



National Research Centre “Kurchatov Institute”



A.A. Logunov INSTITUTE FOR HIGH ENERGY PHYSICS
of the National Research Centre “Kurchatov Institute”

**Экспериментальный обзор односпиновых асимметрий,
поляризации гиперонов и спиновой выстроенности векторных
мезонов при средних и высоких энергиях**

**В.В. Абрамов, НИЦ «Курчатовский
Институт» - ИФВЭ, Протвино**

**КОНФЕРЕНЦИЯ
ФИЗИКА ЧАСТИЦ ПРИ СРЕДНИХ
И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

**«ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ИМЕНИ А.А. ЛОГУНОВА НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**

**2-5 ИЮНЯ
2026
Г.ПРОТВИНО
МОСКОВСКАЯ ОБЛАСТЬ**

4 июня, 2026

План доклада

1. Введение

2. Односпиновая асимметрия адронов

3. Поляризация гиперонов и антигиперонов

4. Выстроенность векторных мезонов

5. Перспективные задачи в области поляризационной физики, где возможно наблюдение интересных явлений.

6. Заключение и выводы

Основная цель обзора – дать обширную информацию о поляризационных явлениях, необходимую для оптимального планирования экспериментов на существующих и создаваемых установках.

Введение

Поляризационные данные содержат ценную информацию о сильных взаимодействиях. Это касается, в частности, проблемы удержания кварков, проявления цветовых сил, происхождения масс кварков и адронов, хромомagnetных полей и хромомagnetных моментов кварков, а также происхождения самих поляризационных эффектов.

В настоящем обзоре будут рассмотрены данные для трех типов односпиновых поляризационных наблюдаемых величин:

Односпиновая асимметрия адронов (A_N):
$$d\sigma(\phi) = \sigma_0(1 + A_N P \cos(\phi)), \quad (1)$$

где P – вертикальная поляризация пучка, ϕ – угол между нормалью к плоскости реакции и направлением спина пучка. $A_N(p_T=0) = 0$ из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях.

Поляризация (P_N) гиперонов (H) направлена, в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях, вдоль нормали к плоскости реакции $\mathbf{n} = [\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H] / |[\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H]|$. Нарушение четности в слабом распаде гиперона позволяет определить его поляризацию по угловому распределению продукта распада (нуклона) в системе покоя H относительно нормали $\mathbf{n}$:

$$dN/d\cos\theta = 0.5(1 + \alpha P_N \cos\theta), \quad (2)$$

где $\cos\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_n / |\mathbf{P}_n|$, $\mathbf{P}_n$ – вектор импульса нуклона, α – константа распада. $P_N(p_T=0) = 0$ из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях. Для соударений идентичных адронов $P_N(-x_F) = -P_N(x_F)$ и $P_N(x_F=0) = 0$ из-за изотропии пространства.

Введение

Спиновая выстроенность (ρ_{00}) векторных мезонов (V , спин $J = 1$) определяется из углового распределения продуктов их распада на два псевдоскалярных мезона относительно оси квантования в системе покоя векторного мезона:

$$dN/\cos\theta = 3N/4[(1-\rho_{00}) + (3\rho_{00}-1)\cos^2\theta]. \quad (3)$$

Для неполяризованного векторного мезона $\rho_{00}=1/3$. Распределение в этом случае изотропно (одинаково во всех направлениях, выстроенность отсутствует).

В качестве оси квантования обычно выбирают поперечную систему координат (TR) с осью Z вдоль нормали к плоскости реакции, либо систему спиральности (SH), (ось Z в направлении вылета V в с.ц.м реакции), либо систему Готфрида-Джексона (GJ) (ось Z вдоль направления движения налетающей частицы в системе GJ). Во всех указанных системах координат сначала происходит переход в с.ц.м., а затем переход из с.ц.м. в систему покоя мезона V , что обеспечивает необходимый поворот осей координат.

Преимуществом системы TR является то, что при $p_T=0$ выстроенность отсутствует ($\rho_{00}=1/3$), поскольку нет выделенного направления нормали к плоскости реакции и происходит усреднение по этому направлению.

Согласно модели из работы [1] $\rho_{00} = (1 - P_q P_{\bar{q}})/(3 + P_q P_{\bar{q}})$, где P_q и $P_{\bar{q}}$ - поляризации кварка и антикварка, соответственно. Поляризации P_q и $P_{\bar{q}}$ - направлены вдоль нормали к плоскости реакции и есть корреляция $P_{\bar{q}} = -kP_q$, где $k \approx 0.5$.

[1] Z. T. Liang and X. N. Wang, Phys. Lett. B **629**, 20-26 (2005).

Модель хромомагнитной поляризации кварков (ХПК)

В модели ХПК круговое поперечное хромомагнитное поле $\mathbf{B}^a$ в области взаимодействия адронов генерируется составляющими **кварками-спектаторами**, как валентными кварками, так и морскими кварками, которые образуются из вакуума во время взаимодействия и движутся в направлении сталкивающихся адронов (в системе координат центра масс). В отличие от известной модели Рыскина, именно движение кварков создает хромомагнитное поле, подобно тому, как движение электронов в проводнике создает круговое поперечное магнитное поле. **Спектаторами являются все те кварки, которые не войдут в состав наблюдаемого адрона.**

Как и в модели Рыскина, поляризационные эффекты возникают из-за действия силы Штерна-Герлаха в неоднородном поле $\mathbf{B}^a$ на хромомагнитный момент тестового кварка $\mu_Q^a = \mathbf{s} \mathbf{g}^a \mathbf{q}_s / 2M_Q$, где $\mathbf{s}$ – спин кварка, $\mathbf{q}_s$ – это цветовой заряд кварка, $\mathbf{g}^a$ – цветовой гиромагнитный фактор Ланде, и M_Q – это динамическая масса составляющего кварка. **Тестовые кварки — это те, которые войдут в состав наблюдаемого адрона.** Аномальный хромомагнитный момент $\Delta\mu_Q^a = (g^a - 2)/2 \approx -0.4$ (Н.Кочелев).

Действие силы Лоренца в поле $\mathbf{B}^a$ на цветовой заряд $\mathbf{q}_s$ тестового кварка приводит к его фокусировке или дефокусировке, что усиливает или ослабляет эффект поляризации, а также влияет на зависимость наблюдаемых A_N и P_N от энергии $\sqrt{s}$. Протяженность поля $\mathbf{B}^a$: $S_0^* x_A$ и $S_0^* x_B$, $x_{A(B)} = (x_R \pm x_F)/2$, $S_0 \approx 1$ фм. В модели ХПК учитывается прецессия спинов тестовых кварков в хромомагнитном поле $\mathbf{B}^a$.

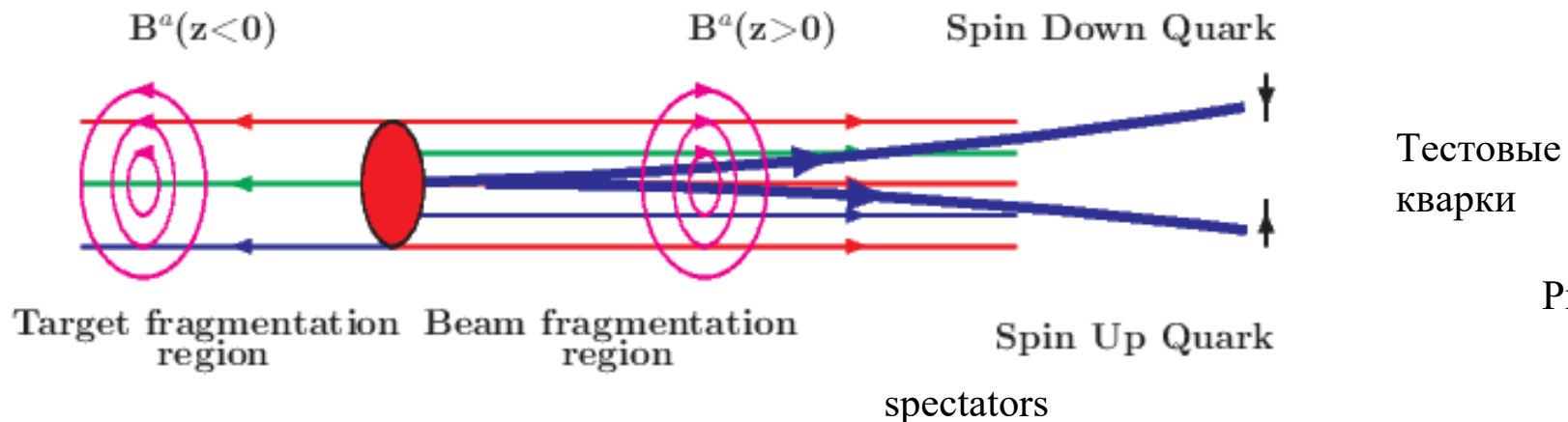
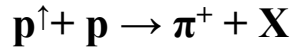
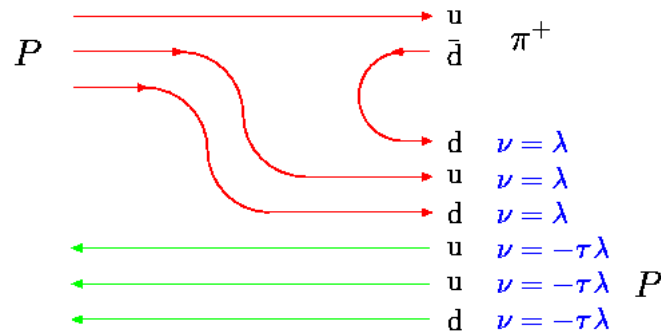


Рис. 1

Классификация реакций. Правила подсчета кварков - спектаторов ν_A, ν_B



$$\int \mathbf{B}^a \mathbf{dz} \sim \nu_A = [3\lambda - 3\tau\lambda] \approx -0.394 < 0;$$

$$A_N \sim P_U \nu_A q_S (g^a_U - 2)/2 > 0;$$

$$\lambda = -0.13528 \pm 0.00004, \quad \tau = 0.02894 \pm 0.00008, \quad \text{были получены из анализа 133 реакций.} \quad (12)$$

ν_A представляет собой сумму взвешенного числа кварков-спектаторов (с весами λ и $-\tau$).

λ представляет собой относительный вклад qq and $q\bar{q}$ взаимодействий. Для кварков-спектаторов из мишени добавляется фактор $-\tau$.

$qq, \bar{q}\bar{q}$ -SU(3)_c цветовой антитриплет, вклад: $\nu = \lambda$;

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

$C_F = 2/3$ – цветовой фактор

$C_F = 4/3$ – цветовой фактор

Антитриплетное и синглетное цветовые состояния являются доминирующими. Они приводят к притяжению между кварками.

$|\lambda|/\tau = 4.674 \pm 0.013 \approx \delta$ – постоянная Фейгенбаума = 4.669202... (константа в теории хаоса)

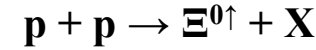
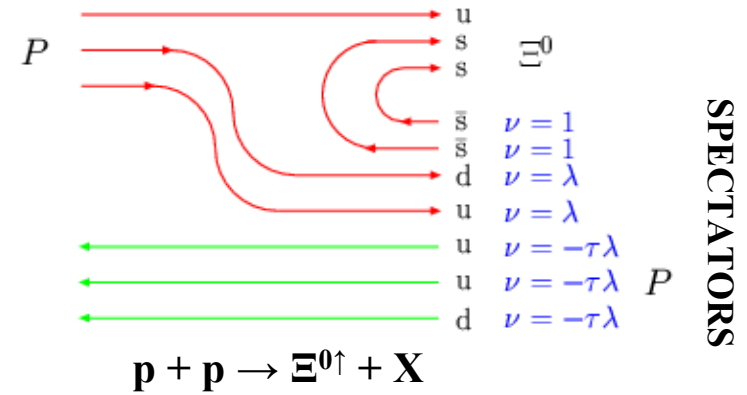
$$\text{➤ S.P. Baranov, Phys. Rev. D54, 3228 (1996). } |\Psi(0)|^2 \sim (C_F \alpha_S)^3. \quad (13)$$

$$\text{➤ } \lambda = -|\Psi_{qq}(0)|^2/|\Psi_{q\bar{q}}(0)|^2 \approx -1/8 = -0.125, \text{ цветовой фактор.} \quad (14)$$

➤ Параметр τ учитывает подавление вклада кварков-спектаторов мишени в ν_A .

➤ Углы прецессии спина кварков ϕ_A и ϕ_B пропорциональны ν_A/M_Q и ν_B/M_Q , соответственно.

Рис.2a,b



$$\int \mathbf{B}^a \mathbf{dz} \sim \nu_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0 \quad (10)$$

$$P_N \sim \nu_A q_S (g^a_S - 2)/2 < 0. \quad (11)$$

СПЕКТАТОРЫ

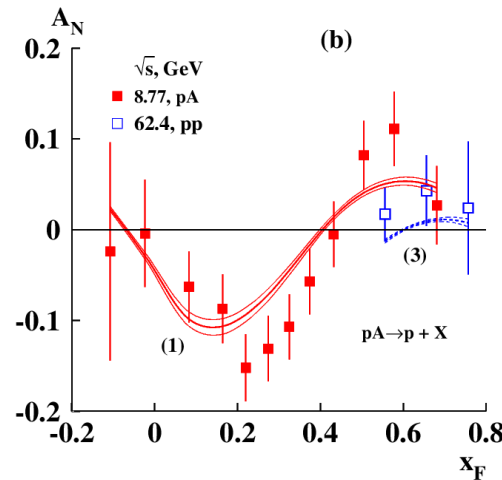
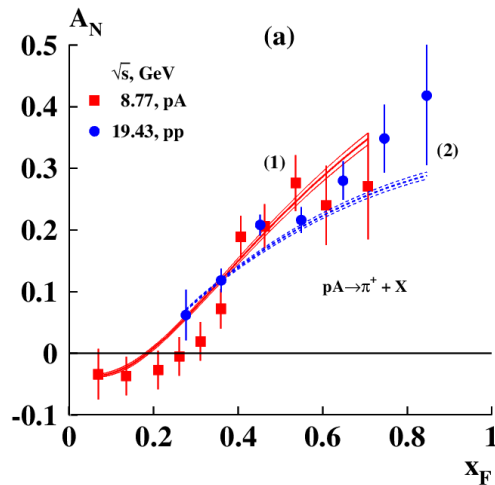
A_N для $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$ и $p\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$ реакций

$$p\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X, v_A = [3\lambda - 3\tau\lambda] \approx -0.394 < 0;$$

$$\text{Знак: } A_N \sim P_U v_A q_s (g_U^a - 2)/2 > 0;$$

$$p\uparrow + p \rightarrow p + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0.$$

$$\text{Знак: } A_N \sim P_U v_A q_s (g_U^a - 2)/2 < 0;$$



Кривые на Рис.3 –
расчеты по модели ХПК.

Рис.3. $A_N(x_F)$ для реакций $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ X$ (a) и $p\uparrow + p(A) \rightarrow p X$ (b).

(1) Abramov V. V. et al 2007 Phys. At. Nucl. **70** 1515.

$\sqrt{s}=8.77$ ГэВ ФОДС-2 (■)

(2) D.L. Adams et al., Phys. Lett. B **264**, 462 (1991).

$\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ E704 (●)

(3) Arsene I. et al 2008 Phys. Rev. Lett. **101** 042001.

$\sqrt{s}=62.4$ ГэВ BRAHMS (□)

Данные эксперимента ФОДС-2 (3), при энергии $\sqrt{s}=8.77$ ГэВ (красные квадраты на Рис. 3b и кривая (1)), показывают немонотонную осциллирующую зависимость $A_N(x_F)$. Это следствие того, что $v_A > 1$ и интегральный угол прецессии спина u-кварка велик. **Заключение:** $A_N(x_F)$ в случае реакции (a) положительна и почти линейная функция x_F , поскольку $v_A \approx -0.394 < 0$. В случае реакции (b), из значительной величины $v_A \approx 1.741 > 0$ следует $A_N(x_F) < 0$ и её осцилляция.

Поляризация гиперонов в реакциях $p + A \rightarrow \Xi^- + X$ и $p + A \rightarrow \Lambda + X$

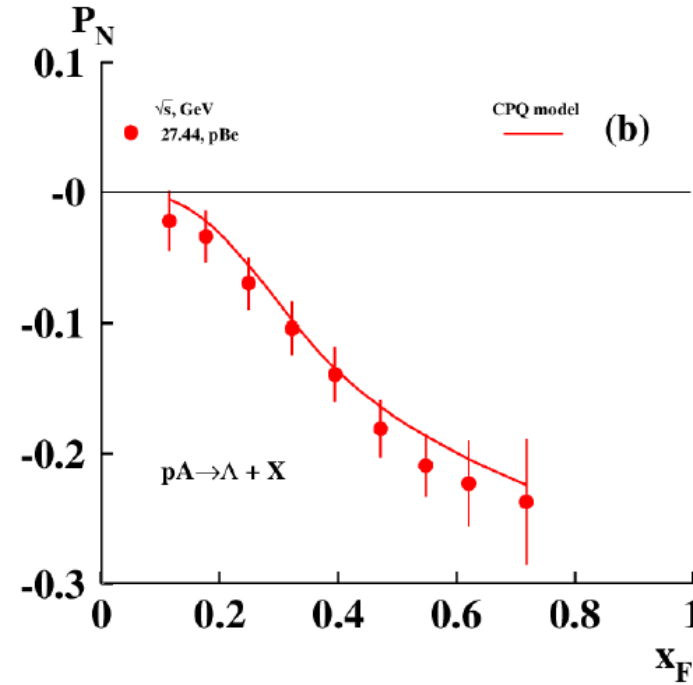
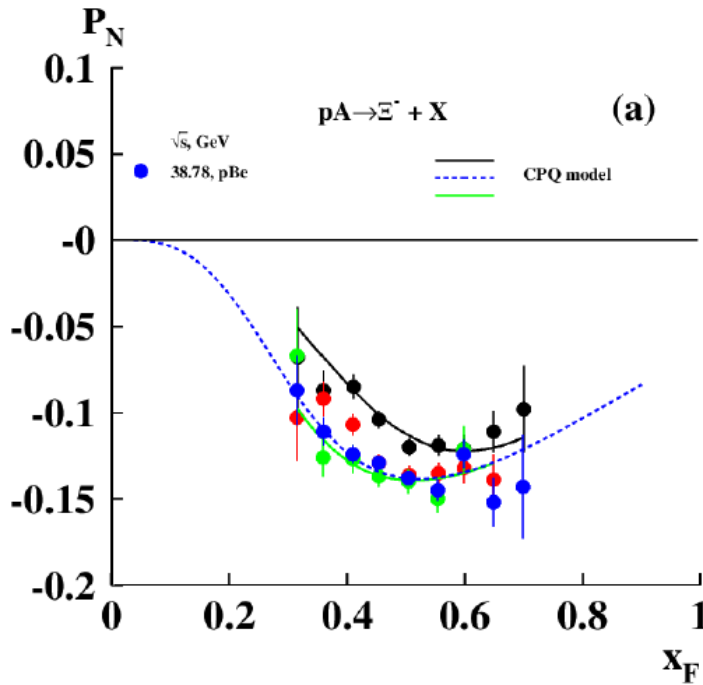


Рис.4

$$p+p(A) \rightarrow \Xi^- + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0.$$

$$\text{Знак: } P_N \sim v_A q_s (g_s^a - 2)/2 < 0;$$

$$\omega_{A(B)}^0 = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g_Q^a - 2)/M_Q. \text{ (ssd)}$$

$$p+p(A) \rightarrow \Lambda + X, v_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0;$$

$$\text{Знак: } P_N \sim v_A q_s (g_s^a - 2)/2 < 0;$$

$$\omega_{A(B)}^0 = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g_Q^a - 2)/M_Q. \text{ (s)}$$

Частота осцилляции $P_N(x_F)$ в реакции $p+p(A) \rightarrow \Xi^- + X$, меньше, чем в реакции $p\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$, на фактор $m_U/m_S \approx 0.866$.

Из Рис.4 видно, что $P_N(x_F)$ в реакции $p + A \rightarrow \Xi^- + X$ достигает предела и перестает расти, тогда как в реакции $p + A \rightarrow \Lambda + X$ наблюдается почти линейный рост до $x_F \approx 0.75$, в согласии с величиной параметра v_A . Амплитуда P_N для Λ гиперона примерно в 2 раза больше, чем для Ξ^- гиперона. Желательно расширить область измерений в этих реакциях по x_F с целью более точного определения зависимости $P_N(x_F)$.

(a) J. Duryea et al., Phys. Rev. Lett. **67** 1193 (1991).

(b) K. Heller et al., Phys. Rev. Lett. **41** 607 (1978).

Поляризация (P_N) антигиперонов в барион-барионных соударениях

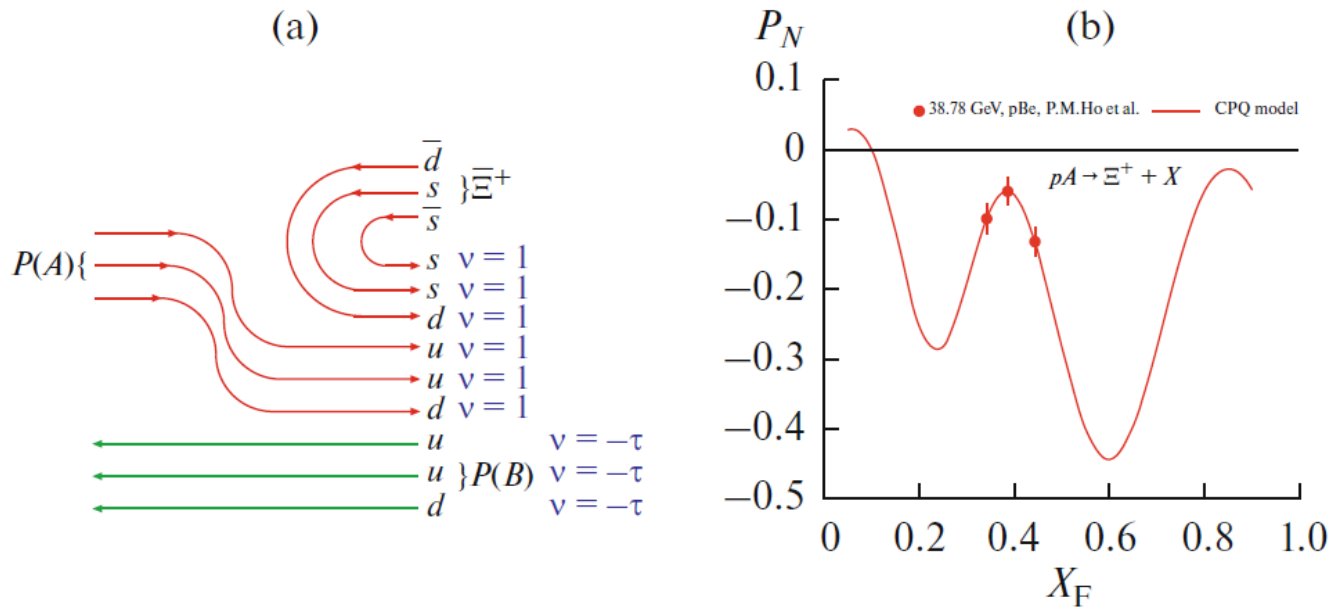


Рис.5. Кварковая диаграмма (a) и $P_N(x_F)$ [107] в реакции $p + \text{Be} \rightarrow \Xi^+_{\bar{}} + X$ [107].
 $v_A = 6 - 3\tau A_{\text{eff}} \approx 5.92$ (для pp); Знак: отрицательный; $\omega^0_{A(B)} = \mathbf{q}_s \alpha_s \mathbf{v}_{A(B)} \mathbf{m}_R (g^a_Q - 2) / \mathbf{M}_Q$. (ssd) [104].

Максимальная частота осцилляций $P_N(x_F)$ ожидается для антигиперонов, образующихся в барион-барионных соударениях, как показано выше. Всего имеется 6 кварков-спектаторов. Они взаимодействуют с каждым пробным аниantikварком. Данные [107] измерены при $\sqrt{s} = 38.78$ GeV в pBe соударениях.

Заключение: Необходимо больше данных в широком интервале по x_F ! Хорошая физика для экспериментов СПАСЧАРМ и SPD. Исследование механизма поляризации гиперонов.

104. V. Abramov, "Polarization of cascade hyperons and antihyperons," J. Phys. Conf. Ser. 2020 **1435**, 012001.

107. P. Ho et al., "Production polarization and magnetic moment of anti- Ξ^+ antihyperons produced by 800-GeV/c protons," Phys. Rev. Lett. **65**, 1713–1716 (1990).

Поляризация антигиперонов в реакциях $pA \rightarrow \bar{\Xi}^0 X$ и $pA \rightarrow \bar{\Sigma}^- X$

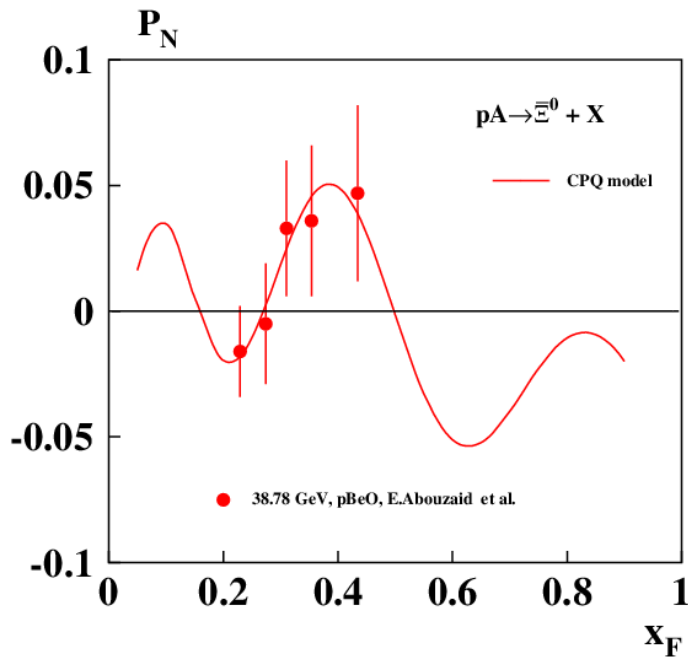


Рис 6а. Поляризация в реакции $p + A \rightarrow \bar{\Xi}^0 X$ при $\sqrt{s} = 38.78$ ГэВ [41]. Кривая показывает результаты расчетов по модели ХПК.

[41] E.Abouzaïd et al., *Phys.Rev.D* 75 (2007) 012005.

[42] V. Abramov, “Polarization of cascade hyperons and antihyperons,” *J. Phys. Conf. Ser.* 2020 **1435**, 012001.

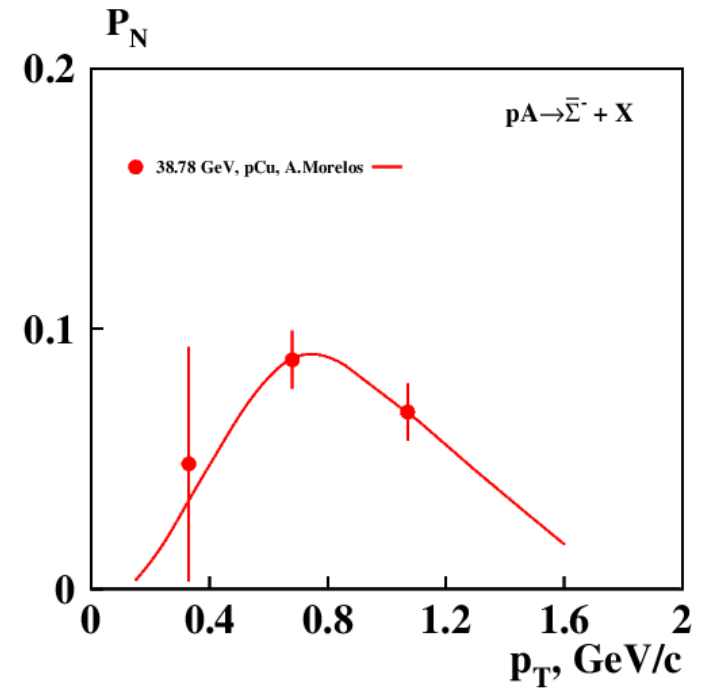


Рис.6b. Поляризация в реакции $p + Cu \rightarrow \bar{\Sigma}^- X$ при $\sqrt{s} = 38.78$ ГэВ [43]. Кривая показывает результаты расчетов по модели ХПК.

[43] A.Morelos et al., *Phys.Rev.Lett.* **71** (1993) 2172.

Из Рис. 5 и 6 видно, что $P_N(x_F)$ что поляризация антигиперонов в pA -соударениях не монотонна, она осциллирует с большей частотой, чем в случае гиперонов.

Заключение: Модель ХПК предсказывает несколько максимумов и минимумов в зависимости $P_N(x_F)$. Требуется более подробные исследования зависимости $P_N(x_F, p_T, A)$.

Загадка с поляризацией $\tilde{\Lambda}$ в реакции $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$

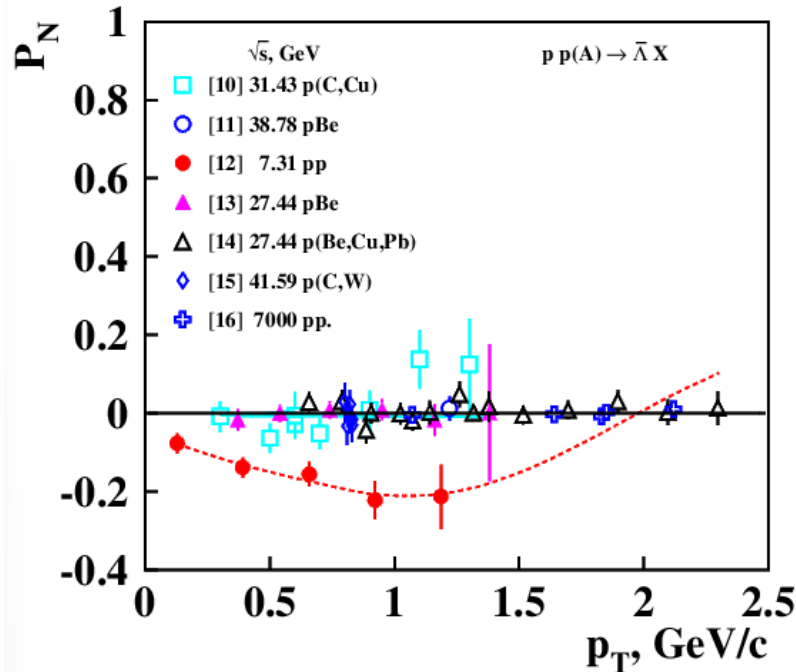


Рис. 7. $P_N(p_T)$ в реакции $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$.

- [10] J.L.Sanchez-Lopez (2007)
arXiv:0706.3660
- [11] E.J.Ramberg et al., PL 338B
(1994) 403
- [12] **J.Felix,Trieste,Italy,1995.**
p. 231. BNL, E766. $x_F=-0.23$.
- [13] K.J.HELLER PRL 41(1978) 607
- [14] B.Lundberg PR D40(1989)3557
- [15] I.Abt PLB638(2006)415
- [16] G.Aad arXiv:1412.1692

Большинство экспериментов, выполненных при высокой энергии ($\sqrt{s} > 27$ ГэВ), получили нулевую поляризацию в реакции $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$.

Единственный эксперимент BNL E766, выполненный при более низкой энергии $\sqrt{s} = 7.31$ ГэВ, получил значительную отрицательную поляризацию, до -20% [12] (см. Рис.7).

Если данные работы [12] достоверны, то они указывают на возможную зависимость $P_N(\sqrt{s})$ от энергии $\sqrt{s}$ резонансного типа. Резонансная энергия $E_R = 7.0 \pm 0.6$ ГэВ. Такая зависимость ожидается в модели ХПК из-за эффекта «магической» энергии тестового кварка, при которой прекращается прецессия его спина в хромагнитном поле, а также из-за фокусирующего действия хромагнитного поля, что усиливает эффект.

Заключение: Поляризация в реакции $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ должна быть тщательно исследована, как функция $\sqrt{s}$, p_T , x_F , и A , чтобы подтвердить или опровергнуть результаты [12]. Ожидается осцилляция $P_N(x_F)$ при изменении x_F . Эти исследования критически важны для понимания механизма поляризации гиперонов. Хорошая физика для экспериментов СПАСЧАРМ и SPD.

Поляризация $\Sigma^{\pm 0}$ в pA соударениях и Λ в $\Sigma^- A \rightarrow \Lambda X$ реакции

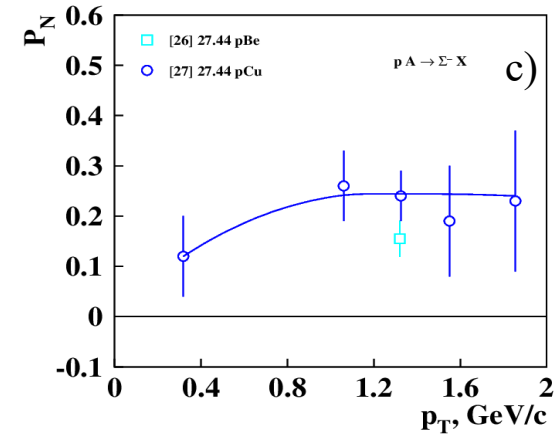
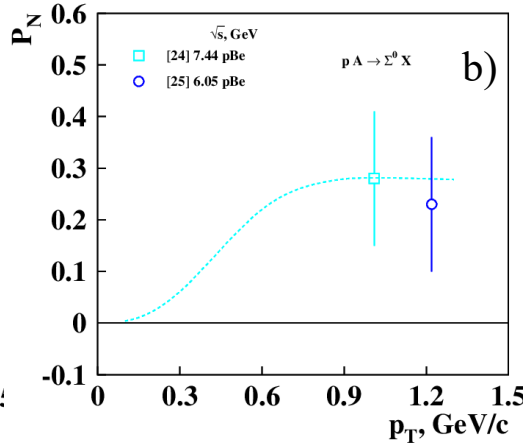
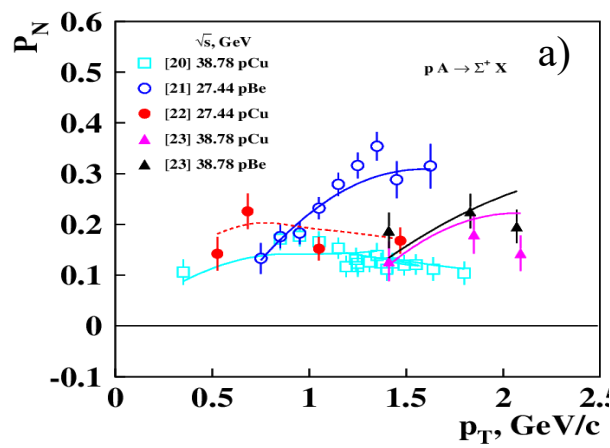


Рис. 8.

$$p + p(A) \rightarrow \Sigma^+ + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0$$

- [20] A. Morelos et al., Phys.Rev. D**52** (1995) 3777. $\sqrt{s}=38.78$ GeV.
 [21] C. Wilkinson et al., Phys.Rev.Lett. **58** (1987) 855. $\sqrt{s}=27.44$ GeV.
 [22] C. Ankenbrandt et al., Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 863. $\sqrt{s}=27.44$ GeV.
 [23] P. Pogodin et al., Phys.Rev. D**70**,112005 (2004)800. $\sqrt{s}=38.78$ GeV.
 [24] C. Dukes et al., Phys.Lett. B193(1987)135. $\sqrt{s}=7.44$ GeV.
 [25] D.T. Bonner et al., Phys.Rev.Lett. 62 (1989)1591. $\sqrt{s}=6.05$ GeV.
 [26] L. Deck et al., Phys.Rev. D28(1983)1. $\sqrt{s}=27.44$ GeV.
 [27] Y.W. Wah et al., Phys.Rev.Lett. 55(1985) 2551. $\sqrt{s}=27.44$ GeV.
 [28] J.L. Sanchez-Lopez et al., arXiv:0706.3660. $\sqrt{s}=29.94$ GeV.
 [29] M.I. Adamovich et al., Z.P.A350(1995)379. $\sqrt{s}=25.31$ GeV.

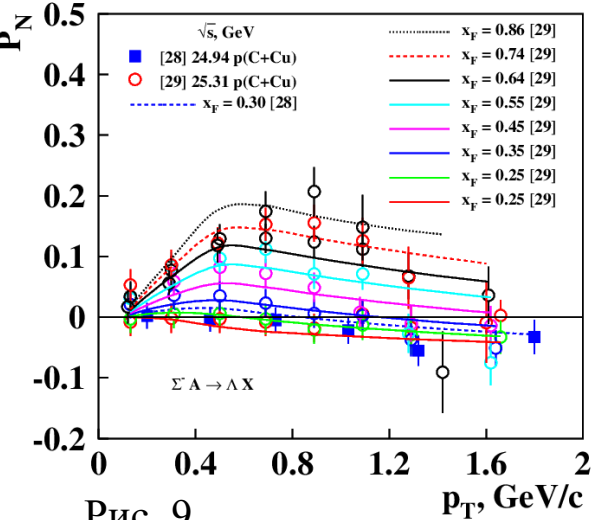


Рис. 9.

$$\Sigma^- + p(A) \rightarrow \Lambda + X, v_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0;$$

$$p + p(A) \rightarrow \Sigma^+ (\Sigma^{0+}) + X, v_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0$$

В Λ -, Ξ -, и Ω -гиперонах, спины гиперона и s-кварка направлены в одну сторону. В Σ -гиперонах, спины гиперона и s-кварка направлены в противоположные стороны. В соударениях барион-ядро s-кварк имеет отрицательную поляризацию в гипероне, если кварк образуется из моря, и положительную поляризацию, если s-кварк был валентным в налетающем адроне, в согласии с моделью DeGrand-Miettinen. T.A.DeGrand, J.Markkanen, H.I. Miettinen, Phys.Rev. **32** (1985) 2445.

Поляризация Λ в реакциях $\pi^- A \rightarrow \Lambda X$ и $K^- A \rightarrow \Lambda X$

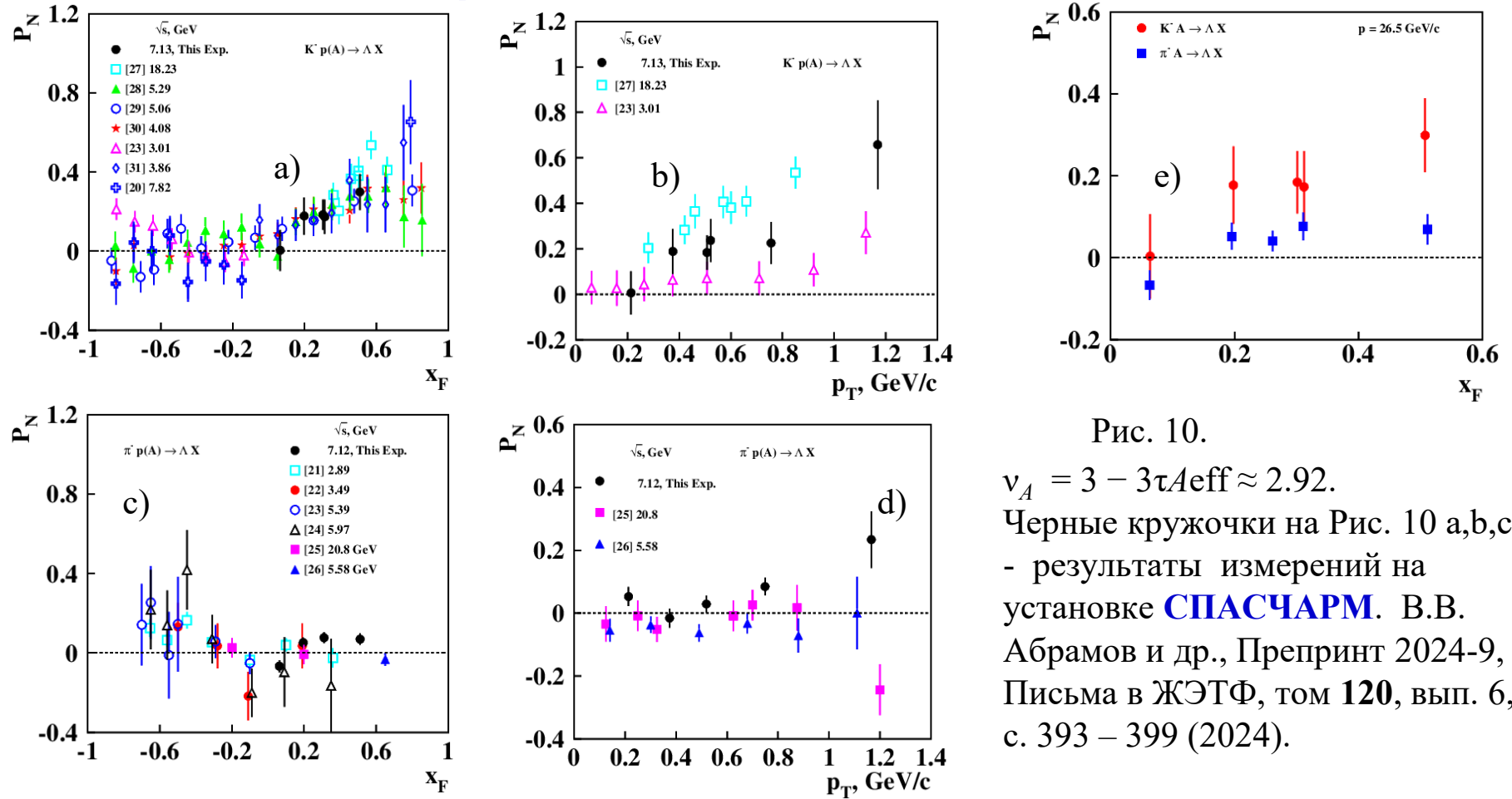


Рис. 10.

$$v_A = 3 - 3\tau A_{\text{eff}} \approx 2.92.$$

Черные кружочки на Рис. 10 a,b,c,d - результаты измерений на установке **СПАСЧАРМ**. В.В. Абрамов и др., Препринт 2024-9, Письма в ЖЭТФ, том **120**, вып. 6, с. 393 – 399 (2024).

Поляризация Λ в пучках K^- , имеющих валентный странный кварк, значительная и положительная в области фрагментации пучка (Рис. 10 a,b). В области фрагментации ядерной мишени P_N близка к нулю. Поляризация Λ в области фрагментации π^- пучка в несколько раз меньше, чем в K^- пучке (Рис. 10 c,d). В области фрагментации мишени P_N положительная. На Рис. 10е сравниваются поляризации в пучках K^- , и π^- , измеренные на установке СПАСЧАРМ при импульсе 25.5 ГэВ/с. **В пучке π^- , в отличие от протонного, странный кварк в Λ гипероне слабо поляризован. Это может быть связано с тем, что импульс кварка в π^- в 1.5 раза больше в с.д.м., чем в протоне.**

Пороговая зависимость A_N как функции E_{cm} и θ_{cm} в реакциях $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$

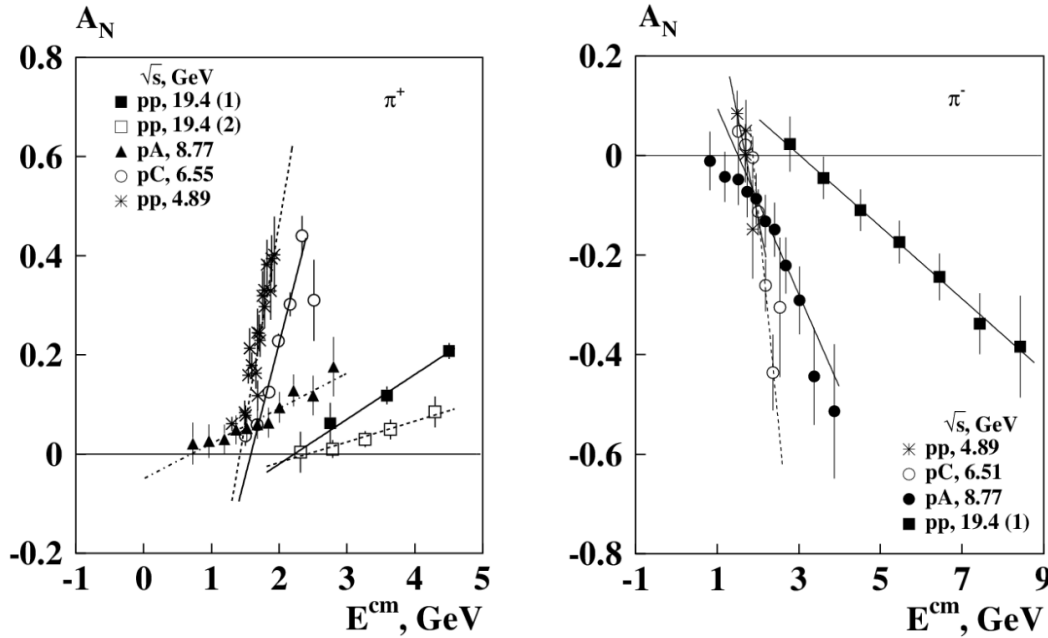


Рис.11. Зависимость $A_N(E_{cm})$ в реакциях $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$. [5].
Данные из [1-4].

- [1] W.H. Dragoset et al., Phys. Rev. D **18**, 3939 (1978). $\sqrt{s}=4.89\text{ГэВ}$
 [2] C.E. Allgower et al., Phys. Rev. D **65**, 092008 (2002). $\sqrt{s}=6.55\text{ГэВ}$
 [3] V.V. Abramov et al., Phys.Atom.Nucl. **70** (2007)1515-1526, Yad.Fiz.**70** (2007)1561-1571 $\sqrt{s}=8.77\text{ГэВ}$
 [4] D.L. Adams et al., Phys. Lett. B **264**, 462 (1991). $\sqrt{s}=19.4\text{ГэВ}$
 [5] V.V. Abramov, Phys.Atom.Nucl. **70** (2007) 2103-2112, Yad.Fiz. 70 (2007) 2153-2162

Заключение: $|A_N(E_{cm}, \theta_{cm})| > 0$ для реакций $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$, если энергия $E_{cm} > E_{min}$, и $\theta_{cm} < \theta_{max}$. Пороговая зависимость $A_N(E_{cm}, \theta_{cm})$ связана с различием масс и аномальных хромомагнитных моментов составляющих u и d кварков, и может исследоваться для различных реакций в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD.

На Рис. 11 показана зависимость $A_N(E_{cm})$ от энергии (E_{cm}) регистрируемого $\pi^\pm$ мезона в с.ц.м. Пороговое значение $E_{cm} = E_{min}$, выше которого $|A_N(E_{cm})| > 0$, аппроксимируется выражением:

$$E_{min} = E_0 + \sqrt{s} (f_0 - a_0 \tan^2(\theta_{cm}/2)), \quad (30)$$
 где E_0 , f_0 и a_0 – свободные параметры.

Поскольку $E_{min} \geq m_\pi$, мы получаем пороговое значение угла θ_{cm} :

$$\tan^2(\theta_{cm}/2) \leq f_0/a_0 + (E_0 - m_\pi)/(a_0 \sqrt{s}), \quad (31)$$

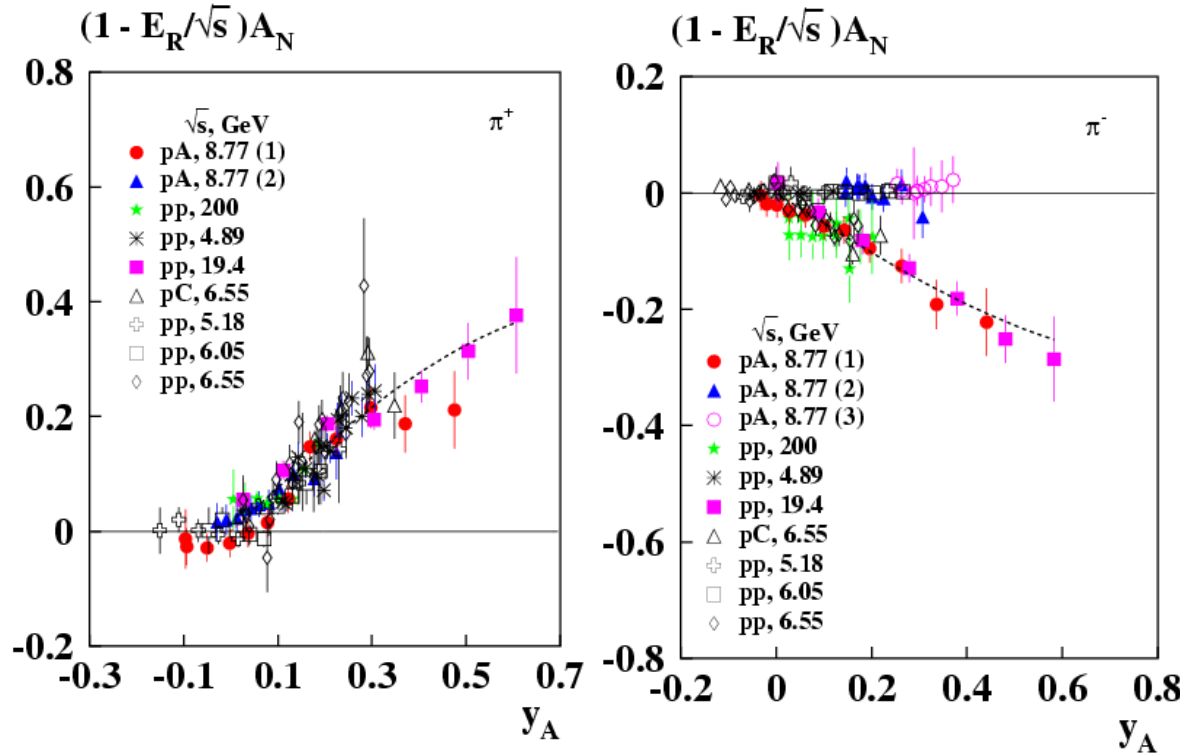
и, в пределе высоких энергий:

$$\theta_{cm} \leq 2 \arctan(f_0/a_0) = \theta_{max} \quad (32)$$

$$\theta_{max} = 73^\circ \text{ для } \pi^-; \text{ (тестовый } d \text{ кварк)}$$

$$\theta_{max} = 90^\circ \text{ для } \pi^+; \text{ (тестовый } u \text{ кварк)}$$

Скейлинговая зависимость A_N от y_A и $\sqrt{s}$ в реакциях $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$



В.В. Абрамов, ЯФ 70, №12(2007)

$$\begin{aligned} \pi^+: E_0 &= 1.126 \pm 0.091 \text{ ГэВ}; \\ E_R &= 1.91 \pm 0.29 \text{ ГэВ}; \\ f_0 &= 0.073 \pm 0.013; \\ a_0 &= 0.073 \pm 0.014; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \pi^-: E_0 &= 1.31 \pm 0.21 \text{ ГэВ}; \\ E_R &= 4.89 \pm 0.32 \text{ ГэВ}; \\ f_0 &= 0.088 \pm 0.033; \\ a_0 &= 0.155 \pm 0.031; \end{aligned}$$

Рис. 12. Иллюстрация пороговой зависимости A_N от скейлинговой переменной y_A , пропорциональной углу прецессии спина кварка в модели ХПК. Для углов θ_{cm} больше 73° на правом рисунке $A_N(\pi^-) = 0$. Параметр E_R учитывает зависимость A_N от энергии $\sqrt{s}$. Положительный знак A_N для π^+ и отрицательный для π^- при высоких энергиях ($\sqrt{s} > 6$ ГэВ).

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)(1 + \cos \theta^{cm}) + a_0(1 - \cos \theta^{cm}), \quad \text{где } x_A = (x_R + x_F)/2. \quad (33)$$

$$\varphi_A = y_A \omega_A^0 - \text{угол прецессии спина кварка, где } \omega_A^0 = q_s \alpha_s v_A m_R (g_Q^a - 2)/M_Q. \quad (33a)$$

Нарушение скейлинга при средних энергиях

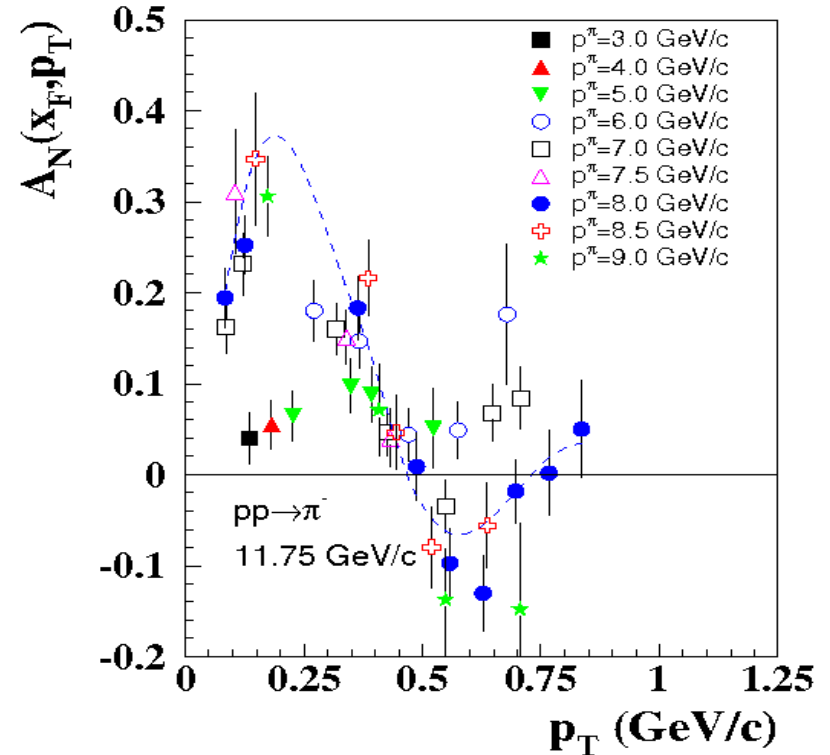
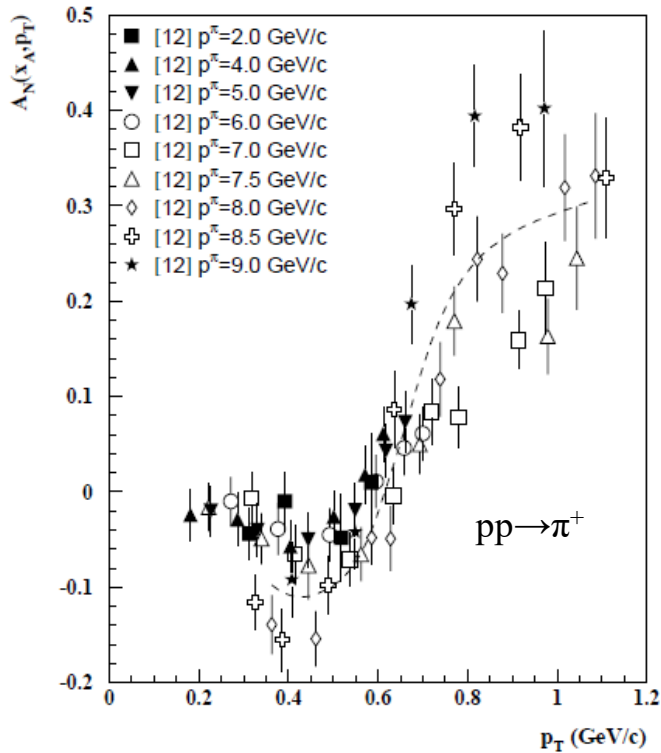


Рис. 13. $A_N(p_T)$ в реакциях $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$.

W.H. Dragoset et al., Phys.Rev. D**18** (1978)3939. $P = 11.75$ ГэВ/с. $\sqrt{s}=4.89$ ГэВ.

Знак $A_N(p_T)$ при промежуточных энергиях ($\sqrt{s} < 6$ ГэВ) и $p_T < 0.5$ ГэВ/с зависит от p_T . Кривые на рисунках соответствуют импульсу $p^\pi = 8$ ГэВ/с. Более выражен эффект смены знака для π^- мезонов, содержащих валентный d-кварк из поляризованного протона.

V.V. Abramov, Eur. Phys. J. C**14** (2000) 427.

Заключение: Скейлинг, наблюдаемый при высоких энергиях, нарушается при промежуточных энергиях (где $\sqrt{s}/n_q < 1$ ГэВ). Зависимость спиновых эффектов от $\sqrt{s}$ можно исследовать в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD.

Скейлинг для односпиновой асимметрии в реакции $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$

$A_N(x_A)$ – почти
линейна для π^0

Скейлинг:

$$A_N(x_F, p_T, s) \approx A_N(x_A, x_B, p_T)$$

$$x_A = -u/s \approx (x_R + x_F)/2$$

$$x_B = -t/s \approx (x_R - x_F)/2$$

**Три порядка по
энергии в л.с.к.**

Фит: (данные STAR)

$$A_N(x_A) = A_0(x_A - x_0)$$

$$x_0 = 0.251 \pm 0.023$$

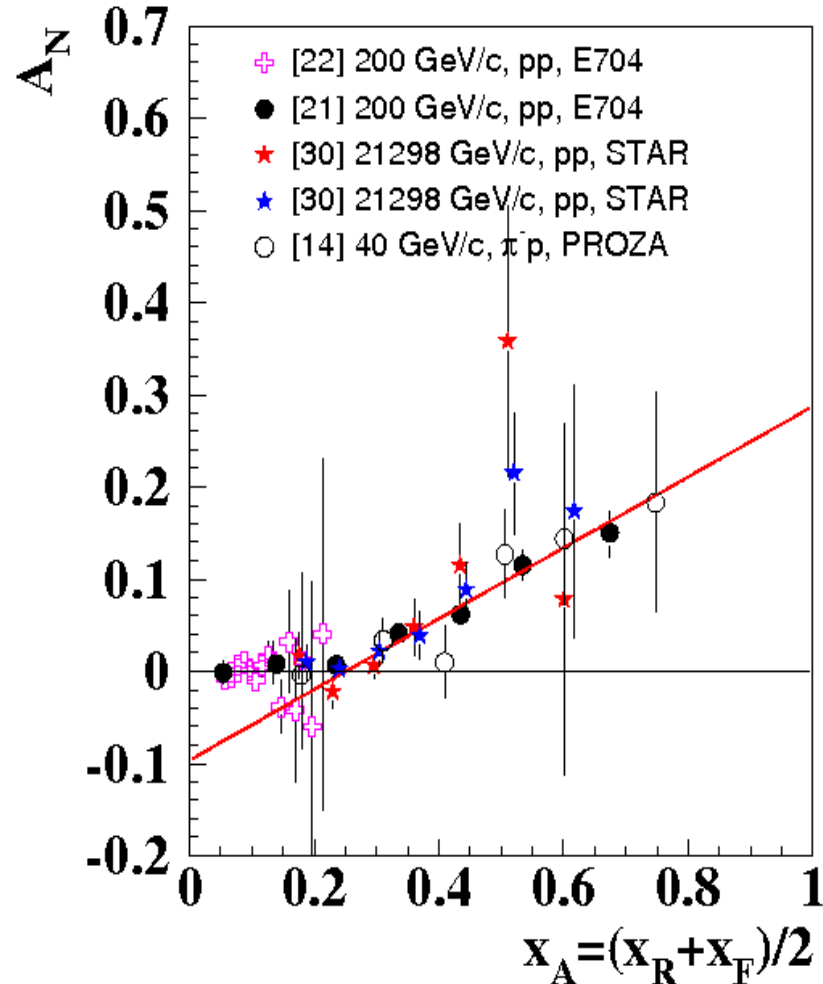
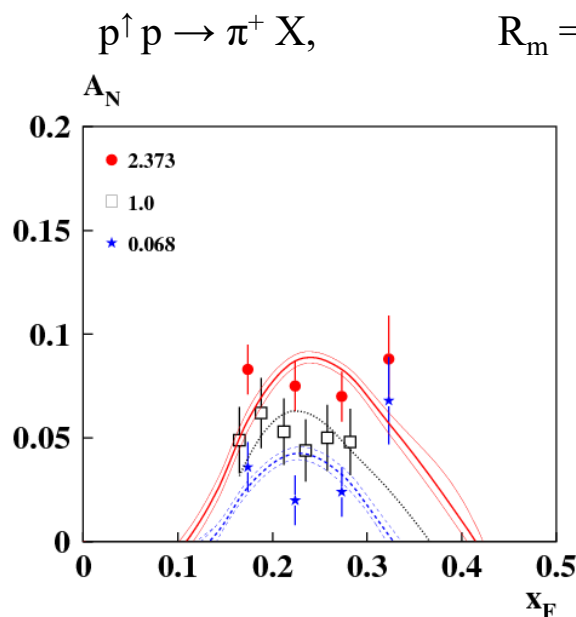


Рис. 14. $A_N(p_T)$ в реакциях $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$.

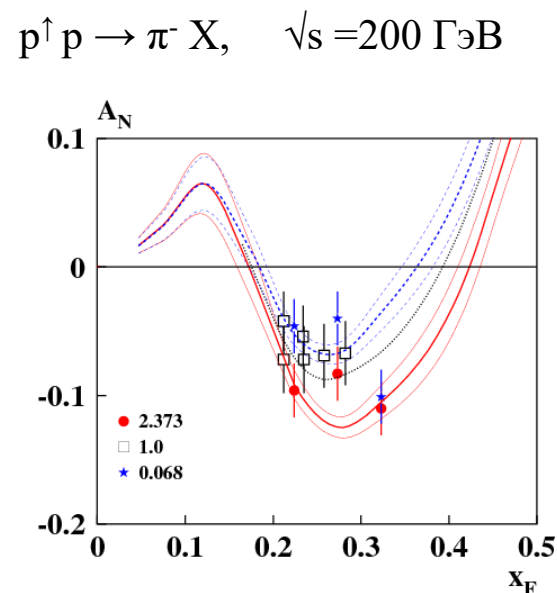
Наблюдается скейлинг по переменной x_A в реакции $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$

Зависимость $A_N(x_F)$ от множественности заряженных частиц в событии



V.V. Abramov,
DSPIN2011,
Proceedings, p.21.

Рис. 15a,b.



В эксперименте BRAHMS на коллайдере RHIC, BNL была измерена A_N в $p^\uparrow p$ соударениях для инклюзивного образования π^+ and π^- мезонов (J.H.Lee, DIS2009, 2009).

Данные представлены для трех интервалов по множественности заряженных частиц, нормированной на среднюю множественность (R_m). В модели ХПК большее значение A_N соответствует большей величине хромо-магнитного поля и коррелирует с числом кварков-спектаторов. Число кварков-спектаторов коррелирует с множественностью n_{ch} .

Зависимость от множественности возможна и для других реакций и наблюдаемых величин, таких, как A_N , P_N , ρ_{00} . Для таких исследований требуется детектор множественности в установке. Детальное исследование этой зависимости позволит пролить свет на возможный механизм поляризационных явлений. Один из открытых вопросов – зависимость наблюдаемого эффекта от энергии в с.ц.м.

Эффект может исследоваться в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD.

Выстроенность векторных мезонов (ρ_{00})

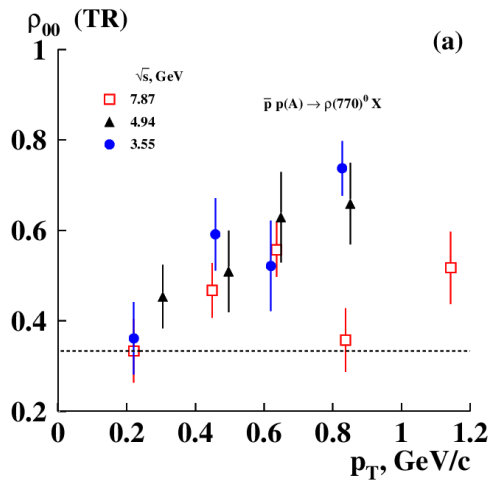


Рис. 16а.

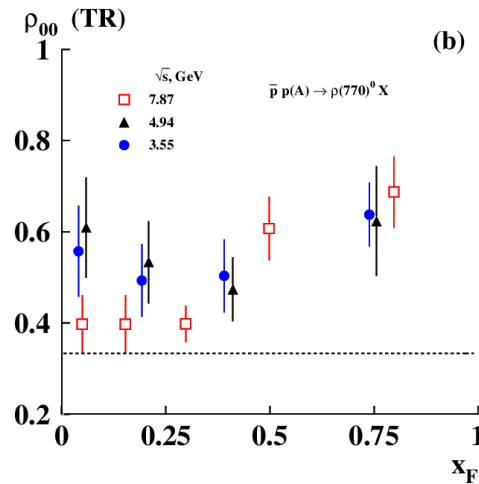


Рис. 16б.

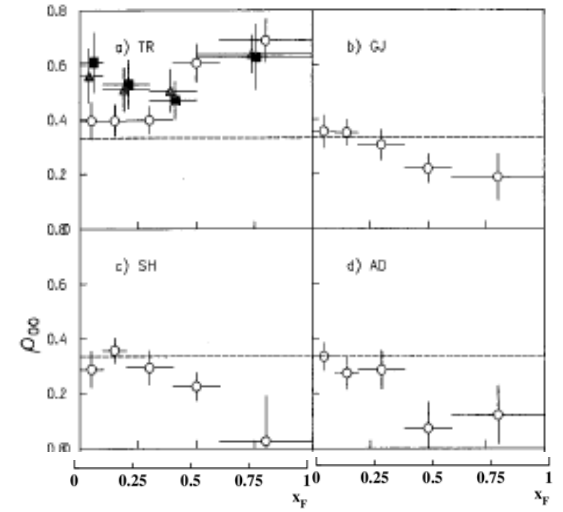


Рис. 16с.

Рис. 16. Выстроенность в реакции $\tilde{p} + p \rightarrow \rho^0(770) X$ при импульсе 32 ГэВ/с ($\sqrt{s} = 7.87$ ГэВ) [51].
 $v_A = [3 + 3\lambda - 3\tau\lambda] \approx +2.606$; $v_B = [3 + 3\lambda - 3\tau\lambda]$

Зависимость ρ_{00} от кинематических переменных. В системе координат TR наблюдается наибольшая выстроенность по сравнению другими системами (GJ, SH, AD). Выстроенность растет при увеличении p_T в области 0.2 – 0.8 ГэВ/с, а также при увеличении x_F в области 0.3 – 0.8. В области $0 \leq x_F \leq 0.3$ ρ_{00} уменьшается с ростом $\sqrt{s}$ [51].

Зависимость ρ_{00} от множественности n_{ch} . В области $p_T > 0.55$ ГэВ/с ρ_{00} уменьшается с ростом n_{ch} , а в области $|x_F| > 0.4$ – ρ_{00} растет с увеличением n_{ch} [51].

Наблюдается сходство в зависимостях ρ_{00} , A_N и P_N от кинематических переменных и n_{ch} .

[51] A.A. Minaenko et al., Z. Phys. C 62, 15-23 (1994) ($\sqrt{s} = 7.87$ ГэВ).

[52] B.V. Batyunya et al.: Nucl. Phys. B294 (1987) 1037 ($\sqrt{s} = 3.55$ и 4.94 ГэВ).

Реакции, которые могут исследоваться в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD

Таблица 1. Наряду с уже исследованными частично реакциями сюда добавлены реакции, по которым ещё нет данных. Это могут быть частицы и резонансы, показанные в третьей колонке. Например, $\rho^{\pm 0}(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$, $f_2(1270)$, $\Delta(1232)$ и другие. Реакции с мезонными и ионными пучками также могут быть измерены в эксперименте СПАСЧАРМ.

№	Reaction	Np	№	Reaction	Np	№	Reaction	Np
1	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \pi^+$	169	14	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \Lambda$	48	28	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \rho^+(770)$	0
2	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \pi^-$	156	15	$p p(A) \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$	333	29	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \rho^0(770)$	0
3	$p^{\uparrow} p \rightarrow \pi^0$	700	16	$p p(A) \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	95	30	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \rho^-(770)$	0
4	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow K^+$	45	17	$p p(A) \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	21	31	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \omega(782)$	0
5	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow K^-$	57	18	$p p(A) \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	50	32	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \phi(1020)$	0
6	$p^{\uparrow} p \rightarrow K_s^0$	16	19	$p p(A) \rightarrow \Sigma^{0\uparrow}$	2	33	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow f_2(1270)$	0
7	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow n$	87	20	$p p(A) \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	6	34	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \Delta(1232)$	0
8	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow p$	197	21	$p p(A) \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	5	35	$p p(A) \rightarrow \rho^+(770)^{\uparrow}$	0
9	$p^{\uparrow} A \rightarrow \tilde{p}$	41	22	$A A \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$	9	36	$p p(A) \rightarrow \rho^0(770)^{\uparrow}$	46
10	$p^{\uparrow} A \rightarrow J/\psi$	57	23	$p p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$	69	37	$p p(A) \rightarrow \rho^-(770)^{\uparrow}$	0
11	$p^{\uparrow} p \rightarrow \eta$	70	24	$p p(A) \rightarrow \Xi^{+\uparrow}$	3	38	$p p(A) \rightarrow \omega(782)^{\uparrow}$	0
12	$d^{\uparrow} A \rightarrow \pi^+$	15	25	$p p(A) \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	5	39	$p p(A) \rightarrow \phi(1020)^{\uparrow}$	5
13	$d^{\uparrow} A \rightarrow \pi^-$	12	26	$p p(A) \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$	4	40	$p p(A) \rightarrow f_2(1270)^{\uparrow}$	0
			27	$p p(A) \rightarrow J/\psi^{\uparrow}$	78	41	$p p(A) \rightarrow K^{*0\pm}(892)^{\uparrow}$	0

Заключение: Всего порядка 40 реакций и наблюдаемых может быть измерено на установках СПАСЧАРМ и SPD. Для 27 реакций уже имеются некоторое количество данных.

Заключение

- 1) ρ_{00} , A_N и P_N имеют значительную величину для всех исследованных энергий и реакций. Наблюдается сходство в их зависимости от кинематических переменных, множественности частиц в событии и атомного веса мишени.
- 2) Число кварков и антикварков – спектаторов (с весами, зависящими от λ и τ) влияет на зависимость ρ_{00} , A_N и P_N от кинематических переменных. При большом числе кварков-спектаторов зависимость от x_F становится немонотонной (осциллирующей).
- 3) Наиболее высокая частота осцилляций наблюдаемых ожидается в реакциях рождения антигиперонов в барион-барионных соударениях. Эти реакции заслуживают детального исследования, как функции кинематических и других переменных. Интересно исследовать поляризацию антилямбда гиперона в pp и pA соударениях в области импульсов 23 – 27 ГэВ/с ($\sqrt{s} \approx 7$ ГэВ), где возможна зависимость от энергии резонансного типа.
- 4) В области высоких энергий ($\sqrt{s} > 6$ ГэВ) наблюдается приближенный скейлинг для $A_N(y_A)$ в реакциях $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^{0\pm} + X$, который нарушается при энергиях $\sqrt{s} < 6$ ГэВ.
- 5) Наблюдается пороговое поведение для A_N в реакциях $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$, в зависимости от энергии (E_{cm}) и угла (θ_{cm}) образования частицы в с.ц.м.

Заключение

6) В ряде реакций была измерена зависимость поляризационных наблюдаемых от множественности заряженных частиц (n_{ch}) в событии, которая может коррелировать с числом кварков-спектаторов. Эти измерения следует провести для возможно большего числа реакций и наблюдаемых для прояснения механизма этой зависимости.

7) На установках СПАСЧАРМ и SPD возможно исследование рассмотренных выше поляризационных явлений для десятков реакций, что критически важно для выяснения природы наблюдаемых спиновых эффектов. Последующий анализ полученных данных позволит приступить к созданию теоретических моделей.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

Back-up slides

Введение

Поляризационные данные содержат ценную информацию о сильных взаимодействиях. Это касается, в частности, проблемы удержания кварков, проявления цветовых сил, происхождения масс кварков и адронов, хромомagnetных полей и хромомagnetных моментов кварков, а также происхождения самих поляризационных эффектов.

Для уточнения природы и механизма эффектов, связанных со спином, необходимо исследовать их для большого числа реакций в широком диапазоне кинематических и других переменных и проанализировать их в рамках единого механизма. Это позволяет выявить общие закономерности и характеристики отдельных реакций и наблюдаемых величин. Анализ данных показывает, что для того, чтобы сделать выводы о достоверности конкретной модели, необходимы сотни точек данных для каждой из реакций, измеренные при нескольких энергиях.

Односпиновая асимметрия адронов (A_N):
$$d\sigma(\phi) = \sigma_0(1 + A_N P \cos(\phi)), \quad (1)$$
 где P – вертикальная поляризация пучка, ϕ – угол между нормалью к плоскости реакции и направлением спина пучка. $A_N(p_T=0) = 0$ из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях.

Поляризация (P_N) гиперонов (H) направлена, в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях, вдоль нормали к плоскости реакции $\mathbf{n} = [\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H] / |\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H|$. Нарушение четности в слабом распаде гиперона позволяет определить его поляризацию по угловому распределению продукта распада (нуклона) в системе покоя H относительно нормали $\mathbf{n}$:

$$dN/d\cos\theta = 0.5(1 + \alpha P_N \cos\theta), \quad (2)$$

где $\cos\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_n / |\mathbf{P}_n|$, $\mathbf{P}_n$ – вектор импульса нуклона, α – константа распада. $P_N(p_T=0) = 0$ из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях. Для соударений идентичных адронов $P_N(-x_F) = -P_N(x_F)$ и $P_N(x_F=0) = 0$ из-за изотропии пространства.

Поляризация гиперонов и односпиновая асимметрия адронов наблюдаются в широком диапазоне кинематических переменных, что указывает на непертурбативный механизм их происхождения. 24

Введение

Спиновая выстроенность (ρ_{00}) векторных мезонов (V , спин $J = 1$) определяется из углового распределения продуктов их распада на два псевдоскалярных мезона.

Угловое распределение продукта распада, проинтегрированное по азимутальному углу ϕ (вокруг оси квантования) зависит от полярного угла θ вылета одного из псевдоскалярных мезонов, относительно оси квантования в системе покоя векторного мезона:

$$dN/\cos\theta = 3N/4[(1-\rho_{00}) + (3\rho_{00}-1)\cos^2\theta]. \quad (3)$$

Для неполяризованного векторного мезона $\rho_{00}=1/3$. Распределение в этом случае изотропно (одинаково во всех направлениях, выстроенность отсутствует).

В качестве оси квантования обычно выбирают поперечную систему координат (TR) с осью Z вдоль нормали к плоскости реакции, либо систему спиральности (SH), (ось Z в направлении вылета V в с.ц.м реакции), либо систему Готфрида-Джексона (GJ) (ось Z вдоль направления движения налетающей частицы в системе GJ). Во всех указанных системах координат сначала происходит переход в с.ц.м., а затем переход из с.ц.м. в систему покоя мезона V , что обеспечивает необходимый поворот осей координат.

Преимуществом системы TR является то, что при $p_T=0$ выстроенность отсутствует ($\rho_{00}=1/3$), поскольку нет выделенного направления нормали к плоскости реакции и происходит усреднение по этому направлению.

Согласно модели из работы [1] $\rho_{00} = (1 - P_q P_{\bar{q}})/(3 + P_q P_{\bar{q}})$, где P_q и $P_{\bar{q}}$ - поляризации кварка и антикварка, соответственно. Поляризации P_q и $P_{\bar{q}}$ - направлены вдоль нормали к плоскости реакции и есть корреляция $P_{\bar{q}} = -kP_q$, где $k \approx 0.5$.

[1] Z. T. Liang and X. N. Wang, Phys. Lett. B **629**, 20-26 (2005).

Глобальный анализ данных: A_N

Таблица 2. Инклюзивные реакции, в которых уже измерялась односпиновая асимметрия (A_N) в адрон-адронных соударениях (28 реакций). N_p – это число экспериментальных точек для данной реакции. Кроме того, предстоит измерить A_N в образовании частиц и резонансов, таких как Ξ , Σ , $\rho^{\pm 0}(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$, $f_2(1270)$, $\Delta(1232)$ и других. В случае поляризованного пучка можно использовать ядерные мишени и исследовать зависимость A_N от типа ядра мишени. В случае поляризованной мишени имеется возможность использовать различные пучки частиц.

№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p
1	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+$	258	10	$p^\uparrow A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	58	20	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$	6
2	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^-$	189	11	$p^\uparrow p \rightarrow \eta$	71	21	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^-$	6
3	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	701	12	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^+$	15	22	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	40
4	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^+$	127	13	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^-$	12	23	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	45
5	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^-$	78	14	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+$	10	24	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12
6	$p^\uparrow p \rightarrow K_s^0$	17	15	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^-$	15	25	$K^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	15
7	$p^\uparrow p(A) \rightarrow n$	88	16	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	34	26	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta$	3
8	$p^\uparrow p(A) \rightarrow p$	285	17	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \eta$	3	27	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \eta$	3
9	$p^\uparrow A \rightarrow \tilde{p}$	42	18	$\tilde{p} d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12	28	$\tilde{p} p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12
			19	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \Lambda$	29			

В общей сложности в глобальном анализе в настоящее время используются 103 инклюзивные и 30 эксклюзивных реакций с числом точек данных $N_p = 7630$.

Глобальный анализ данных: P_N

Таблица 3. Инклюзивные реакции, в которых была измерена поперечная поляризация (P_N) гиперонов в столкновениях адронов (33 реакции). Для изучения зависимости P_N от различных переменных и идентификации механизма поляризации нам необходимы сотни точек данных для каждой реакции. В этих реакциях не требуются поляризованные пучки и мишени, поэтому возможны измерения в большом числе реакций с различными пучками и мишенями и исследование зависимости поляризации от атомного веса мишени.

№	Reaction	Np	№	Reaction	Np	№	Reaction	Np
29	$p p(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow$	333	40	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	138	51	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	129
30	$p A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	95	41	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	74	52	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	15
31	$p A \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	22	42	$p A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	69	53	$\pi^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	17
32	$p A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	50	43	$\Sigma^- A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	18	54	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	8
33	$p p \rightarrow p^\uparrow$	36	44	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	4	55	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	22
34	$p A \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	6	45	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow}$	6	56	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	56
35	$p A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	5	46	$p A \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$	4	57	$K^+ p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	35
36	$p A \rightarrow \Sigma^{0\uparrow}$	3	47	$\tilde{p} A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	8	58	$\pi^- p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	17
37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	5	48	$A_1 + A_2 \rightarrow \Lambda^\uparrow$	72	59	$K^- p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	2
38	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	6	49	$Au + Au \rightarrow \Lambda^{\uparrow(Gl)}$	66	60	$\pi^- A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	17
39	$Au + Au \rightarrow \Lambda^\uparrow$	9	50	$Au + Au \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow(Gl)}$	58	61	$\tilde{p} A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	10

Реакции с векторными мезонами

Таблица 4. Инклюзивные реакции, в которых измерялась выстроенность векторных мезонов.

№	Reaction	Np	№	Reaction	Np
1	$n C \rightarrow K^*(892)^- X$	6	7	$e^+e^- \rightarrow K^*(892)^0 X$	12
2	$n C \rightarrow K^*(892)^+ X$	6	8	$K^+ C \rightarrow K^*(892)^+ X$	9
3	$AuAu \rightarrow \phi(1020) X$	5	9	$K^+ C \rightarrow K^*(892)^0 X$	9
4	$p p \rightarrow \phi(1020) X$	5	10	$K^- C \rightarrow K^*(892)^- X$	21
5	$AuAu \rightarrow K^*(892)^0 X$	5	11	$K^- C \rightarrow \check{K}^*(892)^0 X$	21
6	$\tilde{p} p \rightarrow \rho^0(770)^\uparrow X$	46			

A_N для реакции $p^\uparrow + p(\text{Al,Au}) \rightarrow n + X$, $\sqrt{s}=200$ ГэВ

В эксперименте PHENIX наблюдалась аномальная зависимость $A_N(A)$ для реакции $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$ от атомного веса A мишени. $A_N(A)$ изменяет знак и величину в три раза при увеличении A от 1 до 197. Важно отметить, измерения выполнены для малых поперечных импульсов $p_T \approx 0.1$ ГэВ/с. Из-за соотношения неопределённостей вклад в асимметрию дают много нуклонов ядра. Они образуют много спектаторов. Данные получены в $p^\uparrow + p$, $p^\uparrow + \text{Al}$ и $p^\uparrow + \text{Au}$ соударениях.

$$p^\uparrow + A \rightarrow n + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda A_{\text{eff}}]$$

Знак: $A_N \sim (2P_U + P_D)v_A q_s (g^a_D - 2)/2 < 0$;

pp: $v_A = 0.867$;

pAl: $v_A = 1.182$;

pAu: $v_A = 3.178$;

Nuclear dependence of the transverse-single-spin asymmetry for forward neutron production in polarized p+A collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV. PHENIX Collaboration (C.Aidala et al.) *Phys.Rev.Lett.* **120** (2018) 2, 022001; e-Print: 1703.10941 [hep-ex].

Заключение: ожидается осцилляция $A_N(A)$ для реакции $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$ при $p_T \approx 0.1$ ГэВ/с в результате зависимостей $v_A(A)$ и $v_B(A)$. Много нуклонов ядра дают вклад в $v_A(A)$ и $v_B(A)$.

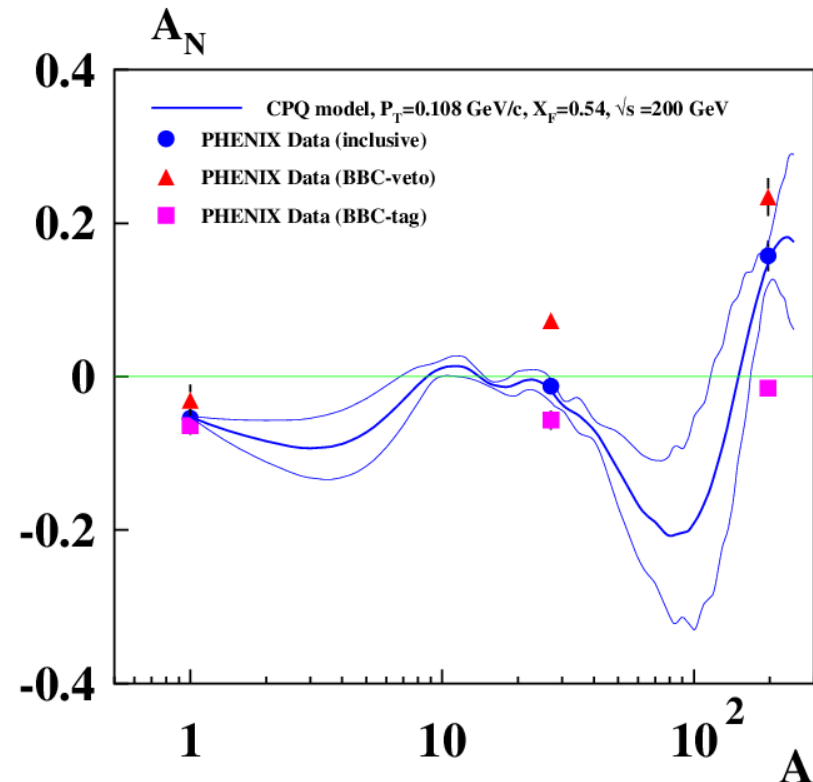


Рис.4. Зависимость $A_N(A)$ для реакции $p^\uparrow + p(A) \rightarrow n + X$.

V.V.Abramov, *J.Phys.Conf.Ser.* **938** (2017) 1, 012038

Predictions for the cascade antihyperon polarization in pA-collisions

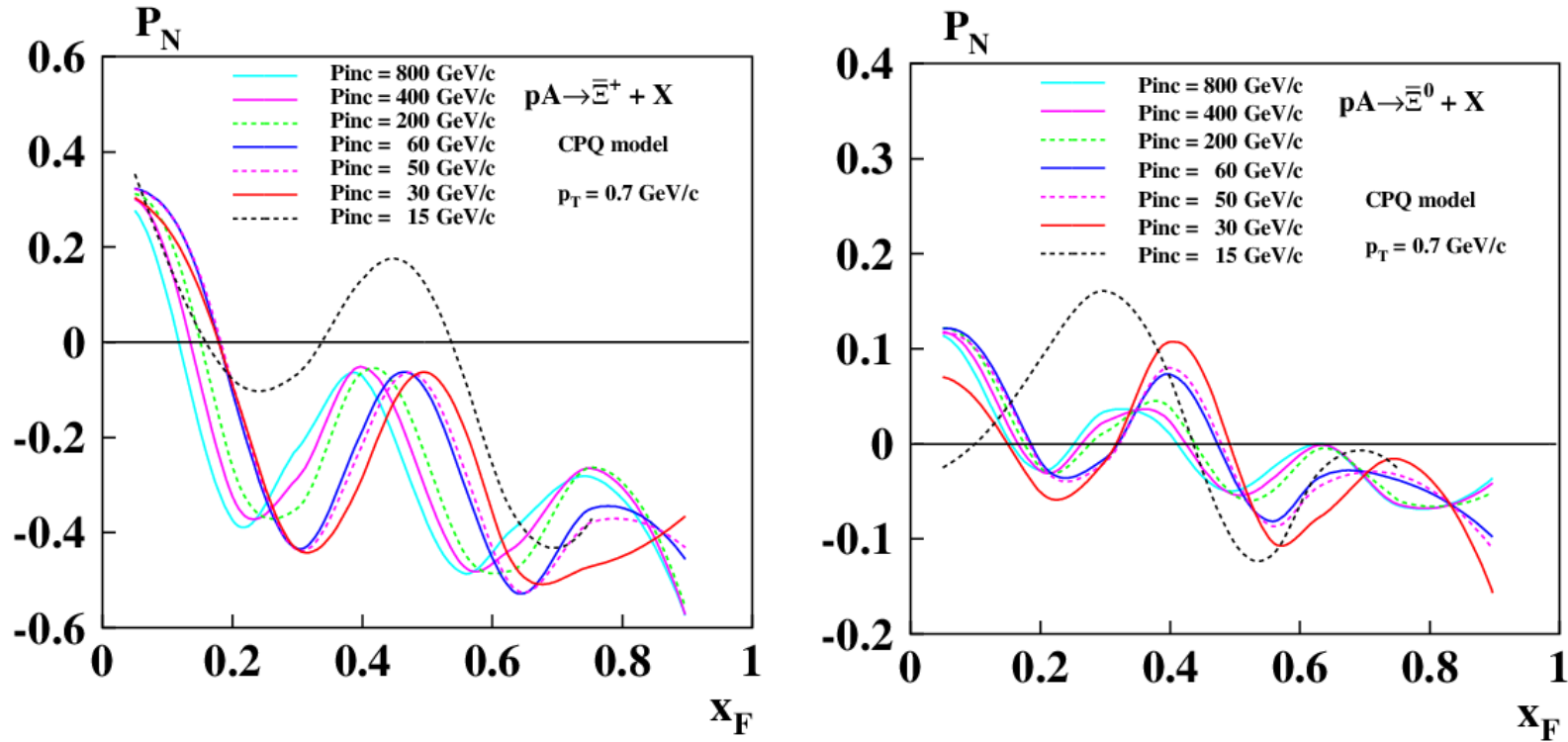


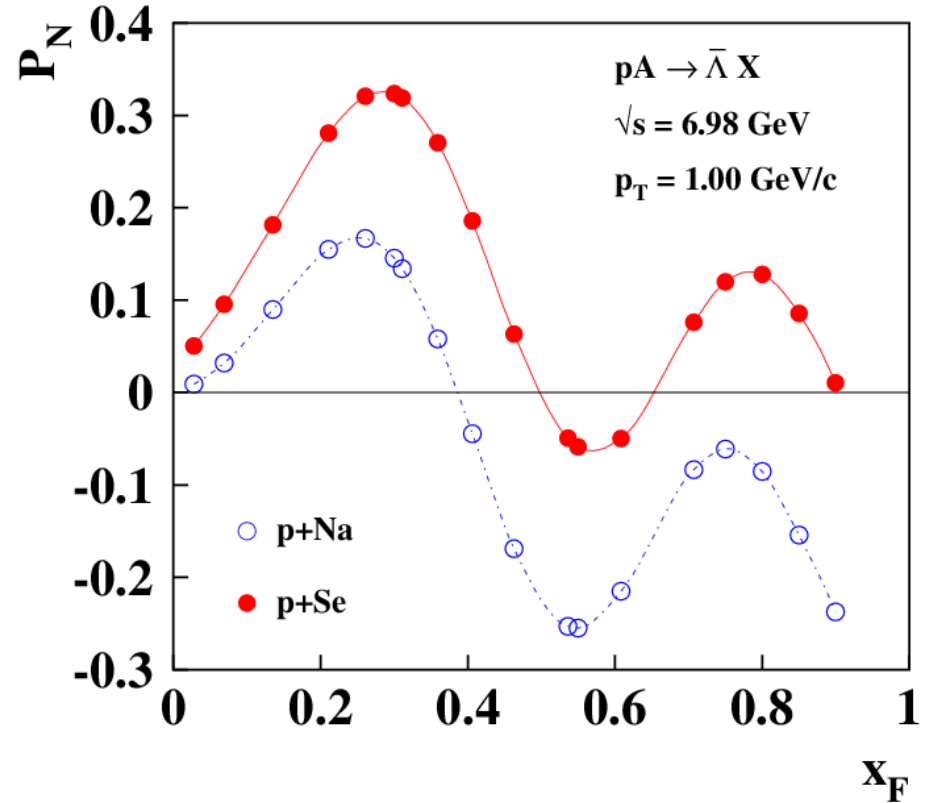
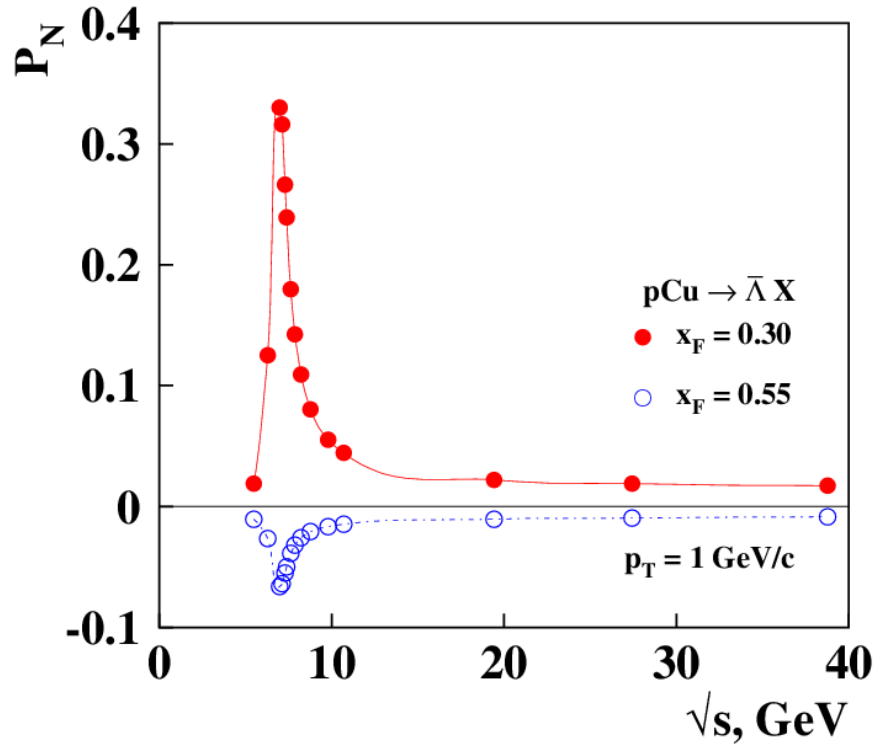
Fig.8a,b

[42]V. Abramov, “Polarization of cascade hyperons and antihyperons,” J. Phys. Conf. Ser. 2020 **1435**, 012001.

Calculations of $P_N(x_F)$ for the $p + A \rightarrow \bar{\Xi}^+ + X$ and $p + A \rightarrow \bar{\Xi}^0 + X$ reactions are shown above for $p_T = 0.7$ GeV/c (near maxima of $|P_N(x_F, p_T)|$). In order to reveal the $P_N(x_F)$ oscillation, measurements have to be performed in a wide range of x_F . When beam momentum increases, the position of peaks for $P_N(x_F)$ moves to a smaller x_F .

Conclusions: Oscillation of $P_N(x_F)$ is a major CPQ model prediction, related to a quark spin precession in a strong chromomagnetic field in the interaction region. The dependence of P_N on energy and x_F can be studied in SPD.

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



Peak at $\sqrt{s} = 7$ GeV is a resonance between spin precession frequency and oscillation frequency in a circular chromomagnetic field. Dependence on x_F is the result of spin precession angle $\phi_B(x_F)$ behavior. The energy and A-dependence of polarization can be studied in SPASCHARM and SPD experiments.

Some parameters of the CPQ model were obtained as a result of global analysis

Anomalous chromomagnetic moment of quark:

In the instanton model: $\Delta\mu^a_Q(0) = (g-2)/2 \approx -0.4$ N. Kochelev[34,36], D. Diakonov [35]. (57)

Model-dependent (within the framework of the CPQ model) estimates of $\Delta\mu^a_Q$ for u, d, s, c, b quarks were obtained from a global analysis of polarization data:

$$\triangleright \Delta\mu^a_Q(u,c) = -0.4902 \pm 0.0008, \quad q = +2/3; \quad (58)$$

$$\triangleright \Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{(2/3)} \Delta\mu^a_Q(u,c) = -0.3951, \quad q = -1/3. \quad (59)$$

$$\triangleright R\mu = \Delta\mu^a_Q(d,s,b)/\Delta\mu^a_Q(u,c) = 0.8164 \pm 0.0007. \quad \sqrt{(2/3)} = 0.81650... \quad (60)$$

[34] N.I. Kochelev, Phys. Lett. B **426**, 149(1998).

[35] D. Diakonov, Prog. Part. Nucl. Phys. **51**, 173 (2003).

[36] N. Kochelev, N. Korchagin, Phys. Lett. B **729**, 117(2014).

Weights for spectator quarks (color factor λ):

$$\lambda = -0.13528 \pm 0.00004, \quad \tau = 0.02894 \pm 0.00008 \text{ form a global fit of 133 reactions.} \quad (61)$$

Антитриплетное и синглетное цветовые состояния являются доминирующими.
Они приводят к притяжению между кварками.

$$|\lambda|/\tau = 4.674 \pm 0.013 \approx \delta - \text{постоянная Фейгенбаума} = 4.669202... \text{ (теория хаоса)} \quad (62)$$

Additional constituent quark masses ($M_Q = m_q + \Delta M_Q$):

$$\Delta M_U = 0.2715 \pm 0.0004 \text{ GeV}; \quad (63)$$

$$\Delta M_D = 0.3134 \pm 0.0005 \text{ GeV}; \quad (64)$$

$$\Delta M_S = 0.3866 \pm 0.0007 \text{ GeV}; \quad (65)$$

The model of chromomagnetic polarization of quarks

In this talk, the phenomenological model of chromomagnetic polarization of quarks (CPQ) is used as a tool for generalizing the dependence of existing data on various variables, as well as for their interpolation and extrapolation. It combines theoretical ideas and insights obtained from a global analysis of the dependence of polarization observables on various variables.

The CPQ model assumes the presence of a non-uniform circular transverse chromomagnetic field in the region of hadron interaction, which acts on the chromomagnetic moment of the quark and gives it an additional transverse momentum (the Stern-Gerlach effect), which is the mechanism of polarization phenomena. Chromomagnetic fields are created by spectator quarks and antiquarks moving at relativistic speeds, which leads to a dependence of the observables on the type of reaction being studied.

The precession of quark spin in a chromomagnetic field leads, in the case of large precession angles, to an oscillatory dependence of $A_N(x_F)$, $P_N(x_F)$, and $\rho_{00}(x_F)$ on x_F . The quark spin precession rate is described by an equation similar to the Thomas–Bargmann–Michel–Telegdi equation, which takes into account the non-Abelian nature of QCD.

The presence of a “magic” energy of the constituent quark, at which the precession of the quark spin ceases, can lead in a number of reactions to a resonance dependence of $A_N(\sqrt{s})$, $P_N(\sqrt{s})$ and $\rho_{00}(\sqrt{s})$ on the reaction energy $\sqrt{s}$ in the c.m.

[1] M.G. Ryskin, *Sov.J.Nucl.Phys.* **48** (1988) 708-712, *Yad.Fiz.* **48** (1988) 1114-1121

[2] Arkady B. Migdal, S.B. Khokhlachev, L.N. Shchur, *Sov.Phys.JETP* **64** (1986) 441-445, *Zh.Eksp.Teor.Fiz.* **91** (1986) 745-753

[3] V.V. Abramov, *Phys. Atom. Nucl.*, V. **72**, no. 11. (2009) P. 1872–1888.

[4] V.V. Abramov et al., *Physics of Particles and Nuclei*, 2021, Vol. **52**, No. 6, pp. 1044–1119.

[5] V. V. Abramov 2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1435** 012001.

STERN-GERLACH APPARATUS

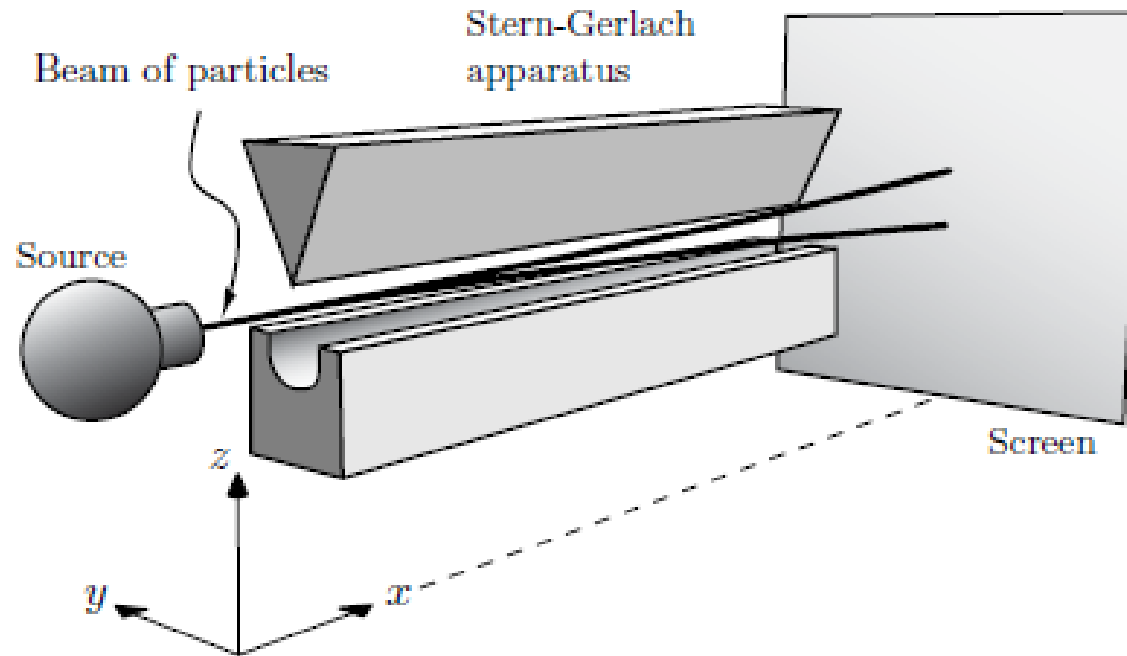


Fig.1

FIGURE 3.1. Schematic setup of a Stern-Gerlach experiment for measuring the spin. Particles in a strongly inhomogeneous magnetic field are deflected according to the component of the magnetic moment in the direction of the gradient of $\mathbf{B}$.

a large positive z -component $B(z)$ that increases with z (that is, $\nabla B(z)$ points in the same direction as $\mathbf{B}$). The force on a neutral particle near the symmetry plane is then approximately given by

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{x})) = \nabla(\mu_z B(z)) = \mu_z \nabla B(z). \quad (3.15)$$

Larmor precession of the spin (ξ) of the quark in the field $\mathbf{B}^a$

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}] \quad (\text{T-BMT-eq.}) \quad (1)$$

$$a = q_s (g - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q; \text{ где } (M_U \approx M_D \approx 0.3 \text{ ГэВ}), \quad (2)$$

$$\Delta\mu_Q = (g - 2)/2 \approx -0.4; \text{ which is called anomalous chromomagnetic moment of quark[6]} \quad (3)$$

[6] N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **426**, 149 (1998).

$$\text{For high energy limit } E_Q \gg |M_Q/\Delta\mu_Q| \text{ we have } d\xi/dt \approx q_s \Delta\mu_Q[\xi \mathbf{B}]/M_Q. \quad (6)$$

$$\text{For } \mathbf{E}_Q = -\mathbf{M}_Q/\Delta\mu_Q \text{ we have } \mathbf{a} = \mathbf{0} \text{ and } d\xi/dt = \mathbf{0}; \text{ the quark spin stops precessing,} \quad (7)$$

and polarization effect is near its maximum value. Stern-Gerlach force acts all time in one direction.

Longitudinal size of chromomagnetic field is

$$S = S_0 * x_A \text{ in the fragmentation region of projectile A,} \quad (8)$$

and

$$S = S_0 * x_B \text{ in the target B fragmentation region.} \quad (9)$$

S_0 is about 1 fm. $x_A = (x_R + x_F)/2$; $x_B = (x_R - x_F)/2$; This assumption follows from the scaling behavior of $A_N(x_A, x_B)$ and $P_N(x_A, x_B)$.

Conclusions: The precession of the quark spin leads to oscillations of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ and allows us to estimate $\Delta\mu_Q = (g - 2)/2$. The energy dependence of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ also changes.

Larmor precession of the spin of the quark ξ in the field $\mathbf{B}^a$

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}] + b(\mathbf{v}\mathbf{B})[\xi \mathbf{v}] + d[\xi [\mathbf{E} \mathbf{v}]] \quad (\text{T-BMT-eq.}) \quad (1)$$

$$a = q_s (g - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q; \quad \text{где } (M_U \approx M_D \approx 0.3 \Gamma \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\Delta\mu_Q = (g - 2)/2 \approx -0.4; \quad \text{which is called anomalous chromomagnetic moment of quark[6]} \quad (3)$$

[6] N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **426**, 149 (1998).

$$b = q_s \cdot (g-2) \cdot E_Q / (E_Q + M_Q) / 2M_Q; \quad \text{where } q_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} \approx 2.5; \quad (4)$$

$$d = q_s \{g - 2E_Q / (E_Q + M_Q)\} / 2M_Q. \quad (5)$$

The second and the third terms in (1) are not taken into account. $\mathbf{v}\mathbf{B} \approx \mathbf{0}$; $\mathbf{E} \approx \mathbf{0}$;

$$\text{For high energy limit } E_Q \gg M_Q / |\Delta\mu_Q| \text{ we have } d\xi/dt \approx q_s \Delta\mu_Q [\xi \mathbf{B}] / M_Q. \quad (6)$$

$$\text{For } E_Q = -M_Q / \Delta\mu_Q \text{ we have } a = 0 \text{ and } d\xi/dt = 0; \text{ the quark spin stops precessing,} \quad (7)$$

and polarization effect is near its maximum value.

$$\text{In the c.m. } E_Q \approx x_R \sqrt{s} / 2 \cdot M_Q / \Sigma M_Q, \text{ where } x_R = p^{\text{cm}} / p^{\text{cm}}_{\text{max}} \leq 1. \quad (8)$$

$$\text{So, at } \sqrt{s} \approx E_R = -2\Sigma M_Q / (\Delta\mu_Q x_R) \text{ the maximum polarization effect can be expected.} \quad (9)$$

If $q_s \mathbf{v}_A < \mathbf{0}$, the sign of E_R is positive, and the polarization effect reaches its maximum at $\sqrt{s} \approx E_R$ (the "attraction" effect of test and spectator quarks under the influence of the Lorentz focusing force). Here, $\mathbf{v}_A$ is the weighted sum of spectator quarks (see below). Otherwise, $E_R < \mathbf{0}$, and polarization effects decrease with decreasing $\sqrt{s}$.

Longitudinal size of chromomagnetic field is $S = S_0 \cdot x_A$ in the fragmentation region of projectile A, and $S = S_0 \cdot x_B$ in the target B fragmentation region. S_0 is about 1 fm. $x_A = (x_R + x_F)/2$; $x_B = (x_R - x_F)/2$;

Conclusions: The precession of the quark spin leads to oscillations of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ and allows us to estimate $\Delta\mu_Q = (g - 2)/2$. The energy dependence of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ also changes.

Scaling variables and the dependence of A_N and P_N on them

$$x_A = (x_R + x_F)/2 - \text{scaling variable 1 in the fragmentation region of A} \quad (15)$$

$$x_B = (x_R - x_F)/2 - \text{scaling variable 2 in the fragmentation region of B} \quad (16)$$

P_N and A_N depend on variables y_A and y_B :

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + a_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (17)$$

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

where a_0 , f_0 and E_0 are phenomenological local parameters that take into account the masses of constituent quarks in the proton and the detected hadron.

$$\square \text{ «Spin precession angles» : } \varphi_A = \omega_A^0 y_A \quad \text{and} \quad \varphi_B = \omega_B^0 y_B \quad (19)$$

$$\square \text{ «Oscillation frequencies» : } \omega_{A(B)}^0 = q_s a_s v_{A(B)} m_R (g_Q^a - 2) / M_Q \quad (20)$$

$$\square m_R = S_0 / \rho^2 \approx 0.3568 \pm 0.0007 \text{ GeV}; \rho \text{ is transvers radius of } B^a \text{ region} \quad (21)$$

where m_R , $\Delta\mu_Q = (g_Q^a - 2)/2$ и M_Q – global phenomenological parameters.

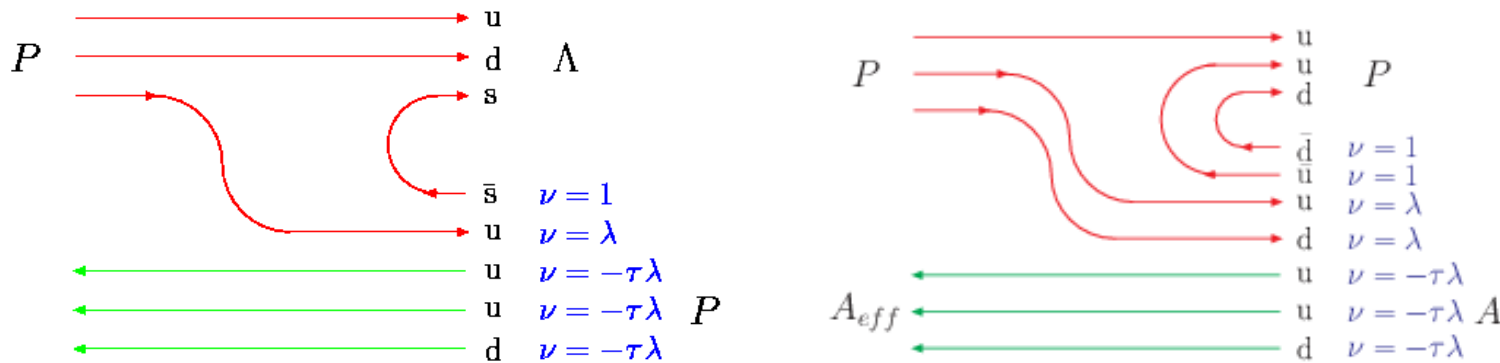


Fig.5

$$p+p \rightarrow \Lambda^+ + X, v_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0;$$

$$p^+ + p \rightarrow p + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0. \quad (22)$$

Conclusions: scaling variables y_A , y_B describe the dependence of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ for $\sqrt{s} > 6 \text{ GeV}$.

Generalized form of equations for A_N and P_N for reaction $A + B \rightarrow h + X$

$$A_N \text{ or } P_N \approx C(\sqrt{s})F(p_T, A)[N_A G(\varphi_A) - N_B G(\varphi_B)], \quad (23)$$

where φ_A, φ_B – integrated spin precession angles,

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A]/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A, \text{ result of spin precession and action of Stern-Gerlach forces.} \quad (24)$$

$\varepsilon = -0.005055 \pm 0.000006$ is a global parameter.

$$C(\sqrt{s}) \approx v_0/[(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \text{ effect of “magic” energy of quark and Lorentz force action} \quad (25)$$

where $E_R > 0$ in the case of the “focusing” condition $q_s v_A < 0$ for the test quark, and $E_R < 0$ in the opposite case of “defocusing” of the test quarks in the chromomagnetic field.

Hadron color form factor: takes into account A_N and P_N suppression at small p_T .

$$F(p_T, A_2) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^\kappa]\}(1 - \alpha_A \ln A_{\min}), \alpha_A = 0 \text{ for most of reactions,} \quad (29)$$

where $A_{\min} = \text{MIN}(A_2, A_T)$, $A_T = 61.4 \pm 3.3$, and $\kappa = 2.571 \pm 0.033$ – universal global parameters!
 A_2 is the target atomic number. The value of p_T^0 , which is a local parameter, depends on the reaction!
At small values of p_T , the degrees of freedom of quarks and colors are not resolved, and polarization effects are suppressed!

Conclusions: Eq. (23) can describe both, A_N and P_N for reactions like $A + B \rightarrow h + X$

A-dependence of model parameters

Global data fit showed the possibility of the following power parameterization of the A-dependence of the model parameters:

$$E_0, E_R \sim A_1^{2\alpha} \text{ IF } x_F > 0; \quad \text{where } \alpha = 0.03517 \pm 0.00011; \quad (30a)$$

$$E_0, E_R \sim A_2^{2\alpha} \text{ IF } x_F < 0; \quad E_0, E_R \sim (A_1 A_2)^\alpha \text{ для } x_F = 0; \quad (30b)$$

$$\delta_R \sim (A_1 A_2)^\alpha; \quad p_N \sim (A_1 A_2)^{-2\alpha/3}; \quad D_r \sim (A_2/A_1)^{2\alpha/3}; \quad (31)$$

$$\sigma = N_B/N_A \sim (A_1/A_2)^\beta; \quad \text{where } \beta = 0.2467 \pm 0.0010; \quad (32)$$

$$p_T^0 \sim (A_1 A_2)^{\gamma/2}; \quad a_0 \sim (A_1)^{-\gamma}; \quad \text{where } \gamma = \alpha + \beta = \mathbf{0.28187}; \quad (33)$$

$$\text{One exception to the reaction: } pA \rightarrow \Lambda^\uparrow + X, \quad p_T^0 \sim A_2^{-\alpha} \quad (34)$$

Only two parameters, α and β , are required for 81 reactions! 81 reactions and 3479 experimental points are used to estimate α and β .

Conclusions: A-dependence of the CPQ model parameters has a universal form, with one exception. Only two parameters are needed.

TSSA for $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$, $-0.11 < x_F < 0.7$, $\theta_{CM} = 40^\circ - 129^\circ$

$$\square |A_N(pC)| > |A_N(pCu)|$$

$\square A_N(pA)$ oscillates
above $p_T = 1 \text{ GeV}/c$

$\square A_N(pA) \approx 0$ for
 $p_T < 1 \text{ GeV}/c$
(or $\theta_{CM} > 90^\circ$)

$\square$ First **p** data in high x_F fragmentation
region for $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$.

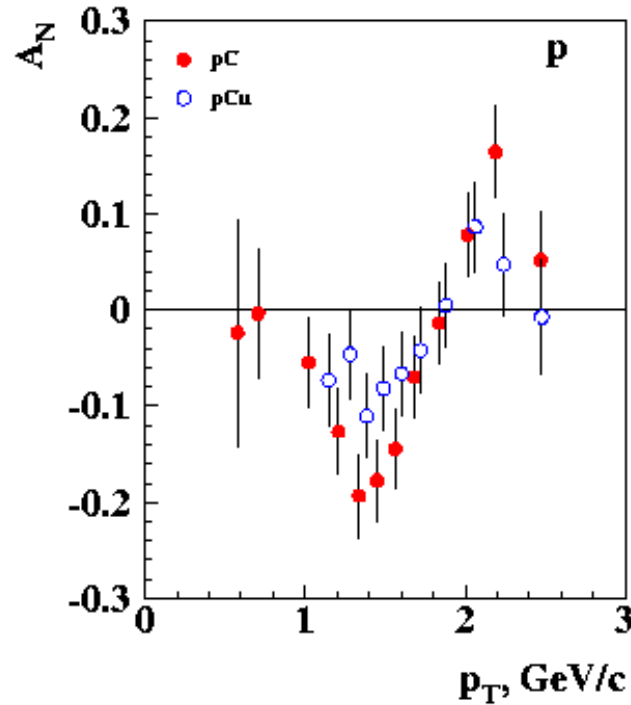


Fig.7

$$p^\uparrow + p \rightarrow p + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0.$$

$$\text{Sign: } A_N \sim (2P_U + P_D)v_A q_s (g^a_U - 2)/2 < 0;$$

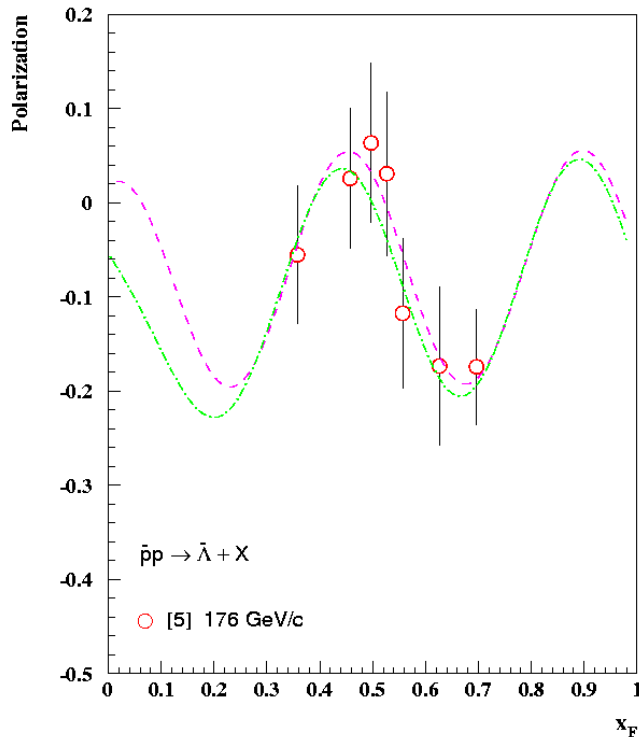
(3) Abramov V. V. et al 2007 Phys. At. Nucl. **70** 1515-26

$$\sqrt{s} = 8.77 \text{ GeV}$$

Measurements on C and Cu targets.

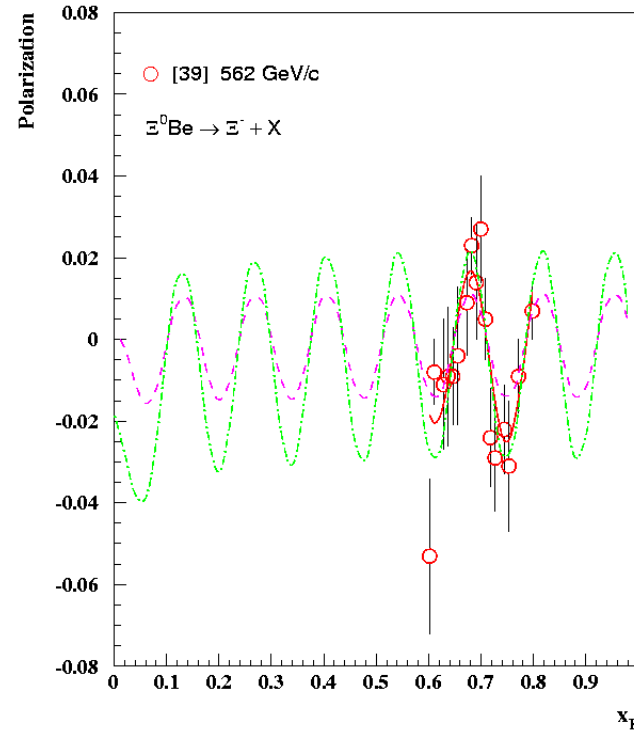
Conclusions: $A_N(p_T)$ oscillates with p_T as a result of high $v_A = 1.741$ and low u, d – test quark masses. $\omega^0_{A(B)} = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g^a_Q - 2)/M_Q$. The magnitude of A_N is larger for light nuclear target. Good physics for SPASCHARM and SPD. Additional data are needed at different $\sqrt{s}, p_T, x_F$, targets.

More examples of polarization oscillations (FNAL)



[5] Dukes E.C. et al., Phys.Rev. D38(1988)729. $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} + X$. $p=176$ GeV/c.

V. Abramov, Preprint IHEP 2001-13.
Curves for $p_T=0.5$ GeV/c (dashed), and
 $p_T = 1.5$ GeV/c (dash-dotted).



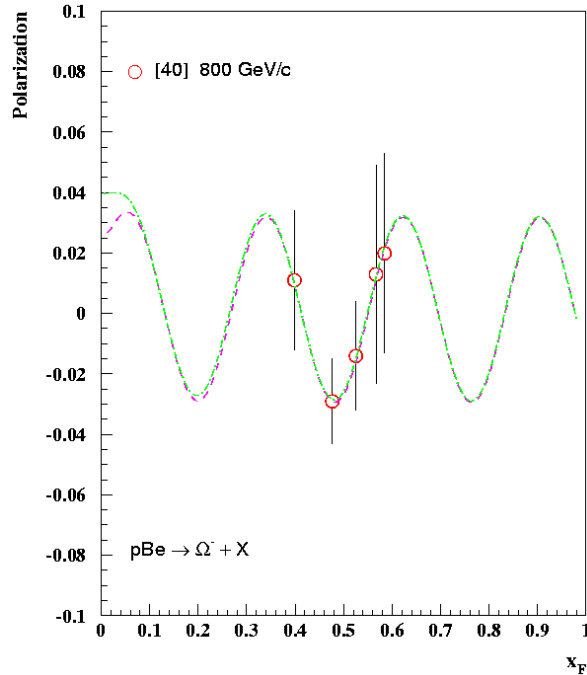
[39] Heller K., In Proc. of the 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics. (1976) p.23.
 $\Xi^0 \text{ Be} \rightarrow \Xi^- + X$. $p = 562$ GeV/c.

V. Abramov, Preprint IHEP 2001-13.
Curves for $p_T=0.5$ GeV/c (dashed), and
 $p_T = 1.5$ GeV/c (dash-dotted).

Fig.14a,b

Conclusions: Other beams, not proton, also give us very interesting polarization results.

More examples of P_N and TSSA oscillations



$$v_A = [3 + 3\lambda - 3\tau\lambda] \approx 2.606 \gg 1$$

Fig.15. $P_N(x_F)$ in the reaction $\mathbf{p+Be} \rightarrow \Omega^\uparrow + \mathbf{X}$. $P = 800$ GeV/c. The curves correspond to a fit for $p_T = 0.5$ GeV/c (red), and $p_T = 1$ GeV/c (green). [40] Luk K.B. et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 900.

V. Abramov, Preprint IHEP 2001-13 (2001).

Conclusions: Significant oscillation of $P_N(x_F)$ is expected in the reaction $\mathbf{p+Be} \rightarrow \Omega^\uparrow + \mathbf{X}$ as a result of high v_A value. More data are needed! Good physics for SPD.

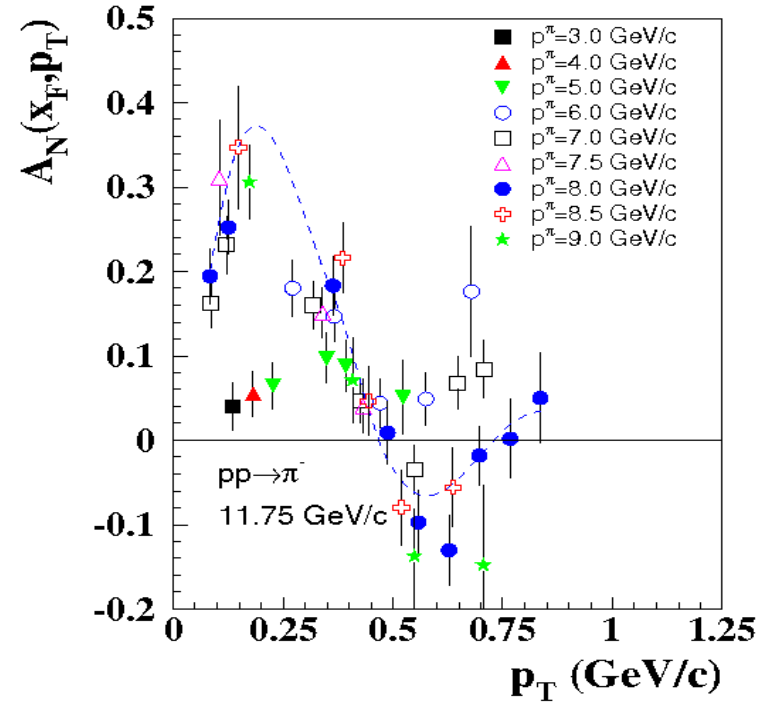


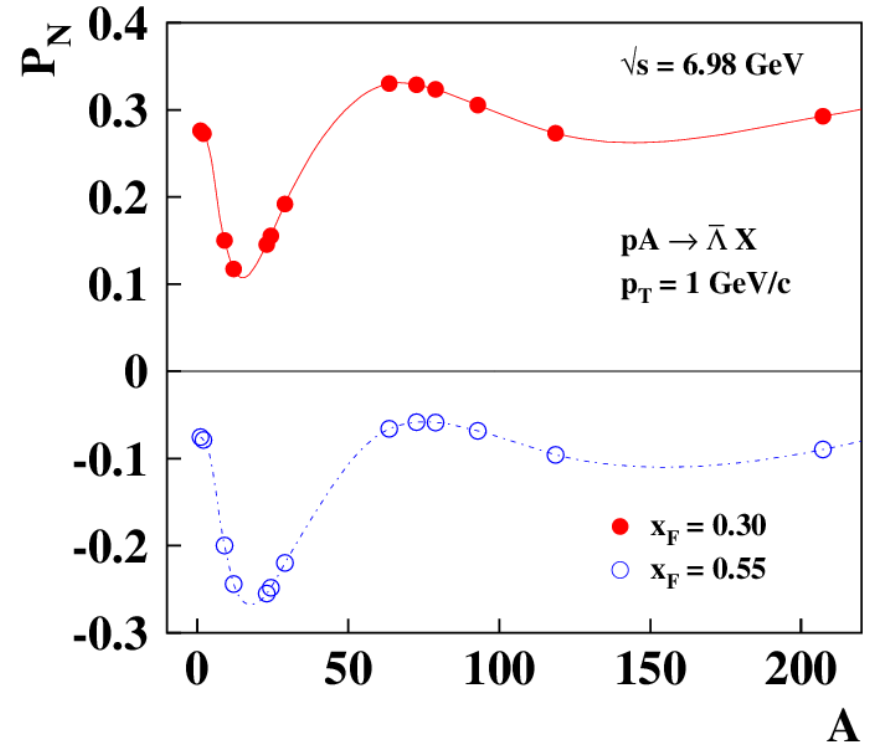
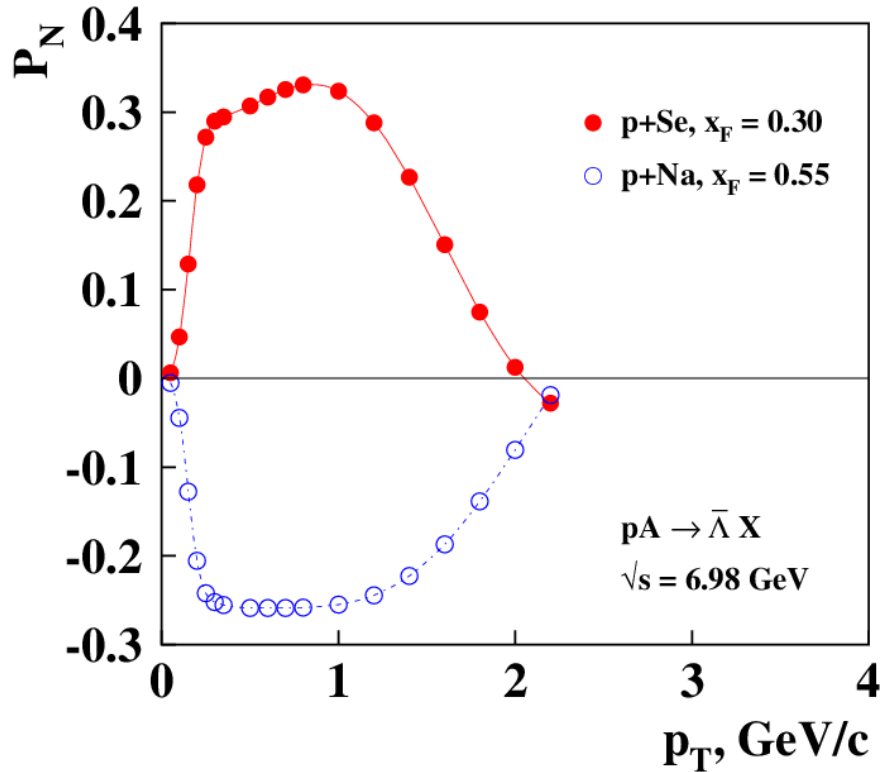
Fig.16. $A_N(p_T)$ in $\mathbf{p^\uparrow+p} \rightarrow \pi^- + \mathbf{X}$.

W.H. Dragoset et al., Phys.Rev. D**18** (1978)3939. $P = 11.75$ GeV/c. $\sqrt{s} = 4.89$ GeV. At intermediate energies, the sign of $A_N(p_T)$ depends on p_T . The curve corresponds to a fit for data points at $p^\pi = 8$ GeV/c.

V.V.Abramov, Eur. Phys. J. C**14** (2000) 427.

Conclusions: At intermediate energies, the A_N behavior may differ from the behavior in the high energy limit. We have to study transition from low to high energy limit. It is interesting to study the A_N in a wide kinematic range in SPD.

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



The p_T dependence of P_N at $p_T < 0.3$ GeV/c is the result of behavior of $F(p_T) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2.6}]\}$. At higher p_T the P_N dependence is the result of decrease of color field $\sim \varphi_A(A, p_T, x_F)$ in the fragmentation region. Dependence on A is the result of 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). The energy and A -dependence of polarization can be studied in SPD.

Conclusions

- 1) The TSSA and hyperon polarization data are analyzed within the framework of chromomagnetic polarization of quarks model (CPQ).
- 2) The mechanism for polarization phenomena takes into account the Stern-Gerlach force and quark spin precession in an effective chromomagnetic field. It predicts oscillations of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ in the case of a sufficiently strong field.
- 3) Suppression of quark degrees of freedom and color forces at small values of p_T cancels spin effects at small p_T . The color form factor $F(p_T)$ has a universal form for all reactions and a common global parameters $\kappa = 2.585 \pm 0.033$, $A_T = 61.4 \pm 3.3$.
- 4) Global data analysis reveals a correlation between the $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ oscillation frequencies and the number of spectator quarks and antiquarks, weighted by the color factor $\lambda = -0.13528 \pm 0.00004$. Target quarks have a suppression factor of $-\tau = -0.02894 \pm 0.00008$.
- 5) The maximum frequency of $A_N(x_F)$ and $P_N(x_F)$ oscillations is expected for the production of antihyperons in baryon-baryon collisions. An additional increase in frequency occurs in heavy-ion collisions as a result of the larger number of spectator quarks in an event.
- 6) The effective spin precession angle φ_A is proportional to the scaling variable y_A , the weighted number of spectator quarks v_A , and the inverse mass of the constituent quark M_Q .
- 7) The value of $A_N(E_h)$ is zero below the threshold hadron energy in c.m. The threshold hadron energy is a function of the production angle (θ_{cm}) and the energy ($\sqrt{s}$).
- 8) As a result of the correlation of multiplicity (N_{ch}) with the weighted number of spectator quarks (v_A), a dependence of A_N and P_N on the N_{ch} is expected.
- 9) Global analysis of polarization data allows us to estimate the anomalous chromomagnetic moments of the constituent quarks and the additional quark masses that arise as a result of spontaneous chiral symmetry breaking in QCD.
- 10) It is proposed to study dozens of reactions in the SPD experiment in order to reveal the chromomagnetic nature of polarization phenomena.

References to the CPQ model publications

- [1] V.V. Abramov, A New scaling law for analyzing power in hadron production by transversely polarized baryons, **Eur. Phys. J. C14 (2000) 427-441.**
- [2] V.V. Abramov, Universal scaling behavior of the transverse polarization for inclusively produced hyperons in hadron hadron collisions, IHEP-2001-13, hep-ph/0111128
- [3] V.V. Abramov, On the dependence of the single-spin asymmetry of charged pions on kinematical variables, **Phys.Atom.Nucl. 70 (2007) 2103-2112**, **Yad.Fiz. 70 (2007) 2153-2162.**
- [4] V.V. Abramov, Single spin effects in collisions of hadrons and heavy ions at high energy, p.13-16 Proceedings DSPIN2007, arXiv:0711.0323 [hep-ph].
- [5] V.V. Abramov, Phenomenology of single-spin effects in hadron production at high energies, **Phys.Atom.Nucl. 72 (2009) 1872-1888**, **Yad.Fiz. 72 (2009) 1933-1949.**
- [6] V.V. Abramov, Microscopic Stern-Gerlach Effect and Thomas Spin Precession as an Origin of the SSA, Proceedings DSPIN2009, arXiv:0910.1216 [hep-ph].
- [7] **V.V. Abramov**, Single-spin physics: Experimental trends and their origin, **SPIN2010, J.Phys.Conf.Ser. 295 (2011) 012086.**
- [8] Abramov, AN EXPLANATION OF THE NEW POLARIZATION DATA IN THE FRAMEWORK OF EFFECTIVE COLOR FIELD MODEL, **DSIN2011**, pp. 21-26.
- [9] V.V. Abramov, Polarization phenomena in hadronic reactions, **Phys.Part.Nucl. 45 (2014) 62-65**, **SPIN2012**, Dubna 2012.
- [10] V.V. Abramov, Nuclear effects in the polarization phenomena, page 17-20. **DSPIN-13.**
- [11] V.V. Abramov, Single-spin asymmetry in pp and pA-collisions, **J.Phys.Conf.Ser. 678 (2016) no.1, 012039**, **DSPIN2015.**
- [12] V.V. Abramov, On the A-dependence of the neutron single-spin asymmetry in pA-collisions, : **J.Phys.Conf.Ser. 938 (2017) 1, 012038.** Contribution to: DSPIN-17
- [13] V.V. Abramov, Polarization of cascade hyperons and antihyperons, **J.Phys.Conf.Ser. 1435 (2020) 1, 012001** Contribution to: **DSPIN-19.**
- [14]] V.V. Abramov et al., Possible Studies at the First Stage of the NICA Collider Operation with Polarized and Unpolarized Proton and Deuteron Beams, **Phys.Part.Nucl. 52 (2021) 6, 1044-1119**, e-Print: 2102.08477 [hep-ph]
- [15] V.V. Abramov, Single-Spin Asymmetry in the Reaction $p \uparrow + A(p) \rightarrow \pi^0 + X p \uparrow + A(p) \rightarrow \pi^0 + X$, **JPS Conf.Proc. 37 (2022) 020901**, Contribution to: **SPIN 2021**
- [16] V.V. Abramov, Polarization of Hyperons Produced by Meson Beams, **Phys.Atom.Nucl. 87 (2024) 1, 38-43.** **DSPIN-23.**

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

References:

- [10] J.L. S´anchez-L´opez, K.D. Nelson, J. Engelfried, U. Akgun, G. Alkhazov et al.
<https://arxiv.org/pdf/0706.3660>
- [11] E. Ramberg et al., Phys. Lett. B, vol. 338, no. 2, pp. 403–408.
- [12] J. Felix (1995), reported at ICTP, Trieste, Italy. BNL Experiment E766.
- [13] K.Heller et al., Phys. Lett. 68B, 480 (1977).
- [14] B.Lundberg et al., Phys.Rev. D 40 (1989) 3557-3567.
- [15] I. Abt et al., HERA-B Collaboration, Phys. Lett. B 638 (2006) 415-421.
- [16] G. Aad et al., Phys.Rev. D 91 (2015) 3, 032004. e-Print: 1412.1692[hep-ex].

$\tilde{\Lambda} (\Lambda, \Sigma^+, \Xi^-)$ polarization in $\Sigma^- p$ -collisions

- [17] M. I. Adamovich et al. [WA89 Collaboration], Z. Phys. A 350, 379 (1995)
[arXiv:hep-ex/9409001]. Beam 330 GeV/c Σ^- .

Effective number of nucleons in the beam and target in the case of A1+A2 collisions

In the case of a collision of two nuclei with atomic weights A_1 and A_2 , the effective number of nucleons in a tube of radius $R_c = r_0 A_c^{1/3}$ will be: (83)

$$A_{\text{eff}} = A_1 \{1 - [1 - (A_c/A_1)^{2/3}]^{3/2}\}; \text{ fragmentation region of the beam nucleus A (84)}$$

$$B_{\text{eff}} = A_2 \{1 - [1 - (A_c/A_2)^{2/3}]^{3/2}\}; \text{ fragmentation region of the target nucleus B (85)}$$

$$\text{where } A_c = \text{MIN}(A_1, A_2, A_a), \quad (86)$$

A_a is a free global parameter of the model:

$$A_a = 19.3 \pm 5.5; R_a = r_0 A_a^{1/3} \approx 3.22 \pm 0.36 \text{ fm} \quad (87)$$

where A_1 is the atomic weight of the beam nuclei, A_2 is the atomic weight of the target nuclei.

Scaling and polarization oscillation. Comparison with model predictions.

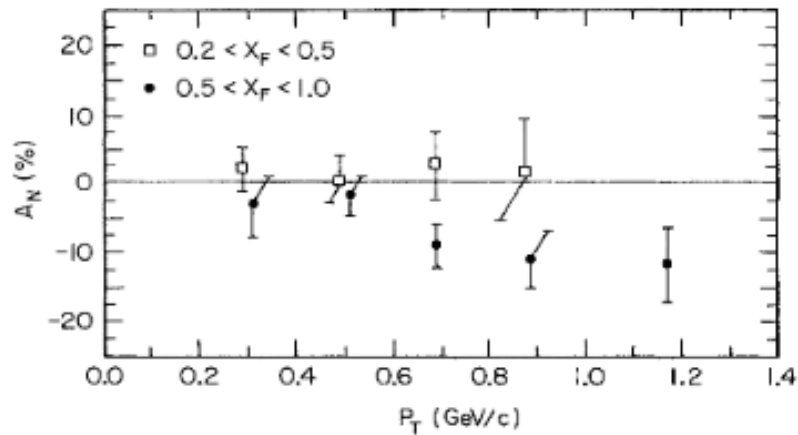
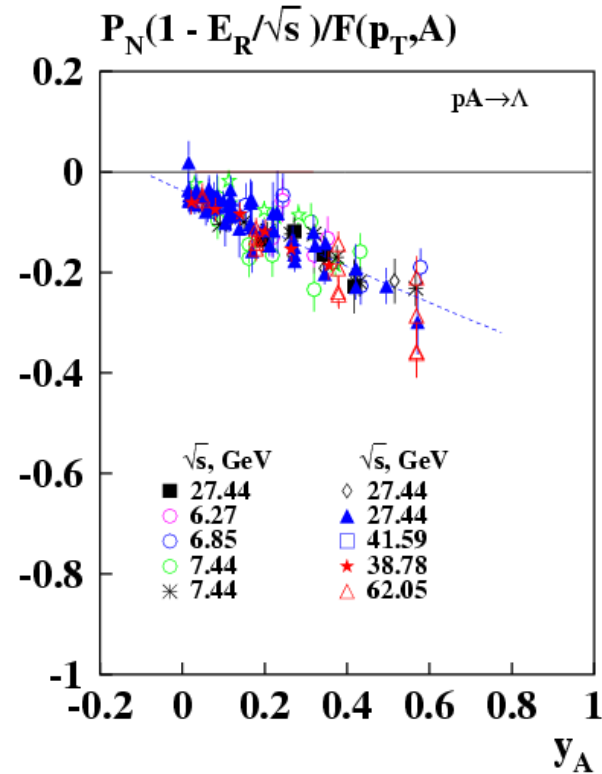
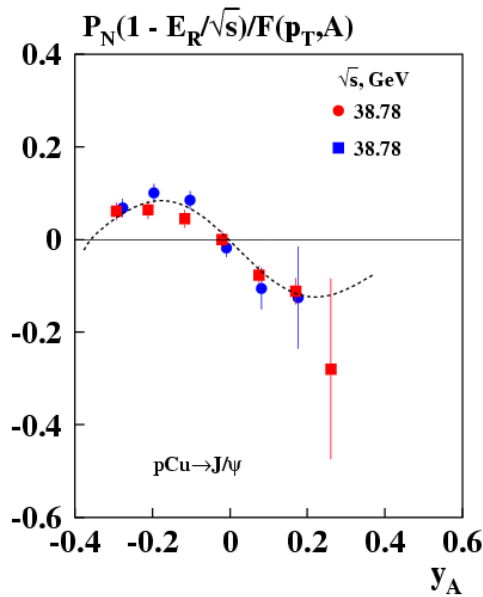


FIG. 4. A_N data for $p + p \rightarrow \Lambda^0 + X$ as a function of p_T .

A.Bravar et al., *Phys. Rev. Lett.*
75 (1995) 3073-3077.

$pA \rightarrow J/\psi X$: $\sqrt{s} = 39$ GeV, $\omega_A = -11.6 \pm 2.2$; $pA \rightarrow \Lambda$: $\sqrt{s} < 62$ GeV, $\omega_A = -0.95 \pm 2.3$

Выводы о феноменологии, структуре и динамике взаимодействий

- 1) Роль динамических составляющих кварков с аномальным, большим отрицательным хромомagnитным моментом, цветовым зарядом, спином $\frac{1}{2}$ и массой $m_q \sim m_p/3$.
- 2) Взаимодействие кварка пробника и спектатора: доминирует анти-триплет для qq и синглет по цвету для $q\bar{q}$ взаимодействий. Правила кваркового счета.
- 3) Проявление цветовых факторов. Формула для λ : $\lambda \approx 1 - \exp(1/8) \approx -[C_F(qq)/C_F(q\bar{q})]^3 = -1/8$.
- 4) Почти классическое круговое поперечное хромомagnитное поле? Эффект хребта.
- 5) Сила Штерна-Герлаха в неоднородном хромомagnитном поле – источник A_N и P_N ?
- 6) Круговое поперечное хромомagnитное поле -- не точечный объект, масштаб $S_0 x_A \sim 1$ Фм. Конфайнмент.
- 7) Другой знак для параметра $\varepsilon \approx -0.005$. Влияние продольного хромоэлектрического поля?
- 8) Фокусирующее действие поперечного поля $A_N \sim 1/[(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}$ для пары $q\bar{q}$, $E_R > 0$.
- 9) Прецессия спина кварка в поперечном хромомagnитном поле и А.Х.М. $= \Delta\mu^a_Q < 0$.
- 10) Осцилляция поляризации P_N и A_N в сильных хромомagnитных полях. $p\uparrow + A \rightarrow p X$. $p\uparrow + A \rightarrow \Xi^{-,0} X$.
- 11) Подавление вклада кварков мишени в поле B^a в области $x_F > 0$, $\tau \approx 0.029 \ll 1$.
- 12) Рост вклада пар $q\bar{q}$ в поле при сверхвысоких энергиях. $N_q = n_q \exp(-W/\sqrt{s})[1 - X_N]^n$; $n_q = 4.671 \pm 0.018$;
- 13) Подавление этого вклада при больших x_F и p_T . $X_N = [(p_T/P_F)^2 + x_F^2]^{1/2}$; $n = (A_1 A_2)^{1/6}$;
- 14) Уменьшение энергии W с ростом атомных весов A_1, A_2 . $W = W_0/n$; $W_0 \approx M_p^2/M_q$;
- 15) Насыщение числа эффективных пар N_q при высоких энергиях. Конфайнмент?
- 16) Невозможность мгновенно перевернуть спин, если нет жесткого условия из законов сохранения. Следствие: в пертурбативной КХД $A_N \sim m_q/p_T$ для точечных частиц мала.
- 17) Универсальная A -зависимость параметров модели для различных реакций. 2 параметра.
- 18) Можно оценить из поляризационных данных токовые и составляющие массы кварков.
- 19) Можно оценить из поляризационных данных аномальные хромомagnитные моменты.
 $\Delta\mu^a_Q(u,c) = -0,4902 \pm 0,0008$; $\Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{(2/3)} \Delta\mu^a_Q(u,c)$; Согласие с инстантонной моделью.
- 20) Наличие порога для A_N по углу и энергии адрона в с.ц.м. для ряда реакций. $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^{\pm 0} X$
- 21) Увеличение поперечного радиуса цветового поля при малых p_T , как проявление соотношения неопределенностей? Аномальное поведение (смена знака и величины) $A_N(A)$ для $p\uparrow + A \rightarrow n X$.
- 22) Знак поляризации s -кварка в барион-барионных соударениях: + для валентных из пучка, - для морских.
- 23) Зависимость частоты осцилляций ρ_{00} , P_N и A_N от числа кварков-спектаторов v_A, v_B .
- 24) Зависимость ρ_{00} , P_N и A_N от множественности n_{ch} и числа кварков-спектаторов v_A, v_B .

Выводы: феноменология поляризационных явлений

- 1) Осцилляции A_N и P_N (немонотонная зависимость от кинематических и других переменных: $\sqrt{s}$, x_F , p_T , A , $N_{ch} \dots$) как следствие прецессии спина в сильных хромомангнитных полях.
- 2) Зависимость $A_N(x_F)$ и $P_N(x_F)$ от кваркового состава адронов, правила кваркового счета и роль цвета (параметры λ , τ , n_q , W_0 , P_F). Эффективное число нуклонов в ядрах, A_{eff} , B_{eff} , параметры A_a , A_b , a_f , p_m).
- 3) Пороговая зависимость $A_N(x_F, \sqrt{s})$ как проявление разных масс и скоростей составляющих кварков u и d .
- 4) Скейлинг A_N и P_N от x_A , x_B или (y_A, y_B) . Кварки-партоны.
- 5) Резонансная зависимость $A_N(\sqrt{s})$ и $P_N(\sqrt{s})$ как эффект притяжения кварка и антикварка (спектатор и тестовый кварк, $E_R > 0$) и остановки прецессии спина при определенной энергии кварка. В случае притяжения кварки дольше находятся в цветном поле, что увеличивает поляризационные эффекты

Выводы: феноменология поляризационных явлений

- 6) Общность механизмов односпиновых явлений в адрон-адронных, адрон-ядерных, лептон-ядерных и e^+e^- соударениях. Как только появляются кварки, начинает действовать механизм ХПК.
- 7) Наиболее интересны реакции образования антибарионов в нуклон-нуклонных соударениях с большой ожидаемой частотой осцилляций наблюдаемых (A_N и P_N), например $p+p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow} + X$.
Большая частота осцилляций наблюдаемых (A_N и P_N) ожидается также для соударений тяжелых ионов и для высокой энергии соударений $\sqrt{s}$ (велико число кварков-спектаторов).
- 8) A_N и P_N при высоких энергиях должны зависеть от множественности частиц N_{ch} (больше/меньше спектаторов).
- 9) Требуется значительное увеличение статистики, числа изучаемых реакций и пределов по кинематическим и другим переменным для систематического исследования феноменологии поляризационных явлений. Это позволит в будущем построить адекватные данным модели поляризационных явлений.

Model parameters (global)

- 1) $m_u = 2.15 \text{ MeV}$; 2) $m_d = 4.67 \text{ MeV}$; 3) $m_s = 93.4 \text{ MeV}$; 4) $m_c = 1270 \text{ MeV}$; 5) $m_b = 4180 \text{ MeV}$;
6) $\Delta\mu_u^{(6)} = -0.4902 \pm 0.0008$; 7) $R_{du}^{(37)} = 0.81637 \pm 0.0007$;
8) $\Delta M_u = 0.2715 \pm 0.0004 \text{ MeV}$; 9) $\Delta M_d = 0.3134 \pm 0.0005 \text{ MeV}$; 10) $\Delta M_s = 0.3866 \pm 0.0007 \text{ MeV}$;
11) $\tau = 0.02894 \pm 0.00008$; 12) $\lambda = -0.13529 \pm 0.00004$; 13) $\varepsilon = -0.005055 \pm 0.000006$;
14) $W_0 = 276.9 \pm 0.7 \text{ GeV}$; 15) $P_N = 87.8 \pm 7.8 \text{ GeV/c}$; 16) $m_R = 0.3566 \pm 0.0007 \text{ GeV}$;
17) $n_q = 4.784 \pm 0.005$; 18) $A_a = 19.3 \pm 5.5$; 19) $A_b = 0.3203 \pm 0.0022$;
20) $A_T = 61.3 \pm 3.3$; 21) $\delta_R = 0.264 \pm 0.005$; 22) $a_f = 3.37 \pm 0.17$;
23) $V_T = 0.171 \pm 0.026$; 24) $p_m = 0.124 \pm 0.004 \text{ GeV}$; 25) $p_0 = 0.4225 \pm 0.0035$;
26) $\kappa = 2.585 \pm 0.033$; 27) $\rho_0 = -0.0086 \pm 0.0003$; 28) $a_Q = -0.01371 \pm 0.00022$;
29) $\alpha_A = 0.0359 \pm 0.0005$; 30) $\beta_A = 0.2430 \pm 0.0017$; 31) $\alpha_S = 0.142 \pm 0.004$;
32) $P_q = 1.15 \pm 0.46$; 33) $C_W = 0.677 \pm 0.065$; 34) $D_R = 0.8126 \pm 0.0041$;

Characteristic scales of some model parameters:

$W_0 \approx m_p^2/m_q \approx 255 \pm 24 \text{ GeV}$; $m_q \approx (m_u + m_d)/2 \approx 3.45 \pm 0.33 \text{ MeV}$; $\lambda \approx 1 - \exp(1/8) \approx -0.133$;

Where $m_u = 2.15 \text{ MeV}$; $m_d = 4.67 \text{ MeV}$; $M_u = 0.2687 \text{ GeV}$; $M_d = 0.308 \text{ GeV}$;

$\rho_0 = q/Pt$, where $q = \rho_0 Pt$ – Momentum transferred. $\rho_0 = -2\varepsilon$; or $\rho_0 \approx -m_q/M_Q \approx 1/100$, ($M_{2U,D} \approx 285.5 \text{ MeV}$; $m_{2u,d} \approx 2.99 \text{ MeV}$). $m_q/M_Q \approx 0.01047 \approx -2\varepsilon = 0.01011$; $r = 1.0356 \pm 0.17$;

Соотношения между параметрами модели ХПК

δ – постоянная Фейгенбаума = 4.669202... (константа в теории хаоса); $\alpha \approx 2.50290$;
 $e = 2.718281$; $\gamma = 0.577215\ 664$; $\pi = 3.141592$;

$\lambda = -0.13528 \pm 0.00004$, $\tau = 0.02894 \pm 0.00008$, $\varepsilon = -0.005055 \pm 0.000006$; $Nq = 4.671 \pm 0.018$;

$A_a = 19.3 \pm 5.5$; $A_b = 0.3203 \pm 0.0022$; $A_T = 61.4 \pm 3.3$; $\Delta\mu Q(u,c) = -0.4902 \pm 0.0008$;

$\kappa = 2.571 \pm 0.033$; из глобального анализа 133 реакций (103 инклюзивных), с числом точек данных $N_p = 7630$. $\rho_0 = -0.0086 \pm 0.0003$;

$W_0 = 276.9 \pm 0.7\text{ GeV}$; $m_R = 0.3566 \pm 0.0007\text{ GeV}$; $M\pi^\pm = 0.13957$; $Mp = 0.938272\text{ GeV}$;

1) $F = |\lambda|/\tau = 4.674 \pm 0.013 \approx \delta = 4.6692...$

$F/\delta = 1.00103 \pm 0.0028$;

2) $Nq = 4.671 \pm 0.018 \approx \delta$;

$Nq/\delta = 1.00039 \pm 0.0039$;

3) $(|\lambda|/\tau)/Nq = 1.00074$; $Nq(3\sqrt{-\varepsilon}) = 0.99136$;

$(3\sqrt{-\varepsilon})|\lambda|/\tau = 0.99200$;

4) $E = 1/(3\sqrt{-\varepsilon}) = 4.71169 \pm 0.0056 \approx \delta$;

$E/\delta \approx 1.0027 \pm 0.0012$;

5) $U = 3/5 \cdot \sqrt{A_T} = 4.701 \approx \delta$;

$U/\delta = 1.00038 \pm 0.054$;

6) $\rho_0 \approx 2\varepsilon \approx -2/(3\delta)^2 = -0.010193$;

7) $\langle m_{u,d} \rangle / \langle \Delta M_{U,D} \rangle \approx 0.01047 \approx -2\varepsilon \approx 2/(3\delta)^2 = 0.010193$;

8) $a_1 = A_a^{**1/3} = 2.6842$; $a_2 = A_b^{**1/3} = 0.6842$; $a_1 - a_2 = 2$; $a_1 \approx K_0 \approx 2.688545$ (Хинчина конст.);

9) $\kappa/\alpha = 1.0272 \pm 0.013$; $\kappa \approx 2 \cdot 2^{**1/3} = 2.51984$;

10) $R\mu = \Delta\mu Q(d,s,b)/\Delta\mu Q(u,c) = 0.81637 \pm 0.0007$.

$\sqrt[3]{2/3} = 0.81650...$

Зависимость $E_{\min} \equiv E_0^{\text{cm}}$ от U ; $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ X$

Из модели ХПК:

$$U = E_0 + \sqrt{s} [f_0 - a_0 \text{tg}^2(\theta^{\text{cm}}/2)] \quad (1)$$

$$\square E_0 = 1.126 \pm 0.091 \text{ ГэВ}$$

$$\square f_0 = 0.073 \pm 0.013$$

$$\square a_0 = 0.073 \pm 0.014$$

$$\square \chi^2/\text{dof} = 7.11/7$$

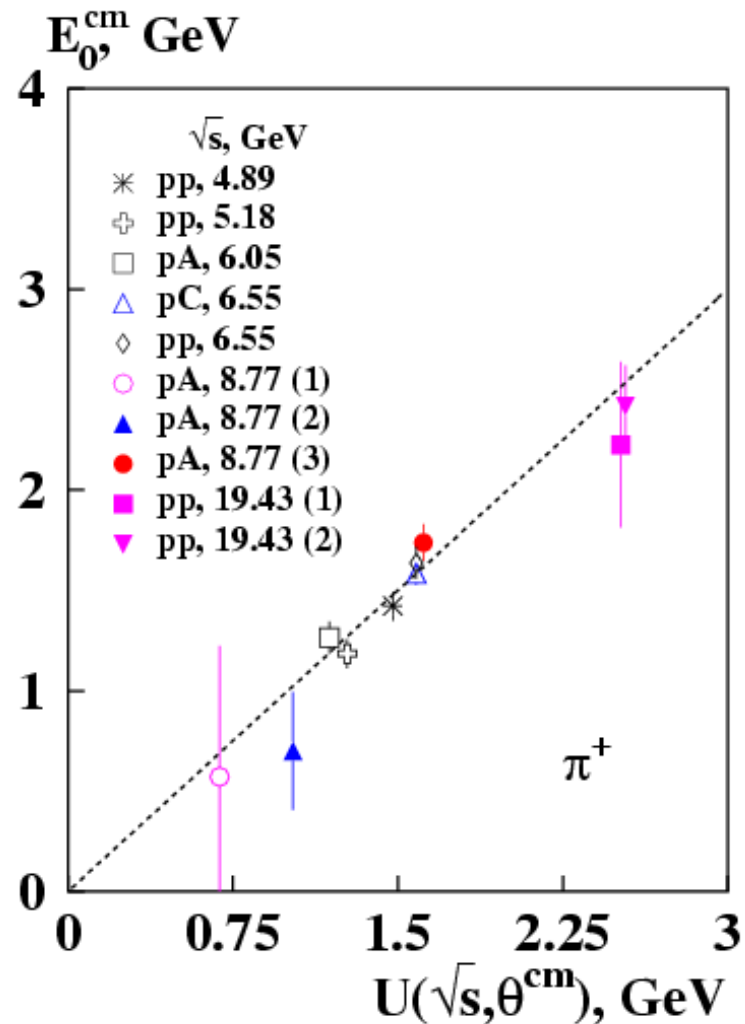
$\square$ 0.05 ГэВ добавлено квадратично к ошибке E_0^{cm}

$\square$ **Вывод:**

E_0^{cm} растет с $\sqrt{s}$ и уменьшается с θ^{cm} при $\theta^{\text{cm}} < 90^\circ$.

[5] V.V. Abramov, Phys.Atom.Nucl. 70 (2007) 2103-2112,

Yad.Fiz. 70 (2007) 2153-2162



Зависимость $E_{\min} \equiv E_0^{\text{cm}}$ от U ; $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^- X$

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

$$\square E_0 = 1.31 \pm 0.21 \text{ ГэВ}$$

$$\square f_0 = 0.088 \pm 0.033$$

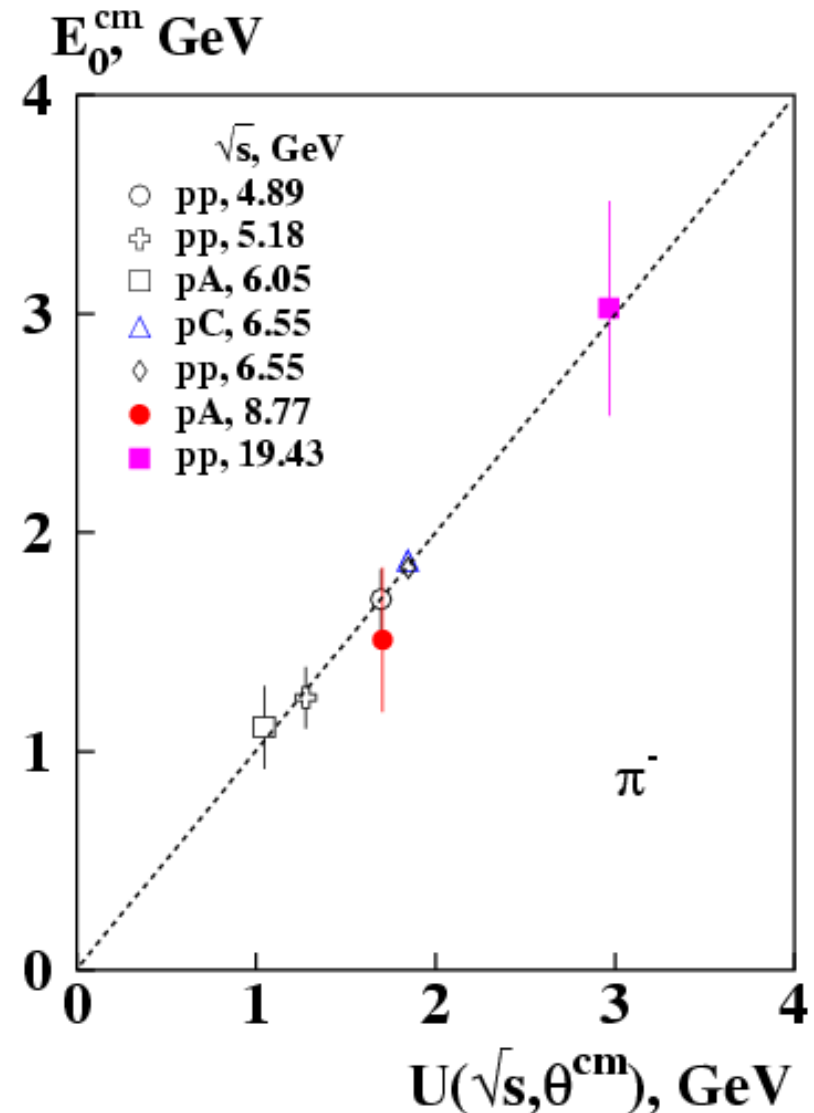
$$\square a_0 = 0.155 \pm 0.031$$

$$\square \chi^2/\text{dof} = 1.11/4$$

$\square$ **Вывод:**

E_0^{cm} растет с $\sqrt{s}$ и уменьшается с θ^{cm} при $\theta^{\text{cm}} < 73^\circ$.

[5] V.V. Abramov, Phys.Atom.Nucl.
70 (2007) 2103-2112,
Yad.Fiz. 70 (2007) 2153-2162



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 $\mathbf{F} = q_s \mathbf{E}^a$ is determined by quark counting rule for CPQ model. $F_Z \sim -[2 + 2\lambda - 3\tau \lambda] < 0$ for $Q=s$ in $pp \rightarrow \Xi^0 + X$,

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

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

➤ 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 CPQ model dominates chromomagnetic field contribution with $\delta P_N < 0$.

Dependence of α_s on the transferred momentum

The expression for α_s , obtained within the framework of perturbation theory, has an unphysical singularity at small values of the transferred momentum q . A solution to this problem was proposed by D. Shirkov using analytical perturbation theory (APT).

$$\alpha_s = \alpha_E(q^2) = \frac{1}{\beta_0} \left[\frac{1}{l_2} + \frac{1}{1 - \exp(l_2)} \right], \quad (24)$$

$$l_2 = l + B \ln \sqrt{l^2 + 2\pi^2}, \quad l = \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right), \quad B = \frac{\beta_1}{\beta_0^2}, \quad (25)$$

$$\beta_0(n_f) = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad \beta_1(n_f) = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}, \quad (26)$$

where n_f – number of active quark flavors, $\Lambda = 0.35$ GeV.

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

Calculations of the polarization of $\tilde{\Lambda}$ -hyperons in meson beams

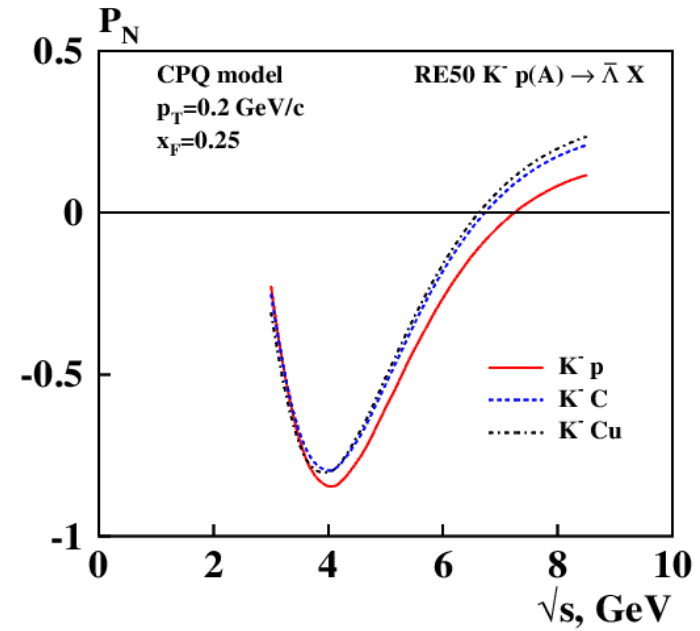
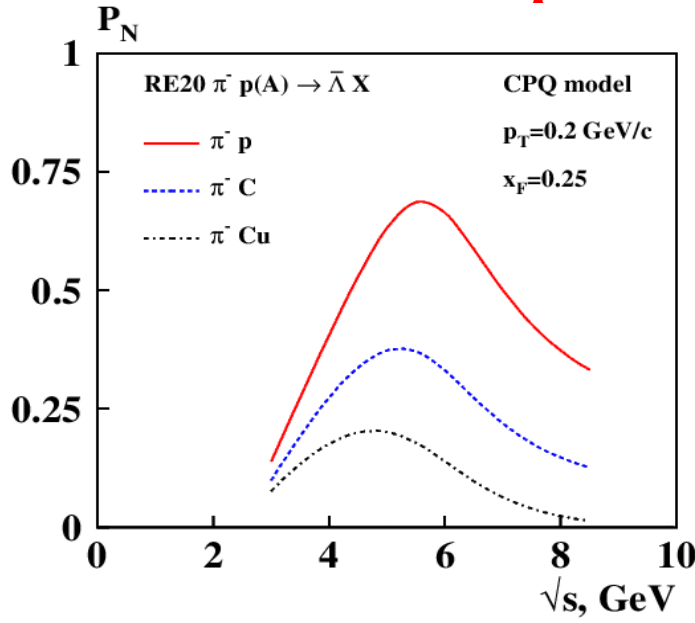


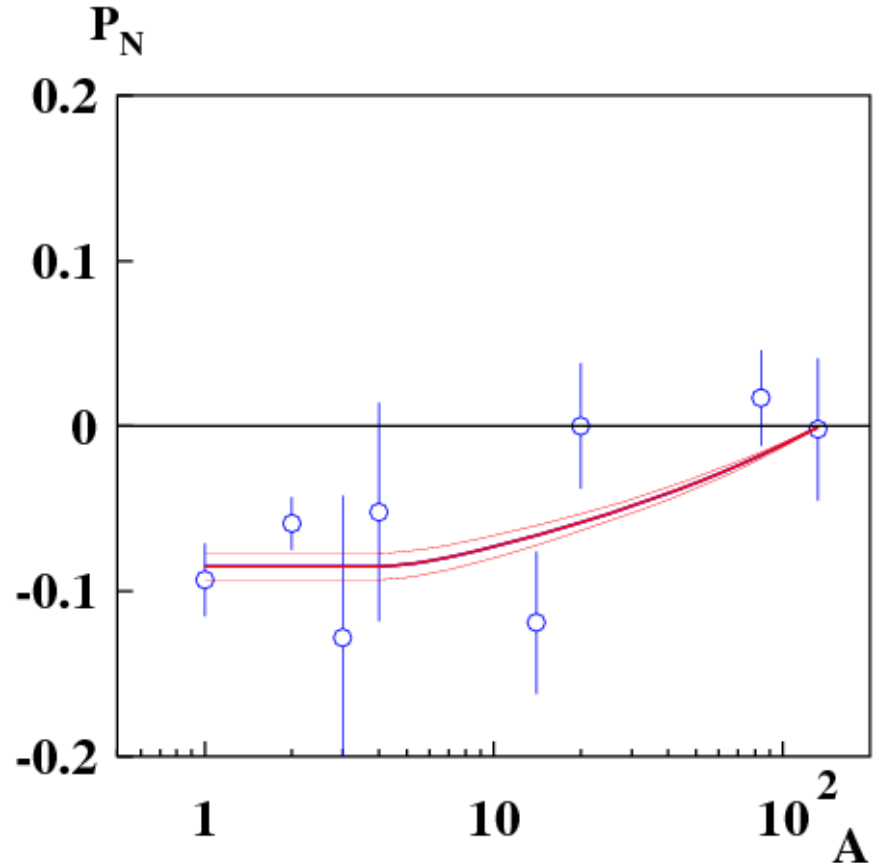
Fig. 19. Calculations of $P_N(\sqrt{s})$ according to the CPQ model for the reactions $K^- (\pi^-) + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ at $x_F = 0.25$ and $p_T = 0.25 \text{ GeV}/c$.

Resonance like behavior of $P_N(\sqrt{s})$, dependence on atomic weight are predicted for the reactions $\pi^- + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ and $K^- + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$. The height of the polarization maximum decreases with increasing target atomic weight (A). The position of the polarization maximum shifts towards smaller values of $\sqrt{s}$ as A increases, from 5.5 GeV to 4.7 GeV for the reaction $\pi^- + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$. This is due to the dependence of the $\tilde{s}$ -quark spin precession rate in a chromomagnetic field on $\sqrt{s}$ and the attraction between the $\tilde{s}$ -quark and spectator quarks.

A-dependence of P_N for Λ in e^+A collisions

The Λ polarization $P_N(A)$ in e^+A collisions was measured in the HERMES experiment. K.Rith, DIS 2010. The effective quark contribution creating the color field is $v_A = 1 + \lambda(3A_{\text{eff}} - 2) - \tau(\lambda + 1)$, where $\lambda \approx -0.133$, $\tau \approx 0.053$, $A_{\text{eff}} \approx 0.6A^{1/3}$. The field and $P_N \sim v_A$ decrease with increasing A , and $P_N \approx 0$ at $A \approx 120$. The red curve is the prediction.

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



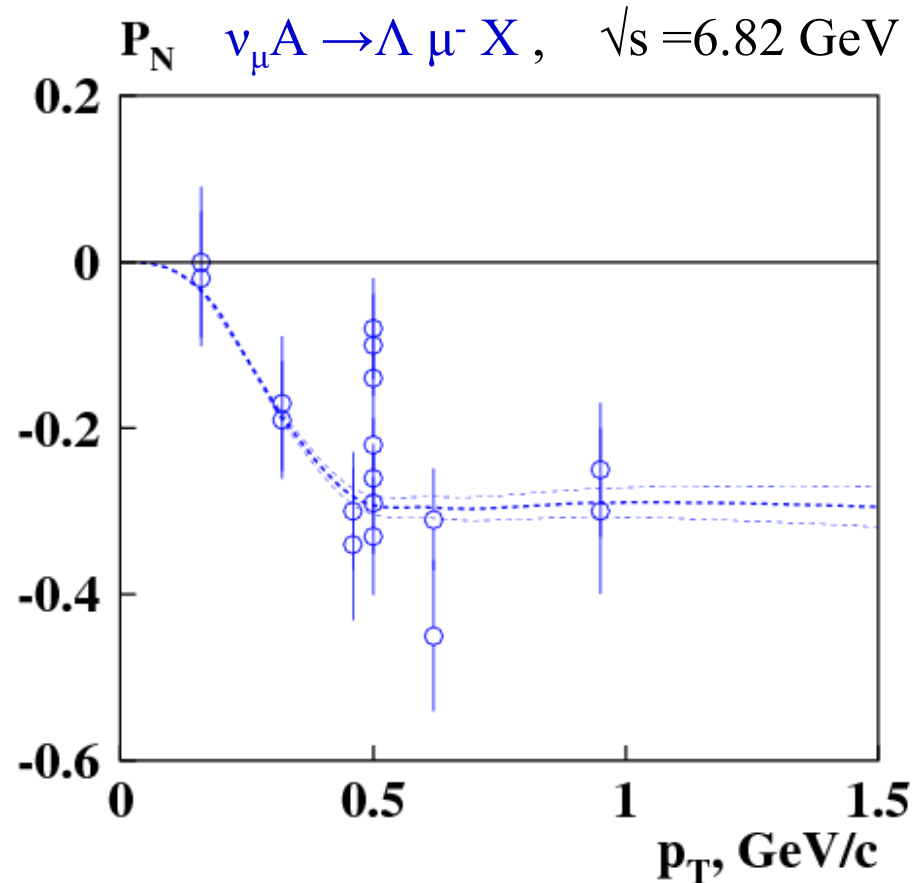
Λ polarization in $\nu_\mu A$ -collisions

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 Effective Color Field 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)



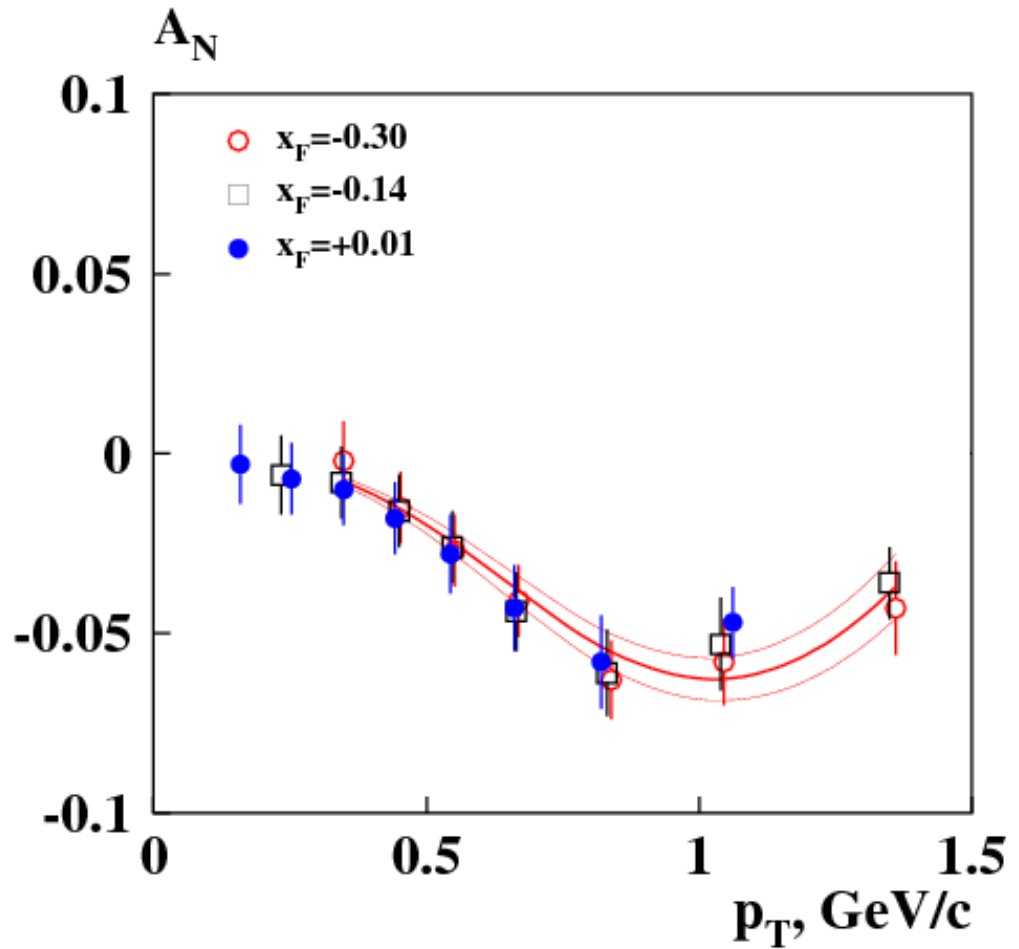
A_N for π^+ in e^+p -collisions

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

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 - $\bar{q}$ 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.



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

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

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 .

