



Поляризационные эффекты в реакциях на ядрах

В.В. Абрамов

**Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия
(ФГБУ ГНЦ ИФВЭ)**

Сессия Секции ядерной физики ОФН РАН
ИФВЭ, Протвино, 7 ноября, 2013 г.



Содержание

- Введение
- A-зависимость параметров модели хромомангнитной поляризации кварков
- Поляризация в $pA \rightarrow \tilde{E}^{0\uparrow} + X$
- Поляризация в $pA \rightarrow \tilde{E}^{+\uparrow} + X$
- Поляризация в $pA \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow} + X$
- Асимметрия A_N в $\tilde{p}^{\uparrow} A \rightarrow \pi^- + X$
- Заключение



Происхождение поляризационных эффектов в модели ХПК

Модель хромомангнитной поляризации кварков:

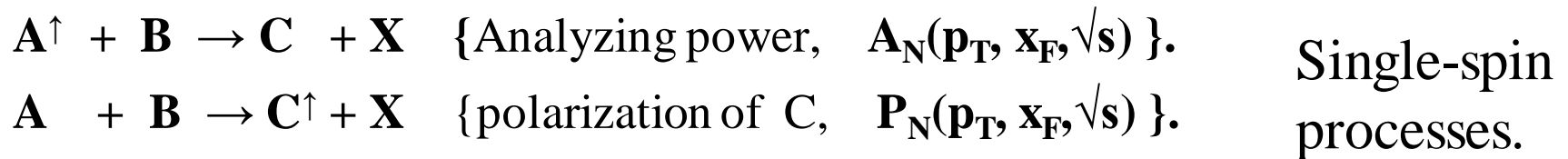
- 1) После цветовой перезарядки создаются цветовые поля, продольное хромоэлектрическое и круговое хромомангнитное.
- 2) Поляризационные эффекты возникают благодаря механизму Штерна-Герлаха в неоднородном хромомангнитном поле струн.
- 3) Также имеет место прецессия спина кварков в цветовом поле.
- 4) Используются кварковые диаграммы и правила кваркового счета для оценки вклада кварков и антикварков в поле струн. Вклады кварков и антикварков - линейные функции их числа.
- 5) Круговое хромомангнитное поле фокусирует либо дефокусирует кварки наблюдаемого адрона, что может привести к резонансному усилению поляризации при энергии $\sqrt{s}=E_R$.



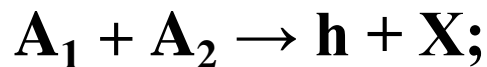
Глобальный анализ данных

Поляризационные данные: A_N , P_N , ρ_{00} и $\alpha = (\sigma_T - 2\sigma_L)/(\sigma_T + 2\sigma_L)$.

80 инклюзивных реакций для hh , hA , AA и lN -взаимодействий,
число точек: 3160. Число свободных параметров модели: 109.



Сталкиваются частицы с атомными весами A_1 и A_2 :



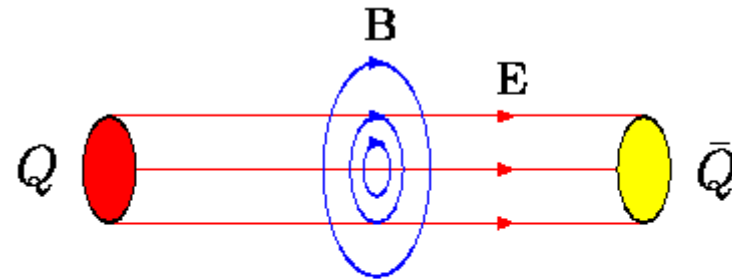
Изучается зависимость A_N and P_N от A_1 и A_2 .

- **Вопрос:** как зависят параметры модели от A_1, A_2 ?
- **Предполагается зависимость:** $\sim A_1^a A_2^b$

Цветовое поле между кварком и антикварком

Имеется продольное хромо-электрическое поле E^a и круговое хромомагнитное поле B^a .

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

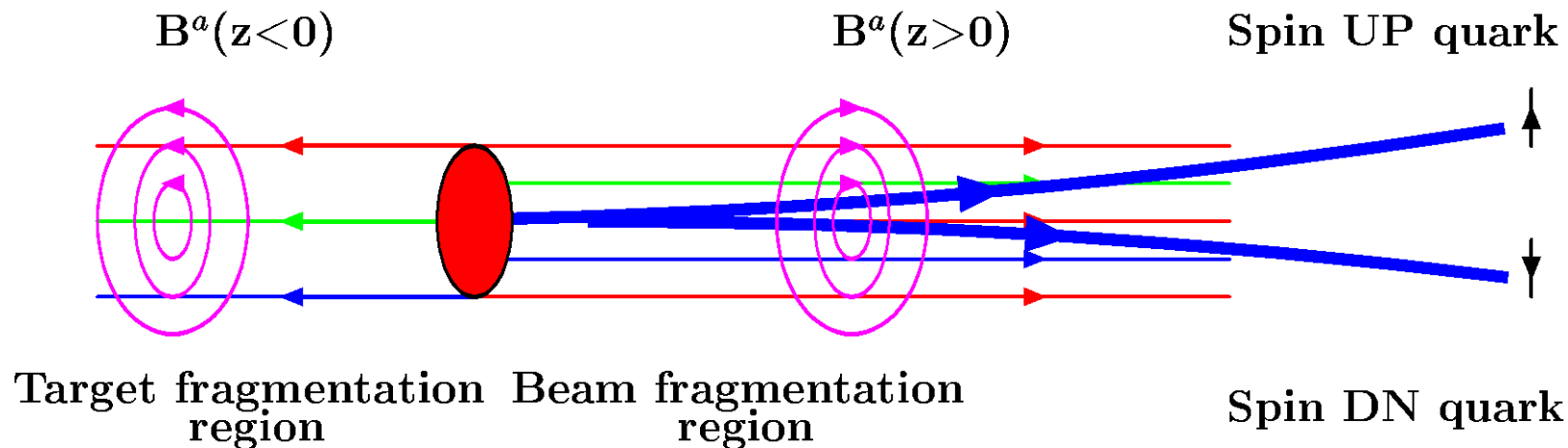


Color flux tube fields B and E.
 A.B.Migdal, S.B.Khohlachev, 1985

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

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

Модель хромомагнитной поляризации кварков (в с.ц.м.):





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

$$P_N \approx C(\sqrt{s}) F(p_T, A) [G(\varphi_A) - \sigma G(\varphi_B)], \quad (14)$$

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A] / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A, \quad \text{прецессия спина и Ш-Г сила} \quad (15)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R / \sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \quad \text{фокусировка кварков} \quad (16)$$

$$F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T / p_T^0)^{2.5}]\} (1 - \alpha_A \ln A), \quad \text{цв. формфактор} \quad (17)$$

$$v_0 = -D_r g^a_Q \xi_y^0 / 2(g^a_Q - 2). \quad \text{Магнитуда } A_N \text{ и } P_N \quad (18)$$

Для каждой реакции имеется 10 локальных параметров:

$D_r, \alpha_A, \sigma, E_0, E_R, f_0, a_0, p_T^0, \delta_R, p_N$. V.Abramov, Phys. At. Nucl. 72 (2009) 1872. V.V. Abramov 2011 J. Phys.: Conf. Ser. **295** 012086.



A-зависимость параметров модели

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

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

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

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

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

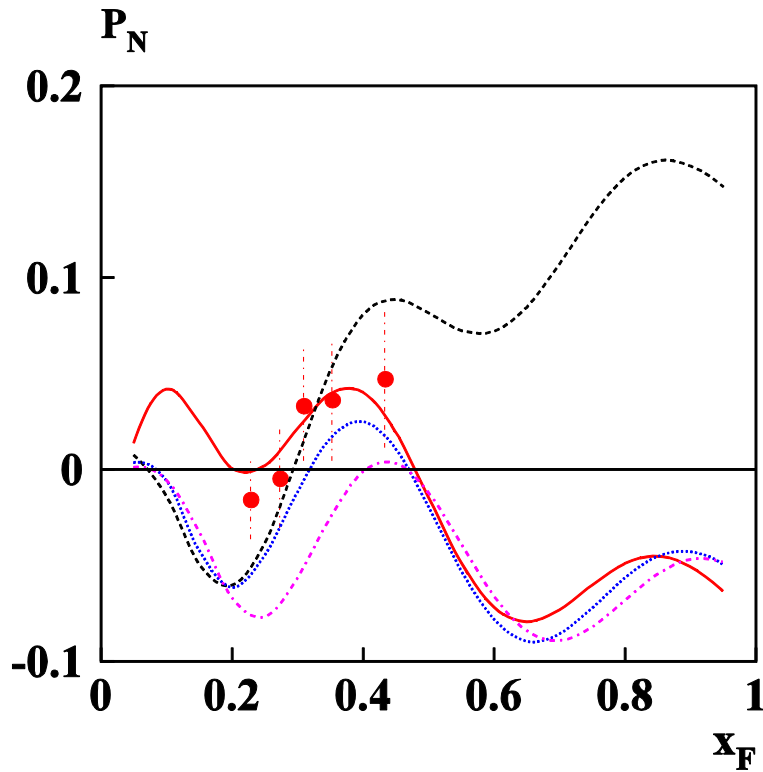
Одно исключение для реакции : $pA \rightarrow \Lambda^+ + X$

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

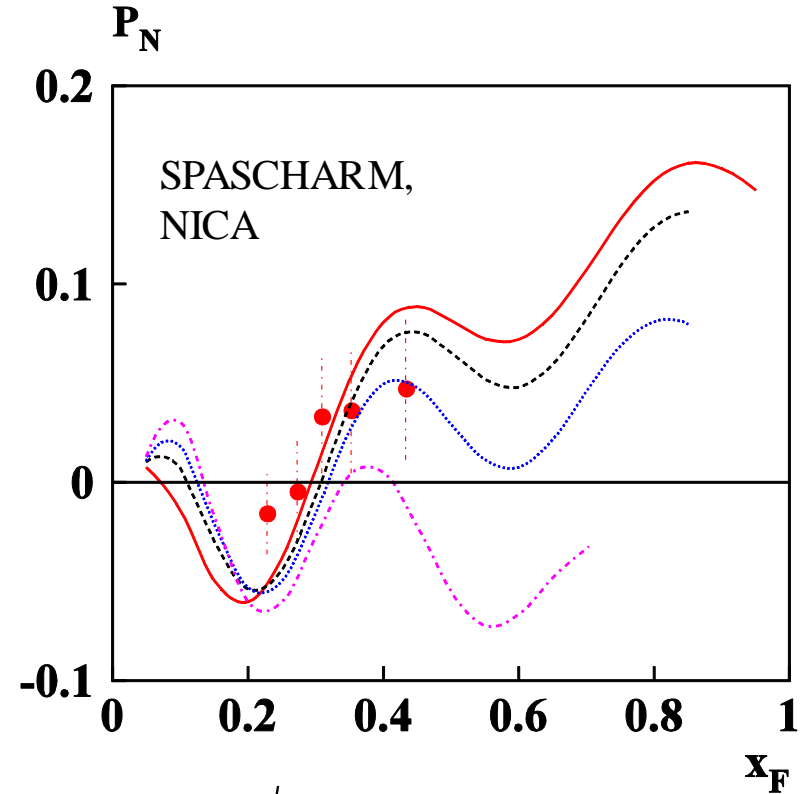
Требуется всего два параметра, α и β , для 80 реакций!

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

Поляризация в $pA \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow} + X$



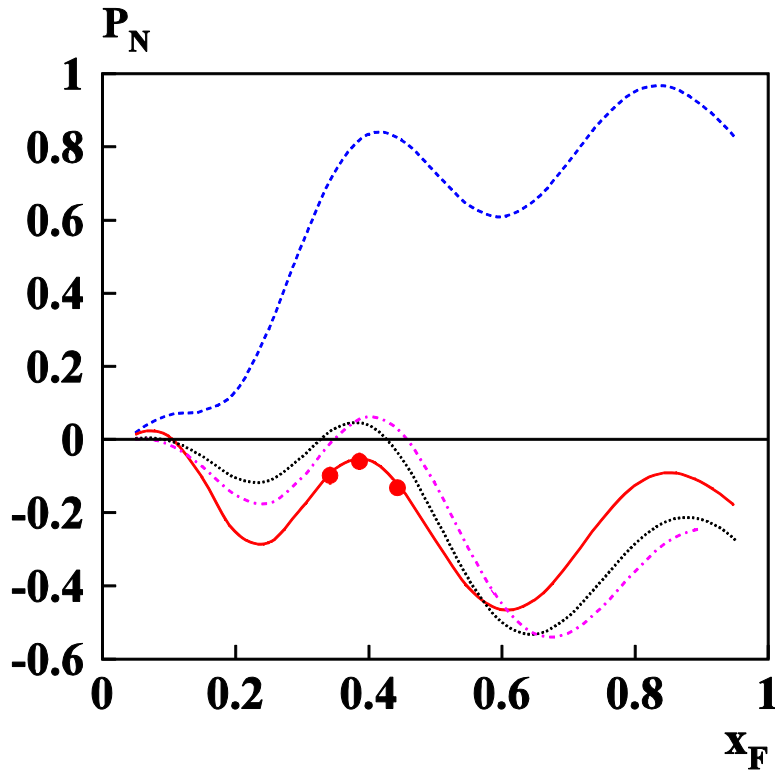
Predictions: **solid red:** pC
 Dashed black: pp
 Dotted blue: pCu
 Dash-dotted orange: pPb
 Left panel: pA; $\sqrt{s}=38.78$ GeV



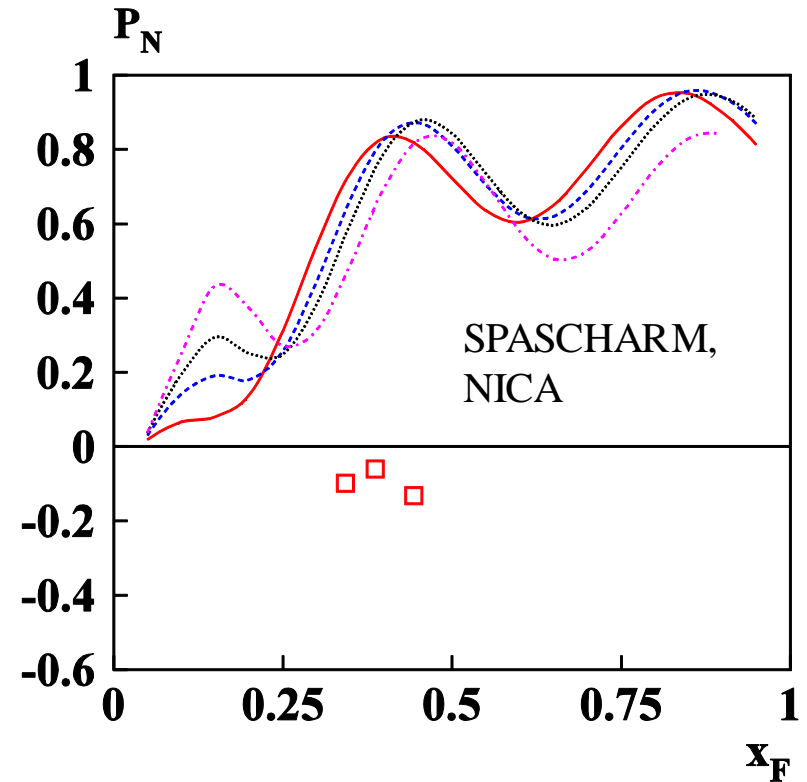
Solid red: $\sqrt{s}=38.78$ GeV
 Dashed black: $\sqrt{s}=19.43$ GeV
 Dotted blue: $\sqrt{s}=13.77$ GeV
 Dash-dotted orange: $\sqrt{s}=9.78$ GeV
 Right panel: model: pp, data: pC



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



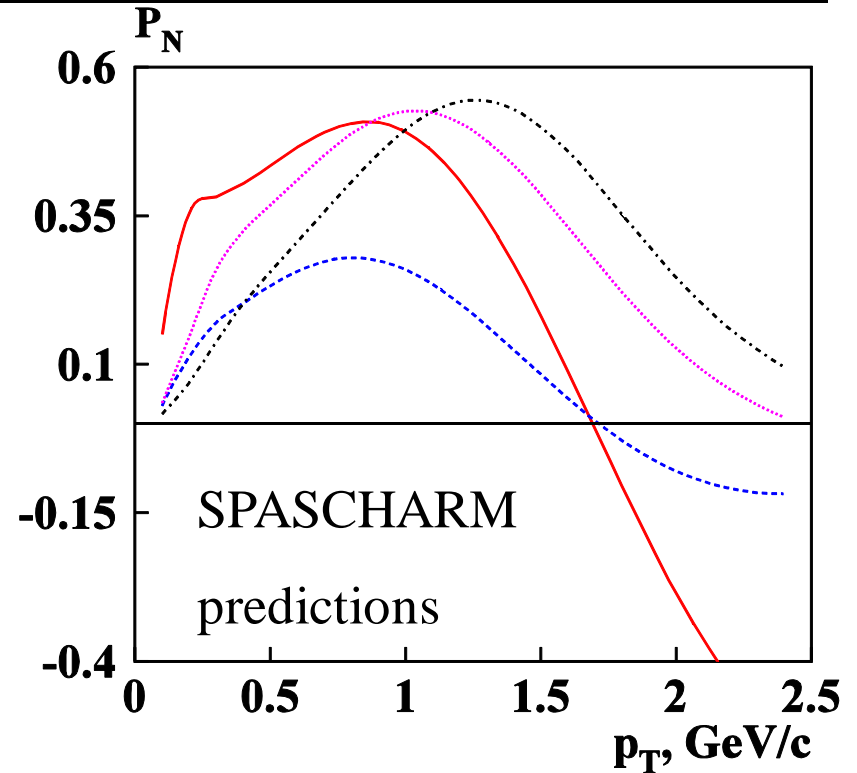
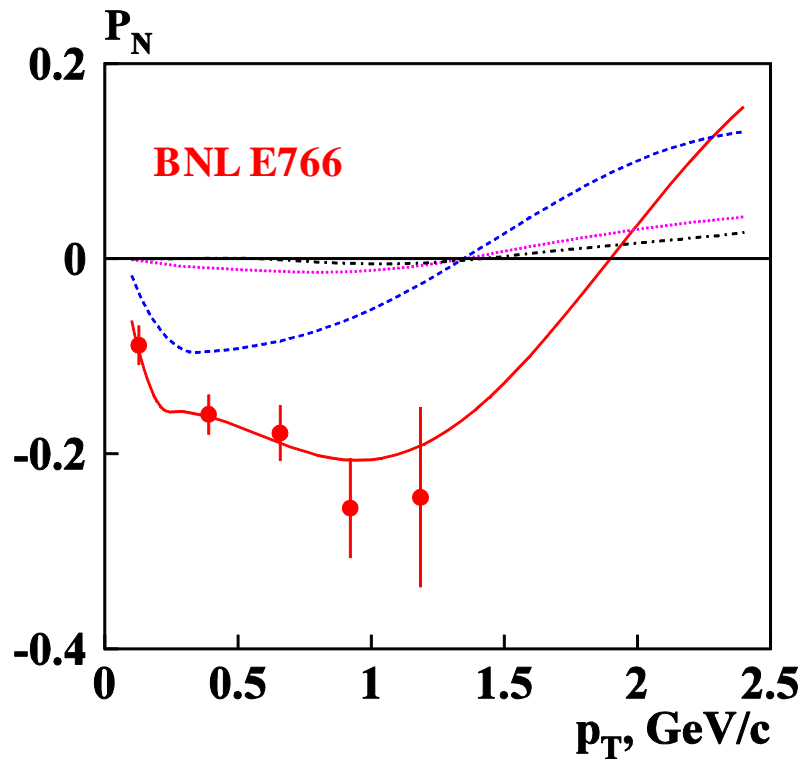
Predictions: **solid red:** pBe;
Dashed blue: pp;
Dotted orange: pCu;
Dash-dotted black: pPb.
 Left panel: pA; $\sqrt{s}=38.78$ GeV;



Solid red: $\sqrt{s}=38.78$ GeV
Dashed blue: $\sqrt{s}=19.43$ GeV
Dotted orange: $\sqrt{s}=13.77$ GeV
Dash-dotted black: $\sqrt{s}=9.78$ GeV
 Right panel: pp. Data: pBe



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

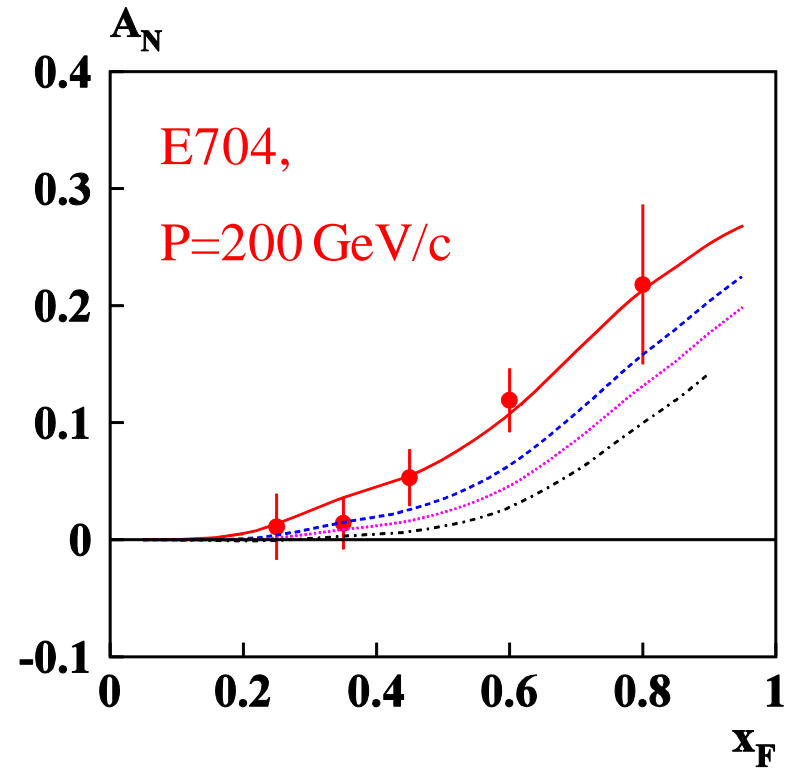
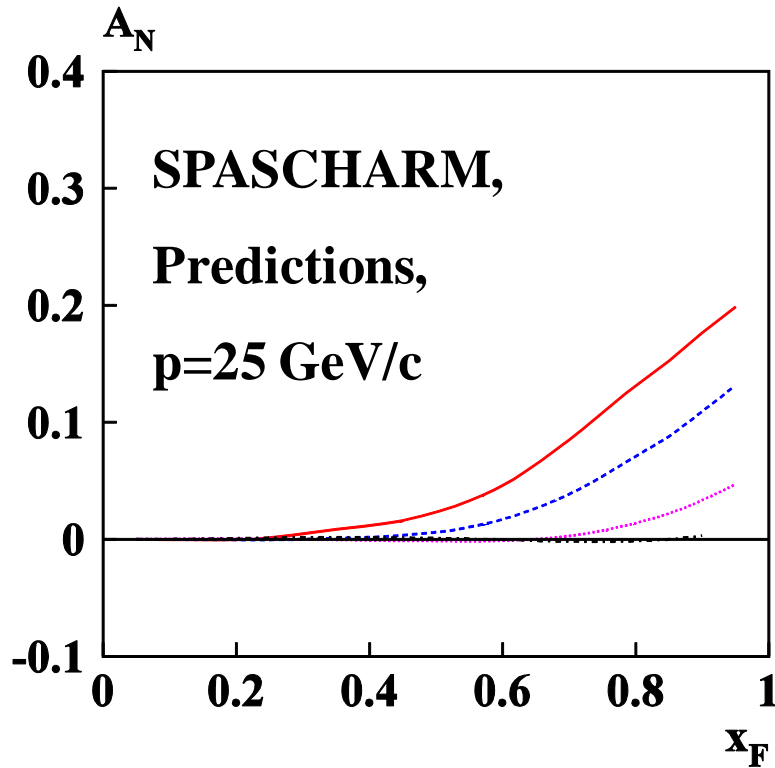


Predictions: **solid red:** pp;
Dashed blue: pBe; $x_F=-0.23$
Dotted orange: pCu;
Dash-dotted black: pPb.
Left panel: pA; $\sqrt{s}=7.31$ GeV;

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



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



Заключение

- 1) Модель хромомангнитной поляризации кварков позволяет описать данные для 80 реакций.
- 2) Получены предсказания для поляризаций антигиперонов в соударениях барионов, включая их A -зависимость:
 - Значительная поляризация P_N для $pA \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow} + X$, $pA \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow} + X$.
 - P_N в $pp \rightarrow \tilde{\Xi}^{+,0\uparrow} + X$ положительна для $9 < \sqrt{s} < 39$ ГэВ. Для ядерных мишеней ($A > 9$, $x_F > 0.4$) поляризация становится отрицательной.
 - Резонансное усиление P_N для $pA \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow} + X$, $\sqrt{s} = 6.92$ ГэВ, благодаря эффекту фокусировки кварков в поле струны.
 - Необходим скан по энергии: SPASCHARM (INER) и NICA (JINR).
 - * *Предсказываются осцилляции $P_N(x_F)$ для $B+B \rightarrow \tilde{B}^{\uparrow} + X$.*
 - A_N в $\tilde{p}^{\uparrow} A \rightarrow \pi^- + X$ зависит от \sqrt{s} и A .



Прецессия спина кварка в цветовом поле

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

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

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

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

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

В инстантонной модели: $\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.4$ (Н. Кошелев, 1998);

$\Delta\mu^a_Q(0) \approx -1.6$ (Д. Дьяконов, 2003).

➤ Из глобального анализа поляризационных данных:

➤ $\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.35$ (d,s,b), $q=-1/3$; $\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.47$ (u,c), $q=+2/3$.



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

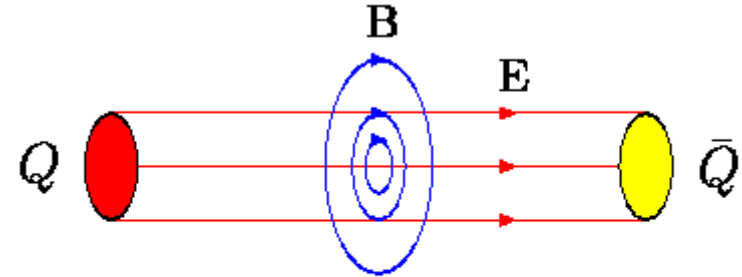


Back-Up Slides

Цветовое поле между кварком и антикварком

Имеется продольное хромо-электрическое поле \mathbf{E}^a и круговое хромоманнитное поле \mathbf{B}^a .

$\mu^a_Q = s g^a g_s / 2M_Q$ –
хромоманнитный момент
составляющего кварка.



*Color flux tube fields \mathbf{B} and \mathbf{E} .
A.B.Migdal, S.B.Khohlov, 1985*

A.B.Migdal, S.B.Khohlov, JETPLett. 41, 194 (1985).

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

Зависимость поля от расстояния r от оси струны:

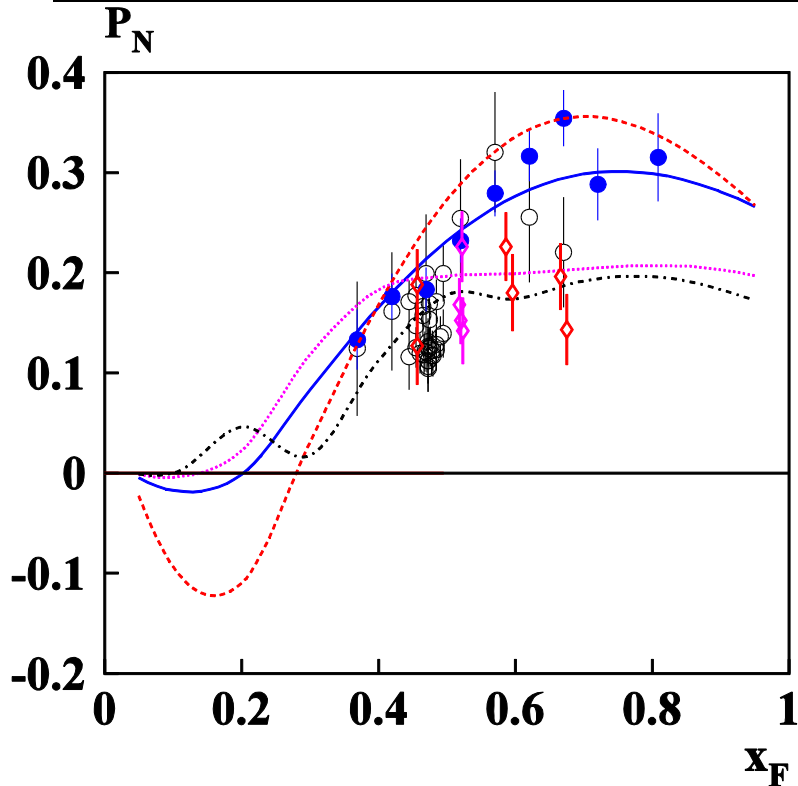
$$\mathbf{E}^{(3)}_Z = -2\alpha_s v_A / \rho^2 \exp(-r^2/\rho^2), \quad (1)$$

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

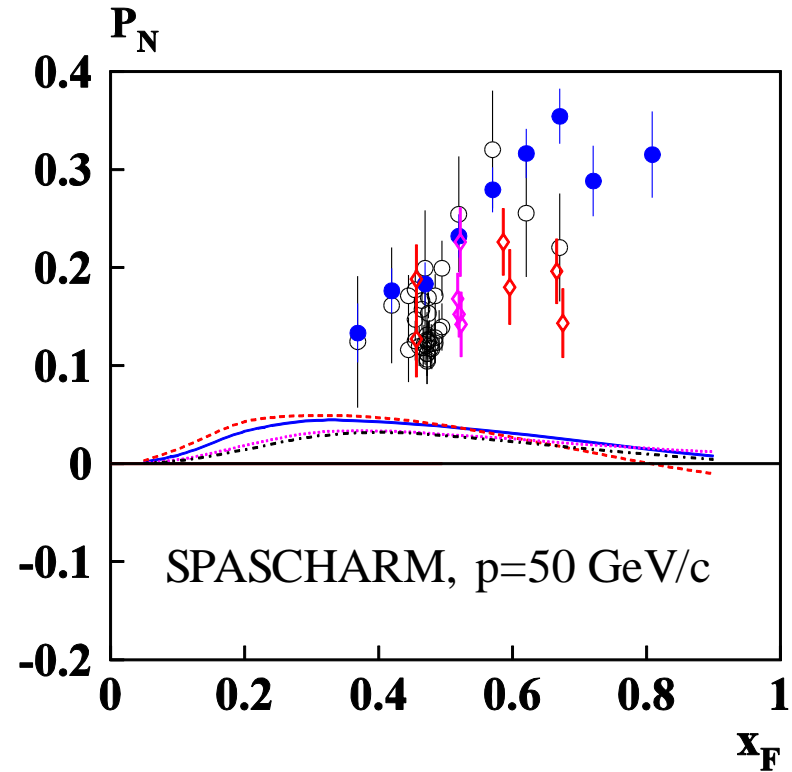
где v_A – число кварков, $\rho = 1.25R_C \approx 2.08 \text{ ГэВ}^{-1}$,
 $R_C^{-1} \approx 0.6 \text{ ГэВ}$, R_C – радиус конфайнмента, $\alpha_s = g_s^2/4\pi \approx 1$.



Polarization in $pA \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} + X$



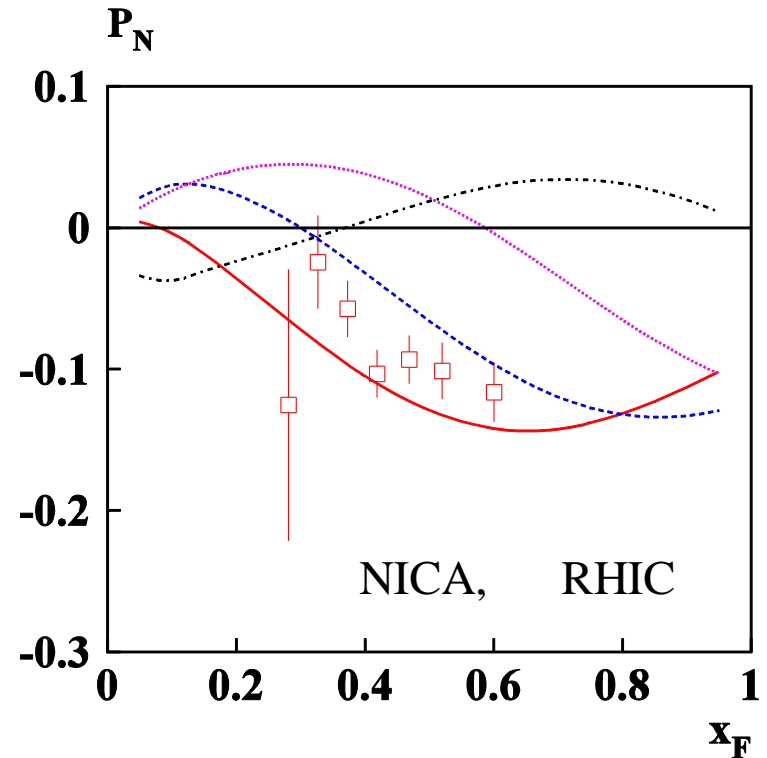
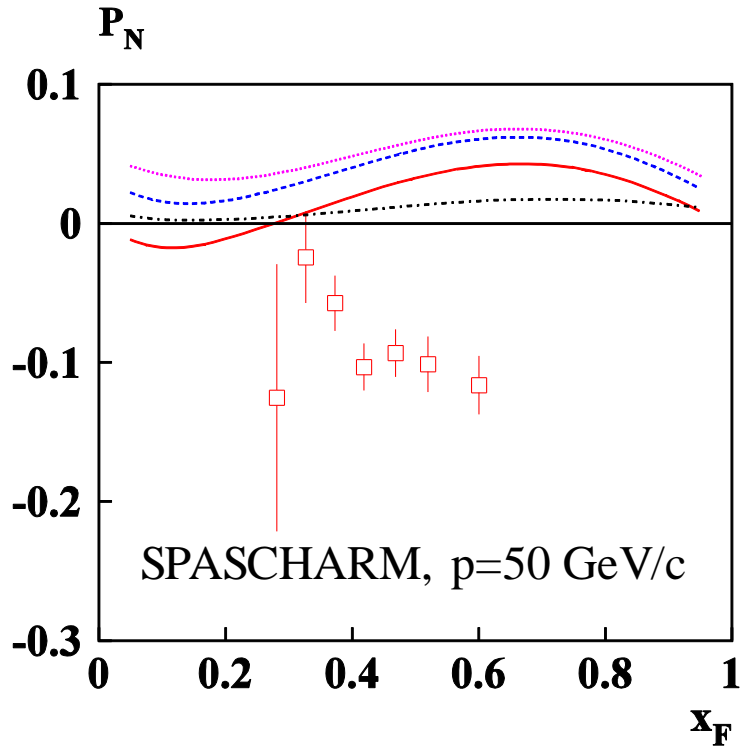
Predictions: **solid red:** pp;
Dashed blue: pBe;
Dotted orange: pCu;
Dash-dotted black: pPb.
Left panel: pA; $\sqrt{s}=27.4$ GeV;



Solid red: pp
Dashed blue: pBe
Dotted orange: pCu
Dash-dotted black: pPb
Right panel: $\sqrt{s}=9.78$ GeV



Polarization in $pA \rightarrow E^{-\uparrow} + X$



Predictions: **solid red:** pp;

Dashed blue: pBe;

Dotted orange: pCu;

Dash-dotted black: pPb.

Left panel: pA; $\sqrt{s}=9.78 \text{ GeV}$; $p_T=1 \text{ GeV}/c$; Right panel: pp. Data: pBe

Solid red: $\sqrt{s}=38.78 \text{ GeV}$

Dashed blue: $\sqrt{s}=19.43 \text{ GeV}$

Dotted orange: $\sqrt{s}=13.77 \text{ GeV}$

Dash-dotted black: $\sqrt{s}=9.78 \text{ GeV}$



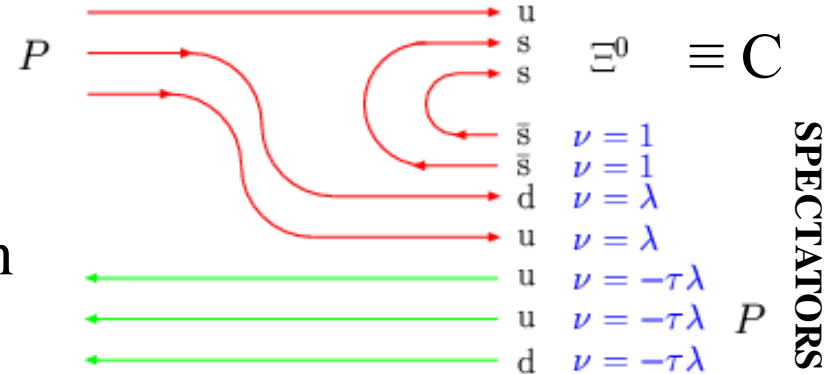
Stern-Gerlach-like force acts on a quark moving inside QCD string (flux tube)

$$\mathbf{f}_x \approx \mu_x^a \partial \mathbf{B}_x^a / \partial x + \mu_y^a \partial \mathbf{B}_y^a / \partial x \quad (3)$$

$$\mathbf{f}_y \approx \mu_x^a \partial \mathbf{B}_x^a / \partial y + \mu_y^a \partial \mathbf{B}_y^a / \partial y. \quad (4)$$

➤ Quark Q from the observed hadron C , which gets p_T kick of S-G force and is spinning is called a **probe** and it “measures” $\int \mathbf{B}^a$ & $\int \mathbf{E}^a$.

Effective color field (ECF):



$$\int \mathbf{E}^a \sim \int \mathbf{B}^a \sim [2 + 2\lambda - 3\tau \lambda]$$

Quark counting rules

➤ Spectators are all quarks which are not constituents of hadron C .

➤ In case of reaction $pp \rightarrow \Xi^0 + X$ the probe s & u quarks from Ξ^0 “feel” field, created by spectator quarks with weight $v_A = \lambda$, created by antiquarks with $v_A = 1$, and by target quarks with $v_B = -\tau\lambda$, respectively.

$$\lambda = - |\psi_{qq}(0)|^2 / |\psi_{\tilde{q}q}(0)|^2 \approx 1 - e^{1/8} \approx -0.13315 \text{ color factor} \quad (5)$$

$$\lambda = -0.1332 \pm 0.0015, \quad \tau = 0.02671 \pm 0.00087 \text{ fit for 80 reactions.}$$



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 hyperon 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 .

$$\omega_A = g_s \alpha_s \mathbf{v}_A \mathbf{S}_0 (g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/(M_Q c\rho^2) \quad \ll\text{frequency}\gg \quad (10)$$

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

$$\mathbf{m}_r = \mathbf{S}_0/\rho^2 = 0.363 \pm 0.007 \text{ GeV}; \quad \varepsilon = -0.00477 \pm 0.00011,$$

where ε is a phenomenological parameter.



The relation between A_N , P_N and the additional δp_x

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

$$D \approx -\partial/\partial p_T \ln(d^3\sigma/d^3p); \quad D = 5.79 \pm 0.07 \text{ GeV}^{-1} \quad (13)$$

$D_r = D/\rho = 0.840 \pm 0.037$ - D is related to the string radius ρ .

It is assumed in the above equations, that $A_1 = A_2 = 1$.

The question is: how the model parameters depend on A_1, A_2 ?

We assume the power dependence: $\sim A_1^a A_2^b$

The global polarization data analysis is done to estimate **a** and **b** for each model parameter. The results will be given below.



The definition of φ_A & φ_B precession angles

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

$$\varphi_A = \omega_A \mathbf{x}_A \approx \omega_A^0 \mathbf{y}_A = \text{precession angle A} \quad (20)$$

$$\varphi_B = \omega_B \mathbf{x}_B \approx \omega_B^0 \mathbf{y}_B = \text{precession angle B} \quad (21)$$

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

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

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

$$\mathbf{y}_B = \mathbf{x}_B - (\mathbf{E}_0/\sqrt{s} + \mathbf{f}_0)[1 - \cos\theta_{cm}] + \mathbf{a}_0[1 + \cos\theta_{cm}], \quad (23)$$

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

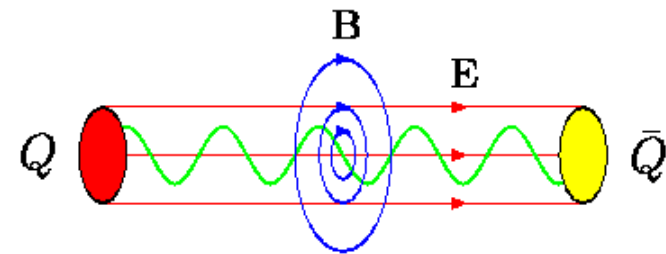


Focusing force acts on probe quark in the ECF B^a

The dependence of $C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta^2_R]^{1/2}$, for A_N and P_N is due to focusing properties of circular chromomagnetic field B^a .

Focusing Lorentz force $\mathbf{F} = \mathbf{g}_s[\mathbf{v}B^a]I^a$ leads to the prolongation of probe quark stay in a color field and enhance polarization effects in case of $E_R > 0$. For opposite field direction we have a defocusing effect,

$E_R < 0$ and there is an increase of A_N or P_N with the rise of energy \sqrt{s} .



*Color flux tube fields B and E .
Quark movement in the tube.*

The focusing effect is similar to the one used in a Tokamak type thermonuclear reactor to keep plasma away off reactor's walls.



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:

$$f_N = n_q \exp(-W_A/\sqrt{s})(1-X_N)^n, \quad (26)$$

$$X_N = [(p_T/p_N)^2 + x_F^2]^{1/2}; \quad (27)$$

$$W_A = W/(A_1A_2)^{1/6} \quad (28)$$

$$n = (A_1A_2)^{1/6} \quad (\text{fractality parameter}) \quad (29)$$

$$W = 266.5 \pm 3.4 \text{ GeV},$$

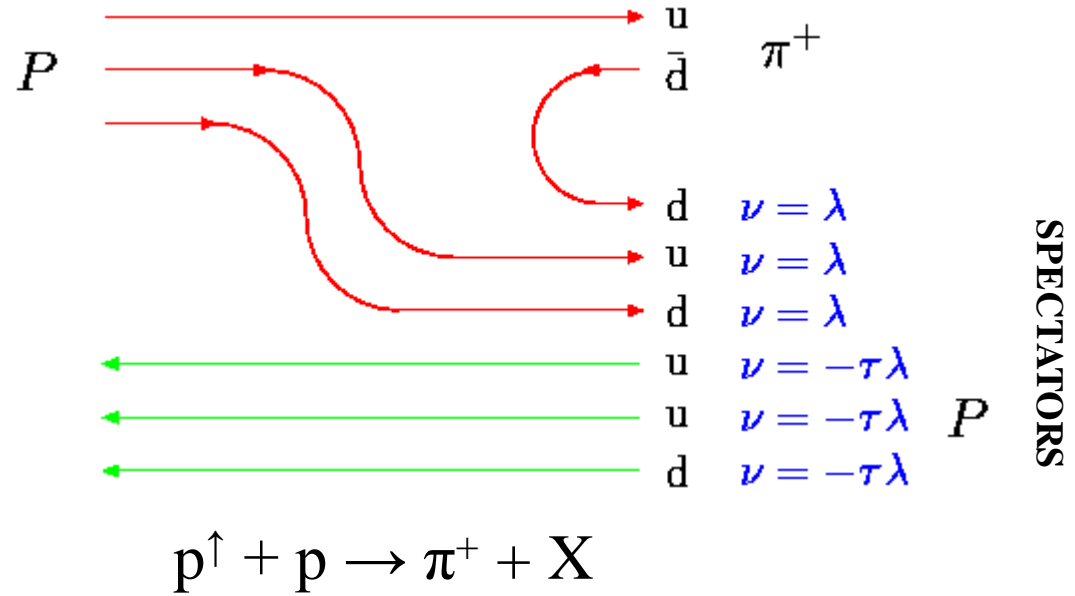
$$n_q = 4.202 \pm 0.082, \quad p_N = 85 \pm 19 \text{ GeV}/c;$$

where A_1 and A_2 are atomic weights of colliding nuclei.



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 effective color field

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

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

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

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

$F_Z \sim -[3\lambda - 3\tau\lambda] > 0$ for $Q=u$ 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 $\delta P_N < 0$.



Global data analysis: A_N

Inclusive reactions, in which analyzing power was measured in hp & hA–collisions. 23 reactions, 876 points.

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



Global data analysis: P_N

Reactions, in which hyperon polarization was measured in hp & hA–collisions. 25 reactions, 916 points.

№	Reaction	№	Reaction	№	Reaction
24	$p p(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow$	33	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	41	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
25	$p A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	34	$\tilde{p} A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	42	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
26	$p A \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	35	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	43	$p A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
27	$p A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	36	$p A \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$	44	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
28	$p p \rightarrow p^\uparrow$	37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	45	$n A \rightarrow \Lambda^\uparrow$
29	$p A \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	38	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	46	$K^+ p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
30	$p A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	39	$\Lambda A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	47	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$
31	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	40	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow}$	48	$\Sigma^- A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
32	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$				



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

Reactions, in which P_N was measured in AuAu–collisions, vector meson polarization, P_N & A_N in lepton-nucleon collisions. 20 reactions, 308 points.

№	Reaction	№	Reaction	№	Reaction
49	$\text{Au}+\text{Au} \rightarrow \Lambda^\uparrow$	56	$p p \rightarrow \phi(1020)^\uparrow$	63	$e^+ A \rightarrow \Lambda^\uparrow$
50	$\text{Au}+\text{Au} \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	57	$n A \rightarrow K^*(892)^-\uparrow$	64	$e^+ A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
51	$p A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	58	$n A \rightarrow K^*(892)^+\uparrow$	65	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$
52	$\tilde{p} A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	59	$\tilde{p} p \rightarrow Y(1S)^\uparrow$	66	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^-$
53	$p A \rightarrow Y(1S)^\uparrow$	60	$\tilde{p} p \rightarrow Y(2S)^\uparrow$	67	$\mu^- p^\uparrow \rightarrow h^+$
54	$p A \rightarrow Y(2S)^\uparrow$	61	$\text{AuAu} \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow}$	68	$\mu^- p^\uparrow \rightarrow h^-$
55	$\tilde{p} p \rightarrow \rho(770)^\uparrow$	62	$\text{AuAu} \rightarrow \phi(1020)^\uparrow$		