising with energy \sqrt{s} .

The case of A_1A_2 -collisions

In case of A_1A_2 -collisions the new quark contribution f_N to ECF & string number v_A at a given p_T & x_F is modified as:

$$f_N = n_q \exp(-W/\sqrt{s})(1-X_N)^n, \quad (25)$$

$$X_N = [(p_T/p_N)^2 + x_F^2]^{1/2}; \quad (26)$$

$$W = W_0/(A_1A_2)^{1/6} \quad (27)$$

$$n = (A_1A_2)^{1/6} \quad (\text{fractality parameter}) \quad (28)$$

$$W_0 = 266.0 \pm 3.4 \text{ GeV}, \quad W_0 \approx 2M_p/\alpha_{EM}$$

$$n_q = 4.24 \pm 0.08, \quad p_N = 74.0 \pm 13.0 \text{ GeV}/c;$$

where A_1 & A_2 are atomic weights of colliding nuclei.

Дополнительные слайды:

Оценка аномальных хромомангнитных моментов кварков

$$\Delta\mu^a = (g^a - 2)/2 \quad (16)$$

Аномальные хромомангнитные моменты при $q=0$:

$$\Delta\mu^a_U(0) = -0.473 \pm 0.010$$

$$\Delta\mu^a_D(0) = -0.382 \pm 0.010$$

$$\Delta\mu^a_S(0) = -0.405 \pm 0.012$$

$$\Delta\mu^a_C(0) = -0.443 \pm 0.031$$

$$\Delta\mu^a_B(0) = -0.347 \pm 0.021$$

Инстантонная модель:

$$\text{Kochelev: } \Delta\mu^a = -0.4 \quad (m_q=170 \text{ MeV})$$

$$\text{Diakonov: } \Delta\mu^a = -1.6 \quad (m_q=345 \text{ MeV})$$

$$\Delta\mu^a \sim m_q^2 \quad (17)$$

$$\Delta\mu^a_Q \approx -0.38(d,s,b), \quad q=-1/3; \quad \Delta\mu^a_Q \approx -0.47(u,c), \quad q=+2/3.$$

N. Kochelev, and N. Korchagin, arXiv:1308.4857 [hep-ph].

N. Korchagin, N. Kochelev, N. Nikolaev, arXiv:1111.1831v2

N.I. Kochelev, Phys. Lett. B426(1998) 149.

D. Diakonov, Prog. Part. Nucl. Phys. 51(2003)173.

Additional transverse momentum of quark Q is due to Stern-Gerlach type force in ECF

Due to microscopic Stern-Gerlach effect quark Q gets an additional spin-dependent transverse momentum δp_x , which causes an azimuthal asymmetry A_N or transverse hadron polarization P_N .

$$\delta p_x = g^a_Q \xi^0_y [(1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A]/2\rho/(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q), \quad (9)$$

$\varphi_A = \omega_A \mathbf{x}_A$ spin precession angle in the fragmentation region of A.

$$\omega_A = g_s \alpha_s \mathbf{v}_A S_0 (g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/(M_Q c\rho^2) \quad \ll\text{frequency}\gg \quad (10)$$

$$\mathbf{x}_{A(B)} = (\mathbf{x}_R \pm \mathbf{x}_F)/2 \quad \text{scaling variables} \quad (11)$$

$$S_0/\rho^2 \approx 0.361 \pm 0.006 \text{ GeV}; \quad \varepsilon = -0.00476 \pm 0.00011.$$

$$A_N \approx -\delta P_x D; \quad \text{Fermi relation} \quad (\text{Ryskin, 1988}) \quad (12)$$

$$D \approx -\partial/\partial p_T \ln(d^3\sigma/d^3p); \quad D \approx 5 \text{ GeV}^{-1} \quad (13)$$

Thomas precession effect in effective color field

$$\mathbf{U} = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_T \quad - \text{an additional term in the effective Hamiltonian} \quad (12)$$

$$\boldsymbol{\omega}_T \approx [\mathbf{F} \mathbf{v}]/M_Q \quad - \text{Thomas frequency for } E_Q \gg M_Q. \quad (13)$$

$$\delta\mathbf{P} = -\boldsymbol{\omega}_T/\Delta E \quad - \text{polarization for } pp \rightarrow \Lambda + X, \text{ where } \Delta E > 0. \quad (14)$$

➤ Direction and magnitude of the force $\mathbf{F} = g_s \mathbf{E}^a$ is determined by quark counting rule for ECF. $F_Z \sim -[2 + 2\lambda - 3\tau \lambda] < 0$ for $Q=s$ in $pp \rightarrow \Xi^0 + X$,

$$F_Z = g_s E_Z^a = -2g_s \alpha_s [1 + \lambda - 3\tau \lambda] / \rho^2 < 0 \quad \text{for } Q=s \text{ in } pp \rightarrow \Lambda + X, \quad (15)$$

$$F_Z \sim -[3\lambda - 3\tau \lambda] > 0 \quad \text{for } Q=u \text{ in } pp \rightarrow \pi^+ + X.$$

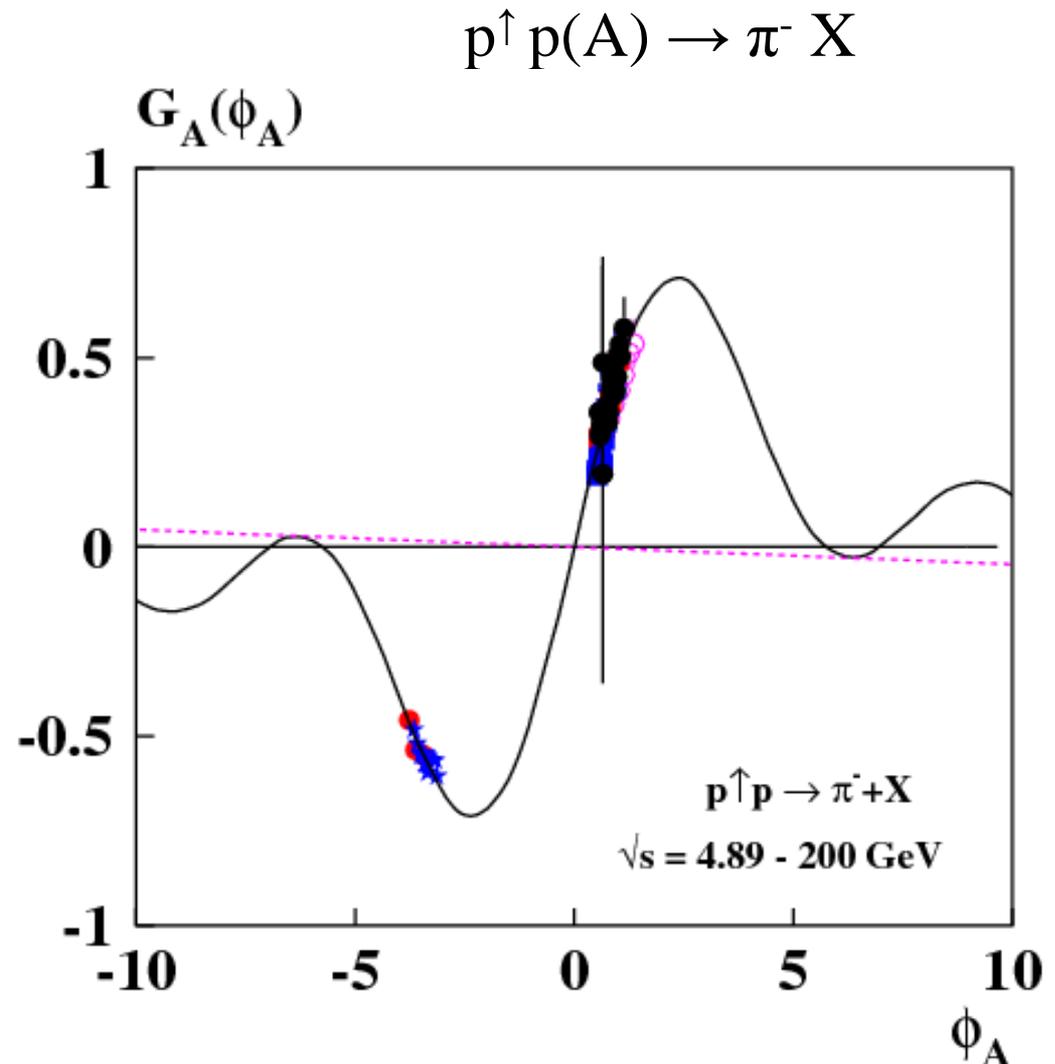
➤ Force F_Z is processes dependent! $\delta P_N > 0$ for $Q=s$ in $pp \rightarrow \Lambda + X$.

➤ Additional Thomas precession term $\delta P_N > 0$ is **opposite in sign** to the DeGrand model predicted **negative polarization** for $pp \rightarrow \Lambda + X$. In ECF model dominates chromomagnetic field contribution with $\delta P_N < 0$.

Oscillation of A_N for $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$

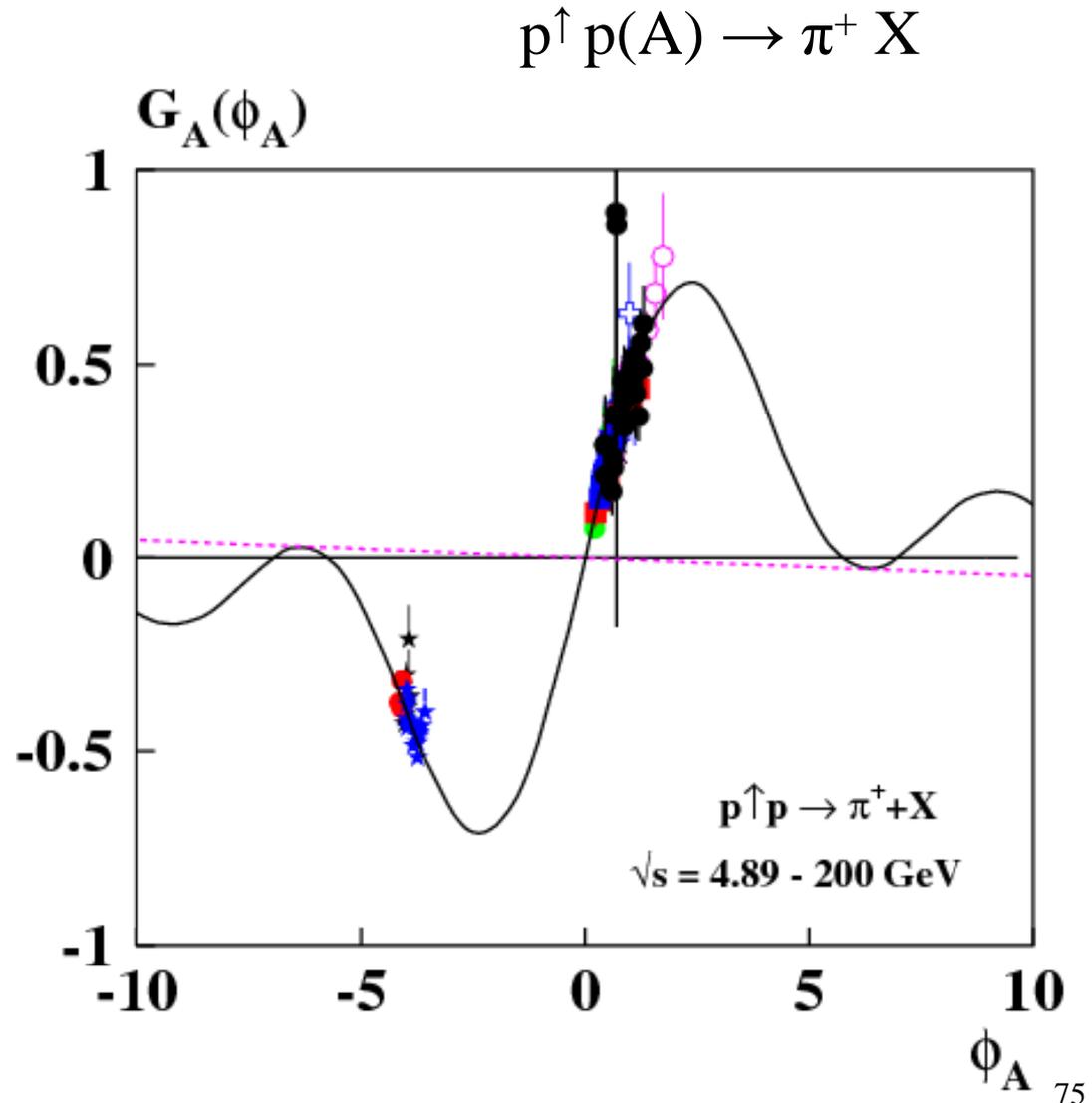
The data for the $p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^- X$ reaction are also described well by the ECF model with a universal function $G_A(\phi_A)$, shown by the solid black curve.

It is very interesting to measure A_N at different energies, from $\sqrt{s} = 70$ GeV up to 500 GeV. The data points should move along the curve from positive ϕ_A region to the negative one.

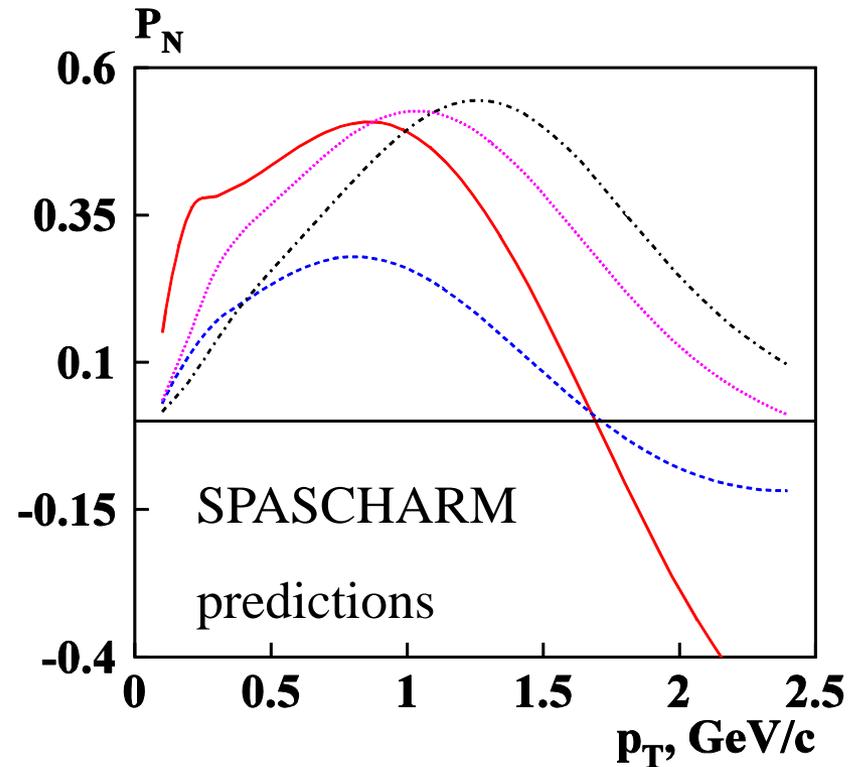
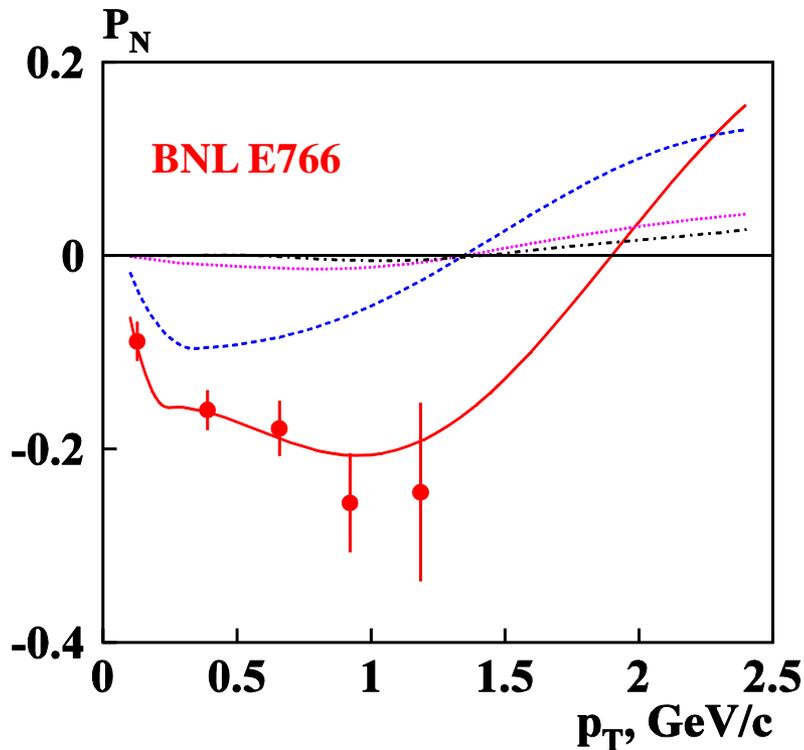


Oscillation of A_N for $p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^+ X$

The π^+ production A_N in $p \uparrow p(A)$ collisions is measured in the E704, FODS-2, BRAHMS and many other experiments. The data at $\sqrt{s} = 200$ GeV have negative values of ϕ_A due to new $q\text{-}\tilde{q}$ pair production $\sim \exp(-\sqrt{s}/W)$ and change of the ECF sign. The data at $\sqrt{s} < 70$ GeV have positive ϕ_A and an approximate scaling for $A_N(x_F, p_T)$. Parameter $W = 272.7 \pm 1.3$ GeV.



Поляризация в $pA \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow + X$



Predictions: **solid red:** pp;
Dashed blue: pBe; $x_F = -0.23$
Dotted orange: pCu;
 Dash-dotted black: pPb.
 Left panel: pA; $\sqrt{s} = 7.31$ GeV;

Solid red: pp
Dashed blue: pBe, $x_F = +0.23$
Dotted orange: pCu
 Dash-dotted black: pPb
 Right panel: $\sqrt{s} = 6.92$ GeV

Global data analysis: A_N

Inclusive reactions, in which analyzing power was measured in hp & hA-collisions. 24 reactions, 1409 points.

N_{e}	Reaction	N_{e}	Reaction	N_{e}	Reaction
1	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+$	9	$p^\uparrow A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	17	$\tilde{p} d^\uparrow \rightarrow \pi^0$
2	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^-$	10	$p^\uparrow p \rightarrow \eta$	18	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \eta$
3	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	11	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^+$	19	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$
4	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^+$	12	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^-$	20	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^-$
5	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^-$	13	$p^\uparrow p \rightarrow \tilde{p}$	21	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$
6	$p^\uparrow p \rightarrow K^0_s$	14	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+$	22	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \eta$
7	$p^\uparrow p(A) \rightarrow n$	15	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^-$	23	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$
8	$p^\uparrow p(A) \rightarrow p$	16	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	24	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$

Global data analysis: P_N

Inclusive reactions, in which polarization was measured in hp & hA–collisions. 25 reactions, 1058 points.

N_0	Reaction	N_0	Reaction	N_0	Reaction
25	$p p(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow$	34	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	43	$\tilde{p} A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
26	$n A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	35	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	44	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
27	$p A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	36	$\Lambda A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	45	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$
28	$p A \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	46	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
29	$p A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	38	$p A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	47	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
30	$p p \rightarrow p^\uparrow$	39	$\Sigma^- A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	48	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
31	$p A \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	40	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	49	$K^+ p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
32	$p A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	41	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow}$		
33	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	42	$p A \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$		

Global data analysis : A_N , P_N , ρ_{00}

Inclusive reactions, in which P_N was measured in AuAu–collisions, vector meson polarization, P_N & A_N in lepton–nucleon collisions. 26 reactions, 544 points.

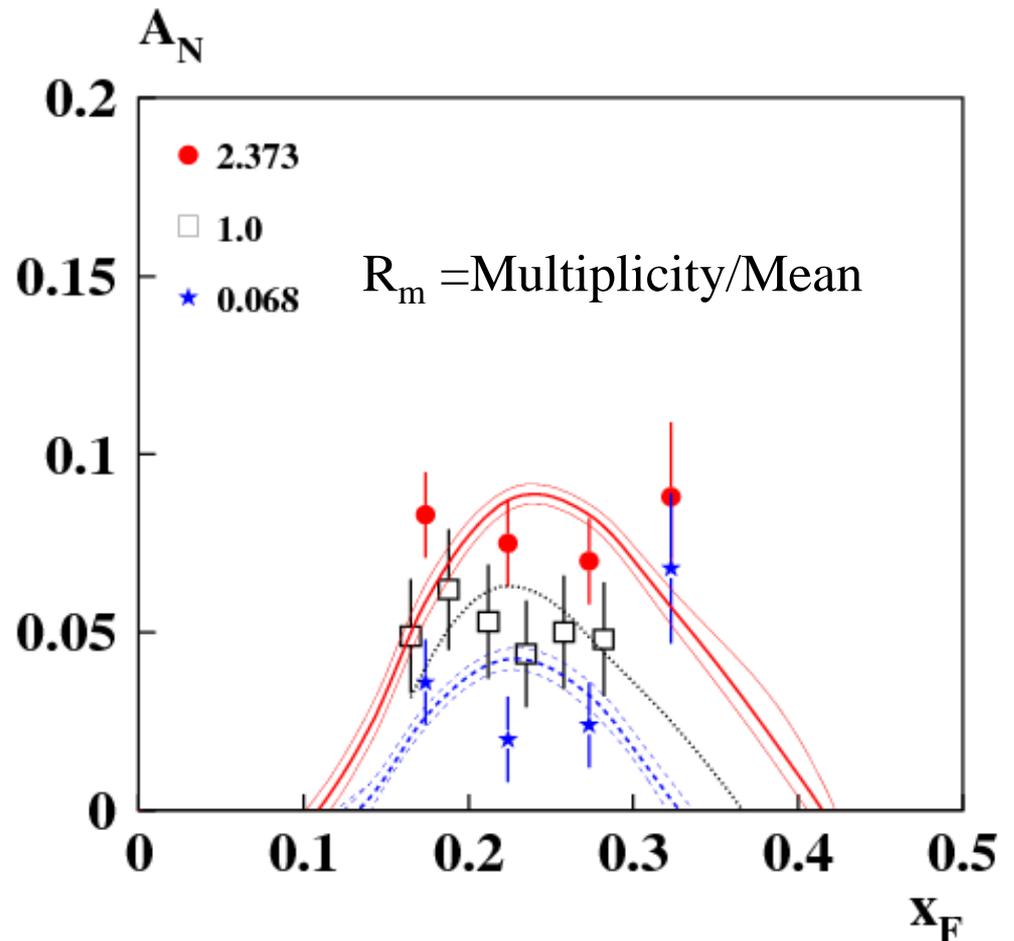
N_o	Reaction	N_o	Reaction	N_o	Reaction
50	$Au+Au \rightarrow \Lambda^\uparrow$	59	$n A \rightarrow K^*(892)^{-\uparrow}$	68	$e^+ A \rightarrow \Lambda^\uparrow$
51	$Au+Au \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	60	$n A \rightarrow K^*(892)^{+\uparrow}$	69	$e^+ A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
52	$A_1+A_2 \rightarrow \Lambda^\uparrow$	61	$\tilde{p} p \rightarrow Y(1S)^\uparrow$	70	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$
53	$p A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	62	$\tilde{p} p \rightarrow Y(2S)^\uparrow$	71	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^-$
54	$\tilde{p} A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	63	$AuAu \rightarrow \tilde{K}^*(892)^{0\uparrow}$	72	$e^+ p^\uparrow \rightarrow K^+$
55	$p A \rightarrow Y(1S)^\uparrow$	64	$AuAu \rightarrow \phi(1020)^\uparrow$	73	$e^+ p^\uparrow \rightarrow K^-$
56	$p A \rightarrow Y(2S)^\uparrow$	65	$\nu_\mu A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	74	$\mu^- d^\uparrow \rightarrow h^+$
57	$\tilde{p} p \rightarrow \rho(770)^\uparrow$	66	$e^+ e^- \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow}_{(\rho 00)}$	75	$\mu^- d^\uparrow \rightarrow h^-$
58	$p p \rightarrow \phi(1020)^\uparrow$	67	$e^+ e^- \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow}_{(\rho 1-1)}$		

Multiplicity dependence of $A_N(x_F)$

The π^+ production A_N in $p^\uparrow p$ collisions is measured in the BRAHMS experiment. J.H.Lee, DIS2009.

The data are presented here for three bins of multiplicity, normalized to the mean value (R_m). Higher R_m corresponds to larger ECF value due to correlation of the number of strings and multiplicity. New quark contribution to the ECF, f_N , is:

$$p^\uparrow p \rightarrow \pi^+ X, \quad \sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$$

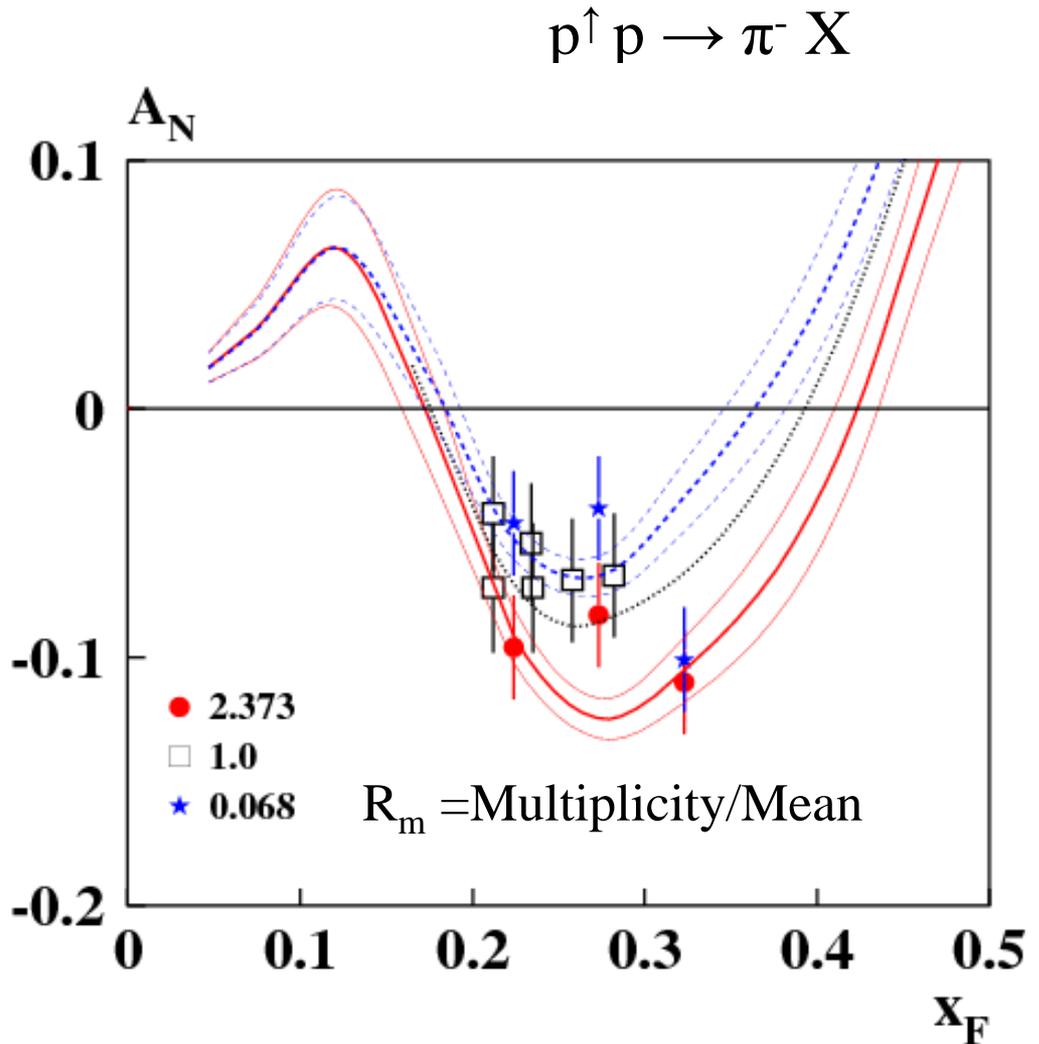


$$f_N \sim 1 + a_m(R_m - 1), \quad a_m = 0.030 \pm 0.006 \quad (24)$$

Multiplicity dependence of $A_N(x_F)$

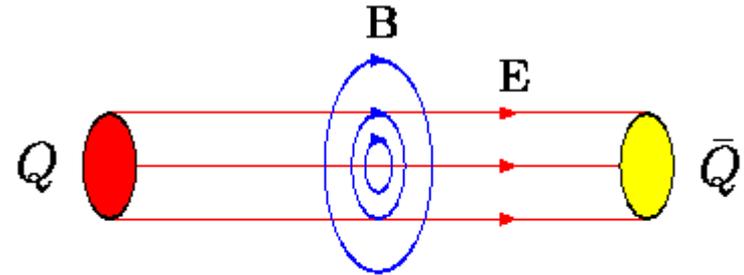
The π^+ production A_N in $p^\uparrow p$ collisions is measured in the BRAHMS experiment. J.H.Lee, DIS2009.

The data are presented here for three bins of multiplicity, normalized to the mean value (R_m). Higher R_m corresponds to larger ECF value due to correlation of the number of strings and multiplicity. Larger ECF gives in this model higher A_N .



Color field between quark and antiquark

There are longitudinal chromo-electric field \mathbf{E}^a and a circular chromomagnetic field \mathbf{B}^a .



$\mu^a_Q = s g g_s / 2 M_Q$ – chromomagnetic constituent quark moment.

*Color flux tube fields B and E.
A.B.Migdal, S.B.Khohlachev, 1985*

A.B.Migdal, S.B.Khohlachev, JETP Lett. 41, 194 (1985).

Also, Yu.Goncharov, Int.J.Theor.Phys.49, 1155 (2010).

Field dependence on the distance r from the string axis:

$$\mathbf{E}^{(3)}_Z = -2\alpha_s v_A / \rho^2 \exp(-r^2/\rho^2), \quad (1)$$

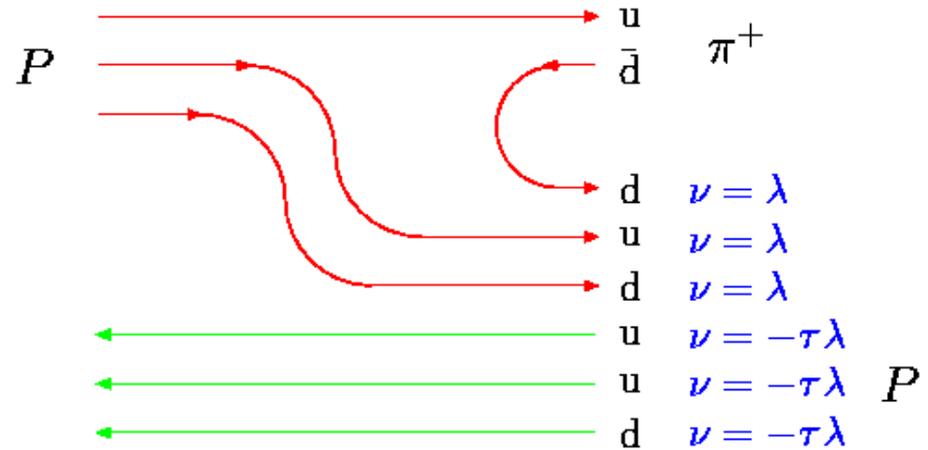
$$\mathbf{B}^{(2)}_\varphi = -2\alpha_s v_A r / \rho^3 \exp(-r^2/\rho^2), \quad (2)$$

where v_A – number of quarks, $\rho = 1.25 R_C \approx 2.08 \text{ GeV}^{-1}$,
 $R_C^{-1} \approx 0.6 \text{ GeV}$, R_C – confinement radius, $\alpha_s = g_s^2/4\pi \approx 1$.

Правила кваркового счета для ν_A и ω^0_A

Кварки и антикварки – спектаторы дают вклад в ν_A , ω^0_A и $\int \mathbf{B}^a \mathbf{d}\mathbf{z}$ с весом λ и 1 соответственно.

Спектаторы из мишени имеют дополнительный фактор $-\tau$.



$$p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$$

$$\int \mathbf{B}^a \mathbf{d}\mathbf{z} \sim \omega^0_A = \omega^0_U [3\lambda - 3\tau\lambda] > 0;$$

$$\omega^0_U \sim (g^a_U - 2)/2 < 0. \quad \mathbf{A}_N > 0.$$

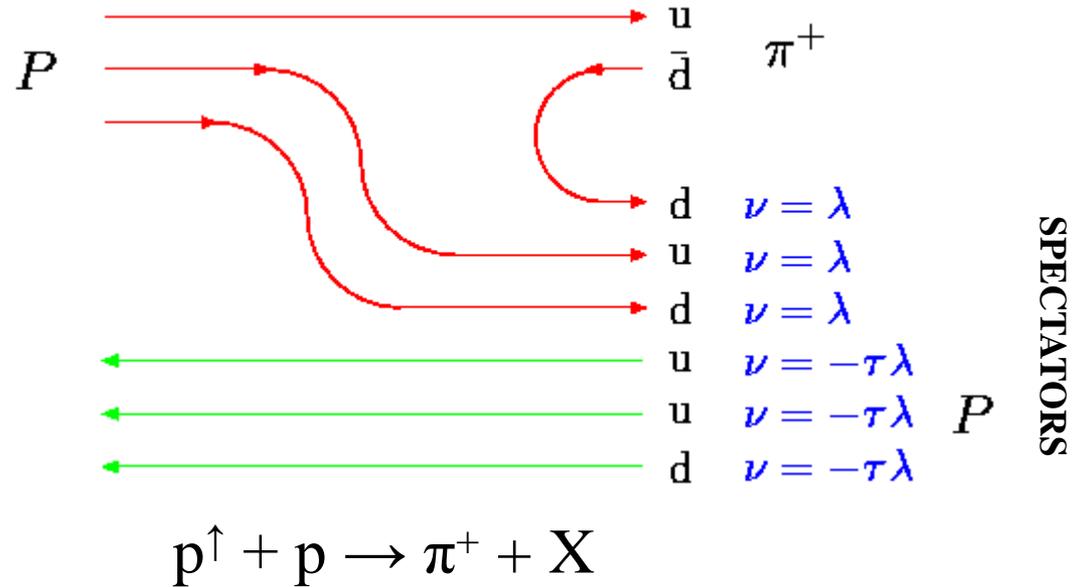
qq -SU(3)с триплет, $\nu = \lambda$;

$q\bar{q}$ -SU(3)с синглет, $\nu = 1$.

- Спектаторы – все кварки, не входящие в наблюдаемый адрон.
- На поляризованный u -кварк в π^+ действуют поля, создаваемые кварками-спектаторами из пучка и мишени.
- $\lambda = - |\psi_{qq}(\mathbf{0})|^2 / |\psi_{q\bar{q}}(\mathbf{0})|^2 \approx 1 - e^{1/8} \approx -0.13315$ color factor (5)
- $\lambda = -0.1338 \pm 0.0014, \quad \tau = 0.0265 \pm 0.0009, \quad$ фит для 80 реакций.

Quark counting rules for frequency ω^0_A

Quarks & antiquarks spectators from projectile contribute to ω^0_A , with weights λ & 1 respectively. Spectators from target have additional factor $-\tau$.



$$\mathbf{E}^a \sim \mathbf{B}^a \sim \omega^0_A = \omega^0_U [3\lambda - 3\tau\lambda] > \mathbf{0}; \quad A_N > \mathbf{0};$$

$$\omega^0_U \sim (\mathbf{g}^a_U - 2) < 0.$$

General frequency ω^0_A equations for q и \tilde{q} probes from hadron C:

$$\omega^0_A(q) = \omega^0_Q \{ \tilde{q}_{\text{new}} + \lambda q_{\text{new}} - \tilde{q}_{\text{used}} - \lambda q_{\text{used}} + \lambda q_A + \tilde{q}_A - \tau(\lambda q_B + \tilde{q}_B) \} \quad (27)$$

$$\omega^0_A(\tilde{q}) = \omega^0_Q \{ \lambda \tilde{q}_{\text{new}} + q_{\text{new}} - \lambda \tilde{q}_{\text{used}} - q_{\text{used}} + q_A + \lambda \tilde{q}_A - \tau(q_B + \lambda \tilde{q}_B) \} \quad (28)$$

Quark spin precession in string field

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}^a] + d[\xi [\mathbf{E}^a \mathbf{v}]] \quad (\text{BMT-equation}) \quad (6)$$

$$a = g_s(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (\text{mass } M_U \approx M_D \approx 0.3 \Gamma \ni B) \quad (7)$$

$$d = g_s[g^a_Q - 2E_Q/(E_Q + M_Q)]/2M_Q \quad (E_Q \text{ is } Q \text{ energy}) \quad (8)$$

$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2$ (quark anomalous chromomagnetic moment).

➤ Spontaneous chiral symmetry breaking leads to non-zero additional dynamical quark mass $\Delta M_Q(q)$ & $\Delta\mu^a_Q(q)$.

In instanton model: $\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.4$ (N. Kochelev);

$\Delta\mu^a_Q(0) \approx -1.6$ (D. Diakonov).

Both, $\Delta M_Q(q)$ & $\Delta\mu^a_Q(q)$ tend to zero when $q \rightarrow \infty$.

➤ The second term in (6) is due to Thomas spin precession in \mathbf{E}^a .

Predictions of A_N for $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$, $\theta_{\text{CM}} = 4.1^\circ$

A_N scaling is violated at $\sqrt{s} > 70 \text{ GeV}$ due to new quark production.

$$p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$$

E704: $\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$

BRAHMS:

$\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$

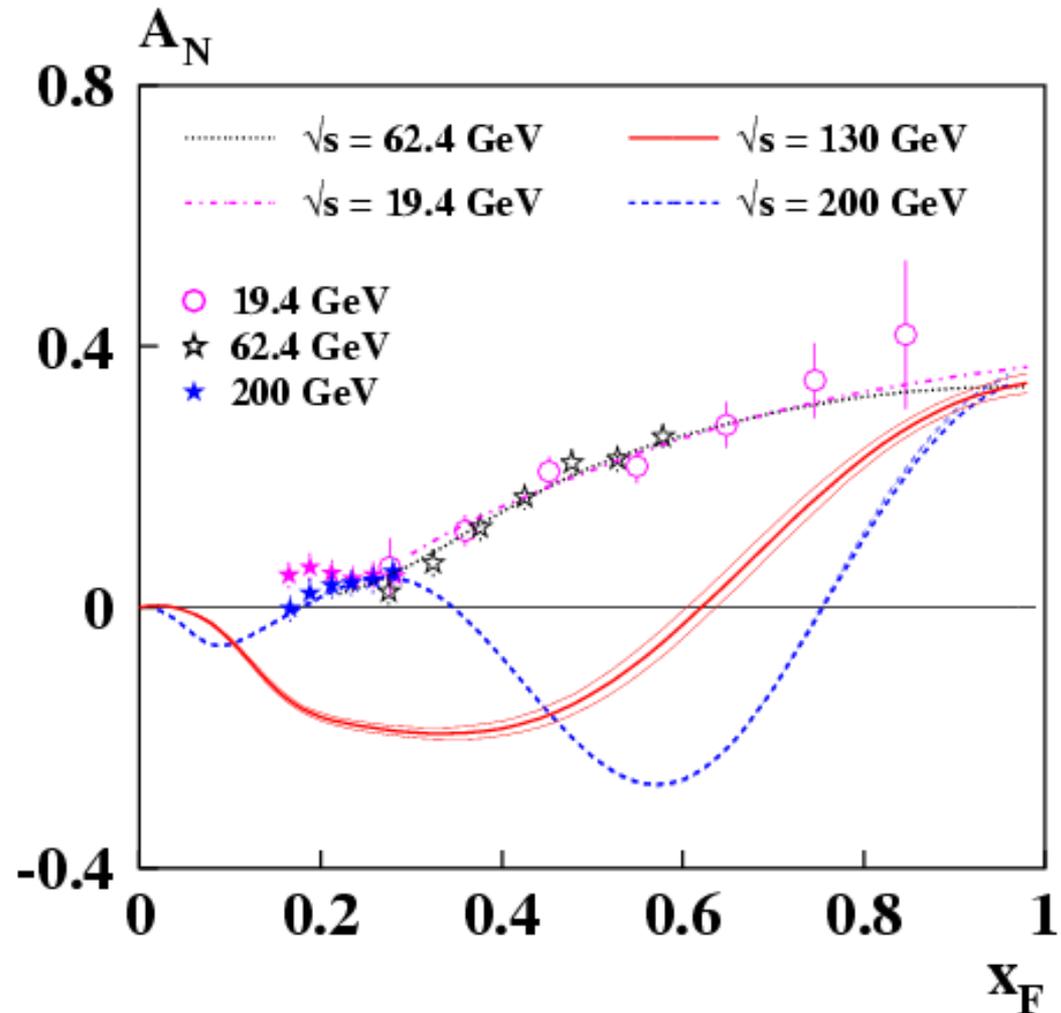
$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$

Solid red curve – predictions

$\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$, $\theta_{\text{CM}} = 4.1^\circ$.

Dashed blue curve –
predictions for

$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, $\theta_{\text{CM}} = 4.1^\circ$.



Global data analysis: A_N

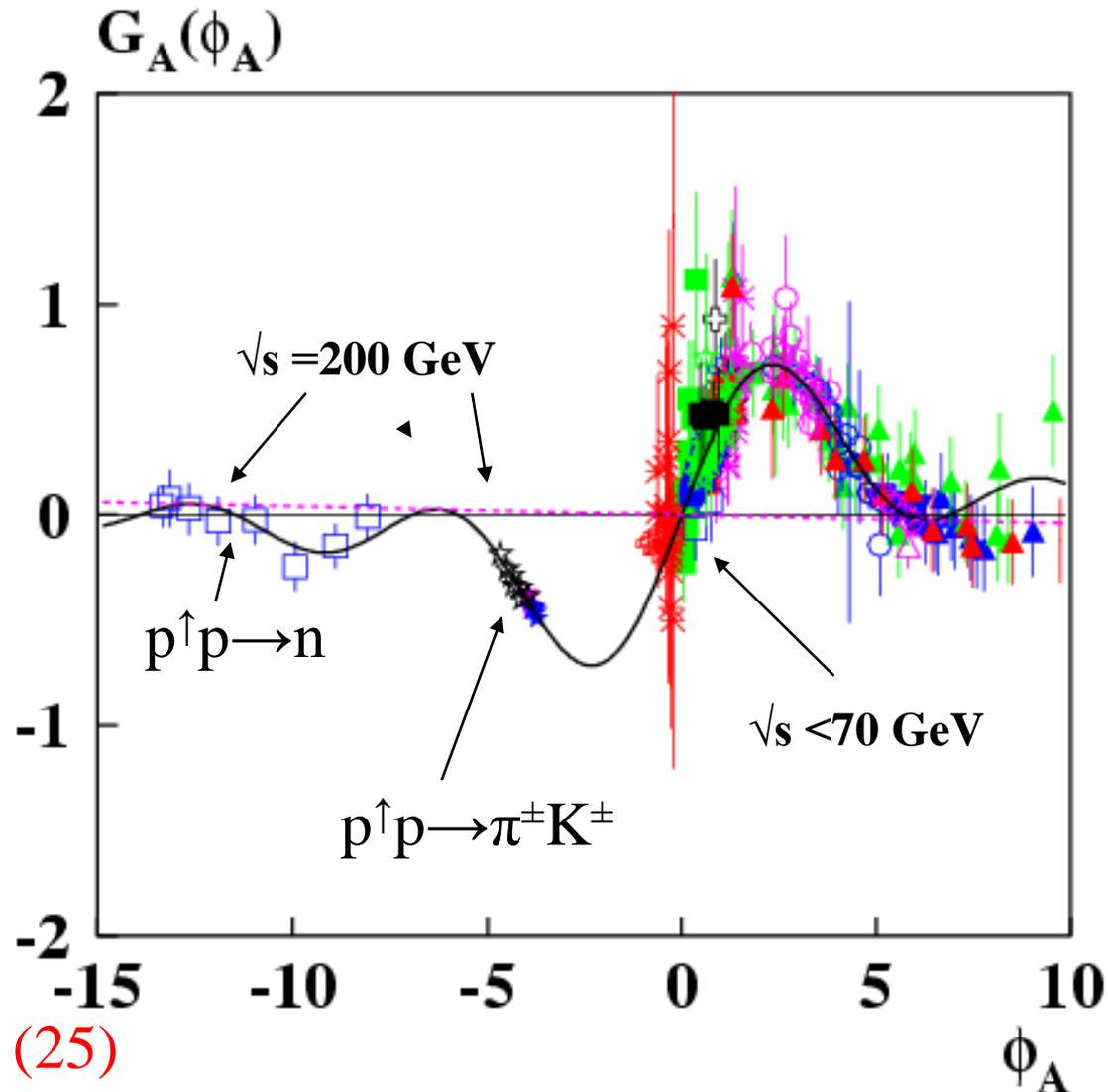
$A_N(x_F)$ and $G_A(\phi_A)$ oscillate due to spin precession in color field.

The best studied reactions: A_N in hp & hA -collisions.

14 reactions № 1÷14, 510 points. High precision data.

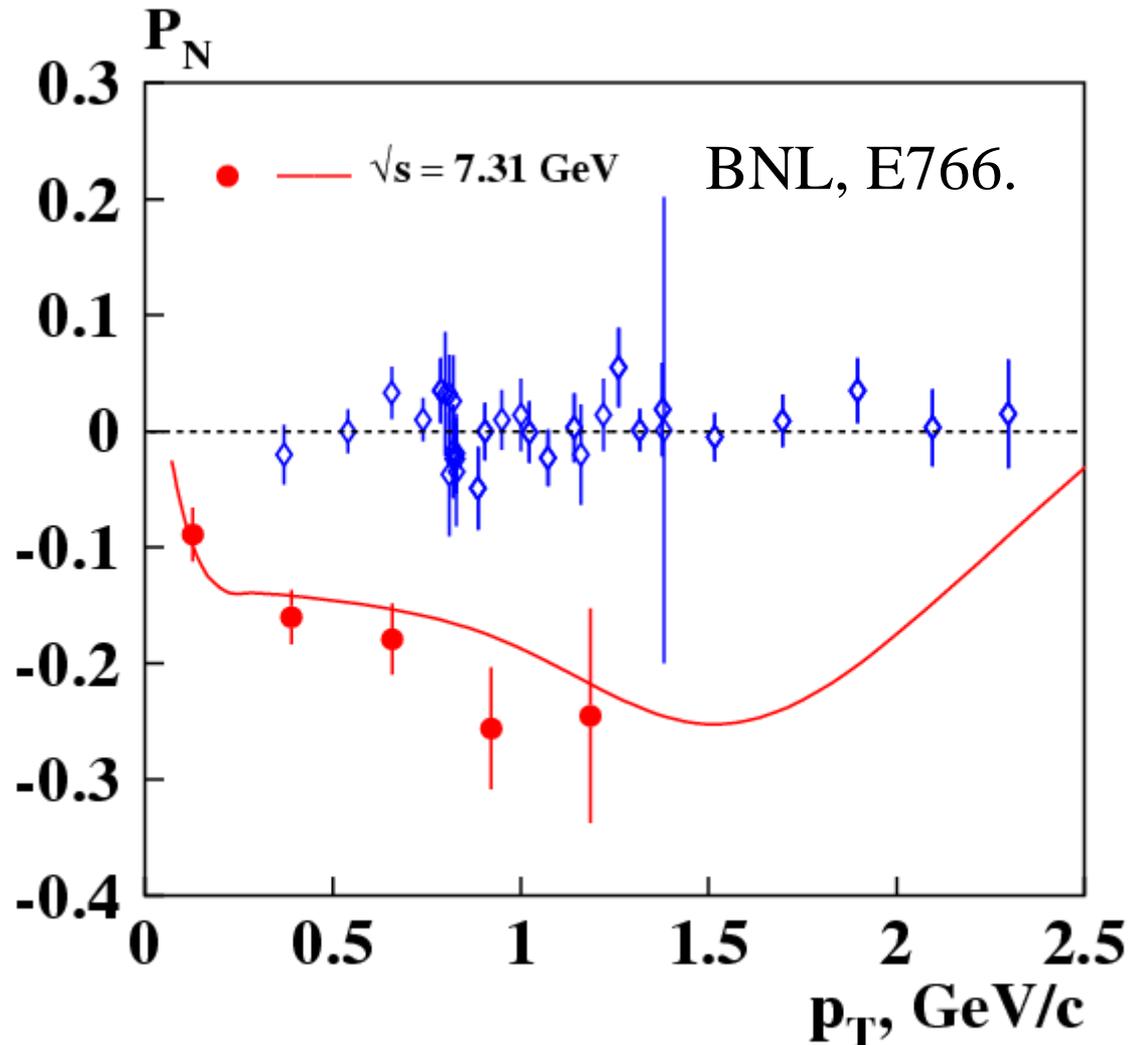
Model: Solid curve:

$$G(\phi_A) = (1 - \cos\phi_A)/\phi_A + \varepsilon\phi_A \quad (25)$$

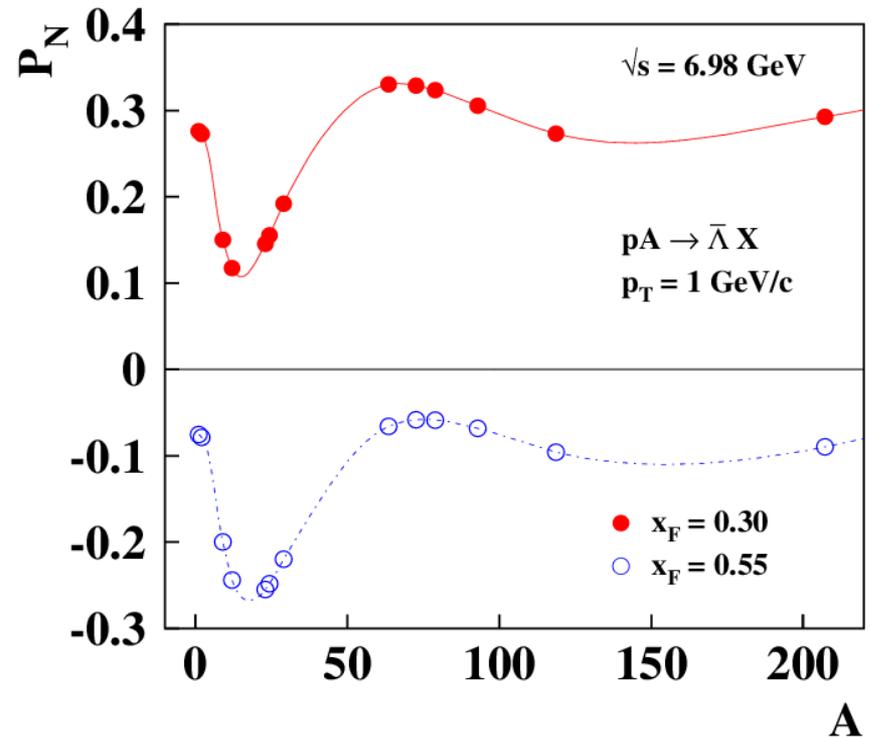
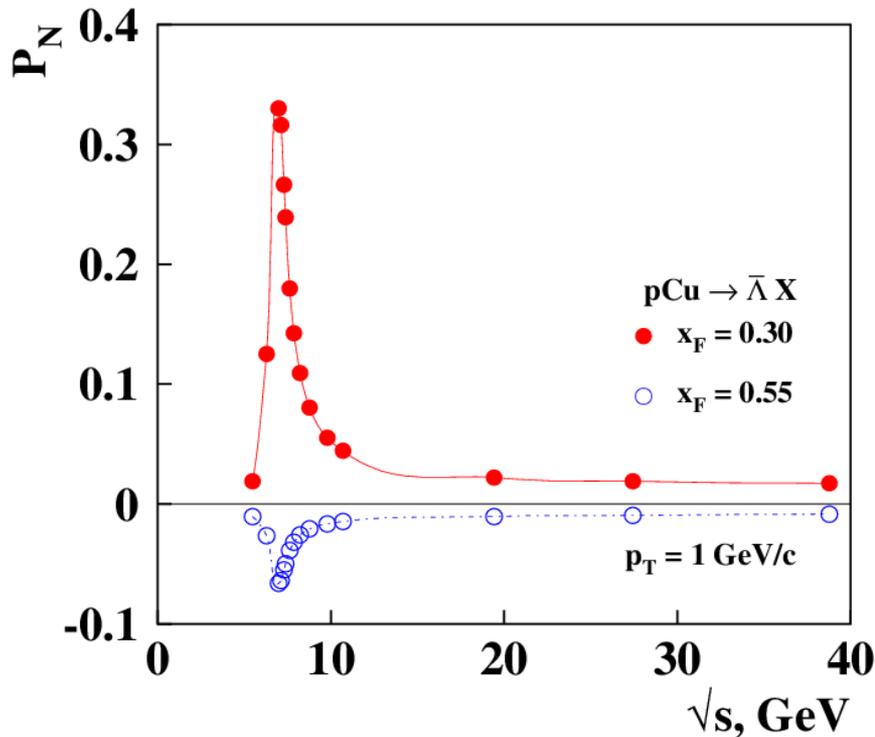


$\tilde{\Lambda}$ polarization in pp, pA-collisions

For $\tilde{\Lambda}$ production in pp or pA collisions most of the data are at high energy, $\sqrt{s} > 27$ GeV and P_N is compatible with zero (blue diamonds). The only non-zero data, J. Felix (1995), reported at ICTP, Trieste, Italy, have $\sqrt{s} = 7.31$ GeV. In the ECF model the large P_N values are explained by quark focusing effect with $E_R = 7.0 \pm 0.6$ GeV and $\delta_R = 0.05$.

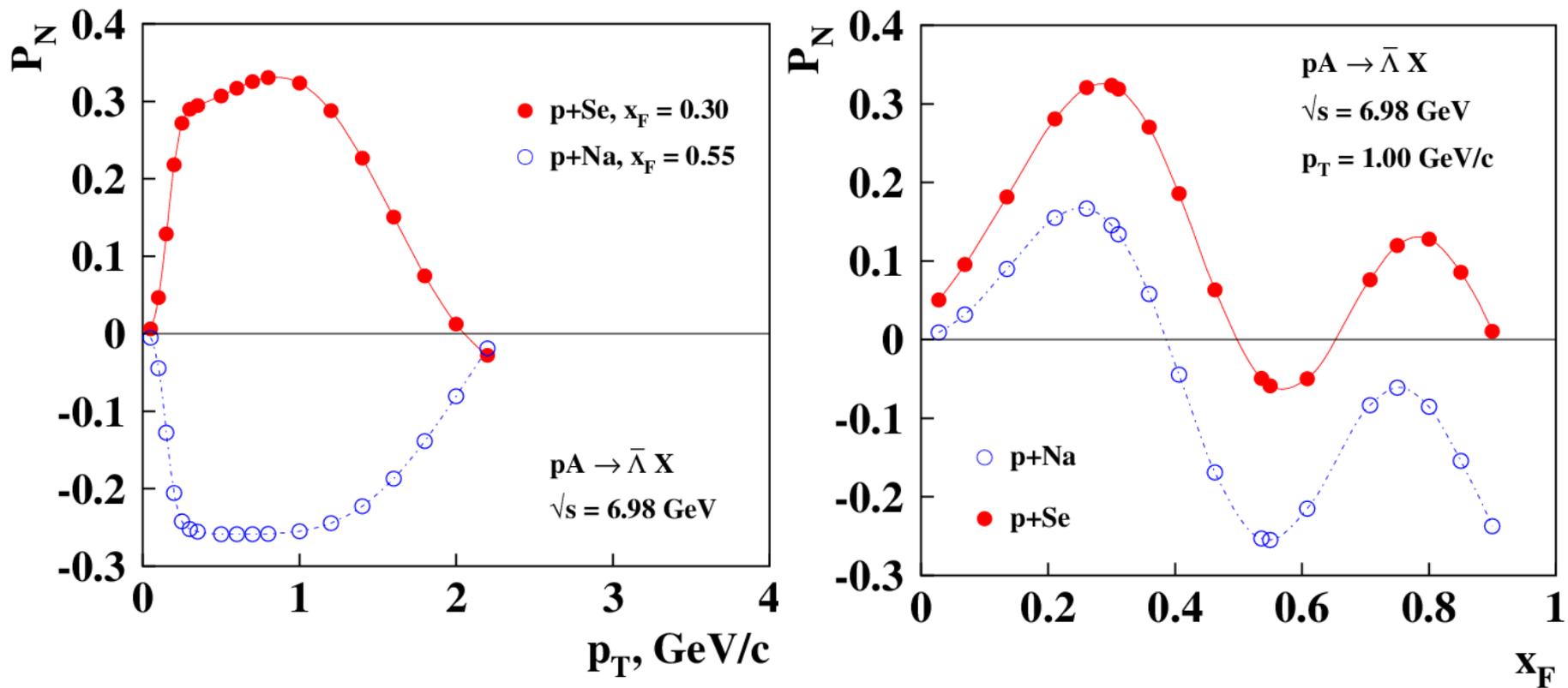


$\tilde{\Lambda}$ polarization in pp, pA-collisions



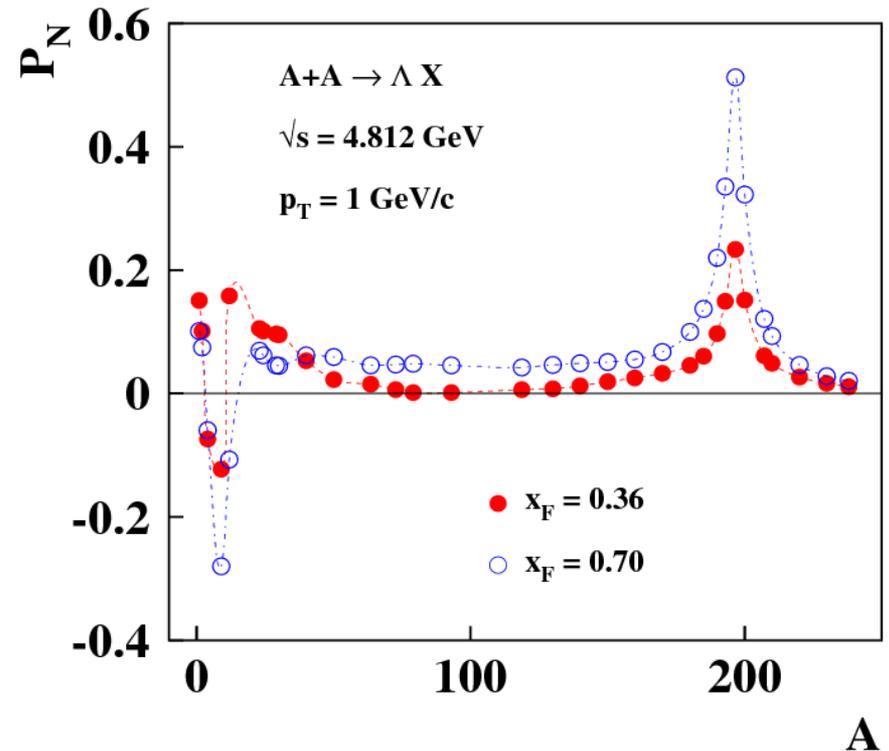
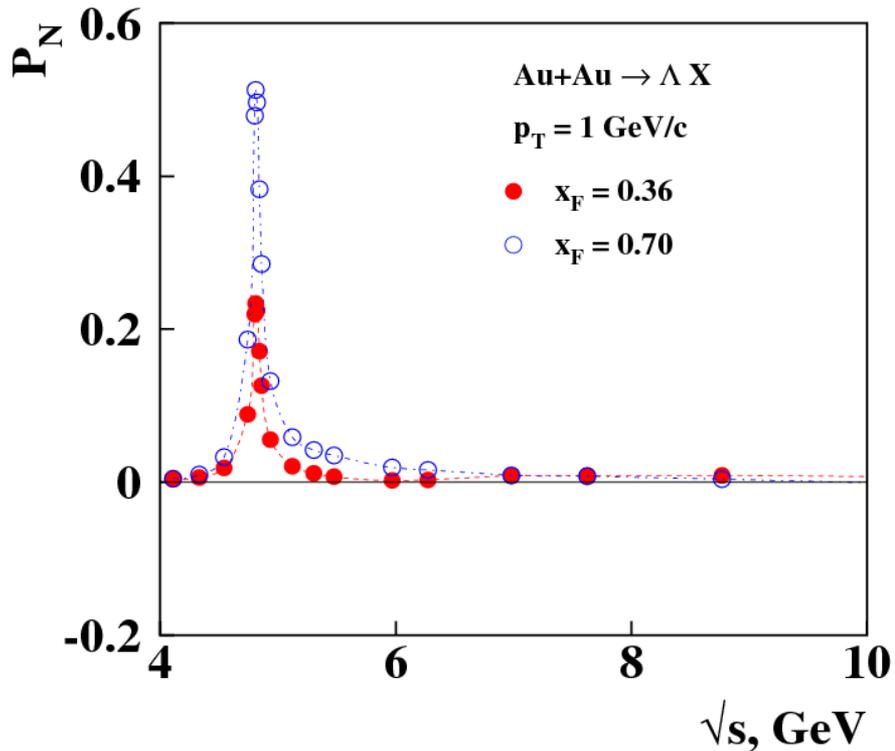
Peak at $\sqrt{s} = 7$ GeV is due to resonance between spin precession frequency and oscillation frequency in a circular chromomagnetic field. Dependence on A is due to spin precession angle $\varphi_B(A)$ behavior. Color field is $\sim A^{1/3}$ in the fragmentation region of A . Polarization peaks are around $A=1$ (H₂), 23 (Na) and $A=79$ (Se).

$\tilde{\Lambda}$ polarization in pp, pA-collisions



The p_T dependence of P_N at $p_T < 0.3$ GeV/c is due to behavior of $F(p_T) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^3]\}$. At higher p_T the P_N dependence is due to decrease of color field $\sim \varphi_A(A, p_T, x_F)$ in the fragmentation region. The x_F dependence is due to quark spin precession in a color field.

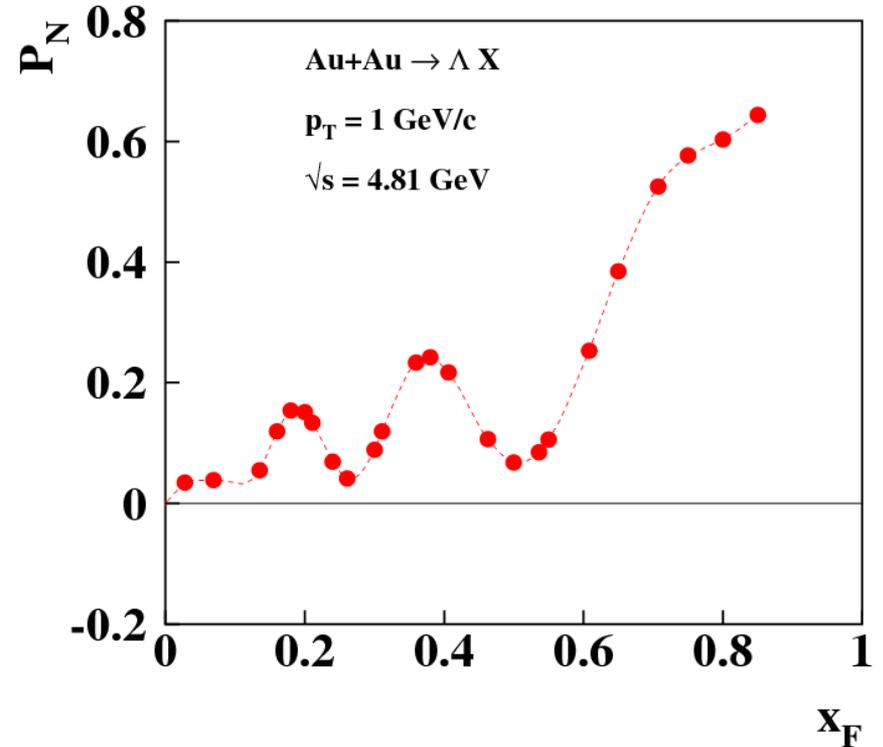
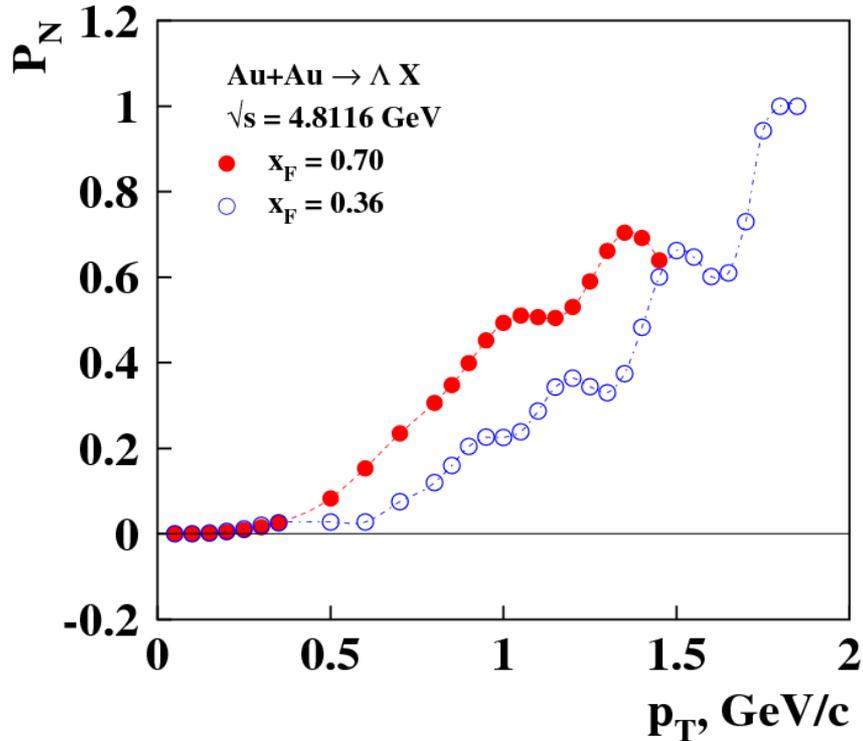
Polarization of Λ in AA collisions



The P_N peak near $\sqrt{s} = 4.81$ GeV is due to focusing properties of color field, with parameter $E_R = 4.82$ GeV.

The P_N dependence on A with peaks at $A = 9$ and $A=197$ is due to spin precession angle $\varphi_B(A)$ behavior. Color field is $\sim \varphi_B(A) \sim A^{1/3}$.

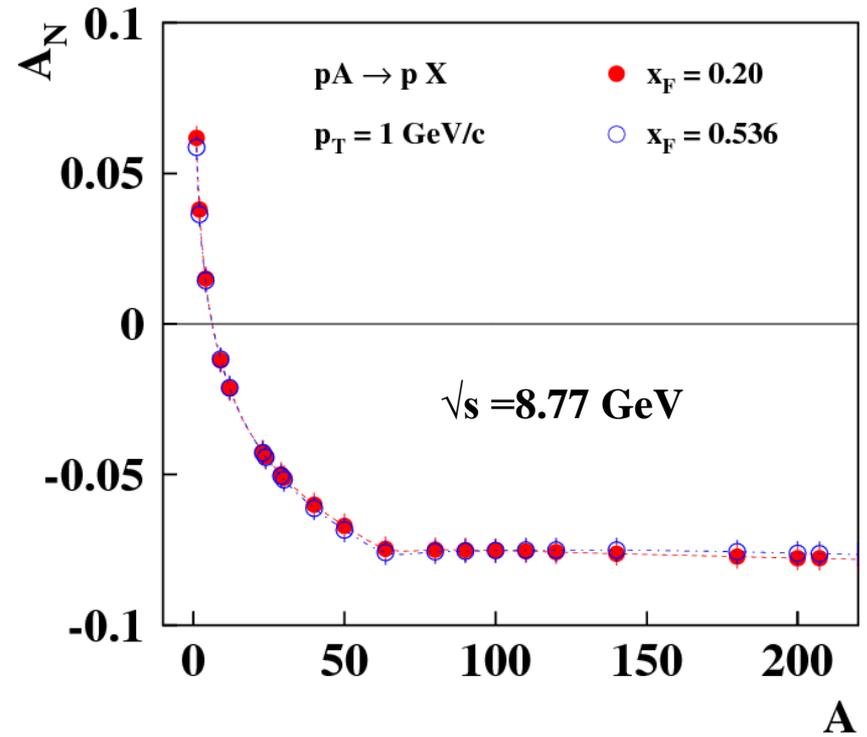
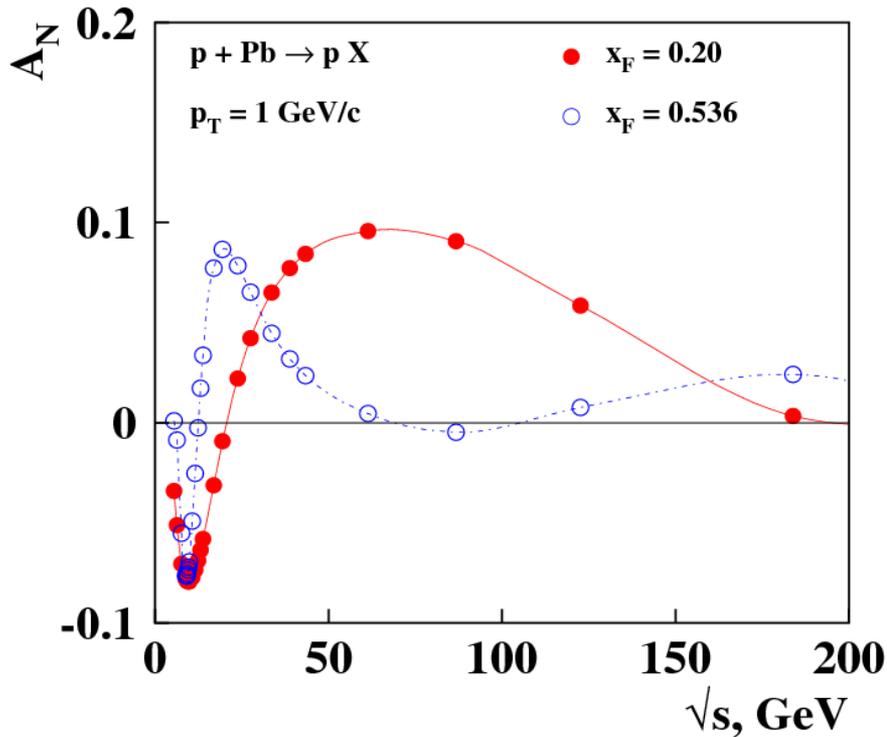
Polarization of Λ in AA collisions



The p_T dependence of P_N at $p_T < 0.3 \text{ GeV/c}$ is due to behavior of $F(\mathbf{p}_T) = \{1 - \exp[-(\mathbf{p}_T/p_T^0)^{2.5}]\}$ and due to the change of color field $\sim \varphi_A(\sqrt{s}, p_T, x_F) \sim \varphi_B(\sqrt{s}, p_T, x_F)$.

The x_F dependence is due to quark spin precession in a color field and peaks correspond to peaks of $G_B(\varphi_B)$.

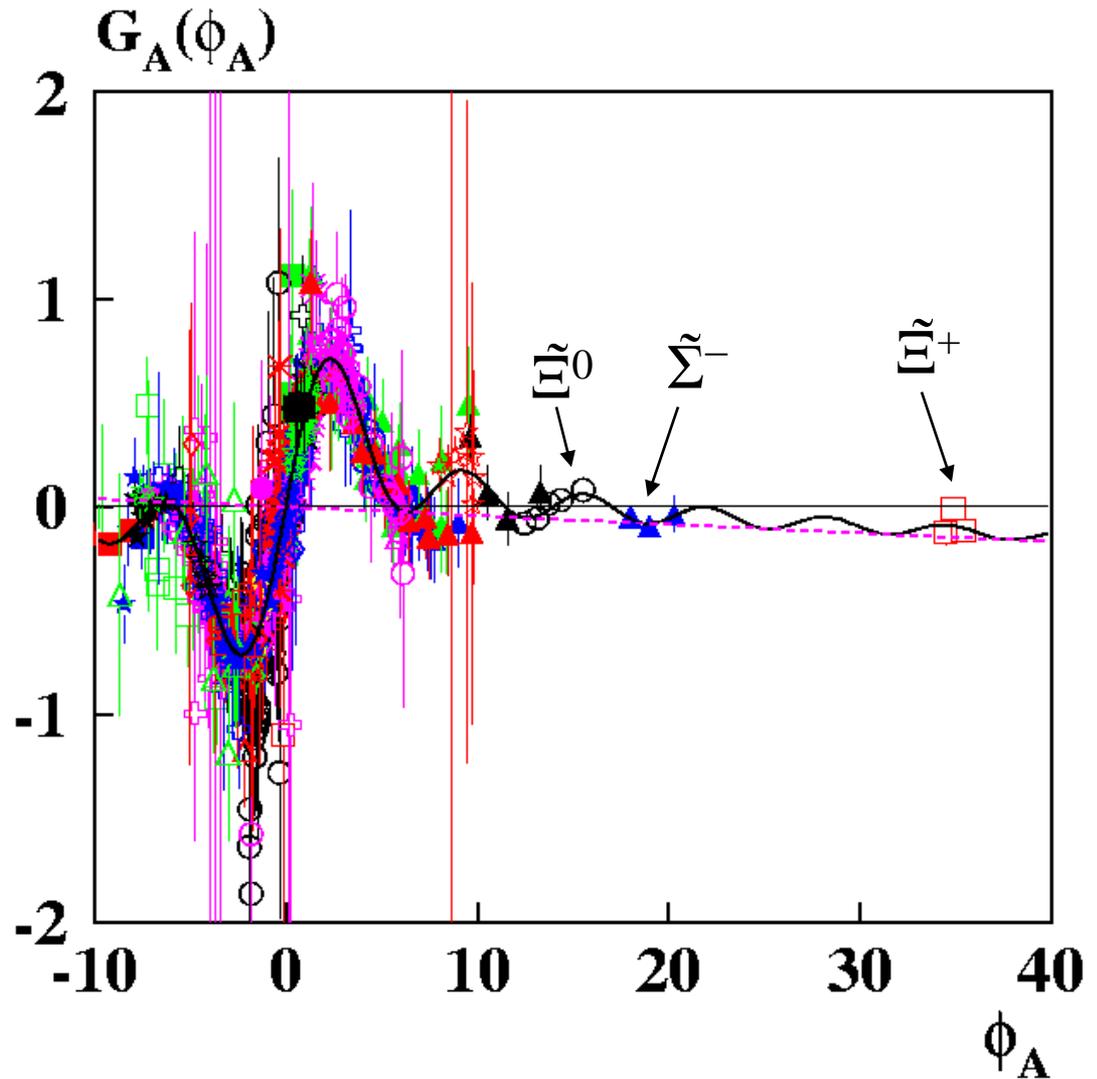
SSA of protons in pp, pA-collisions



The SSA peaks at $\sqrt{s} = 9.0, 19.4$ and 61.3 GeV are developed since $G_A(\varphi_A) - \sigma G_B(\varphi_B)$ is near its maximum value at corresponding energies. A_N dependence on A is due to spin precession angle $\varphi_B(A)$ behavior. Color field is $\sim \varphi_B(A) \sim A^{1/3}$ in the fragmentation region of nucleus A . Maximum of the SSA is around $A=1$ and minimum plateau is at $A > 60$.

Data for 46 most studied reactions, $-10 < \phi_A < 40$.

All the existing polarization data are described by the model very well. The data for 46 reactions are compared with the model function $\mathbf{G}(\phi_A)$ of precession angle ϕ_A .



Model: Solid curve: (25)

$$\mathbf{G}(\phi_A) = (1 - \cos\phi_A)/\phi_A + \varepsilon\phi_A$$

The meaning of φ_A & φ_B precession angles

Precession angle $\varphi_{A(B)}$ “measures” color field integral in the fragmentation region of hadron A(B).

$$\varphi_A = \omega_A \mathbf{x}_A \approx \omega_A^0 \mathbf{y}_A = \text{precession angle A} \quad (19)$$

$$\varphi_B = \omega_B \mathbf{x}_B \approx \omega_B^0 \mathbf{y}_B = \text{precession angle B} \quad (20)$$

where $\omega_{A(B)}^0 = \mathbf{g}_s \alpha_s \mathbf{v}_{A(B)} \mathbf{S}_0(\mathbf{g}_Q^a - 2)/(M_Q c\rho^2)$ - the limit of $\omega_{A(B)}$ at high quark energy E_Q . $\mathbf{v}_{A(B)}$ - effective number of strings.

Variable $\mathbf{y}_{A(B)}$ takes into account the quark motion inside proton and spin precession in the ECF:

$$\mathbf{y}_A = \mathbf{x}_A - (\mathbf{E}_0/\sqrt{s} + \mathbf{f}_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + \mathbf{a}_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (21)$$

$$\mathbf{y}_B = \mathbf{x}_B - (\mathbf{E}_0/\sqrt{s} + \mathbf{f}_0)[1 - \cos\theta_{cm}] + \mathbf{a}_0[1 + \cos\theta_{cm}], \quad (22)$$

where \mathbf{a}_0 , \mathbf{f}_0 & \mathbf{E}_0 - phenomenological parameters.

Predictions of A_N for $\sqrt{s} = 500$ GeV, $\theta_{\text{CM}} = 4.1^\circ$

A_N scaling violation at $\sqrt{s} > 70$ GeV due to new quark production.

$$p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$$

E704: $\sqrt{s} = 19.4$ GeV

BRAHMS:

$\sqrt{s} = 62.4$ GeV

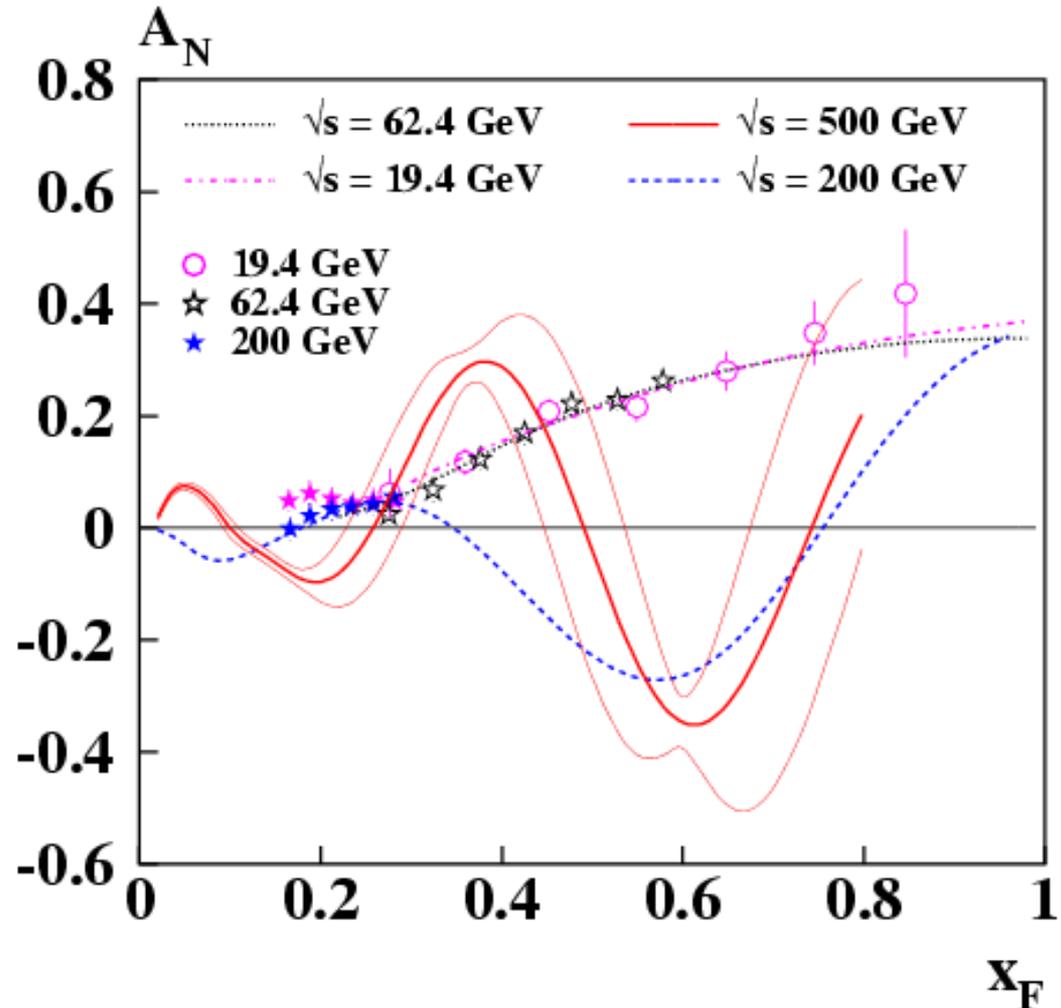
$\sqrt{s} = 200$ GeV

Solid red curve – prediction

$\sqrt{s} = 500$ GeV, $\theta_{\text{CM}} = 4.1^\circ$.

Dashed blue curve –
predictions for

$\sqrt{s} = 200$ GeV, $\theta_{\text{CM}} = 4.1^\circ$.



Polarization in nuclei collisions

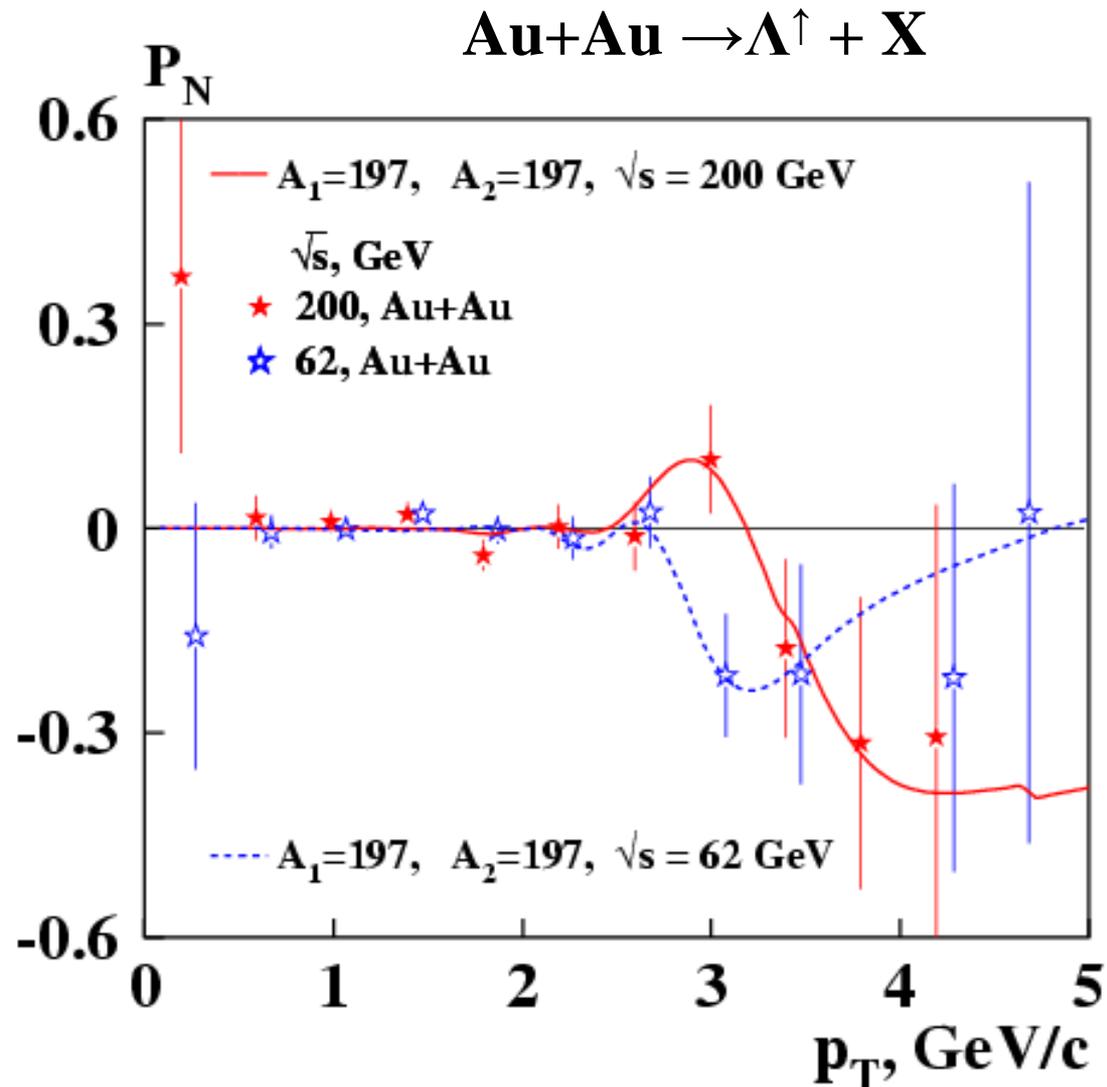
Polarization of Λ in
Au+Au-collisions.

Experiment STAR:

$\sqrt{s} = 62$ и 200 GeV.

There is energy
dependent global
 Λ - hyperon polarization
in heavy ion collisions at
 $p_T > 2.7$ GeV/c.

Combine effect of large
color fields $\sim f_N A^{1/3}$ and
correlation of production
and reaction planes.



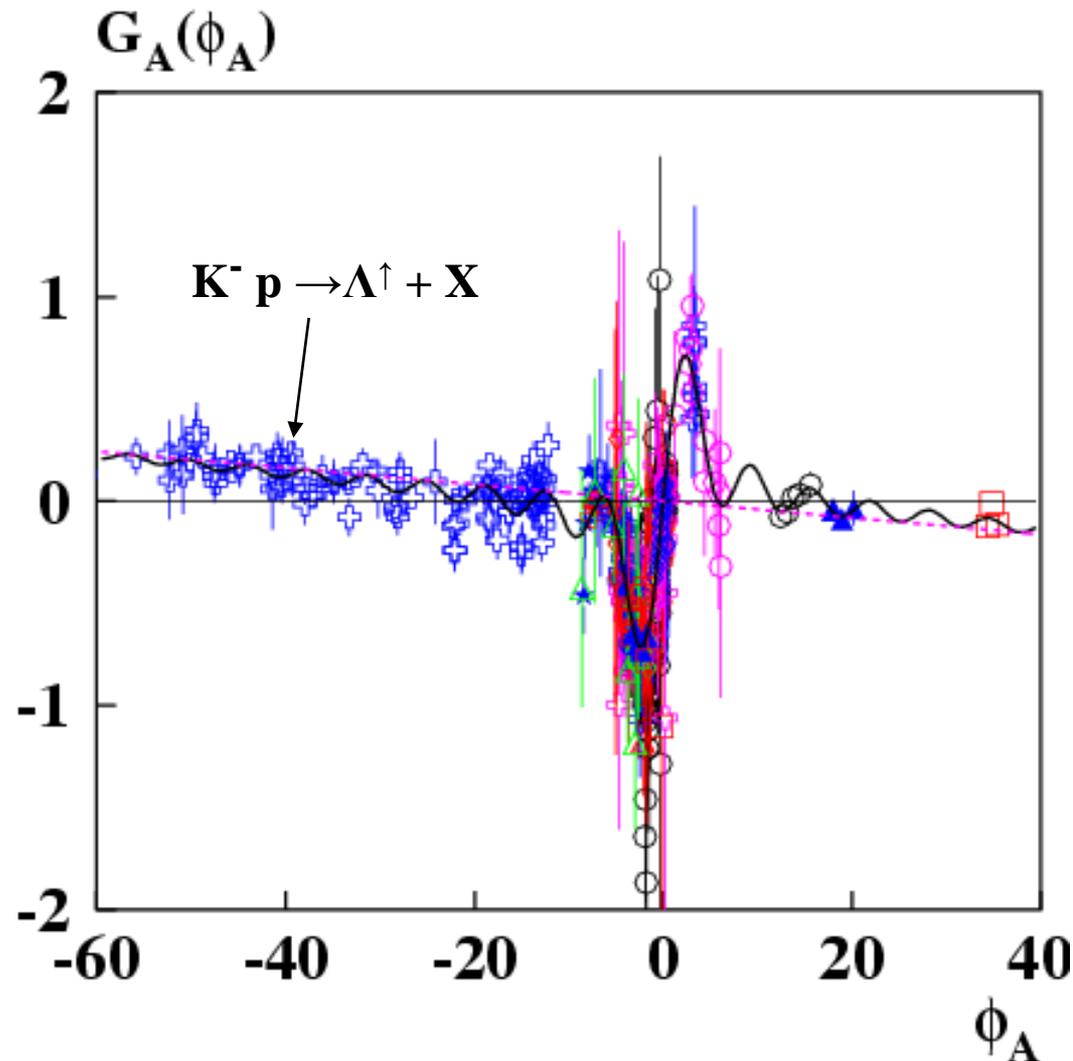
Baryon polarization oscillation

The best studied
reactions: PN in hp &
 hA -collisions. 19
reactions № 24÷42, 691
points. High precision
data.

We can see oscillation for
 $K^- p \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$

Model – solid curve:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A$$



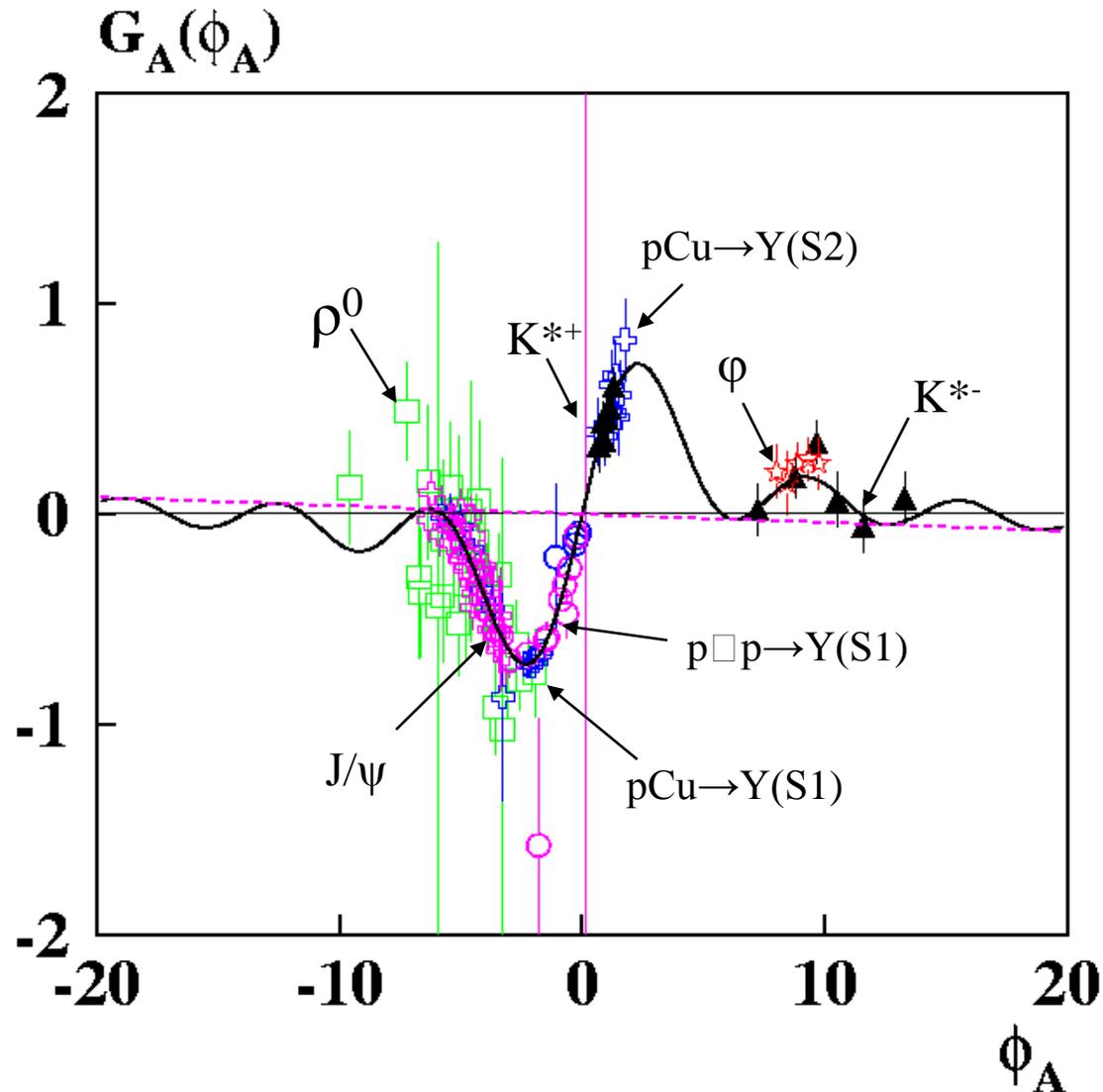
Vector meson polarization

The best studied reactions: Polarization in hp & hA -collisions.
9 reactions № 51÷59, 116 points. High precision data.

Model:

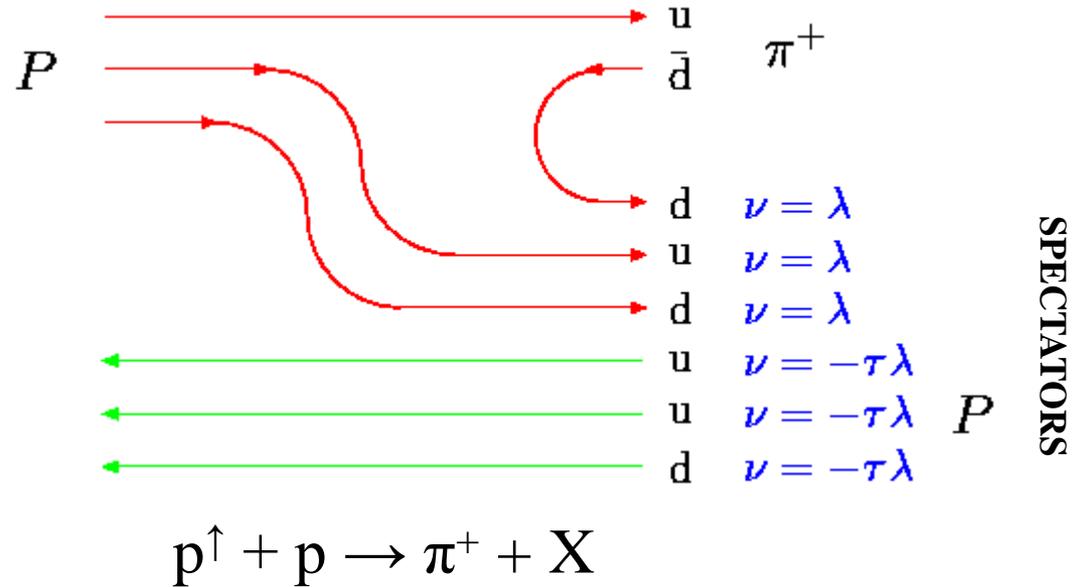
Solid curve:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A$$



Quark counting rules for frequency ω^0_A

Quarks & antiquarks spectators from projectile contribute to ω^0_A , with weights λ & 1 respectively. Spectators from target have additional factor $-\tau$.



$$\mathbf{E}^a \sim \mathbf{B}^a \sim \omega^0_A = \omega^0_U [3\lambda - 3\tau \lambda] > \mathbf{0}; \quad A_N > \mathbf{0};$$

$$\omega^0_U \sim (\mathbf{g}^a_U - 2) < 0.$$

General frequency ω^0_A equations for q и \tilde{q} probes from hadron C:

$$\omega^0_A(q) = \omega^0_Q \{ \tilde{q}_{\text{new}} + \lambda q_{\text{new}} - \tilde{q}_{\text{used}} - \lambda q_{\text{used}} + \lambda q_A + \tilde{q}_A - \tau(\lambda q_B + \tilde{q}_B) \} \quad (27)$$

$$\omega^0_A(\tilde{q}) = \omega^0_Q \{ \lambda \tilde{q}_{\text{new}} + q_{\text{new}} - \lambda \tilde{q}_{\text{used}} - q_{\text{used}} + q_A + \lambda \tilde{q}_A - \tau(q_B + \lambda \tilde{q}_B) \} \quad (28)$$

Thomas precession effect in the effective color field

$$\mathbf{U} = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_T \quad - \text{an additional term in the effective Hamiltonian} \quad (12)$$

$$\boldsymbol{\omega}_T \approx [\mathbf{F} \mathbf{v}]/M_Q \quad - \text{Thomas frequency for } E_Q \gg M_Q. \quad (13)$$

$$\delta\mathbf{P} = -\boldsymbol{\omega}_T/\Delta E \quad - \text{polarization for } pp \rightarrow \Lambda + X, \text{ where } \Delta E > 0. \quad (14)$$

➤ Direction and magnitude of the force $\mathbf{F} = g_s \mathbf{E}^a$ is determined by quark counting rule for ECF. $F_Z \sim -[2 + 2\lambda - 3\tau \lambda] < 0$ for $Q=s$ in $pp \rightarrow \Xi^0 + X$,

$$F_Z = g_s E_Z^a = -2g_s \alpha_s [1 + \lambda - 3\tau \lambda] / \rho^2 < 0 \quad \text{for } Q=s \text{ in } pp \rightarrow \Lambda + X, \quad (15)$$

$$F_Z \sim -[3\lambda - 3\tau \lambda] > 0 \quad \text{for } Q=u \text{ in } pp \rightarrow \pi^+ + X.$$

➤ Force F_Z is processes dependent! $\delta P_N > 0$ for $Q=s$ in $pp \rightarrow \Lambda + X$.

➤ Additional Thomas precession term $\delta P_N > 0$ is **opposite in sign** to the DeGrand model predicted **negative polarization** for $pp \rightarrow \Lambda + X$. In ECF model dominates chromomagnetic field contribution with $\delta P_N < 0$.

Эффективное число нуклонов, дающих вклад в поле V^a для A_1A_2 -соударений

Число нуклонов в трубке радиуса $R_a = r_0A_a^{1/3}$ будет: (54)

$$A_{\text{eff}} = A_1 \{ 1 - [1 - (A_a/A_1)^{2/3}]^{3/2} \} \approx 7.7A_1^{1/3}. \quad (55)$$

Если $A_1 < A_a$, то $A_{\text{eff}} = A_1$. Для нуклонов $A_{\text{eff}} = 1$.

A_a является свободным параметром модели.

Фит: $A_a = 10.8 \pm 0.8$; $R_a = r_0A_a^{1/3} \approx 2.74 \pm 0.03$ Фм,

где $r_0 = 1.2$ Фм, A_1 – атомный вес налетающего ядра.

Число нуклонов мишени в трубке радиуса $R_a = r_0A_a^{1/3}$ будет:

$$B_{\text{eff}} = A_2 \{ 1 - [1 - (A_a/A_2)^{2/3}]^{3/2} \} \approx 7.7A_2^{1/3}. \quad (56)$$

где A_2 – атомный вес ядра мишени.

Эффективное число нуклонов в мишени в случае hA -соударений

Число нуклонов в мишени в трубке радиуса $R_b = r_0 A_b^{1/3}$ будет:

$$V_{\text{eff}} = A_2 \{ 1 - [1 - (A_b/A_2)^{2/3}]^{3/2} \} \approx 0.61 A_2^{1/3}. \quad (57)$$

Если $A_2 < A_b$, то $V_{\text{eff}} = A_2$. Для нуклонов $V_{\text{eff}} = 1$.

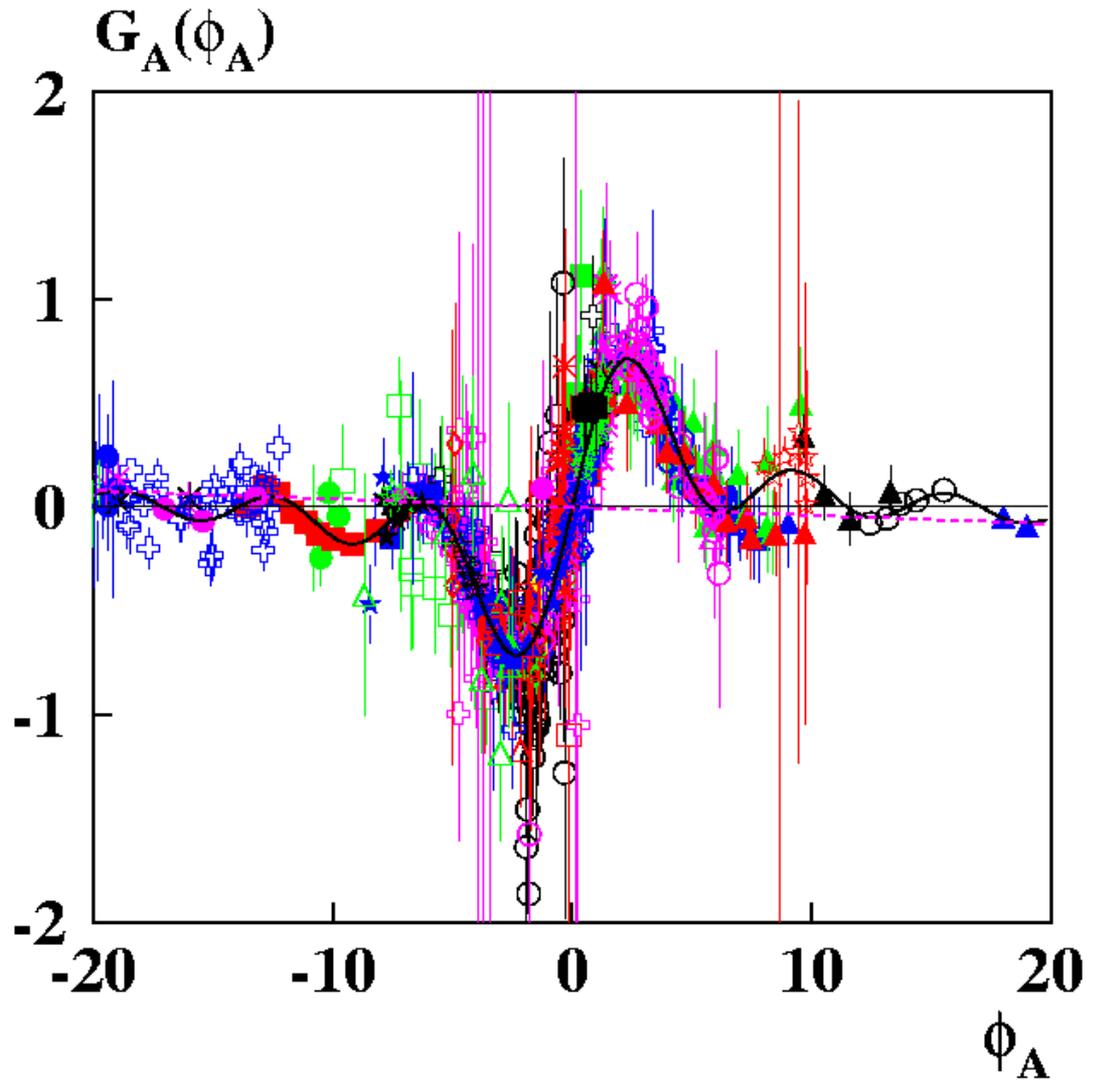
A_b является свободным параметром модели.

Фит: $A_b = 0.321 \pm 0.009$; $R_b = r_0 A_b^{1/3} \approx 0.76 \pm 0.02$ Фм,

где A_2 – атомный вес ядра мишени.

Data for 46 most studied reactions, $-20 < \phi_A < 20$.

$x_F > x_0$, $p_T > 0.3$ GeV/c.
46 reactions, 1427 points.



Model:

Solid curve:

$$G(\phi_A) = (1 - \cos\phi_A)/\phi_A + \varepsilon\phi_A$$

Dependence of M_Q & $\Delta\mu^a_Q$ on q

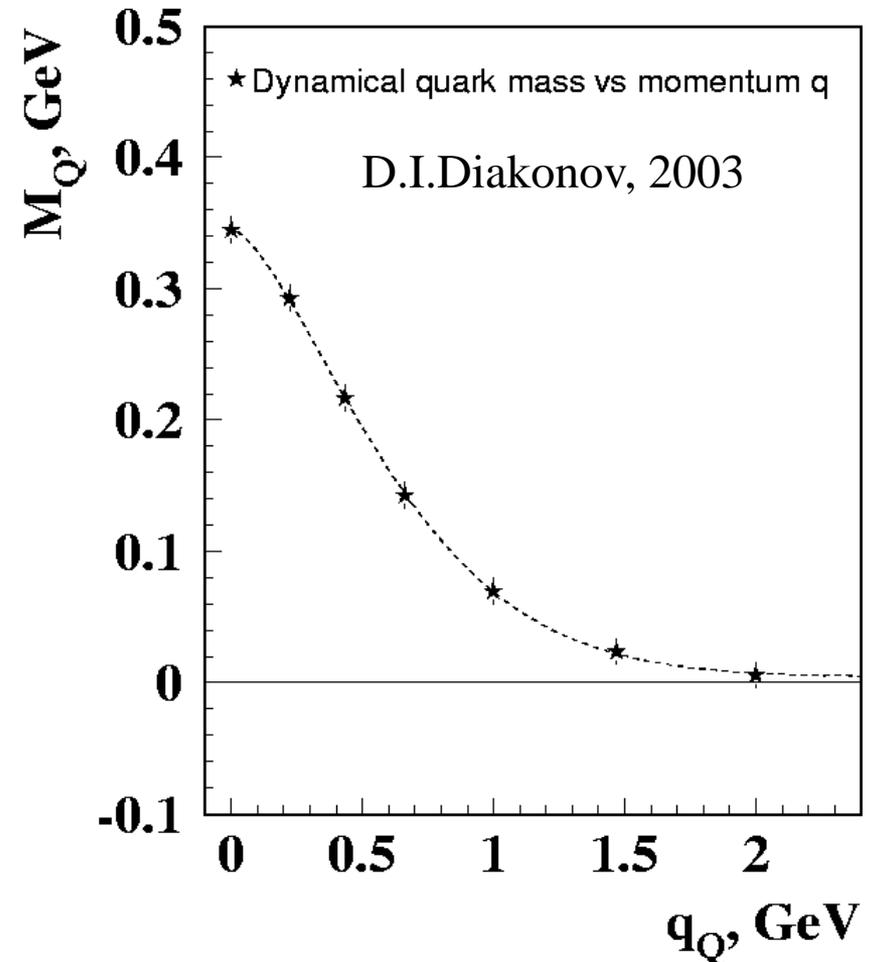
In instanton model dynamical quark mass M_Q & anomalous chromomagnetic moment $\Delta\mu^a_Q$ depend on momentum transfer q :

$$M_Q(q) = m_q + \Delta M_Q F_i(q), \quad (62)$$

$$\Delta\mu^a_Q(q) = \Delta\mu^a_Q(0) F_i(q)^2, \quad (63)$$

$$F_i(q) = \exp\left[-\left(\frac{q}{q_0}\right)^{3/2}\right], \quad (64)$$

Data analysis, 103 reactions used:



$$q_0 = 4.2 \pm 3.3 \text{ GeV}/c.$$

Appendix A: \mathbf{P}_N estimate

Hyperon polarization \mathbf{P} with respect to the normal to the production plane can be estimated via angular distribution of its decay products:

$$W(\theta_\pi) = \text{const} (1 + a\mathbf{P}\mathbf{e}_\pi), \quad (\text{A.1})$$

where \mathbf{e}_π - unit vector in the direction of the π^- - meson in the rest frame of the hyperon (in case of $\Lambda^\uparrow \rightarrow \mathbf{p} \pi^-$ decay).

The decay parameter $a = 0.642 \pm 0.013$.

Appendix A: ρ_{ij} estimate

Vector meson spin matrix density elements can be estimated via angular distribution $W(\theta, \varphi) = dN/d\Omega$ of decay products (spin-0 mesons in decay $V \rightarrow h_1 + h_2$,):

$$\begin{aligned} W(\theta, \varphi) = & 0.75 \{ \cos^2\theta \rho_{00} + \sin^2\theta (\rho_{11} + \rho_{-1-1}) / 2 \\ & - \sin^2\theta (\cos \varphi \operatorname{Re} \rho_{10} - \sin\varphi \operatorname{Im} \rho_{10}) / \sqrt{2} \\ & + \sin 2\theta (\cos \varphi \operatorname{Re} \rho_{-10} + \sin\varphi \operatorname{Im} \rho_{-10}) / \sqrt{2} \\ & - \sin^2\theta [(\cos(2\varphi) \operatorname{Re} \rho_{1-1} - \sin(2\varphi) \operatorname{Im} \rho_{1-1})] \} / \pi. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Here θ is the polar angle between the direction of motion of h_1 and the quantization axis, φ is the azimuth angle.

Appendix A: ρ_{ij} estimate

Integrating over the angle φ , we get

$$W(\theta) = 0.75[(1 - \rho_{00}) + (3 \rho_{00} - 1) \cos^2\theta]. \quad (\text{A.3})$$

Similarly, integrating over the angle θ , we get

$$W(\varphi) = 0.5[1 - 2\cos(2\varphi)\text{Re } \rho_{1-1} + 2\sin(2\varphi) \text{Im } \rho_{1-1}]/\pi. \quad (\text{A.4})$$

By measuring $W(\theta)$, we can estimate ρ_{00} . Other elements, ρ_{10} and ρ_{-1-1} , can be studied by measuring $W(\theta, \varphi)$.

Diagonal elements ρ_{11} , ρ_{00} and ρ_{-1-1} for the matrix with unit trace are the relative intensities of the spin meson m to take the values 1, 0 and -1, respectively, which must be equal to 1/3 for the case of unpolarized particles.

Estimate of $\alpha = (\sigma_T - 2\sigma_L) / (\sigma_T + 2\sigma_L)$.

Another possibility for measuring the polarization of vector mesons is implemented in their decays to a pair of fermion and antifermion.

For example, to measure the polarization of J/ψ -meson we are using the angular dependence of its decay into $\mu^+ \mu^-$ in a spiral basis, in which the quantization axis is directed along the direction of the vector meson in the laboratory frame. We define θ^* as the angle between the momentum of μ^+ in the rest frame of J/ψ and the quantization axis. The normalized angular distribution of the μ^+ is given by

$$I(\cos \theta^*) = 1.5(1 + \alpha \cos^2 \theta^*)/(\alpha + 3). \quad (\text{A.5})$$

For non-polarized vector mesons, we have $\alpha = 0$, whereas $\alpha = +1$ or -1 for 100% of the transverse or longitudinal polarization, respectively.

Зависимость α_S от переданного импульса

Выражение для α_S , полученное в рамках теории возмущений, имеет нефизическую сингулярность при малых значениях переданного импульса q . Решение проблемы предложено Д.Ширковым в аналитической теории возмущений (АТВ).

$$\alpha_S = \alpha_E(q^2) = \frac{1}{\beta_0} \left[\frac{1}{l_2} + \frac{1}{1 - \exp(l_2)} \right], \quad (58)$$

$$l_2 = l + B \ln \sqrt{l^2 + 2\pi^2}, \quad l = \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right), \quad B = \frac{\beta_1}{\beta_0^2}, \quad (59)$$

$$\beta_0(n_f) = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad \beta_1(n_f) = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}, \quad (60)$$

где n_f – число активных кварковых ароматов, $\Lambda = 0.35$ ГэВ.

Д.В. Ширков и А.В. Заякин, ЯФ 70, 119 (2007).

Аномальный хромомагнитный момент кварка

$$\mu_a = (g_Q - 2)/2 \quad (\text{аномальный хромомагнитный момент кварка})$$

Инстантонная модель: $\mu_a \approx -0.4$ (Кочелев); $\mu_a \approx -1.4$ (Дьяконов)

$$\text{КЭД: } \mu_a \approx +\alpha / 2\pi;$$

$$\text{т.в. КХД: } \mu_a \approx -\alpha_S / 6\pi.$$

В абелевой (КЭД) и в неабелевой (КХД) калибр. теории поля знак μ_a - разный в силу антикоммутации генераторов группы $SU(3)_c$ в КХД: $T^a T^b T^a = -T^b/6$.

A_N в образовании протонов

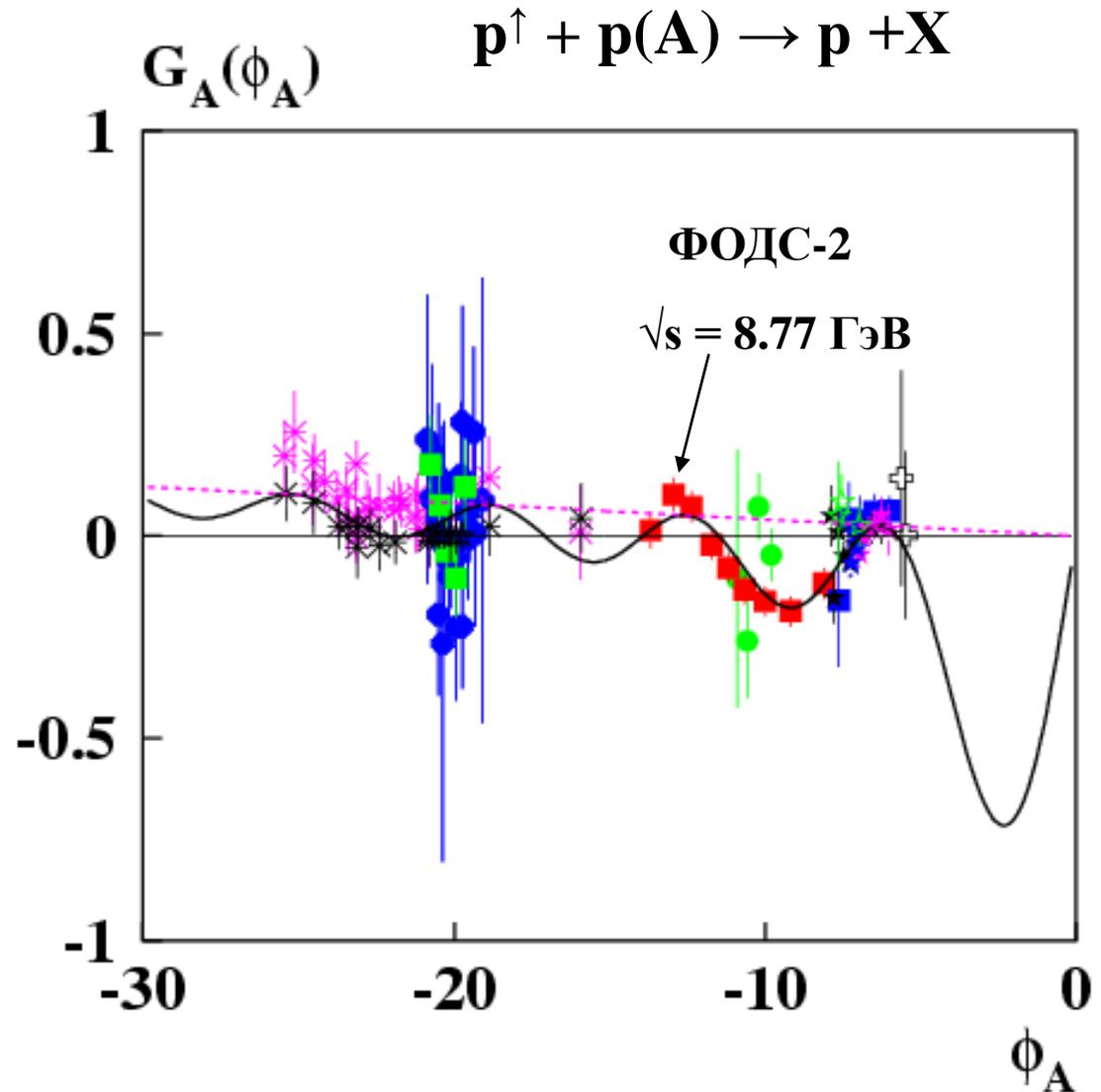
Наблюдение
осцилляций A_N в
образовании
протонов. 129 точек,
 $x_F > 0.1$, $p_T > 0.6$ ГэВ/с.

$4.9 < \sqrt{s} < 200$ GeV

Модель:

сплошная кривая:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A$$



Λ polarization in $\nu_\mu A$ -collisions

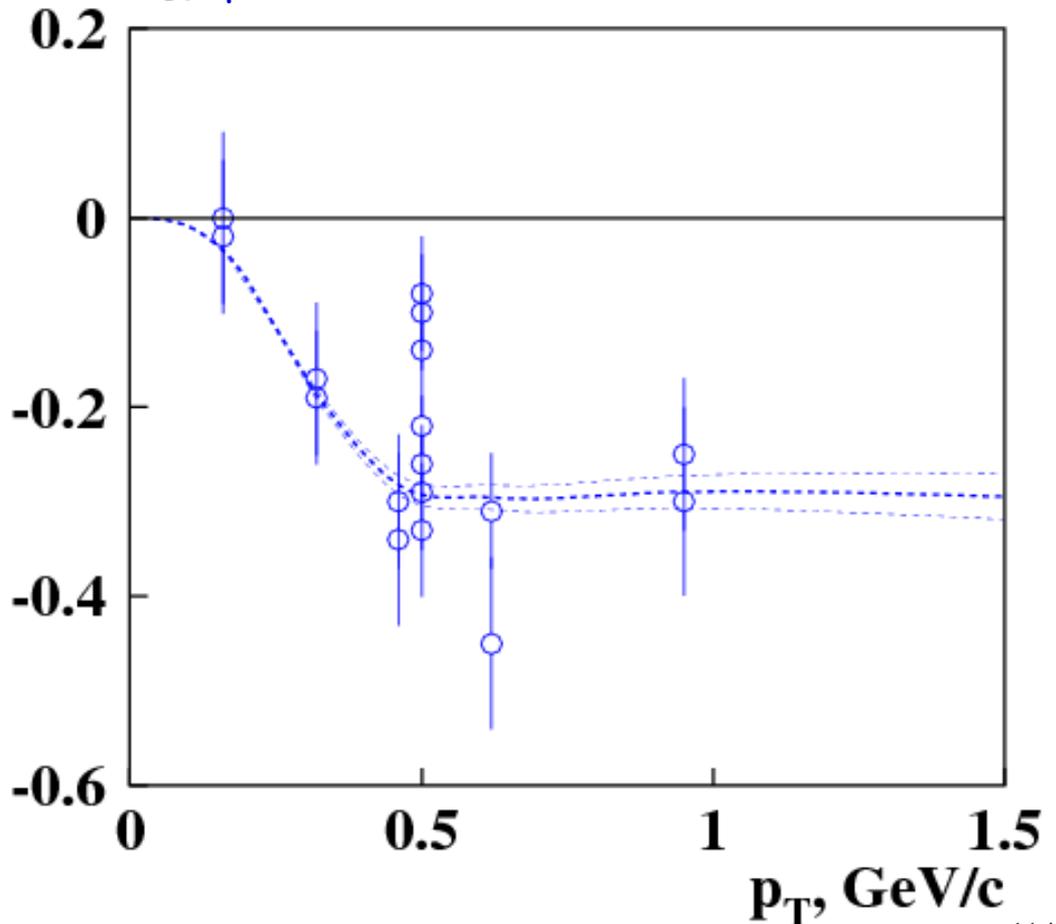
The Λ polarization in $\nu_\mu A$ collisions is measured in the NOMAD experiment.

D.V.Naumov, Acta Phys. Polon. B33:3791-3796, 2002.

We assume that W^+ interacts with d-quark and produce u-quark, moving forward, in ν_μ direction. The ECF is created by this u-beam from ν_μ , and by the two quarks from the target remnant, which are moving in opposite direction in c.m.

$x_F = -0.27$ (target fragmentation region)

$P_N \nu_\mu A \rightarrow \Lambda \mu^- X$, $\sqrt{s} = 6.82$ GeV



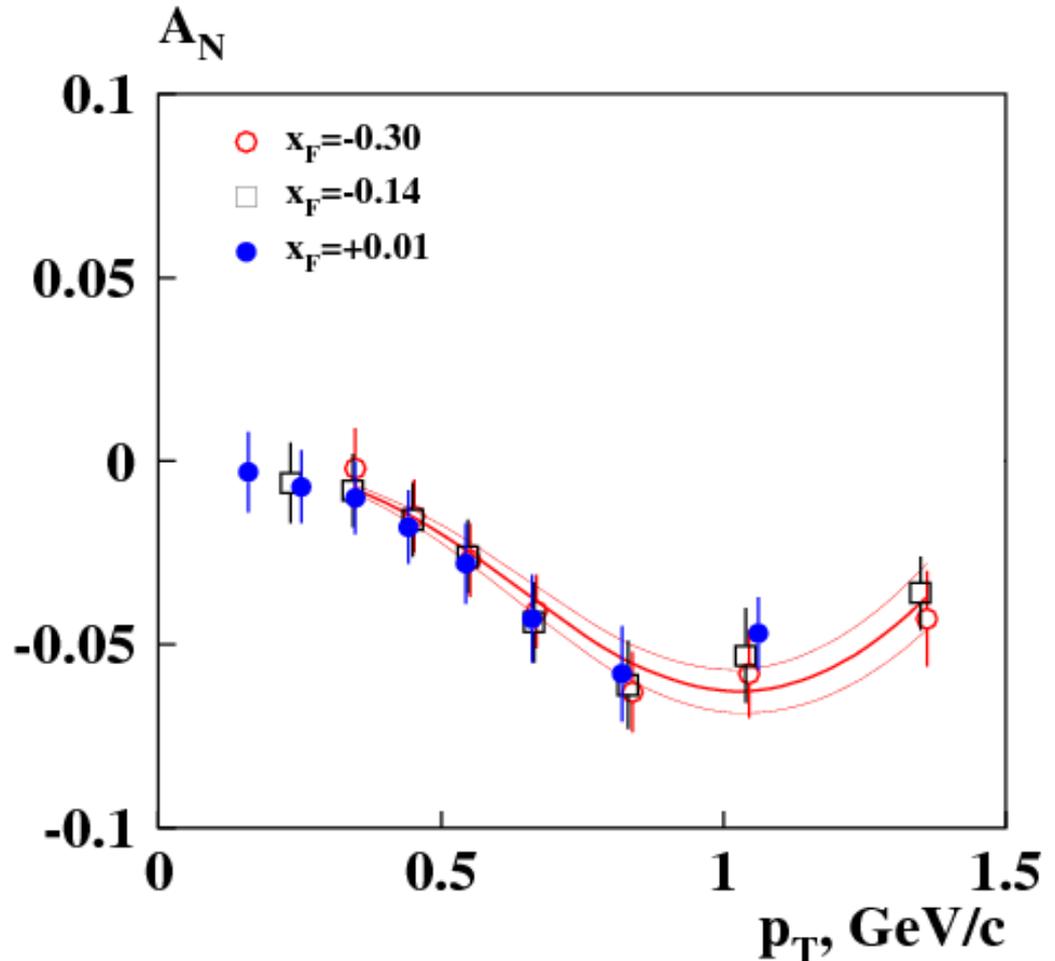
A_N for π^+ in e^+p -collisions

The π^+ production A_N in e^+p collisions is measured in the HERMES experiment.
K.Rith, SPIN2010.

**J.Phys.Conf.Ser.295:
012056,2011.**

We assume that virtual photon produce q - q -bar pair (vector meson dominance), which interacts with the target quarks and produce π^+ . The sign of A_N and x_F are changed to the opposite.

$$e^+ p \uparrow \rightarrow \pi^+ e^+ X, \sqrt{s} = 7.26 \text{ GeV}$$



A_N for K^+ in e^+p -collisions

The K^+ production A_N in e^+p collisions is measured in the HERMES experiment. K.Rith, SPIN2010.

The not monotonous p_T behavior of the A_N is due to the dependence of scaling variables y_A and y_B on polar angle θ_{cm} . This leads to the dependence on p_T of the quark spin precession angles φ_A , φ_B and to the dependence of the A_N .

$$e^+ p^\uparrow \rightarrow K^+ e^+ X, \quad \sqrt{s} = 7.26 \text{ GeV}$$

