



National Research Centre “**Kurchatov Institute**”

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



Поляризационные явления при высоких энергиях

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

Семинар ОФВЭ
в НИЦ «Курчатовский Институт» – ПИЯФ

11 октября, 2022

План доклада

1. Введение
2. Имеющиеся односпиновые поляризационные данные
3. Модели поляризационных явлений
4. Модель хромомагнитной поляризации кварков (ХПК)
5. Сравнение данных с расчетами по модели ХПК
6. Заключение и выводы

Введение

Спин частиц является одной из их фундаментальных квантовых характеристик, как в сильных, так и в других типах взаимодействий. Далее мы будем рассматривать только сильные взаимодействия. Здесь имеется ряд не решенных пока проблем. В частности, это проблемы конфайнмента, проявления цветных сил, происхождения масс кварков и адронов, происхождение самих поляризационных эффектов, хромомангнитных полей и хромомангнитных моментов кварков.

Феноменология поляризационных явлений очень интересна и многообразна. В частности, поперечная поляризация гиперонов (P_N) и односпиновая асимметрия адронов (A_N) зависят не тривиальным образом от типа участвующих в реакции частиц, кинематических переменных, множественности частиц в событии, атомного веса ядер (мишени и/или налетающей частицы), прицельного параметра и центральности в случае ядро-ядерных соударений.

Поляризационные эксперименты показали себя мощным инструментом для исследования свойств сильных взаимодействий в целом и проверки справедливости популярных моделей в частности.

Введение

В сильных взаимодействиях сохранение четности позволяет иметь лишь поперечную (вдоль нормали к плоскости рассеяния, $\mathbf{n} \sim [\mathbf{k}_{in}\mathbf{k}_{out}]$) поляризацию гиперонов (P_N).

В случае поперечно поляризованной пучковой частицы со спином $\frac{1}{2}$ и поляризацией \mathbf{p} зависимость сечения от углов будет

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta)(1 + A(\theta)\mathbf{p}\cdot\mathbf{n}) = I_0(\theta)(1 + A(\theta)|\mathbf{p}|\cos\varphi), \quad (1)$$

где $A(\theta)$ - анализирующая способность, θ и φ – полярный и азимутальный углы. Ось Y здесь направлена вдоль \mathbf{p} , а угол φ отсчитывается от плоскости рассеяния частицы.

[1] G.G.Ohlsen 1972 Rep. Prog. Phys. **35** 717.

Процессы и соответствующие эффекты, в которых известен спин лишь одной из начальных частиц и измеряется угловая азимутальная зависимость образовавшейся частицы, либо измеряется поляризация одной из вторичных частиц (например гиперона) в соударениях неполяризованных частиц, мы будем называть **односпиновыми**.

Введение

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta)(1 + A(\theta)\mathbf{p} \cdot \mathbf{n}) = I_0(\theta)(1 + A(\theta)|\mathbf{p}|\cos\varphi), \quad (1)$$

Односпиновая асимметрия определяется через сечение как

$$A_N = (I(\uparrow) - I(\downarrow))/(I(\uparrow) + I(\downarrow))/(p \cdot \cos \varphi) = A(\theta) \quad (2)$$

и равна анализирующей способности $A(\theta)$ для случая сильных взаимодействий и поперечно поляризованной вдоль оси Y налетающей частицы со спином $1/2$.

Экспериментально более выгодно измерять азимутальную зависимость (1) в области $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, при двух направлениях вертикальной поляризации пучка или мишени (' \uparrow ' и ' \downarrow '), поскольку при этом значительно снижаются систематические ошибки.

Введение

Для прояснения природы и механизма односпиновых эффектов требуется их исследование для большого числа реакций в широкой области кинематических и других переменных и их глобальный анализ в рамках единого механизма. Это позволяет выявить общие закономерности и более точно определить глобальные параметры модели.

Такой подход мы будем называть систематическим исследованием поляризационных явлений в отличие от исследования небольшого числа реакций в ограниченной области переменных.

Определение поляризации адронов из угловых распределений продуктов их распада

Нарушение четности в слабых распадах Λ -гиперонов с поляризацией \mathbf{P} приводит к зависимости :

$$W(\theta_\pi) = (1 + \alpha_- \mathbf{P} \mathbf{e}_p) / 4\pi, \quad (9)$$

где \mathbf{e}_p – единичный вектор в направлении движения протона в системе покоя гиперона. Параметр распада $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, $\alpha_- = 0.732 \pm 0.014$ [PDG live].

Выстроенность векторных мезонов (V) описывается элементами $\rho_{m,m'}$, спиновой матрицы плотности ρ , где m и m' обозначают спиновые компоненты вдоль оси квантования. Диагональные элементы ρ_{11} , ρ_{00} и $\rho_{-1,-1}$ для матрицы с единичным следом являются относительными вероятностями компонент спина мезона m принять значения 1, 0, и -1 соответственно, и которые должны быть равны 1/3 для случая неполяризованных частиц.

В системе покоя векторного мезона V , для распада $V \rightarrow h_1 + h_2$, где h_1 и h_2 являются псевдо-скалярными мезонами, угловое распределение

$W(\theta, \varphi) = dN/d\Omega$ продуктов распада имеет вид [2]:

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

Здесь θ является полярным углом между направлением движения h_1 и осью квантования, а φ есть азимутальный угол.

[2] К. Schilling, P. Seyboth, G.E. Wolf, Nucl. Phys. B **15** (1970) 397.

Определение поляризации адронов из угловых распределений продуктов их распада

Интегрируя по углу φ , мы получаем

$$W(\theta) = 0.75[(1 - \rho_{00}) + (3 \rho_{00} - 1) \cos^2\theta]. \quad (11)$$

Аналогично, интегрируя по углу θ , мы получаем

$$W(\varphi) = 0.5[1 - 2\cos(2\varphi)\text{Re } \rho_{1-1} + 2\sin(2\varphi) \text{Im } \rho_{1-1}]/\pi. \quad (12)$$

Мы видим, что отклонение ρ_{00} от $1/3$ приводит к неравномерному распределению продуктов распада по $\cos\theta$.

В отличие от поляризации гиперонов, параметр выстроенности спина векторных мезонов, ρ_{00} , не связан с направлением плоскости рассеяния, так как он зависит только от $\cos^2\theta$. Поэтому, невозможно измерить знак поляризации кварка посредством определения параметра выстроенности спина векторных мезонов. В [3] предполагается связь элементов матрицы ρ_{ij} с поляризацией валентного кварка и соответствующего антикварка, образующих векторный мезон. [3] Z.-T. Liang, X.-N. Wang, Phys. Lett. B 629 (2005) 20–26.

$$\rho_{00}^{V(\text{rec})} = \frac{1 - P_q P_{\bar{q}}}{3 + P_q P_{\bar{q}}}, \quad (13)$$

Определение поляризации адронов из угловых распределений продуктов их распада

Другая возможность измерения поляризации векторных мезонов реализуется в их распадах на пару фермион-антифермион[4]. Так, например, для измерения поляризации J/ψ -мезона используется анализ угловой зависимости его распада на $\mu^+\mu^-$ в спиральном базисе, в котором ось квантования направлена вдоль направления движения векторного мезона в лабораторной системе. Мы определяем θ^* как угол между импульсом μ^+ в системе покоя J/ψ и осью квантования. Нормированное угловое распределение μ^+ описывается выражением

$$I(\cos \theta^*) = 1.5(1 + \alpha \cos^2 \theta^*)/(\alpha + 3). \quad (14)$$

Параметр поляризации α связан с сечениями образования поперечно (σ_T) и продольно (σ_L) поляризованного векторного мезона соотношением $\alpha = (\sigma_T - 2\sigma_L)/(\sigma_T + 2\sigma_L)$.

$$(15)$$

Для ряда векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) возможно измерение элемента матрицы плотности ρ_{00} в моде распада на псевдоскалярные мезоны либо параметра α в модах их распадов на $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- . Имеется также возможность измерения для этих векторных мезонов односпиновой асимметрии A_N с использованием поперечно поляризованной мишени или пучка . [4] T. Affolder et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2886.

Некоторые полезные соотношения

Инвариантность сильных взаимодействий относительно вращения в пространстве приводит к соотношению $P_N(-x_F, p_T) = -P_N(x_F, p_T)$ (16) для соударений тождественных частиц и, как следствие, $P_N(0, p_T) = 0$, где $P_N(x_F, p_T)$ - поперечная поляризация гиперона.

Из сохранения четности в сильных взаимодействиях следует $P_N(x_F, p_T=0) = 0, A_N(x_F, p_T=0) = 0$, (17) поскольку нормаль к плоскости рассеяния в этом случае не определена. Существуют и динамические причины подавления P_N и A_N при малых поперечных импульсах p_T .

Анализ данных указывает на приближенное выполнение при высоких энергиях скейлинга P_N и A_N по переменным $x_A = (x_R + x_F)/2$ и $x_B = (x_R - x_F)/2$, (18) где $x_F = p^*_Z/p^*_{MAX}$, $x_R = p^*/p^*_{MAX}$ в с.ц.м.

Также, при высоких энергиях для реакции $A+B \rightarrow C+X$, справедливы соотношения $x_A \approx p_c \cdot p_b / p_a \cdot p_b \approx -u/s$, $x_B \approx p_c \cdot p_a / p_a \cdot p_b \approx -t/s$, где переменные Мандельстама $s=(p_a+p_b)^2$, $s=(p_a-p_c)^2$, $u=(p_b-p_c)^2$ выражаются через 4-импульсы частиц А, В и С. Также $x_A \approx E_{cm}(1+\cos\theta_{cm})/\sqrt{s}$; $x_B \approx E_{cm}(1-\cos\theta_{cm})/\sqrt{s}$, (19) где E_{cm} и θ_{cm} – энергия и угол образования частицы в с.ц.м.

Переменные x_A и x_B будут использоваться ниже при анализе данных. 10

Global Data Analysis: A_N

Inclusive reactions, in which was measured single-spin asymmetry (A_N) in hadron-hadron collisions (27 reactions).

N_{\circ}	Reaction	N_{\circ}	Reaction	N_{\circ}	Reaction
1	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \pi^+$	10	$p^{\uparrow} A \rightarrow J/\psi^{\uparrow}$	19	$\pi^+ p^{\uparrow} \rightarrow \pi^+$
2	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow \pi^-$	11	$p^{\uparrow} p \rightarrow \eta$	20	$\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow \pi^-$
3	$p^{\uparrow} p \rightarrow \pi^0$	12	$d^{\uparrow} A \rightarrow \pi^+$	21	$\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow \pi^0$
4	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow K^+$	13	$d^{\uparrow} A \rightarrow \pi^-$	22	$\pi^- d^{\uparrow} \rightarrow \pi^0$
5	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow K^-$	14	$\tilde{p}^{\uparrow} p \rightarrow \pi^+$	23	$K^- d^{\uparrow} \rightarrow \pi^0$
6	$p^{\uparrow} p \rightarrow K_s^0$	15	$\tilde{p}^{\uparrow} p \rightarrow \pi^-$	24	$K^- p^{\uparrow} \rightarrow \pi^0$
7	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow n$	16	$\tilde{p}^{\uparrow} p \rightarrow \pi^0$	25	$\pi^- p^{\uparrow} \rightarrow \eta$
8	$p^{\uparrow} p(A) \rightarrow p$	17	$\tilde{p}^{\uparrow} p \rightarrow \eta$	26	$\pi^- d^{\uparrow} \rightarrow \eta$
9	$p^{\uparrow} A \rightarrow \tilde{p}$	18	$\tilde{p} d^{\uparrow} \rightarrow \pi^0$	27	$\tilde{p} p^{\uparrow} \rightarrow \pi^0$

Всего 94 инклюзивных и 29 эксклюзивных реакций

Global Data Analysis: P_N

Inclusive reactions, in which was measured hyperon polarization (P_N) in hadron-hadron collisions (31 reactions).

N_{\circ}	Reaction	N_{\circ}	Reaction	N_{\circ}	Reaction
28	$p p(A) \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$	38	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	49	$K^- p \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$
29	$p A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	39	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	50	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$
30	$p A \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	40	$p A \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$	51	$\pi^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$
31	$p A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	41	$\Sigma^- A \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$	52	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$
32	$p p \rightarrow p^{\uparrow}$	42	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	53	$K^+ p \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$
33	$p A \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	43	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow}$	54	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$
34	$p A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	44	$p A \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$	55	$K^+ p \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$
35	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$	45	$\tilde{p} A \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$	56	$\pi^- p \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$
36	$p A \rightarrow \Sigma^{0\uparrow}$	46	$A_1 + A_2 \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$	57	$K^- p \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$
37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	47	$Au + Au \rightarrow \Lambda^{\uparrow(\text{Glob})}$	58	$\pi^- A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$
		48	$Au + Au \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow(\text{GloB})}$		

Global Data Analysis: A_N , P_N , ρ_{00}

Other inclusive reactions, in which was measured vector meson polarization and lepton induced reactions (24 reactions).

N_{\circ}	Reaction	N_{\circ}	Reaction	N_{\circ}	Reaction
59	$p A \rightarrow J/\psi^{\uparrow}$	68	$n A \rightarrow K^*(892)^{-\uparrow}$	74	$e^+ A \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$
60	$\tilde{p} A \rightarrow J/\psi^{\uparrow}$	69	$n A \rightarrow K^*(892)^{+\uparrow}$	75	$e^+ A \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow}$
61	$p A \rightarrow Y(1S)^{\uparrow}$	70	$p p \rightarrow \phi(1020)^{\uparrow}$	76	$e^+ p^{\uparrow} \rightarrow \pi^+$
62	$p A \rightarrow Y(2S)^{\uparrow}$	71	$\tilde{p} p \rightarrow \rho(770)^{\uparrow}$	77	$e^+ p^{\uparrow} \rightarrow \pi^-$
63	$p p \rightarrow Y(1S)^{\uparrow(\tilde{\lambda})}$	72	$AuAu \rightarrow \tilde{K}^*(892)^{0\uparrow}$	78	$e^+ p^{\uparrow} \rightarrow K^+$
64	$p p \rightarrow Y(2S)^{\uparrow(\tilde{\lambda})}$	73	$AuAu \rightarrow \phi(1020)^{\uparrow}$	79	$e^+ p^{\uparrow} \rightarrow K^-$
65	$p p \rightarrow Y(3S)^{\uparrow(\tilde{\lambda})}$			80	$\mu^- \text{6LiD}^{\uparrow} \rightarrow h^+$
66	$\tilde{p} p \rightarrow Y(1S)^{\uparrow}$			81	$\mu^- \text{6LiD}^{\uparrow} \rightarrow h^-$
67	$\tilde{p} p \rightarrow Y(2S)^{\uparrow}$			82	$\nu_{\mu} A \rightarrow \Lambda^{\uparrow}$

Global Data Analysis: A_N , ρ_{00} , ρ_{1-1}

Other inclusive reactions, in which A_N , ρ_{00} , ρ_{1-1} were measured (12 reactions).

№	Reaction	№	Reaction	№	Reaction
83	$p \uparrow p \rightarrow \pi^0$ Isolated	89	$K^+ p \rightarrow K^{*+} (\rho_{00})$	93	$p \uparrow A \rightarrow \mu^+$
84	$p \uparrow p \rightarrow \pi^0$ NotIsol	90	$K^+ p \rightarrow K^{*0} (\rho_{00})$	94	$p \uparrow A \rightarrow \mu^-$
85	$e^+ e^- \rightarrow K^{*0} (\rho_{00})$	91	$K^- p \rightarrow K^{*-} (\rho_{00})$		
86	$e^+ e^- \rightarrow K^{*0} (\rho_{1-1})$	92	$K^- p \rightarrow K^{*0} (\rho_{00})$		
87	$e^+ e^- \rightarrow \Lambda(P_N)$				
88	$e^+ e^- \rightarrow \tilde{\Lambda}(P_N)$				

Global Data Analysis: Exclusive reactions

Exclusive reactions, in which A_N or P_N was measured in hadron-hadron collisions (29 reactions).

№	Reaction	№	Reaction	№	Reaction
95	$\pi^+ n^\uparrow \rightarrow \eta p^\uparrow$	105	$K^- p^\uparrow \rightarrow \tilde{K}^0 n^\uparrow$	115	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow a_2 n^\uparrow$
96	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta n^\uparrow$	106	$K^- n^\uparrow \rightarrow \pi^- \Lambda^\uparrow$	116	$p p^\uparrow \rightarrow p p^\uparrow$
97	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta' n^\uparrow$	107	$K^- p^\uparrow \rightarrow \pi^- \Sigma^{+\uparrow}$	117	$p n^\uparrow \rightarrow p n^\uparrow$
98	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0 n^\uparrow$	108	$\tilde{K}^0 p^\uparrow \rightarrow \pi^+ \Lambda^\uparrow$	118	$p n^\uparrow \rightarrow n p^\uparrow$
99	$\pi^+ n^\uparrow \rightarrow \pi^0 p^\uparrow$	109	$\tilde{K}^0 p^\uparrow \rightarrow \pi^+ \Sigma^{0\uparrow}$	119	$\tilde{p} p^\uparrow \rightarrow n \tilde{n}^\uparrow$
100	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^- p^\uparrow$	110	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow K^0 \Lambda^\uparrow$	120	$\tilde{p} p^\uparrow \rightarrow \tilde{p} p^\uparrow$
101	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+ p^\uparrow$	111	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow K^+ \Sigma^{-\uparrow}$	121	$\tilde{p} p^\uparrow \rightarrow \pi^+ \pi^-$
102	$K^- p^\uparrow \rightarrow K^- p^\uparrow$	112	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow K^+ \Sigma^{+\uparrow}$	122	$\tilde{p} p^\uparrow \rightarrow K^+ K^-$
103	$K^+ p^\uparrow \rightarrow K^+ p^\uparrow$	113	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow K^{*0} \Lambda^\uparrow$	123	$p^\uparrow A \rightarrow \Lambda^\uparrow K^+ N$
104	$K^+ n^\uparrow \rightarrow K^0 p^\uparrow$	114	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \omega n^\uparrow$		

Все эти данные (123 реакции) включены в глобальный анализ.

Дополнительная физическая мотивация

К настоящему моменту накоплены данные по десяткам реакций, но их точность, как правило, недостаточно высокая, а кинематическая область сильно ограничена. Все это не позволяет сделать однозначные выводы о происхождении поляризационных эффектов и даже об их зависимости от различных переменных (p_T , x_F , \sqrt{s} , A_1 , A_2 , N_{ch} , квантовые переменные, кварковый состав адронов).

Предлагается значительно увеличить объем поляризационных данных и их точность. Это позволит создать модели, адекватно описывающие всю имеющуюся совокупность данных. Модели позволяют найти критические области по кинематическим и другим переменным, где наблюдаемые осциллируют, меняют знак, имеют экстремум, резонансное либо пороговое поведение. Актуальна проверка предсказаний моделей в этих областях, поскольку она позволит сделать выводы об их справедливости.

Модели поляризационных явлений

Поперечная односпиновая асимметрия адронов (A_N) и поляризация гиперонов и антигиперонов (P_N) оказались много больше предсказываемых в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики (т.в. КХД) величин [5,6].

Поляризация кварка в жестком подпроцессе оказывается малой в силу векторного характера взаимодействия и приближенной киральной инвариантности лагранжиана в КХД, а спиральность сохраняется с точностью до членов $O(m_q/\sqrt{s})$.

$$L = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu + g\gamma^\mu A_\mu - m)q - \frac{1}{2}\text{Tr} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu},$$

где $G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu]$ — тензор напряжённостей глюонного поля

$$\text{а } A_\mu \equiv \sum_{a=1}^8 A_\mu^a t^a \text{ есть само глюонное поле.}$$

Требуемая для объяснения наблюдаемых асимметрий $A_N \sim \text{Im}(F_{nf}F_f^*)$ генерация сдвига фаз амплитуд с изменением спиральности (F_f) и без изменения спиральности (F_{nf}) не обеспечивается взаимодействиями на малых расстояниях и, по-видимому, является следствием непертурбативных эффектов [6].

[5] G.Kane, J.Pumplin and W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41**(1978) 1689.

[6] С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин. УФН **164** (1994) №10, с. 1073.

Модели поляризационных явлений: т.в. КХД

Для безмассовых кварков киральность и спиральность совпадают:

$$\begin{aligned}\psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, & \psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \\ \psi_{1/2} &= \psi_R, & \psi_{-1/2} &= \psi_L.\end{aligned}\tag{20}$$

КХД-взаимодействия одинаковы как для левых, так и для правых кварков:

$$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A^\mu = \bar{\psi}_L\gamma_\mu\psi_L A^\mu + \bar{\psi}_R\gamma_\mu\psi_R A^\mu,\tag{21}$$

и поэтому не приводят к перевороту спиральности. Безмассовые частицы будут всегда оставаться либо левыми, либо правыми. Учет массы токовых кварков приводит к небольшой амплитуде с переворотом спиральности и небольшой поляризации кварков:

$$P_q \propto \alpha_s m_q / p_T \approx 0.1\%,\tag{22}$$

происхождение которой связано с учетом вклада диаграмм с ненулевой мнимой частью [6]. Здесь α_s - константа сильного взаимодействия, m_q - токовая масса кварка, а p_T - характерный поперечный импульс кварка. Аналогично,

$$A_N \propto \alpha_s m_q / p_T,\tag{22a}$$

что характерно для вкладов высших твистов.

Механизмы Сиверса и Коллинза

В этих механизмах, как и в ряде других, предполагается факторизация пертурбативных и непертурбативных факторов. Жесткое рассеяние партонов (кварков и глюонов) описывается в таких моделях в рамках теории возмущений КХД. Мягкие процессы (с небольшой передачей импульса) учитываются, например, через введение структурных функций и функций фрагментации поляризованных партонов в адроны, которые находятся из эксперимента и учитывают предсказываемую из теории эволюцию этих функций при изменении переданного импульса.

В основе этих подходов лежит предположение о существовании зависящих от спина и поперечного импульса функций распределения кварков (TMD) в поляризованном протоне (Sivers)[7], либо функций фрагментации поляризованных кварков в адроны (Collins)[8]. Существует корреляция между направлением спина и распределением по поперечному импульсу кварков.

$$A_N \propto \alpha_s m_q / p_T.$$

[7] D.W.Sivers, Phys. Rev. D 41 (1990) 83.

[8] J.C. Collins, Nucl. Phys. B 396 (1993) 161.

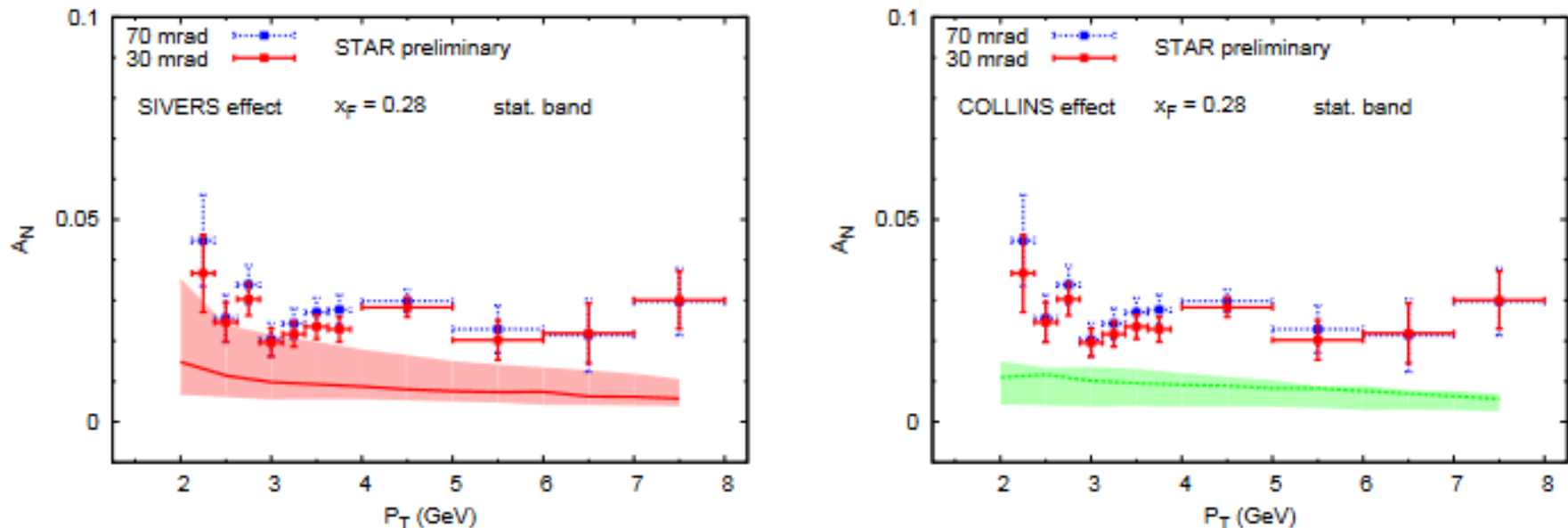
Механизмы Сиверса и Коллинза

Данные STAR для π^0 -мезонов при энергии $\sqrt{s}=500$ ГэВ [9] при достигнутых на сегодняшний день поперечных импульсах $2 \leq p_T \leq 7.5$ ГэВ/с не указывают на уменьшение $A_N(p_T)$ при увеличении p_T . Эти данные на Рис.1 представлены в сравнении с предсказаниями моделей Сиверса [7] (слева) и Коллинза [8] (справа). Расчеты выполнены в [10].

[9] G. Igo (for the STAR Collaboration), AIP Conf. Proc. 1523 (2013) 188. $p \uparrow p \rightarrow \pi^0 X$.

[10] M. Anselmino et al., Sivers effect and the single spin asymmetry A_N in $p \uparrow p \rightarrow hX$ processes: 2013. arXiv: hep-ph/1304.7691.

Рис.1



Модель хромомагнитной струны

Модель Рыскина (называемая также моделью хромомагнитной струны) отличается простотой и наглядностью механизма поляризационных явлений и возможностью его применения в качестве объяснения поляризации гиперонов в соударениях неполяризованных частиц и односпиновой асимметрии адронов, в соударениях поляризованной и неполяризованной частиц [20, 21,22].

Большие наблюдаемые поляризационные эффекты в $A^\uparrow + B \rightarrow C + X$ связаны, видимо, с большими расстояниями ($r \gg 1/q_T$) и могут дать информацию о механизмах адронизации и конфайнмента. В модели странный кварк со спином вверх чаще вылетает вправо, чем влево. Такой результат получается, если принять во внимание взаимодействие цветового магнитного момента μ кварка с хромомагнитным полем, возникающим после соударения, на стадии адронизации (это эффект Штерна-Герлаха в неоднородном поле) [20]. После соударения и обмена цветным глюоном (цветовой перезарядки) между сталкивающимися адронами натягивается трубка цветового потока (струна).

[20] М.Г. Рыскин, ЯФ. 48 (1988) 1114.

[21] M.G. Ryskin, Polarization phenomena and confinement forces: In Proc. of the Int. Conf. on Quark Confinement and the Hadron Spectrum, edited by N.Brambilla and G.M.Prosperi. Como, Italy, 20-24 June 1994.: Singapore, River Edge, N.J.: World Scientific, 1995. P. 261.

[22] С.Б. Нурушев, М.Г.Рыскин, ЯФ. 69 (2006) 138-146.

Модель хромомагнитной струны

Как показано в работах [23,24], вокруг трубки возникает хромомагнитное поле (как вокруг проводника с током). Схематическое изображение трубки цветового потока (КХД струны) между кварком и антикварком показано на Рис. 6.

[23] А.Б. Мигдал и С.Б. Хохлачев, Письма ЖЭТФ. 41 (1985) 159:

[24] А.Б. Мигдал и С.Б. Хохлачев и С.Б. Щур, ЖЭТФ. 91 (1986) 745.

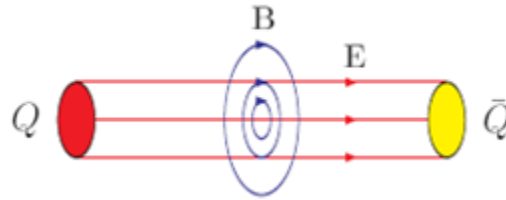


Рис.6

Рис. 6. Схематическая картина трубки цветового потока между кварком и антикварком. Продольные линии показывают направление хромо-электрического поля **E**, а круговые направление хромомагнитного поля **B**.

Характерная напряженность хромомагнитного поля [20],

$$\mathbf{B} \simeq \sqrt{[\alpha_s(R_c)]/1,6R_c^2} \approx 0.05 \text{ ГэВ}^2, \quad (23)$$

где $R_c \approx 1/(400 \text{ МэВ})$ - расстояние, на котором константа α_s начинает резко меняться, что больше характерного размера инстантона $\rho \simeq 1/(600 \text{ МэВ})$, $\alpha_s \approx 1/2$. На этих расстояниях надо уже использовать не токовую массу кварка, а динамическую массу, которую приобретает кварк в результате взаимодействия с инстантонами после спонтанного нарушения киральной симметрии, $M_q \simeq 330 \text{ МэВ}$.

Модель хромомангнитной струны

Хромомангнитный момент μ вылетающего из области взаимодействия кварка взаимодействует с полем \mathbf{B} . Неоднородное хромомангнитное поле сообщает кварку со спином вверх дополнительный поперечный импульс δq_T , направленный вправо, а кварку со спином вниз – влево [20]:

$$\delta q_T \simeq \mathbf{B}\mu \simeq -4/3\alpha_s/(2M_q 1.6R^2_c) \approx -100 \text{ МэВ}/c. \quad (24)$$

Силы, действующие со стороны неоднородного хромомангнитного поля \mathbf{B} (аналог эффекта Штерна-Герлаха [25]), смещают спектры наблюдаемых адронов влево или вправо по шкале поперечных импульсов, что и приводит к наблюдаемой односпиновой асимметрии A_N на уровне кварков:

$$A_q = [d\sigma(q_T + \delta q_T) - d\sigma(q_T - \delta q_T)] / [d\sigma(q_T + \delta q_T) + d\sigma(q_T - \delta q_T)] \approx \\ \approx \delta q_T \partial / \partial p_T [\ln(d^3\sigma/d^3p)] = \mathbf{D}\delta q_T, \quad (25)$$

где $\mathbf{D} = \partial / \partial p_T [\ln(d^3\sigma/d^3p)] \approx -4.19 \text{ ГэВ}^{-1}$ – характерный наклон спектра [22].

Для A_q получаем величину порядка 0.419.

$$\text{Общая формула на уровне адронов: } A_N(x) = P_q(x)A_q(x)w(x), \quad (26)$$

где $P_q(x)$ - поляризация начального кварка, $w(x)$ - представляет относительный вклад рассматриваемого канала в партон-партоновые взаимодействия (фактор «разбавления»). Таким образом зависимость от кинематических переменных в (26) в многом обусловлена уменьшением вклада постоянной A_q за счет не зависящих от спина (или поляризации) процессов, например глюон-глюонных взаимодействий. [25] Gerlach Von W. and Stern O. // Z. Phys. 1921. Vol. 8. P. 110.

Модель хромомангнитной струны

Сравнение данных эксперимента E704 [26] с предсказаниями модели хромомангнитной струны [22] представлено на Рис. 7.

[26] D.L. Adams et al., Phys. Lett. B264 (1991) 462-466. $p = 200$ ГэВ/с. E704
 [27] A. Bravar et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 2626.

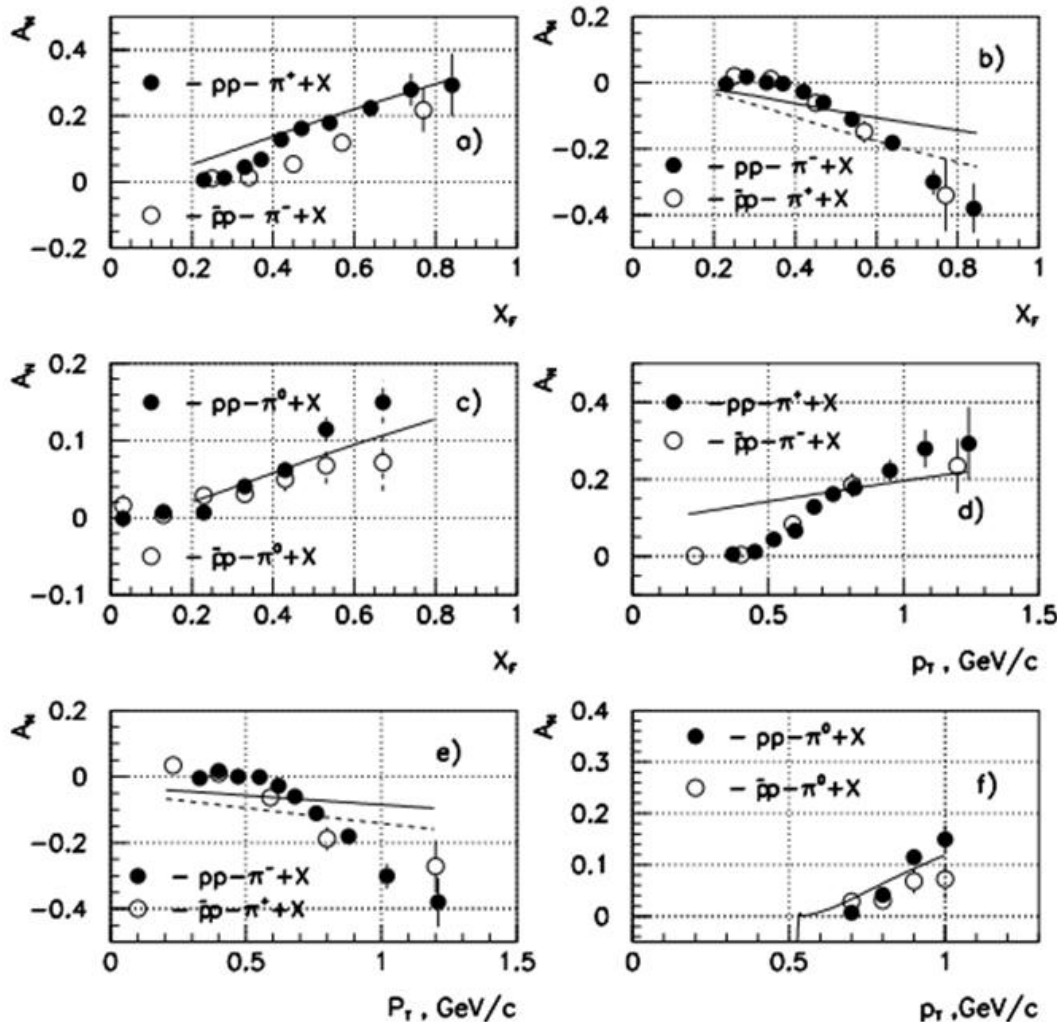


Рис. 7. Сравнение данных для $p \uparrow p$ (черные кружочки) [26] и $\tilde{p} \uparrow p$ (открытые кружочки)[27] и проверка правил зарядового сопряжения

$$A_N(\tilde{p}(\uparrow) + p \rightarrow \pi^0 + X) = A_N(p(\uparrow) + p \rightarrow \pi^0 + X) \quad (27)$$

и

$$A_N(\tilde{p}(\uparrow) + p \rightarrow \pi^\pm + X) \approx A_N(p(\uparrow) + p \rightarrow \pi^\mp + X). \quad (28)$$

из работы [22].

Рис.7

Поляризация барионов в механизме прецессии Томаса

В модели прецессии Томаса, созданной Т.DeGrand и Н.Miettinen для объяснения поляризации барионов в адрон-адронных соударениях, основные соотношения следуют из картины рекомбинации и SU(6) симметрии кварковой модели и не зависят от конкретного механизма на кварковом уровне [28].

Сформулировали следующее простое правило: медленные партоны в результате рекомбинации имеют спин, направленный преимущественно вниз, а быстрые – вверх, относительно псевдовектора нормали к плоскости рассеяния. Предложен конкретный полуклассический динамический механизм генерации поляризации, основанный на эффекте прецессии Томаса [29] в процессе рекомбинации кварков. Предполагается, что быстрые валентные кварки тормозятся, а медленные морские кварки ускоряются в процессе рекомбинации, так что их скорости \mathbf{V} , в среднем, выравниваются. Поскольку кварки имеют поперечный импульс, направление действующей на них силы \mathbf{F} и направление их скорости не совпадают, что приводит к прецессии Томаса спина кварка и к дополнительному эффективному вкладу в гамильтониан $U = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_T$, где частота прецессии Томаса $\boldsymbol{\omega}_T = [\mathbf{F} \times \mathbf{V}] \gamma / (1 + \gamma) / m_q$, (29) где \mathbf{s} - спин кварка, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ и m_q - масса кварка, на которую действует сила \mathbf{F} [30].

[28] DeGrand T.A., Miettinen H. // Phys. Rev. 1981. Vol.D 24. P. 2419.

[29] Thomas L.H. // Philos. Mag. 1927. Vol. 3. P. 1.

Поляризация барионов в механизме прецессии Томаса

В рамках теории возмущений квантовой механики амплитуда рассеяния для процесса $pp \rightarrow \Lambda^{\uparrow} X$ может быть выражена, как

$$A_S \propto 1/(\Delta E_0 + \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_T) \quad (30)$$

где $\Delta E_0 > 0$ и является разницей энергий в промежуточном и конечном состояниях, в отсутствие спиновых эффектов [28]. В ведущем порядке по ω_T , $\mathbf{P}(p \rightarrow \Lambda) = -\boldsymbol{\omega}_T/\Delta E_0$, (31)

которая, очевидно, антипараллельна псевдовектору прецессии Томаса $\boldsymbol{\omega}_T$.

Качественные предсказания модели для максимальной поляризации барионов: [30] DeGrand T.A., Miettinen H. Phys. Rev. 1985. Vol.D **31**. P. 661.

$$\begin{aligned} n \rightarrow \Xi^0 &= -\epsilon/3 - 2\delta/3; & p \rightarrow \Sigma^- &= (4\epsilon - \delta)/6; & p(n) \rightarrow \Lambda &= -\epsilon; & p(n) \rightarrow \tilde{\Lambda} &= 0; \\ p \rightarrow \Xi^- &= -\epsilon/3 - 2\delta/3; & p \rightarrow \Sigma^+ &= 2\epsilon/3 - \delta/6; & \Sigma^+ \rightarrow \Lambda &= -2\epsilon/3 + \delta/6; & & \\ \pi, K^+ \rightarrow \Lambda &= -\delta/2; & K^- \rightarrow \Lambda &= +\epsilon, \end{aligned} \quad \text{где параметры модели } \epsilon \approx \delta \approx 1/3. \quad (32)$$

Имеющиеся на сегодня более точные данные исключают их объяснение только механизмом прецессии Томаса. Так, $|P_N(p \rightarrow \Xi^0, \Xi^-)| \leq 0.15 \approx \epsilon/2$, что противоречит (32). Поляризация антигиперонов также не равна нулю для протонного пучка.

[31] Gourlay S.A. et al. Phys. Rev. Lett. 1986, v. 56, p. 2244. Смотри также препринт [32] V.V.Abramov, IHEP 2001-13 (2001) с обзором имеющихся данных по поляризации гиперонов.

<http://web.ihep.su/library/pubs/prep2001/ps/2001-13.pdf>

Поляризация барионов в механизме прецессии Томаса

Однако, не исключен вклад этого механизма в качестве дополнительного к основному, который ещё предстоит определить.

Сравнение данных по P_N для $p+p(A) \rightarrow \Lambda \uparrow X$ и предсказаний модели прецессии Томаса показано на Рис.8 в зависимости от x_F (слева) и p_T (справа).
из [28] DeGrand T.A., Miettinen H. // Phys. Rev. 1981. Vol.D 24. P. 2419.

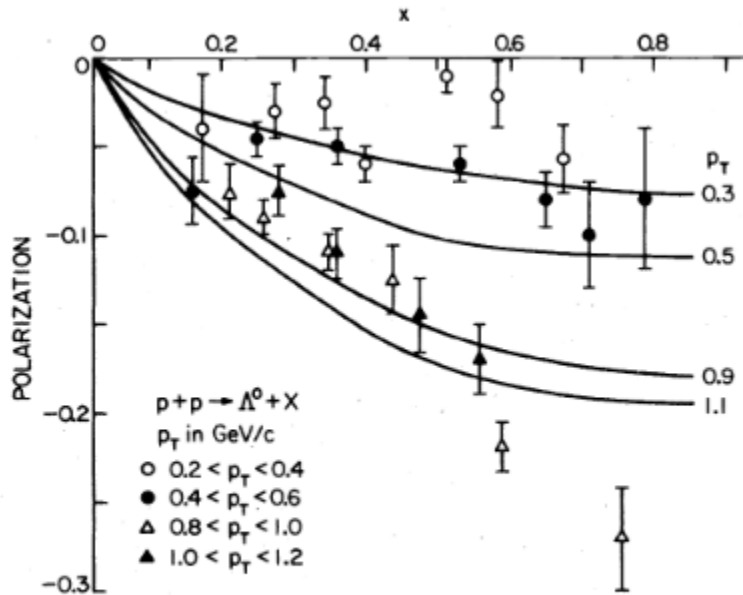


FIG. 5. Polarization asymmetry for $p \rightarrow \Lambda$ at fixed x_F vs p_{\perp} . Data from Ref. 5; rough fit from the model described in the text.

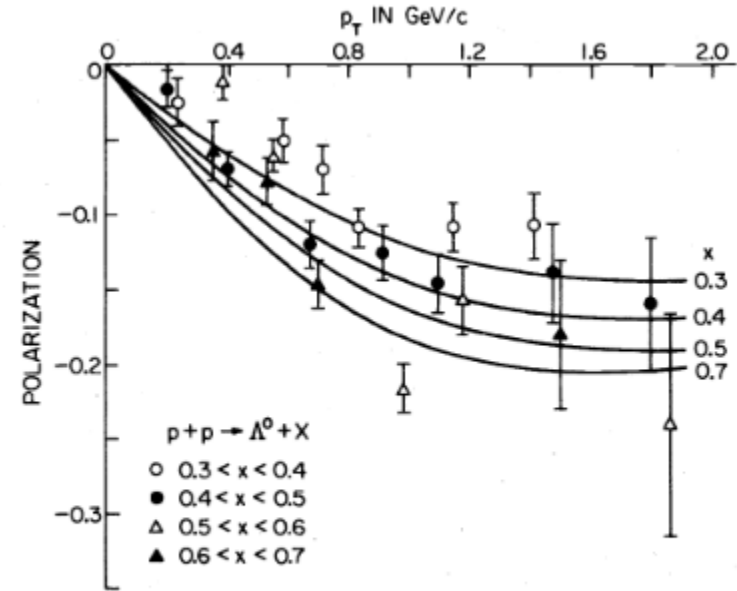


FIG. 6. Polarization asymmetry for $p \rightarrow \Lambda$ at fixed p_{\perp} vs x_F . Data from Ref. 5; rough fit from the model described in the text.

Модель хромомангнитной поляризации кварков (ХПК)

В модели ХПК также предполагается возникновение кругового поперечного хромомангнитного поля \mathbf{B}^a в области взаимодействия адронов. Поле \mathbf{B}^a создается движущимися в направлении сталкивающихся адронов составляющими **кварками-спектаторами**, валентными, а также морскими, образующиеся из вакуума в процессе взаимодействия. В отличие от модели Рыскина именно движение кварков создает хромомангнитное поле, подобно тому, как движущиеся в проводнике электроны создают круговое поперечное магнитное поле.

Спектаторы - все те кварки, которые не войдут в состав наблюдаемого адрона.

Также, как в модели Рыскина, поляризационные эффекты возникают в результате действия сил Штерна-Герлаха в неоднородном поле \mathbf{B}^a на хромомангнитный момент **тестовых кварков** $\mu^a_Q = sg^a g_s / 2M_Q$, где s – спин кварка, g_s – цветовой (33) заряд кварка, g^a – цветовой гиромангнитный фактор Ланде, M_Q – динамическая масса составляющего кварка. **Тестовые кварки - которые войдут в состав адрона.**

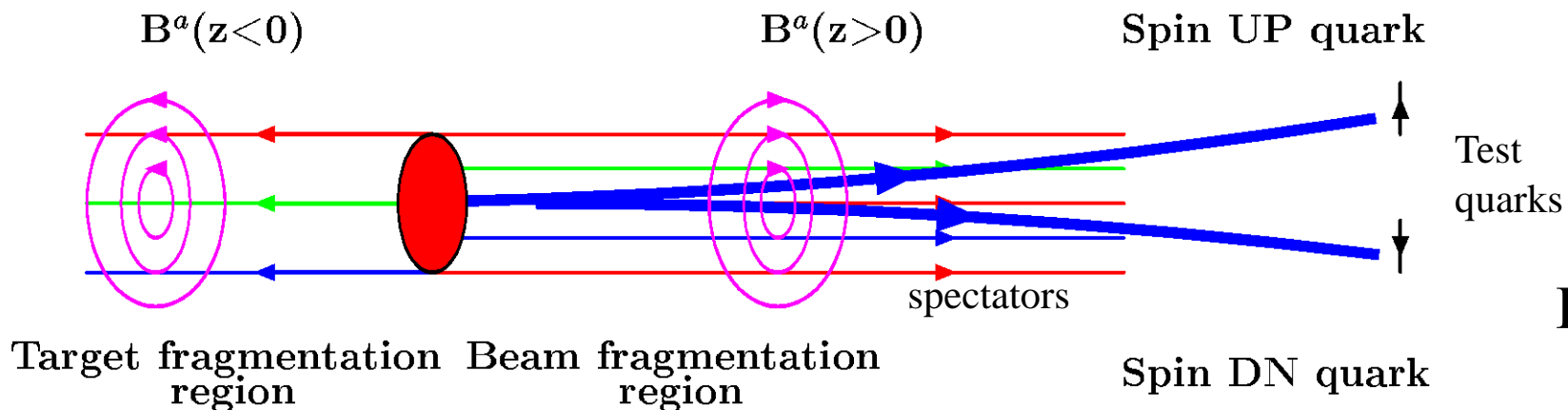


Рис. 9

STERN-GERLACH APPARATUS

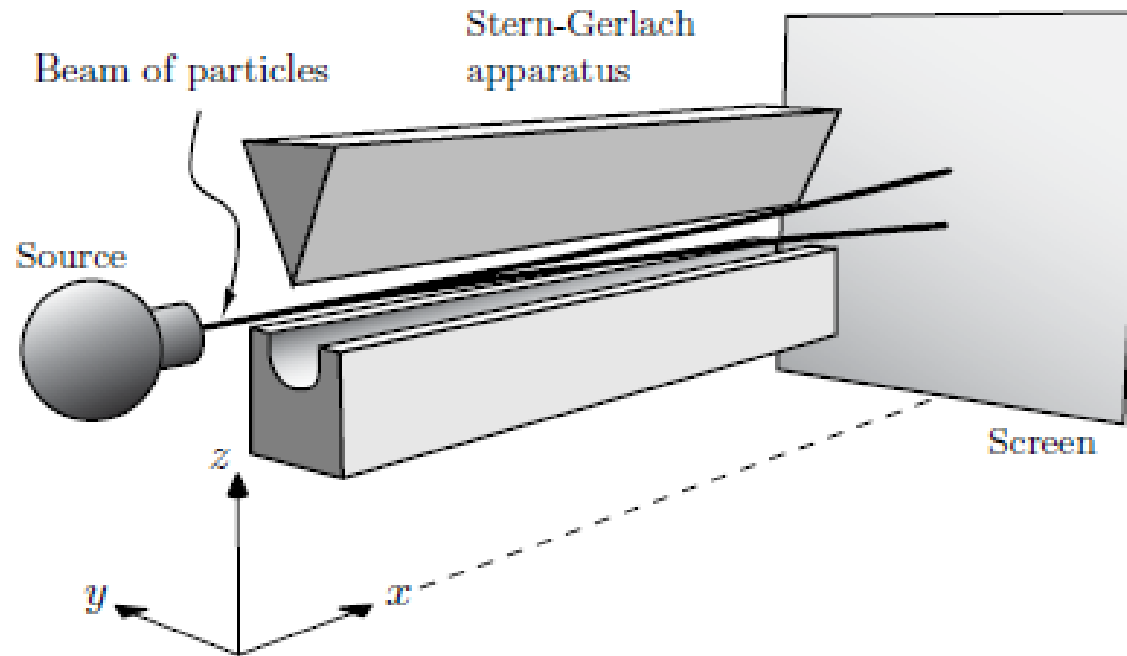


FIGURE 3.1. Schematic setup of a Stern-Gerlach experiment for measuring the spin. Particles in a strongly inhomogeneous magnetic field are deflected according to the component of the magnetic moment in the direction of the gradient of \mathbf{B} .

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

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

(34)

Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

Задача: получить в квазиклассическом приближении δq_T , как функцию кинематических и других переменных. Нет необходимости учитывать фон! Зависимость от переменных заложена самой динамикой взаимодействия!

Отметим также основные отличия модели ХПК от модели Рыскина:

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

$$\mathbf{V}_X = -\mathbf{V}_0 y / \rho; \quad \mathbf{V}_Y = \mathbf{V}_0 x / \rho; \quad \mathbf{V}_0 = 2\alpha_s v / \rho^2; \quad \mathbf{V}^a(\mathbf{r} > \rho) = 0. \quad (35)$$

$\mathbf{V}_0 \approx 2 \cdot 1.14 / 2.08^2 \text{ ГэВ}^2 = 0.53 \text{ ГэВ}^2 = 0.76 \cdot 10^{15} \text{ Тл}$ – характерное поле ($v=1$), где $1 \text{ Тл} \approx 0.693 \cdot 10^{15} \text{ ГэВ}^2$; $\alpha_s = g_s^2 / 4\pi$; $g_s = \pm \sqrt{4\pi\alpha_s}$, + для кварка.

v – взвешенное со цветовыми факторами число кварков-спектаторов.

2) Учет зависимости δq_T (а также \mathbf{V} и v) от числа кварков-спектаторов.

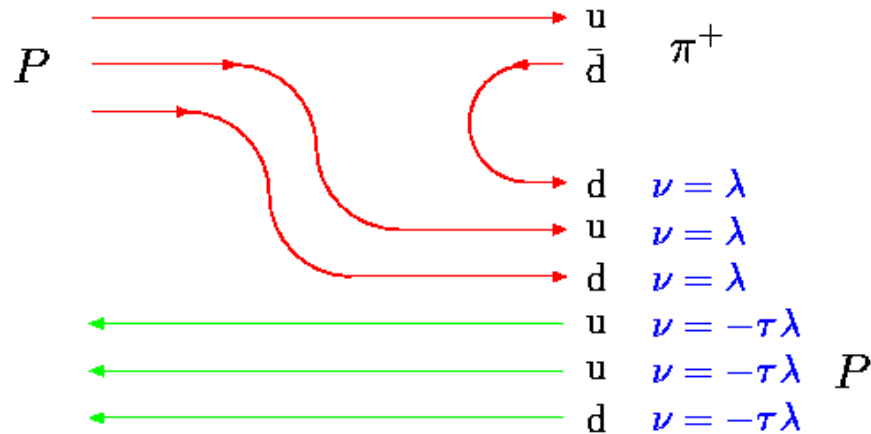
Правила кваркового счета для вклада кварков- и антикварков-спектаторов в v .

Тестовые кварки и кварки-спектаторы взаимодействуют между собой попарно.

Вес, с которым пара вносит вклад в v зависит от цветовых факторов C_F для qq и $q\tilde{q}$ взаимодействий, а также от кинематических переменных. $v(q\tilde{q}) = v(\tilde{q}q) = 1$;

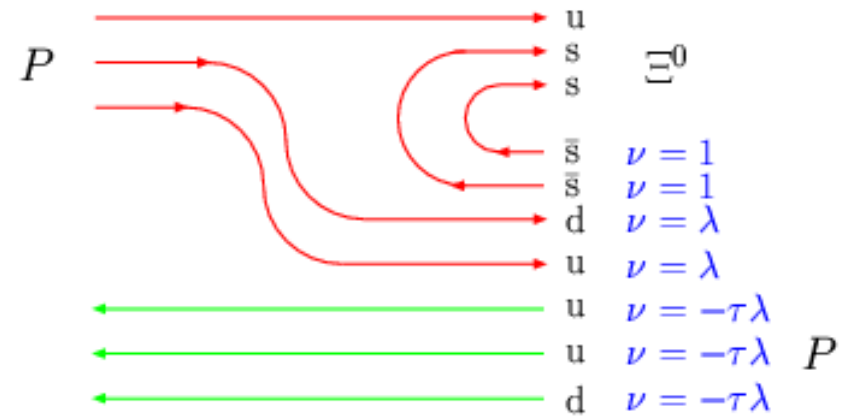
$v(qq) = v(\tilde{q}\tilde{q}) = \lambda \approx -1/7$. Вес кварков-спектаторов мишени дополнительно подавлен фактором $-\tau$, поскольку они движутся в противоположном направлении и почти не успевают воздействовать на тестовый кварк, движущийся вперед.

Правила кваркового счета для v_A



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

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



$$p + p \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$$

$$\int \mathbf{E}^a \sim \int \mathbf{B}^a \sim v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] > 0 \quad (36)$$

$$A_N \sim P_U v_A (g^a_U - 2)/2M_U > 0; \quad P_N \sim v_A (g^a_S - 2)/2M_S < 0. \quad (37)$$

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

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

Доминируют антитриплет и синглет. Притяжение между кварками.

➤ S.P. Baranov, Phys. Rev. D54, 3228 (1996). $|\Psi(0)|^2 \sim (C_F \alpha_S)^3$. (38)

➤ $\lambda = -|\psi_{qq}(0)|^2/|\psi_{q\tilde{q}}(0)|^2 \approx -1/8$ цветовой фактор (39)

➤ $\lambda = -0.13529 \pm 0.00009$, $\tau = 0.02896 \pm 0.00009$ для 123 реакций.³¹

Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

3) Учет прецессии спина кварка в поле \mathbf{V}^a . Уравнение (аналог) Т-БМТ:

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{V}^a]; \quad a = g_s(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q; \quad (M_Q \approx 0.3 \text{ ГэВ}). \quad (42)$$

4) Продольная протяженность поля \mathbf{V}^a : $S=S_0x_A$ ($x_F>0$); $S=S_0x_B$ ($x_F<0$). (43)

$x_A = (x_R + x_F)/2$; $x_B = (x_R - x_F)/2$. Поле \mathbf{V}^a - не точечный объект. $S_0 \approx 1$ Фм.

5) Используется $\alpha_s = 1.1425$ из АРТ (Д.Ширков) вместо $\alpha_s \approx 0.5$ из т.в. КХД.
[33] D. V. Shirkov and A. V. Zayakin, Yad. Fiz. **70**, 808 (2007)

6) Поляризация составляющих кварков $P_q = \xi^0_y$ равна ± 1 (для u и d).
В модели Рыскина $P_q \propto \pm x$ - доле импульса протона, уносимой кварком.

В кварковой модели SU(6) поляризация равна: $P_U = +2/3$, $P_D = -1/3$.

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

$$\mu^a_Q = sg^a_Q g_s / 2M_Q - \text{хромомангнитный момент составляющего кварка.} \quad (44)$$

$$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2 < 0 - \text{аномальный хромомангнитный момент.} \quad (45)$$

8) Силы Штерна-Герлаха (гамильтониан $H = \mu^a \mathbf{V}^a$, t- нечетный):

$$\mathbf{f}_x \approx \mu^a_x \partial \mathbf{V}^a_x / \partial x + \mu^a_y \partial \mathbf{V}^a_y / \partial x; \quad \mathbf{f}_y \approx \mu^a_x \partial \mathbf{V}^a_x / \partial y + \mu^a_y \partial \mathbf{V}^a_y / \partial y. \quad (46)$$

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

$$\xi = M\xi^0, \quad (\text{эволюция поляризации в магнитном поле}) \quad (47)$$

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

$$M = \frac{1}{B^2} \begin{pmatrix} B_y^2 \cos(ks) + B_x^2 & B_x B_y [1 - \cos(ks)] & -B_y B \sin(ks) \\ B_x B_y [1 - \cos(ks)] & B_x^2 \cos(ks) + B_y^2 & B_x B \sin(ks) \\ B_y B \sin(ks) & -B_x B \sin(ks) & B^2 \cos(ks) \end{pmatrix}, \quad (48)$$

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

$$\varphi_A = k \cdot s; \quad (49)$$

$$\xi^0 = (0, \xi_y, 0), \quad (\text{начальное значение поляризации}) \quad (50)$$

$$\xi = (\xi_y^0 / B^2 [B_x B_y (1 - \cos \varphi_A), B_x^2 \cos \varphi_A + B_y^2, -B_x B \sin \varphi_A]). \quad (51)$$

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

$$\xi_y = \xi_y^0 / B^2 [B_x^2 \cos \varphi_A + B_y^2], \quad \varphi_A = kS = aBS/v - \text{угол прецессии.} \quad (52)$$

$$\text{Далее полагаем: } \mathbf{B}_X = -\mathbf{B}_0 y / \rho; \quad \mathbf{B}_Y = \mathbf{B}_0 x / \rho; \quad \mathbf{B}_0 = 2\alpha_s v / \rho^2; \quad \mathbf{B}^a(\mathbf{r} > \rho) = \mathbf{0}. \quad (53)$$

Прецессия спина кварка в цветовом поле

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}^a] \quad (\text{аналог Т-ВМТ-уравнения}) \quad (54)$$

$$a = g_s(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (55)$$

Динамические массы $M_U \approx M_D \approx 0.3$ ГэВ, E_Q – энергия кварка в с.ц.м.

$M_Q = m_q + \Delta M_Q(q)$ – динамическая масса кварка (m_q и $\Delta M_Q(q)$ – глобальные феноменологические параметры модели ХПК, m_q – токовая масса.

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

При высоких энергиях кварка частота прецессии спина кварка пропорциональна

$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2$ и обратно пропорциональна массе кварка.

➤ Благодаря спонтанному нарушению киральной симметрии у кварка появляются масса $\Delta M_Q(q)$ и $\Delta\mu^a_Q(q) < 0$.

➤ При энергии u и d-кварков $E_Q = -M_Q/\Delta\mu^a_Q \approx 0.7$ ГэВ $\mathbf{a} = \mathbf{0}$ и прецессии спина кварка не происходит, а поляризационные эффекты становятся максимальными.

Полагая $E_Q \approx \sqrt{s} M_Q/2 \sum M_Q$, получаем характерную энергию:

$$\sqrt{s} = E_R \approx 4 \sum M_Q / (2 - g^a_Q). \quad (56)$$

Например, для $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^- + X$, из глобального фита $E_R = 3.75 \pm 0.32$ ГэВ.

Аномальный хромомагнитный момент

В инстантонной модели: $\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.4$ (N. Kochelev); [34] (57)
(D. Diakonov). [35]

После учета фактора 4 в [35] оценка Дьяконова тоже дает -0.4.

➤ Получены модельно-зависимые (в рамках ХПК) оценки $\Delta\mu^a_Q$ для u,d,s,c,b-кварков из глобального анализа поляризационных данных:

➤ $\Delta\mu^a_Q(u,c) = -0.4839 \pm 0.0017,$ $q=+2/3;$ (58)

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

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

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

Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

9) Сила, действующая на хромоманнитный момент тестового кварка, будет осциллирующей функцией времени прохождения в поле t или расстояния S :

$$\mathbf{f}_x = \mu^a_y \mathbf{B}_0/\rho = \mu^a \xi^0_y \mathbf{B}_0/\rho [(y/r)^2 \cos\phi + (x/r)^2], \quad \langle \mathbf{f}_y \rangle = \langle -\mu^a_x \mathbf{B}_0/\rho \rangle = 0, \quad (60)$$

$$\text{где угол прецессии } \phi = \mathbf{aB}^a \mathbf{S}/v = \mathbf{taB}_0 \mathbf{r}/\rho, \quad \mathbf{a} = \mathbf{g}_s(\mathbf{g}^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (61)$$

из уравнения Т-ВМТ: $d\xi/dt \approx \mathbf{a}[\xi \mathbf{B}^a]$.

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

$$\delta \mathbf{p}_x = 1/(\pi \rho^2) \iint \mathbf{f}_x 2\pi r dr dt = \mu^a \xi^0_y \cdot \mathbf{G}(\varphi_A)/(\mathbf{a}\rho), \quad (62)$$

$$\mathbf{G}(\varphi_A) = [(1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A], \quad (63)$$

где $\varepsilon=1/2$. Далее мы обобщаем уравнение (63) и полагаем ε свободным параметром. Глобальный фит поляризационных данных дает значение $\varepsilon = -0.005056 \pm 0.000008$ - глобальный параметр модели ХПК. Возможное объяснение - влияние продольного хромозлектрического поля \mathbf{E}^a , действующего на цветовой заряд кварка \mathbf{g}_s , что приводит к **прецессии Томаса** и почти компенсирует линейный по углу прецессии φ_A вклад в $\mathbf{G}(\varphi_A)$ в (63). Причиной может быть также другая геометрия поля и другие факторы.

Дополнительный поперечный импульс, приобретаемый кварком Q в результате действия сил Штерна-Герлаха

Дополнительный поперечный импульс кварка $\delta\mathbf{p}_x$, зависящий от его поляризации, приводит к азимутальной асимметрии A_N , либо к поперечной поляризации бариона P_N .

$$\delta\mathbf{p}_x = g^a_Q \xi^0_y [(1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A]/2\rho/(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q), \quad (65)$$

$$\varphi_A = \omega_A \mathbf{x}_A \quad \text{«угол прецессии кварка в области фрагментации A»}. \quad (66)$$

$$\omega_A = g_s \alpha_s \mathbf{v}_A \mathbf{S}_0 (g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/(M_Q c \rho^2) \quad \text{«частота осцилл.»} \quad (67)$$

$$\mathbf{x}_{A(B)} = (\mathbf{x}_R \pm \mathbf{x}_F)/2 \quad \text{скейлинговые переменные} \quad (68)$$

Частота осцилляций ω_A пропорциональна m_R :

$$m_R = S_0/\rho^2 \approx 0.3570 \pm 0.0005 \text{ ГэВ}; \quad \varepsilon = -0.005056 \pm 0.000008; \quad (69)$$

$$A_N \text{ или } P_N \approx -\delta p_x D; \quad [20] \quad (\text{Рыскин, 1988}) \quad (70)$$

$$D \approx -\partial/\partial p_T \ln(d^3\sigma/d^3p); \quad D \approx 4.19 \text{ ГэВ}^{-1}; \quad (71)$$

$$D_R = D/\rho \approx 0.8090 \pm 0.0059, \quad \text{для 53 инклюзивных реакций из 94.} \quad (72)$$

Зависимость эффективного цветового поля B^a в модели ХПК от \sqrt{s} и атомных весов A_1, A_2

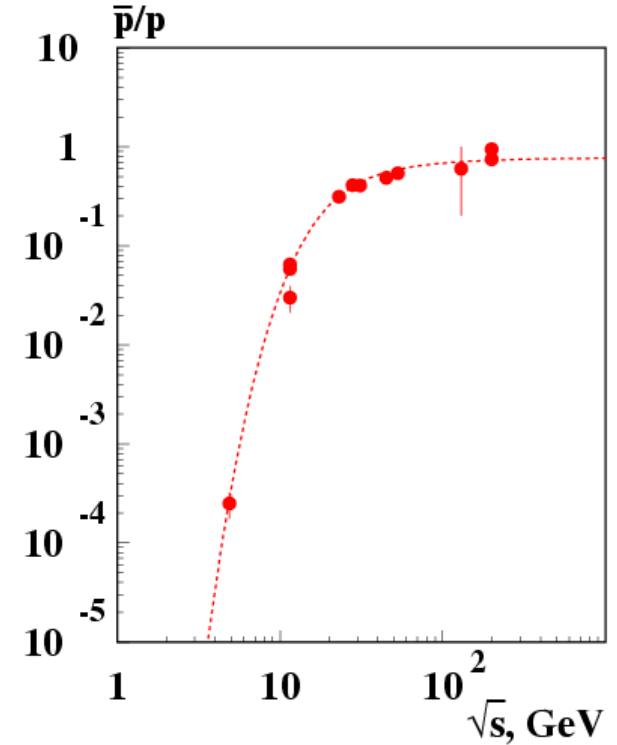
Образование при высокой энергии \sqrt{s} новых кварков и антикварков изменяет интенсивность цветового поля.

В случае соударений ионов эффективное число кварков и антикварков, участвующих в создании цветового поля равно их числу в трубке с радиусом, ограниченным конфайнментом:

$$q_A = 3(1+f_N)A_{\text{eff}} \sim 3(1+f_N)A^{1/3} \quad (73)$$

$$\tilde{q}_A = 3f_N A_{\text{eff}} \sim 3f_N A^{1/3} \quad (74)$$

Вклад новых кварков $f_N(\sqrt{s}, p_T, x_F)$ подавлен при больших p_T и x_F , так как быстрый тестовый кварк опережает кварки-спектаторы и создаваемое ими поле. f_N выходит на плато при увеличении \sqrt{s} .



$$\tilde{p}/p \sim f/(1+f);$$

$$f = 3.4 \exp(-46 \text{ GeV} / \sqrt{s})$$

Эффективное число кварков в сталкивающихся частицах

С учетом дополнительно рождающихся пар $q\bar{q}$ (f_N) на каждый сталкивающийся валентный кварк в реакции $A+B \rightarrow C + X$ полное их число будет (в соударениях нуклонов или ядер):

$$q_A = 3(1 + f_N)A_{\text{eff}} - \text{число кварков в ядре } A; \quad (73)$$

$$\tilde{q}_A = 3f_N A_{\text{eff}} - \text{число антикварков в ядре } A; \quad (74)$$

$$q_B = 3(1 + f_N)B_{\text{eff}} - \text{число кварков в ядре } B; \quad (75)$$

$$\tilde{q}_B = 3f_N B_{\text{eff}} - \text{число антикварков в ядре } B; \quad (76)$$

Зависимость f_N от \sqrt{s} , p_T и x_F :

$$f_N = N_{q\bar{q}} = n_q \exp(-W/\sqrt{s})(1-x_N)^n, \quad (\text{следует из данных RHIC и др.}) \quad (77)$$

$$x_N = [(p_T/p_F)^2 + x_F^2]^{1/2}, \quad n = (A_1 A_2)^{1/6}, \quad W = W_0/n, \quad (78)$$

где n_q , W_0 и p_F - глобальные параметры модели ХПК.

$$W_0 = 277.3 \pm 0.6 \text{ ГэВ}, \quad n_q = 4.784 \pm 0.005, \quad p_F = 87.6 \pm 8.0 \text{ ГэВ}/c \quad (79)$$

Эффективное число нуклонов в мишени (V_{eff}) в случае hA -соударений

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

$$V_{\text{eff}} = A_2 \{ 1 - [1 - (A_0/A_2)^{2/3}]^{3/2} \} \approx 0.69 A_2^{1/3}. \quad (80)$$

где $A_0 = A_b + A_2 \exp(-W/\sqrt{s}) \exp[-(p_T/p_m)^{a_f}]$, для нуклонов $V_{\text{eff}} = 1$, (81).

Глобальные параметры: $A_b = 0.3198 \pm 0.0027$, $p_m = 0.1265 \pm 0.0042$ GeV/c, $a_f = 3.398 \pm 0.18$. $A_2 \equiv A$ – атомный вес мишени.

$$\text{Поперечный радиус поля } R_b = r_0 A_b^{1/3} \approx 0.82 \pm 0.02 \text{ Фм} \approx r_p, \quad (82)$$

где $r_0 = 1.2$ Фм, r_p – радиус протона. R_b – характерный радиус хромомангнитной трубки (струны) в случае столкновения протона с ядром. Для налетающего налетающего адрона или лептона также полагаем $A_{\text{eff}} = 1$.

При высоких энергиях и $p_T < 2p_m$ эффективное число нуклонов в ядре V_{eff} , дающее вклад в поле \mathbf{V}^a велико в силу соотношения неопределенностей. В результате возможна аномальная A -зависимость A_N для малых $p_T < 2p_m$. Например, A -зависимость A_N для реакции $p \uparrow + A \rightarrow n + X$,

[36] Abramov V.V. On the A -dependence of the neutron single-spin asymmetry in pA -collisions // J. Phys. Conf. Ser. — 2017. — V. 938. — P. 012038. [37] PHENIX Collaboration (C.Aidala et al.) e-Print: arXiv:1703.10941 [hep-ex].

The shape of $A_N(\mathbf{A})$ for the $p^\uparrow + \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{n} + \mathbf{X}$

The shape of $A_N(\mathbf{A})$ is determined mainly by the term $\mathbf{G}(\varphi_A)$ in $A_N \approx \mathbf{C}(\sqrt{s}) \mathbf{F}(\mathbf{p}_T, \mathbf{A})[\mathbf{G}(\varphi_A) - \sigma \mathbf{G}(\varphi_B)]$, which depends on the “spin precession angle” φ_A , in the fragmentation region of particle A (a polarized proton),

where the function

$\mathbf{G}(\varphi_A) = [1 - \cos\varphi_A]/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A$ has a set of maxima and minima.

These maxima and minima are transformed into the maxima and minima of $A_N(\mathbf{A})$. $\sigma = 0.178$.

$A_N(\mathbf{A})$ for the inclusive trigger has a maximum near $A=215$ and there are also two minima at $A=3$ and $A=86$ as is seen in Fig. 2. The position of the maximum and minimum depends on p_T and \sqrt{s} .

It worth to mention that $A_N(\mathbf{A})$ for other reactions was measured usually at $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$.

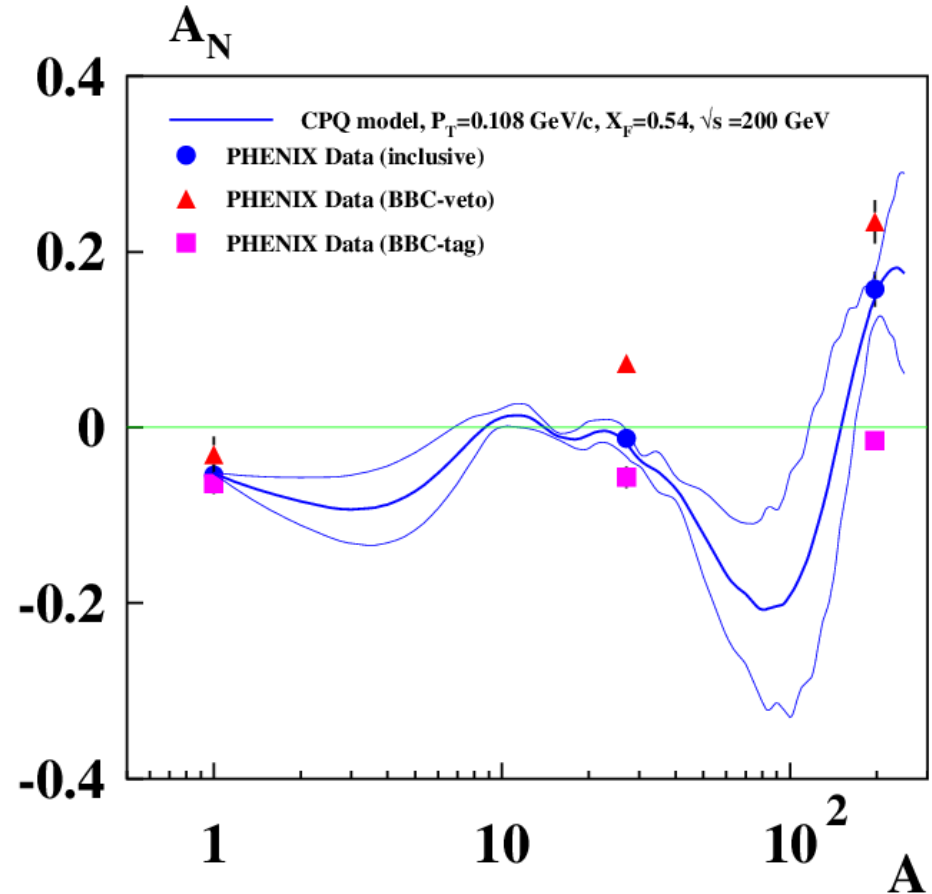


Fig. 2. $A_N(\mathbf{A})$.

Эффективное число нуклонов в пучке и мишени в случае A_1+A_2 -соударений

В случае столкновения двух ядер с атомными весами A_1 и A_2 эффективное число нуклонов в трубке радиуса $R_c = r_0 A_c^{1/3}$ будет: (83)

$$A_{\text{eff}} = A_1 \{ 1 - [1 - (A_c/A_1)^{2/3}]^{3/2} \}; \quad \text{область фрагментации ядра пучка } A \quad (84)$$

$$B_{\text{eff}} = A_2 \{ 1 - [1 - (A_c/A_2)^{2/3}]^{3/2} \}; \quad \text{область фрагментации ядра мишени } B \quad (85)$$

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

A_a является свободным глобальным параметром модели:

$$A_a = 9.8 \pm 2.1; \quad R_a = r_0 A_a^{1/3} \approx 2.57 \pm 0.29 \text{ Фм} \quad (87)$$

где A_1 – атомный вес ядер пучка, A_2 – атомный вес ядер мишени.

A-зависимость параметров модели

Глобальный фит данных показал возможность следующей параметризации A-зависимости параметров модели:

$$E_0, E_R \sim A_1^{2\alpha} \text{ IF } x_F > 0; \text{ где } \alpha = 0.03574 \pm 0.00064 = A(39); \quad (88)$$

$$E_0, E_R \sim A_2^{2\alpha} \text{ IF } x_F < 0; \quad E_0, E_R \sim (A_1 A_2)^\alpha \text{ для } x_F = 0; \quad (89)$$

$$\delta_R \sim (A_1 A_2)^\alpha; \quad p_F \sim (A_1 A_2)^{-2\alpha/3}; \quad D_r \sim (A_2/A_1)^{2\alpha/3}; \quad (90)$$

$$\sigma \sim (A_1/A_2)^\beta; \quad \text{где } \beta = 0.2430 \pm 0.0018 = A(44); \quad (91)$$

$$p_T^0 \sim (A_1 A_2)^{\gamma/2}; \quad a_0 \sim (A_1)^{-\gamma}; \quad \text{где } \gamma = \alpha + \beta. \quad (92)$$

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

$$p_T^0 \sim A_2^{-\alpha} \quad (93)$$

Требуется всего два параметра, α и β , для 123 реакций!

Для оценки α и β используются 123 реакции, 7452 эксп. точек.

Обобщенные уравнения для A_N , P_N и $(\rho_{00}-1/3)$

$$A_N \text{ или } P_N \approx C(\sqrt{s}) F(p_T, A)[G(\varphi_A) - \sigma G(\varphi_B)], \quad (94)$$

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A]/\varphi_A + \varepsilon \varphi_A, \quad \text{spin precession and S-G force} \quad (95)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0/[(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \quad \text{spin precession vs } E_Q \quad (96)$$

$$F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^\kappa]\}(1 - \alpha_A \ln A_m), \quad \text{color form factor} \quad (97)$$

$\alpha_A = 0$ для всех реакций кроме пяти. $A_m = \text{MIN}(A_2, A_T)$, где $A_T = 60.4 \pm 3.4$; $\kappa = 2.599 \pm 0.037$ – глобальные параметры.

$$v_0 = -D_r g^a_Q \xi_y^0 / 2(g^a_Q - 2), \quad \text{magnitude of } A_N \text{ and } P_N \quad (98)$$

$$\varphi_A = \omega^0_{Ay_A}, \quad \varphi_B = \omega^0_{By_B}, \quad \text{integral "precession angles"} \quad (99)$$

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + a_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (100)$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 - \cos\theta_{cm}] + a_0[1 + \cos\theta_{cm}], \quad (101)$$

$$x_A = (x_R + x_F)/2, \quad x_B = (x_R - x_F)/2. \quad \text{scaling variables} \quad (102)$$

$$\omega^0_{A(B)} = g_s \alpha_s v_{A(B)} m_r (g^a_Q - 2) / M_Q, \quad \varepsilon = -0.005056 \pm 0.000008. \quad (103)$$

$v_{A(B)}$ - effective contributions of the spectator quarks to the field \mathbf{B}^a .

Параметры обобщенных уравнений для A_N , P_N и $(\rho_{00}-1/3)$

Модель ХПК имеет 31 глобальный параметр. Они общие для большинства реакций и перечислены ниже. Часть из них уже упоминалась.

- 1) $m_u = 2.16 \text{ MeV}$; 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) $\Delta\mu_u^a = -0.4899 \pm 0.0013$; 7) $\Delta M_u = 0.2712 \pm 0.0007 \text{ GeV}$;
- 8) $\Delta M_d = 0.3132 \pm 0.0009 \text{ GeV}$; 9) $\Delta M_s = 0.3865 \pm 0.0009 \text{ GeV}$; 10) $\tau = 0.02896 \pm 0.00009$;
- 11) $\lambda = -0.13529 \pm 0.00009$; 12) $\varepsilon = -0.005056 \pm 0.000008$; 13) $W_0 = 277.3 \pm 0.6 \text{ GeV}$;
- 14) $P_F = 87.6 \pm 8.0 \text{ GeV}$; 15) $n_q = 4.784 \pm 0.005$; 16) $m_R = 0.3570 \pm 0.0005 \text{ GeV}$;
- 17) $A_a = 9.76 \pm 2.11$; 18) $A_b = 0.3198 \pm 0.0027$; 19) $A_T = 60.4 \pm 3.4$;
- 20) $\delta_R = 0.2617 \pm 0.0035$; 21) $\rho_0 = 0.008723 \pm 0.00020$; 22) $a_f = 3.398 \pm 0.180$;
- 23) $D_R = 0.8090 \pm 0.0059$; 24) $\kappa = 2.599 \pm 0.037$; 25) $p_m = 0.1265 \pm 0.0042 \text{ GeV}$;
- 26) $p_0 = 0.4203 \pm 0.0039 \text{ GeV}$; 27) $V_T = 0.1536 \pm 0.013$; 28) $Y_V = 1.199 \pm 0.074$;
- 29) $\alpha = 0.03574 \pm 0.00064$; 30) $\beta = 0.2430 \pm 0.0018$; 31) $a_Q = -0.01372 \pm 0.00023$;

Дополнительно, для каждой реакции имеются **локальные параметры**, которые надо зафиксировать используя экспериментальные данные.

Это параметры σ , p_T^0 , D_R , α_A , E_0 , f_0 , a_0 , E_R , δ_R в обобщенных уравнениях.

Эти параметры можно рассматривать, как граничные условия для наблюдаемых. Для многих реакций часть из них может быть выражена через глобальные параметры, например это σ , D_R , α_A , f_0 , E_R и δ_R , что снижает среднее число искомым локальных параметров на реакцию примерно до 5.

«Ridge» эффект в соударениях тяжелых ионов

Эксперименты на коллайдере RHIC (PHENIX, PHOBOS, STAR) и LHC (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb) показали, что существуют два узких пика в двухчастичных корреляциях по разности азимутальных углов адронов ($\Delta\phi$ вблизи углов 0 and 180 градусов) в струе. Соответствующий пик (для $\phi \approx 0$) в разности псевдобыстрот ($\Delta\eta$) становится шире для более центральных соударений и тяжелых ядер. Неожиданное наблюдение таких дальнедействующих корреляций получило название "ridge (горный хребет)". Псевдобыстрота $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, где θ – полярный угол.

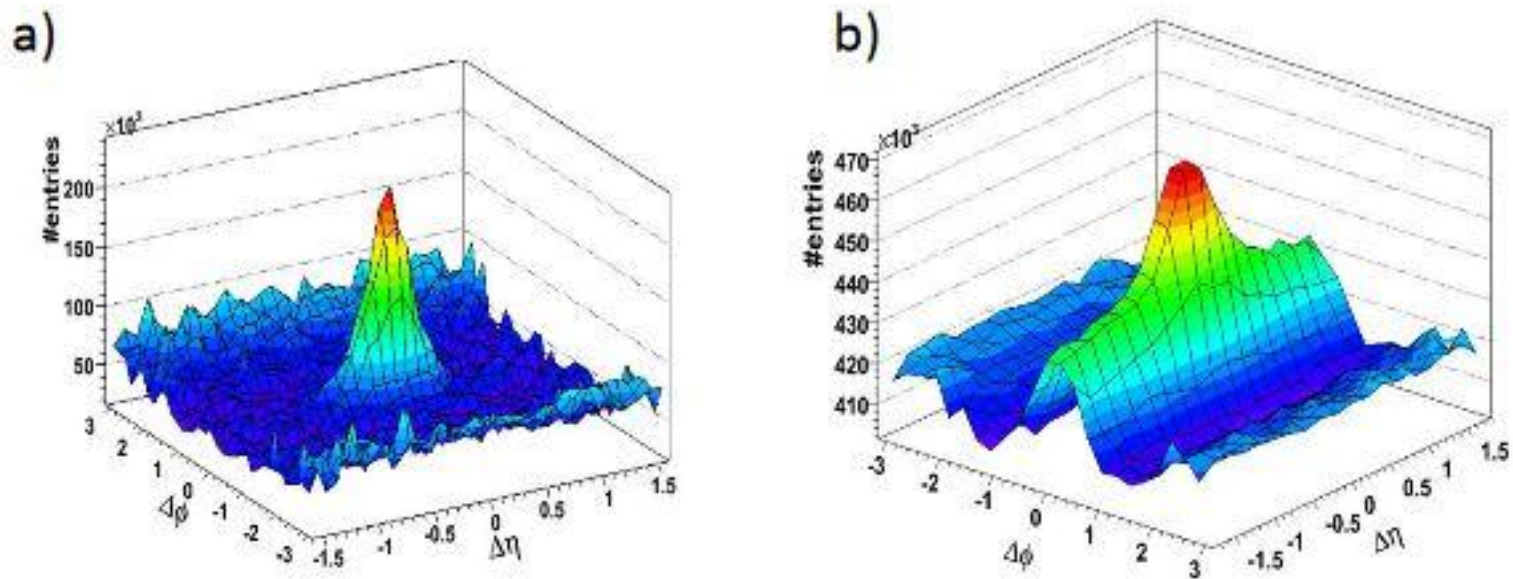


Fig. 1. Two particle correlation function for d -Au (left) and Au-Au (right) central events at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from STAR experiment [2].

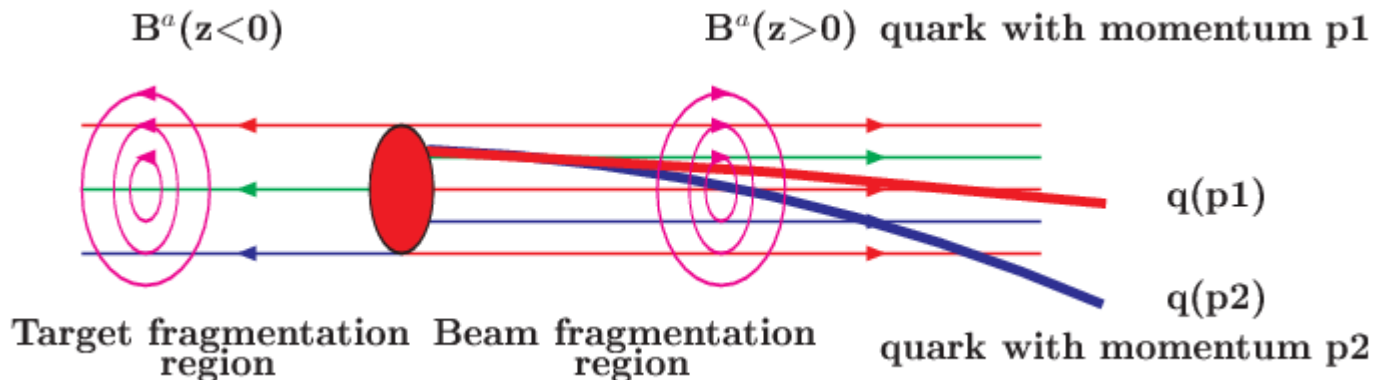
[38] B. Abelev et al., Phys. Rev. C80, 064912 (2009).

Происхождение “ridge” эффекта в модели ХПК

Эффективное **круговое поперечное хромомагнитное поле B^a** отклоняет тестовые частицы (кварки или антикварки в струе) благодаря действующей на цветовой заряд силе Лоренца. Углы отклонения зависят от импульсов кварков p_1 и p_2 . В результате происходит уширение струи по $\Delta\eta$. Разность азимутальных углов $\Delta\phi$ меняется мало, поскольку сила Лоренца направлена в таком поле радиально. “ridge” эффект должен увеличиваться с уменьшением импульса (или p_T) и центральности соударений. Дополнительное уширение $\Delta\eta$ происходит из-за противоположного направления силы Лоренца для кварка и антикварка, имеющих разный знак цветового заряда.

“ridge” эффект – аргумент в пользу существования поля B^a .

**Model of chromomagnetic polarization of quarks
(origin of “Ridge” effect, microscopic color-magnetic lens):**



Сравнение данных и расчетов по модели ХПК

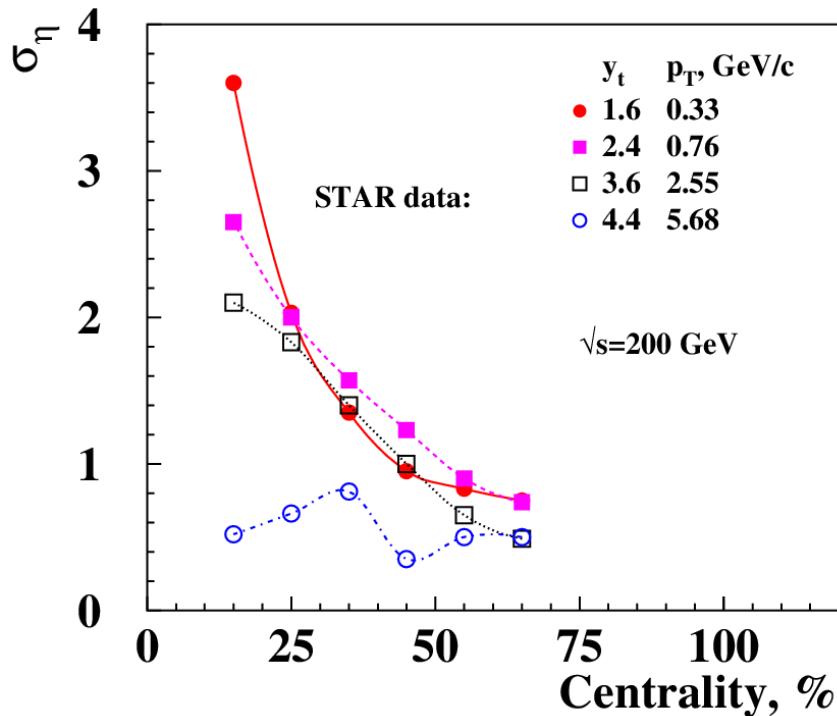


Fig. 1. σ_η vs centrality, STAR data at $\sqrt{s} = 200$ GeV.

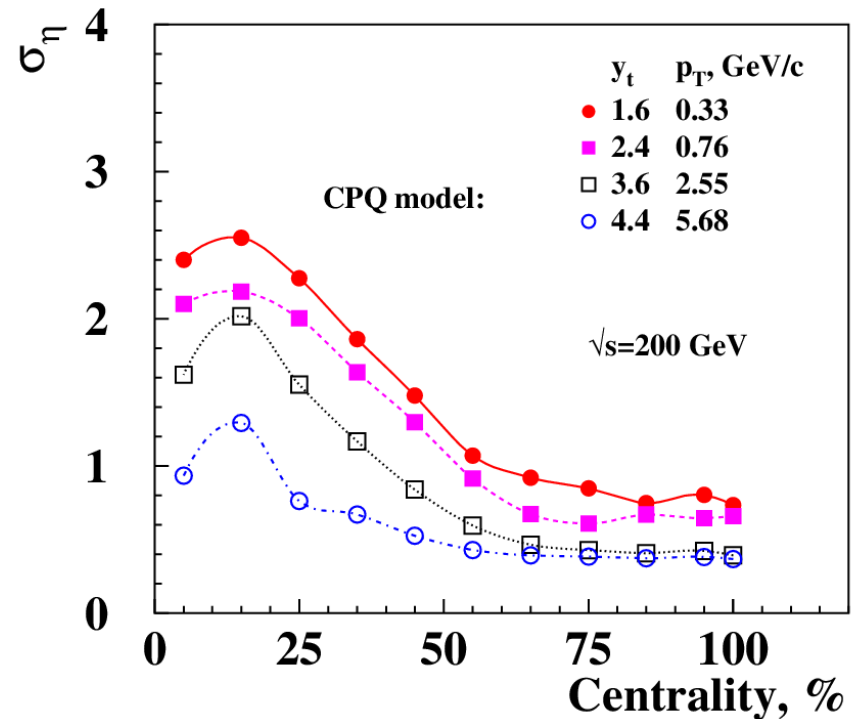


Fig. 2. σ_η vs centrality, CPQ model at $\sqrt{s} = 200$ GeV.

Модель ХПК позволяет объяснить Ridge-эффект как действие силы Лоренца на цветной заряд кварка в поле \mathbf{V}^a .

[39] Abramov V.V. J. Phys. Conf. Ser. — 2017. — V. 938. — P. 012038.

[40] D. Kettler(STAR Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **270**, 012058 (2011) and PoS CERP2010, 011 (2010).

Сравнение данных и расчетов по модели ХПК

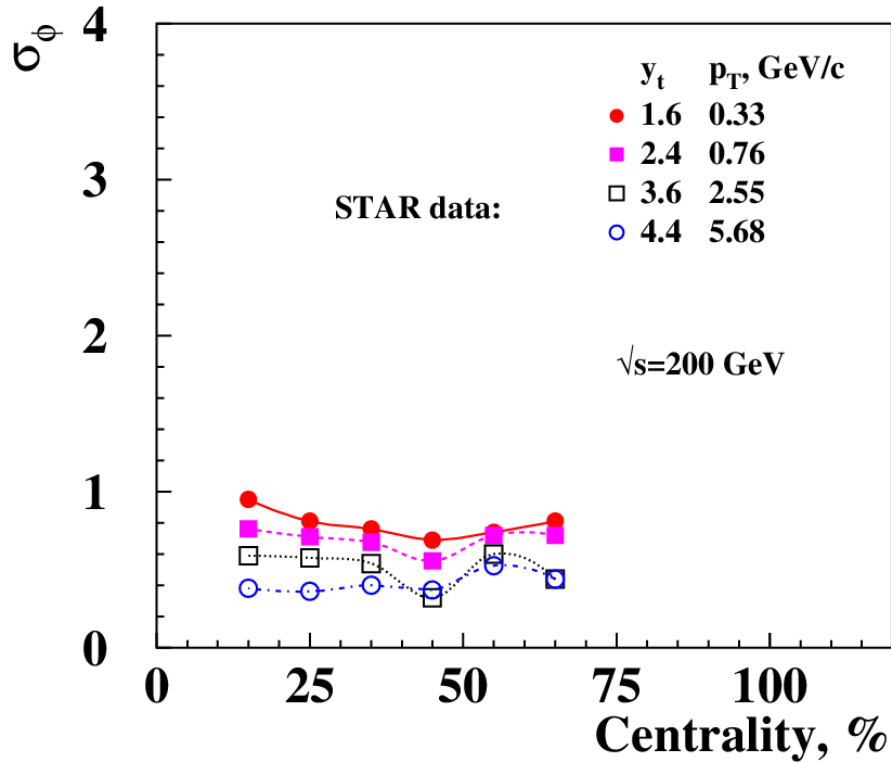


Fig. 5. σ_ϕ vs centrality, STAR data at $\sqrt{s} = 200$ GeV.

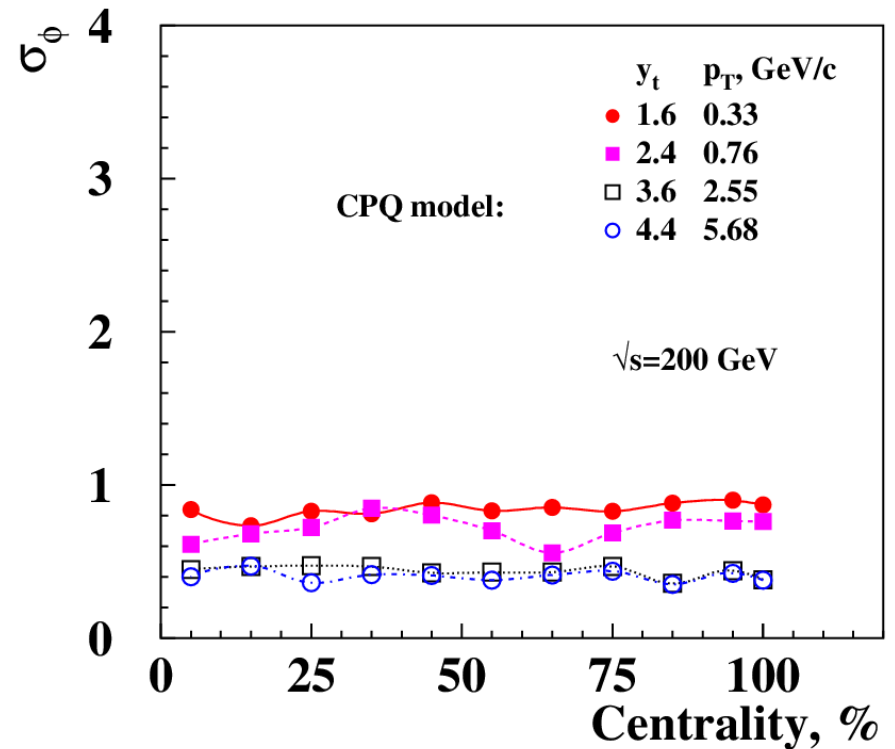


Fig. 6. σ_ϕ vs centrality, CPQ model at $\sqrt{s} = 200$ GeV.

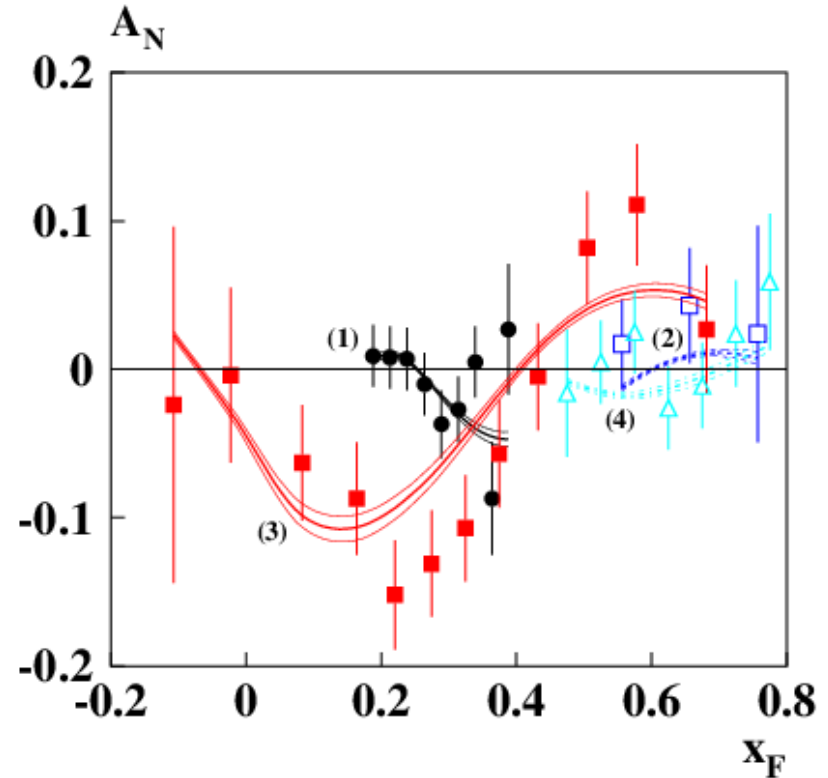
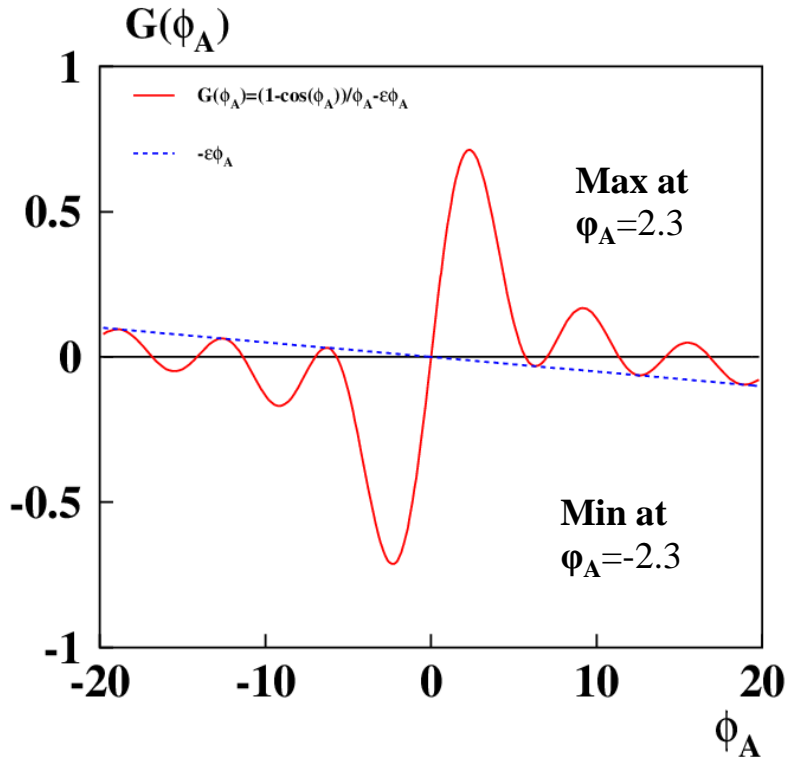
[40] D. Kettler(STAR Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **270** , 012058 (2011) and PoS CERP2010, 011 (2010).

[39] V V Abramov 2017 J. Phys.: Conf. Ser. 938 012038.

Осцилляции $A_N(x_F, p_T, A)$ и $P_N(x_F, p_T, A)$

$$A_N \approx C(\sqrt{s}) F(p_T, A) [G(\varphi_A) - \sigma G(\varphi_B)], \quad (104)$$

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A] / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A, \text{ где } \varphi_A - \text{ функция } (\sqrt{s}, x_F, p_T, A) \quad (105)$$



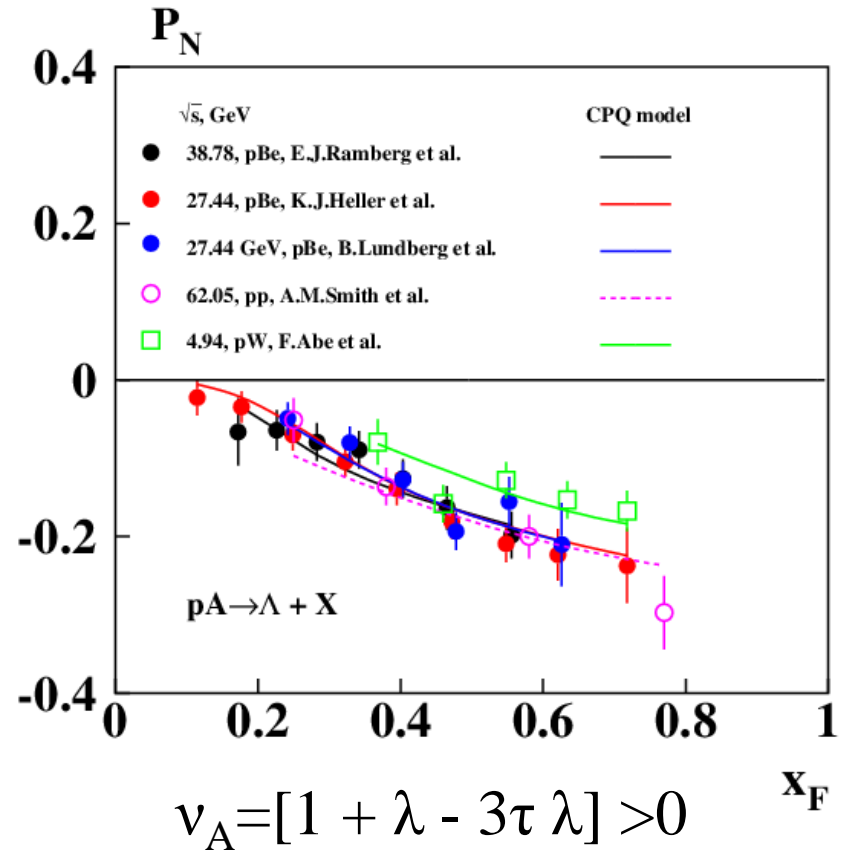
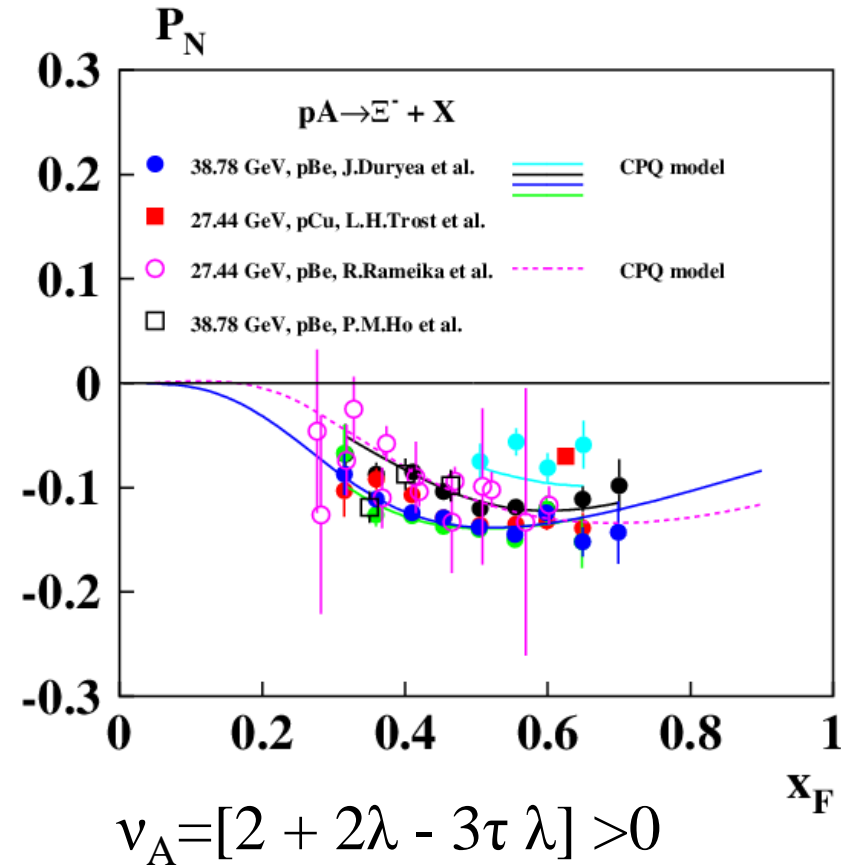
Экстремумы $G(\varphi_A)$ проявляются в виде экстремумов $P_N(x_F)$ и $A_N(x_F)$ в сильных хромомангнитных полях.

$$A_N(x_F) \text{ for } p \uparrow + p(A) \rightarrow p + X$$

$$v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau \lambda] > 0 \quad (106)$$

[41] V.V. Abramov, J. Phys. Conf. Ser. 678 (2016) 012039. Данные ФОДС ($\sqrt{s} = 8.77$ ГэВ(3)) и BRAHMS ($\sqrt{s} = 200$ (1), 64.2 (2) ГэВ) и BNL ($\sqrt{s} = 6.51$ (4) ГэВ).

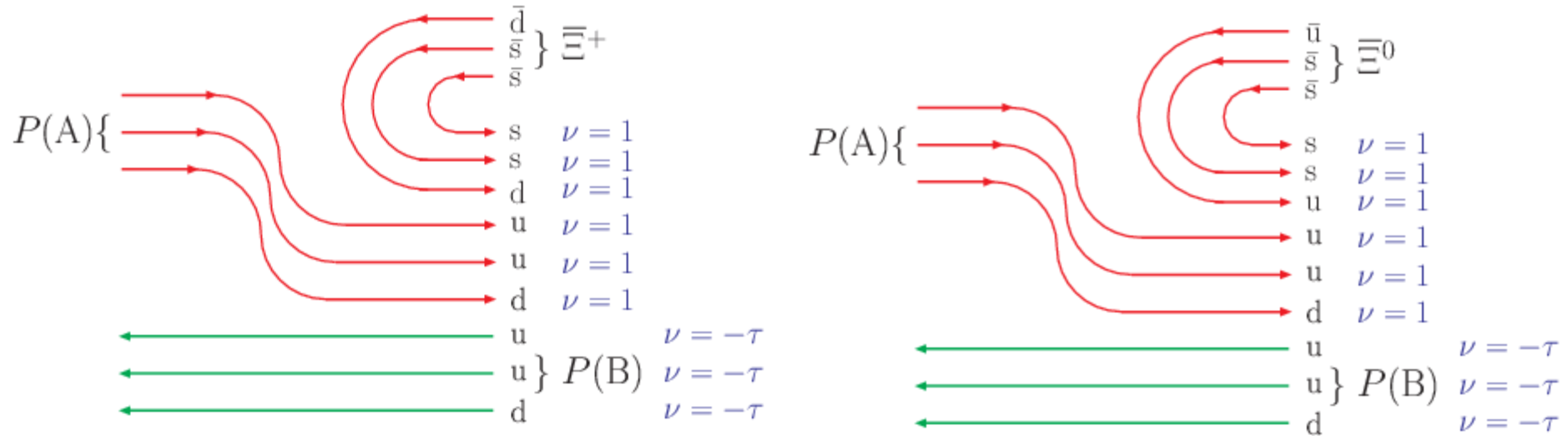
“Oscillating” behaviour of A_N and P_N



We can see, that $P_N(x_F)$ for the $p + A \rightarrow \Xi^- + X$ reaction is not monotonic (it oscillates) with maximum near $x_F \approx 0.5 - 0.6$, while in case of the $p + A \rightarrow \Lambda + X$ reaction it increases almost linearly up to $x_F \approx 0.75$, due to the smaller value of v_A . The data is in agreement with the CPQ model predictions, shown by curves.

The sign of $P_N < 0$ since $P_N \sim v_A(g_s - 2)/2 < 0$.

Quark flow diagrams for the cascade antihyperon production

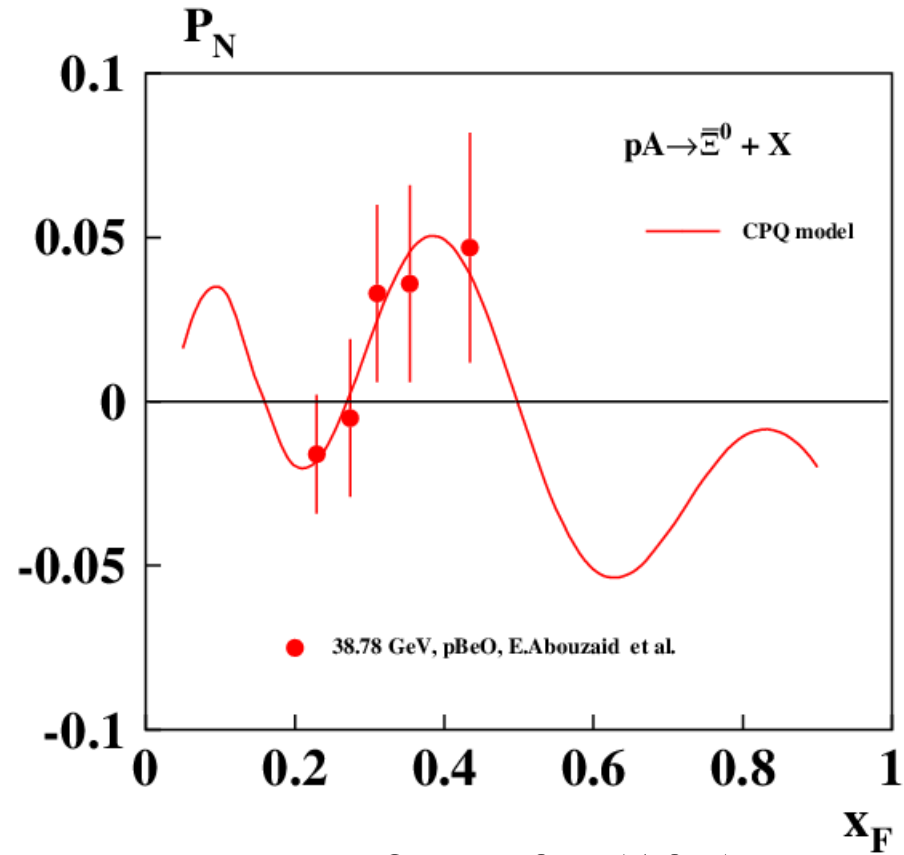
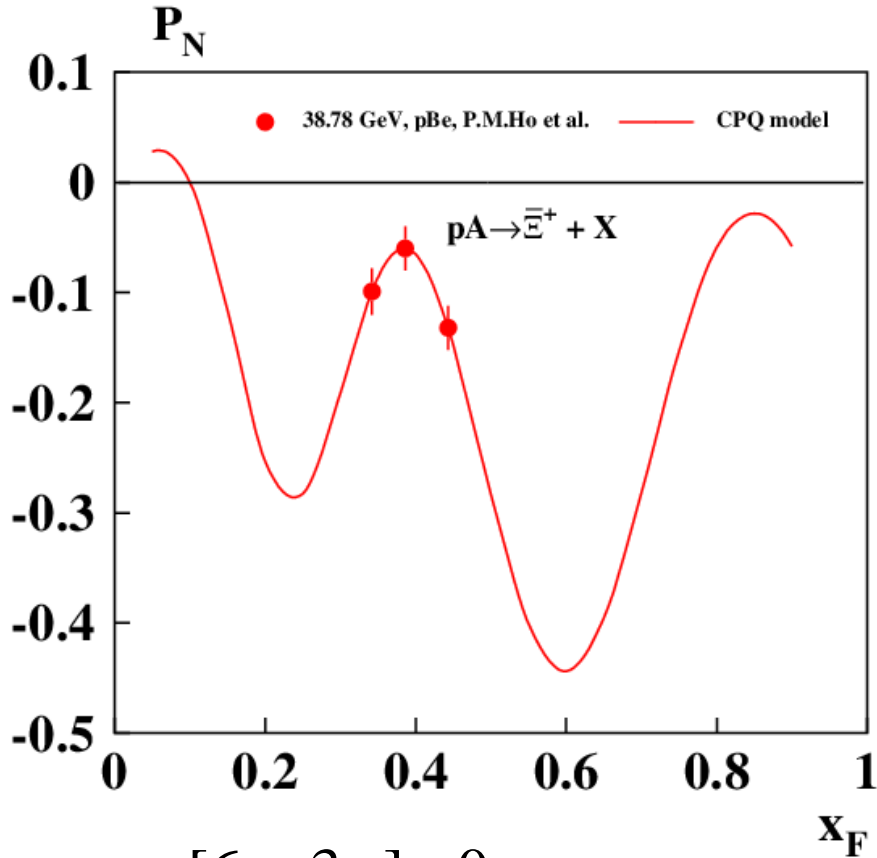


In case of $\bar{\Xi}^+$ and $\bar{\Xi}^0$ production in pA-collisions the quark flow diagrams look similar. But constituent masses of u and d are different.

Six spectator quarks interact with each of active valence test quark of antihyperon and create a very strong chromomagnetic field.

Large values of $\nu_A = \nu_B = 6 - 3\tau$ leads to a very high quark spin precession frequency and the corresponding high oscillation frequency $\omega_{A(B)}^0$ for $P_N(x_F)$, which is proportional to ν_A or ν_B .

The data for cascade antihyperon polarization

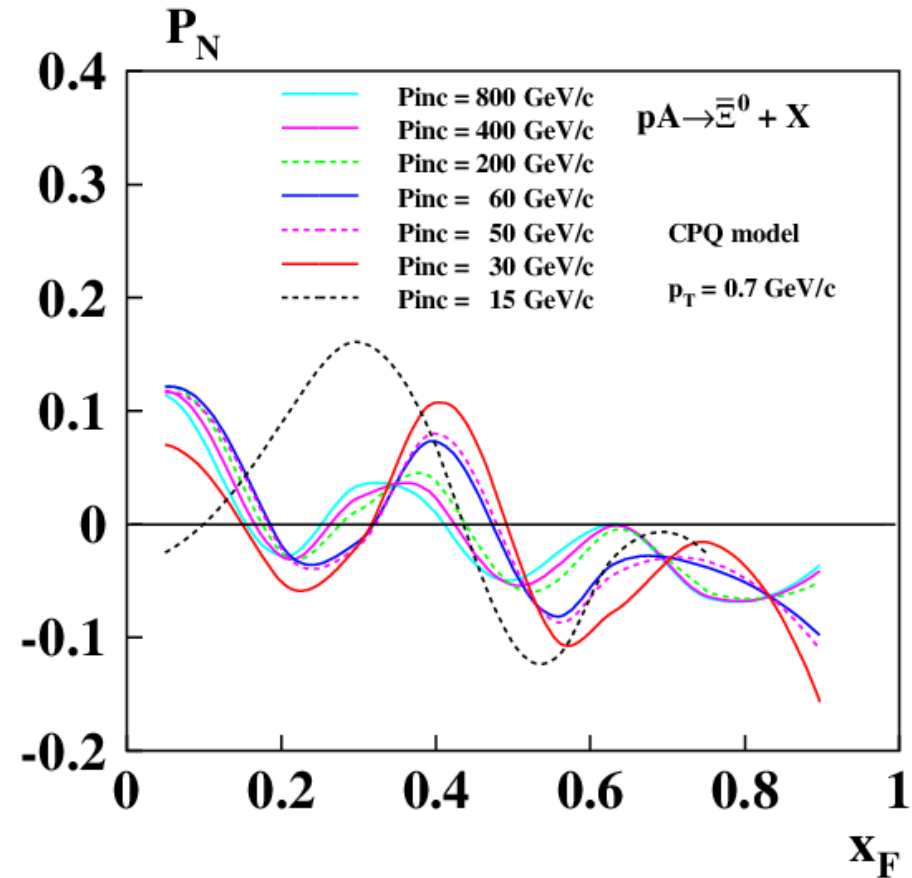
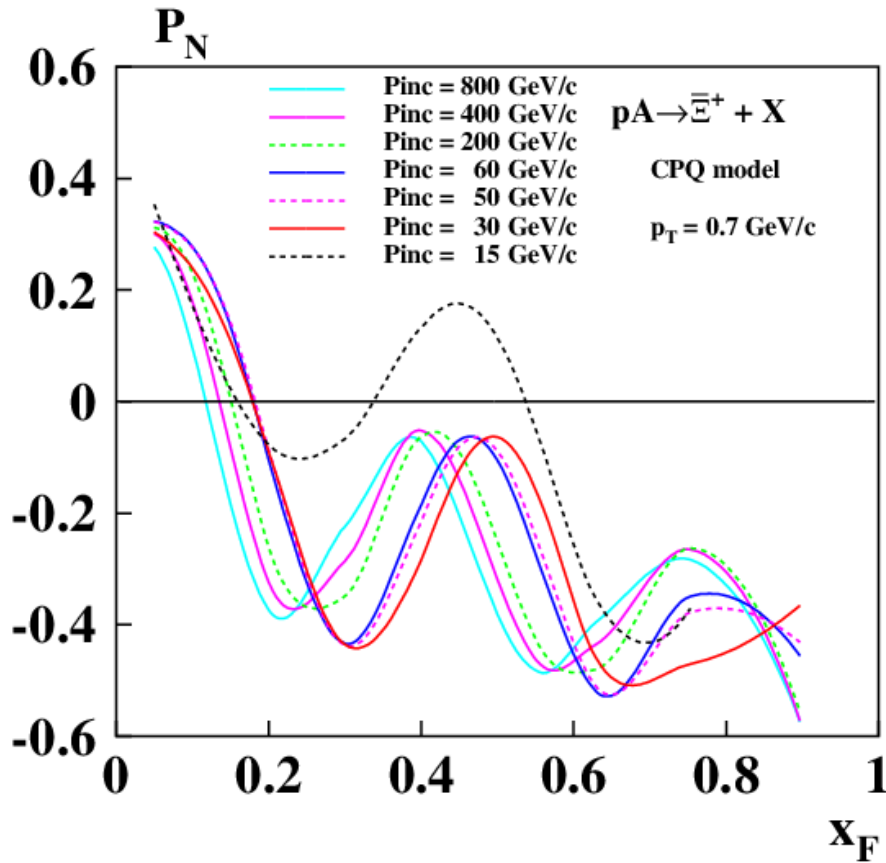


$$v_A = [6 - 3\tau] > 0$$

$$v_A = [6 - 3\tau] > 0 \quad (107)$$

We can see, that $P_N(x_F)$ for the cascade antihyperon production in pA-collisions is not monotonic (it oscillates) with higher frequency, than in case of the corresponding hyperons. The CPQ model agrees with data and predicts several maxima and minima of $P_N(x_F)$. This is the main signature of the CPQ model.

Predictions for the cascade antihyperon polarization



Calculations of $P_N(x_F)$ for the $p + A \rightarrow \bar{\epsilon}^+ + X$ and $p + A \rightarrow \bar{\epsilon}^0 + X$ reactions are shown above for $p_T = 0.7 \text{ GeV}/c$ (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 .

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.

Пороговые зависимости $A_N(\theta_{cm})$ и $A_N(E_{cm})$

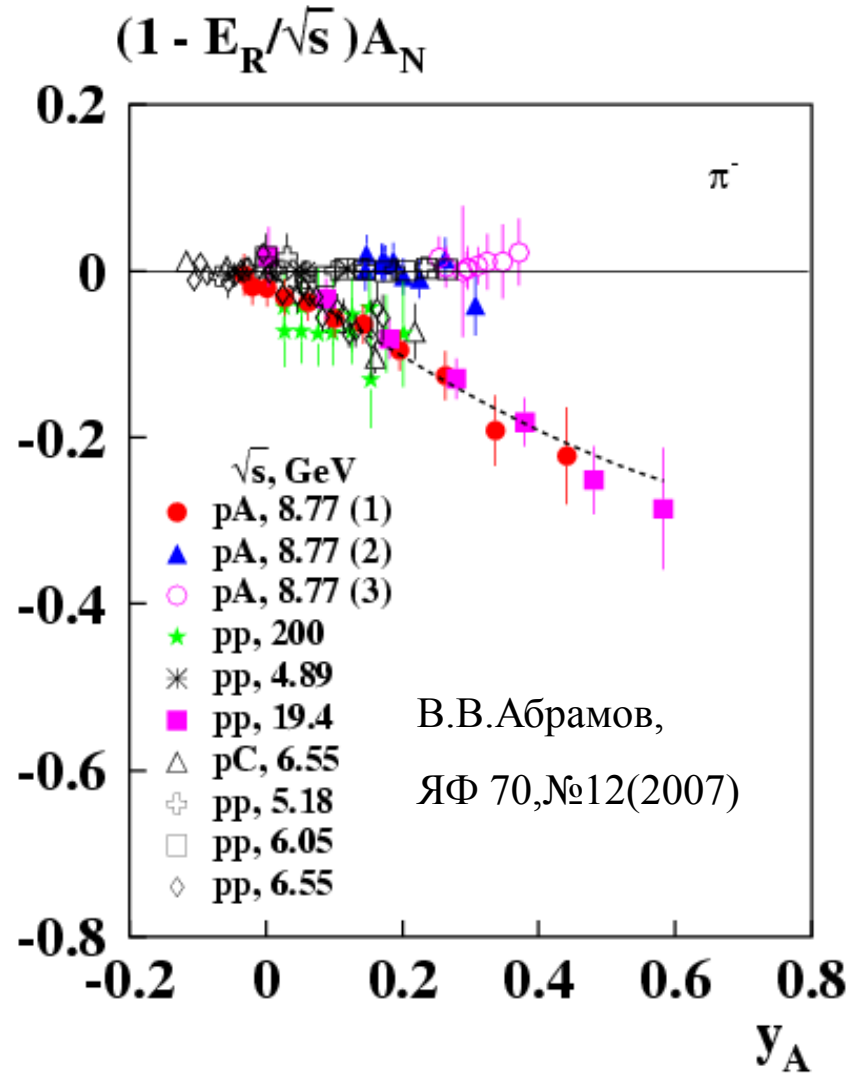
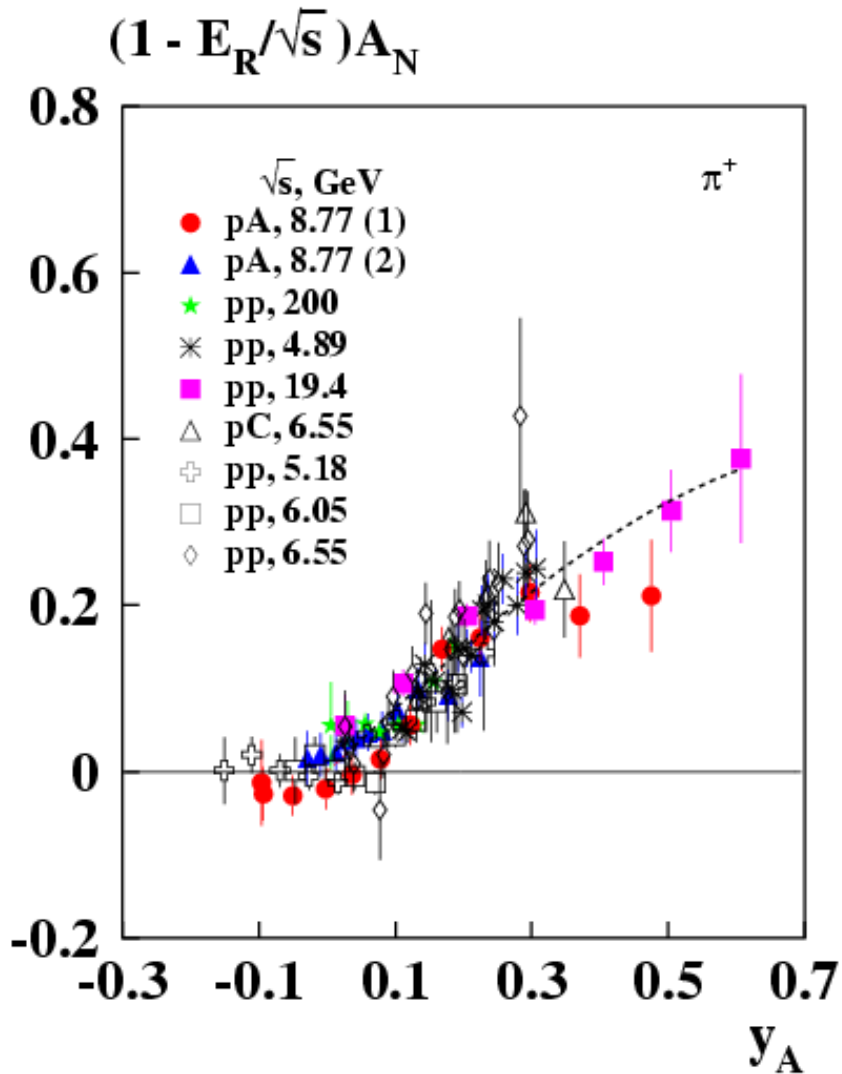
Для $A_N(\theta_{cm})$ в инклюзивных реакциях наблюдается пороговая зависимость от полярного угла θ_{cm} . В модели ХПК подразумевается, что $A_N(\theta_{cm})$ отлична от нуля в той области углов рассеяния (θ_{cm}) адрона, где угол рассеяния поляризованного кварка меньше 90° в с.ц.м. двух сталкивающихся кварков (поляризованного тестового кварка и неполяризованного кварка мишени).

Рассмотрим случай рассеяния протона на протоне.

Если поляризованный тестовый кварк тяжелее кварка мишени (например d^\uparrow рассеивается на u кварке), то пороговая величина угла заметно меньше 90° в с.ц.м. реакции (в случае pp -соударений, например для $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^- X$). Если же рассеивается преимущественно более легкий поляризованный кварк на таком же или более тяжелом, то пороговый угол близок к 90° , например для $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ X$.

Для случая рассеяния мезона на протоне необходимо учитывать, что импульс кварков мезона примерно в 1.5 раза больше, чем импульс кварков поляризованной протонной мишени в с.ц.м. В результате соответствующий пороговый угол значительно больше 90° в с.ц.м. мезон+протон (например для $\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^0 X$).

Зависимость A_N от y_A и \sqrt{s} ; $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$



В.В.Абрамов,
ЯФ 70, №12(2007)

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

$A_N(\pi^-)=0$, для $\theta_{cm} > 74^\circ$. Предельный угол. $E_R = 4.89 \pm 0.32$ ГэВ

Existing data on $A_N(x_F, p_T)$ for $p\uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^0 + X$

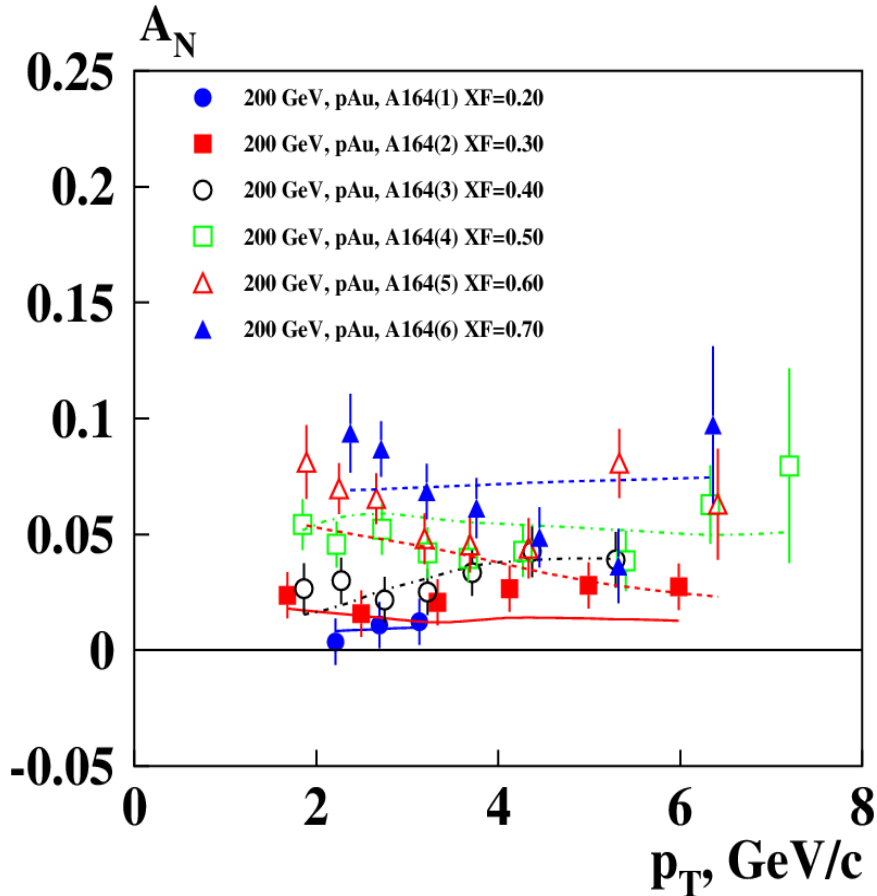


Fig. 4. Dependence of A_N on p_T at energy $\sqrt{s} = 200$ GeV and for several values of x_F in pAu collisions [45].

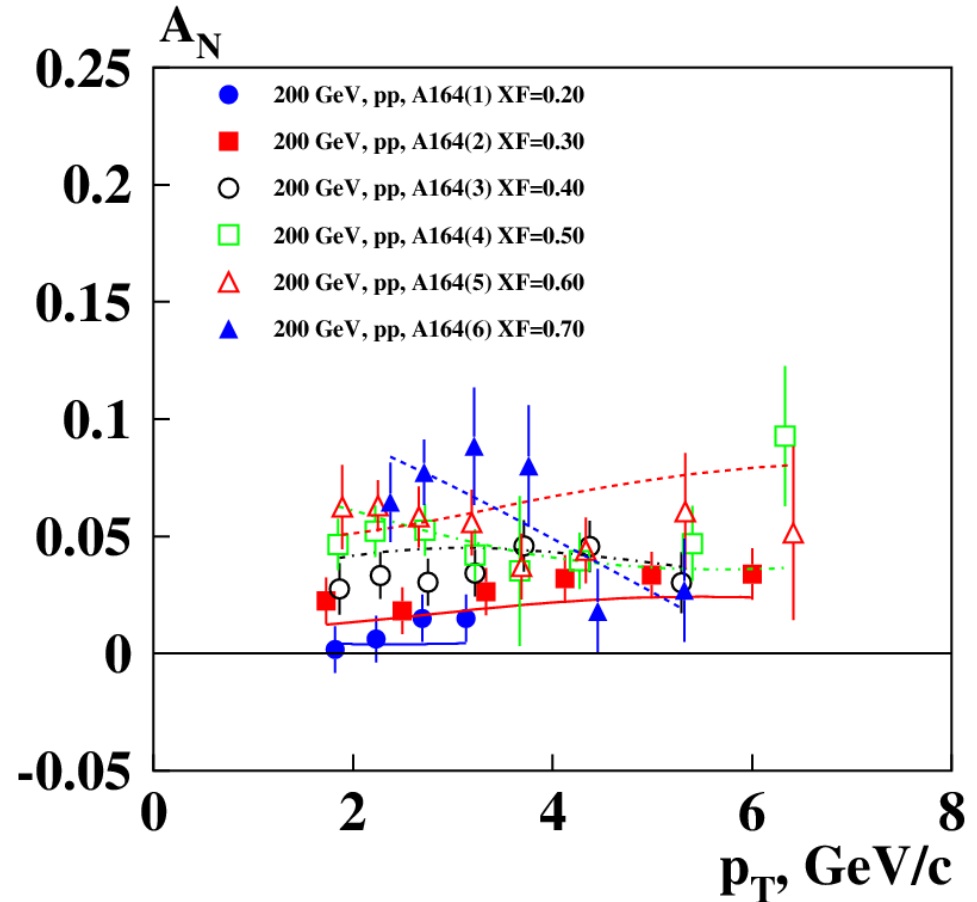


Fig. 5. Dependence of A_N on p_T at energy $\sqrt{s} = 200$ GeV and for several values of x_F in pp collisions [45].

The CPQ model is consistent with the data. There is a weak A-dependence of A_N .
Причина - малая величина параметра τ . Abramov V., SPIN2021

Predictions on $A_N(x_F, p_T)$ for $p\uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^0 + X$

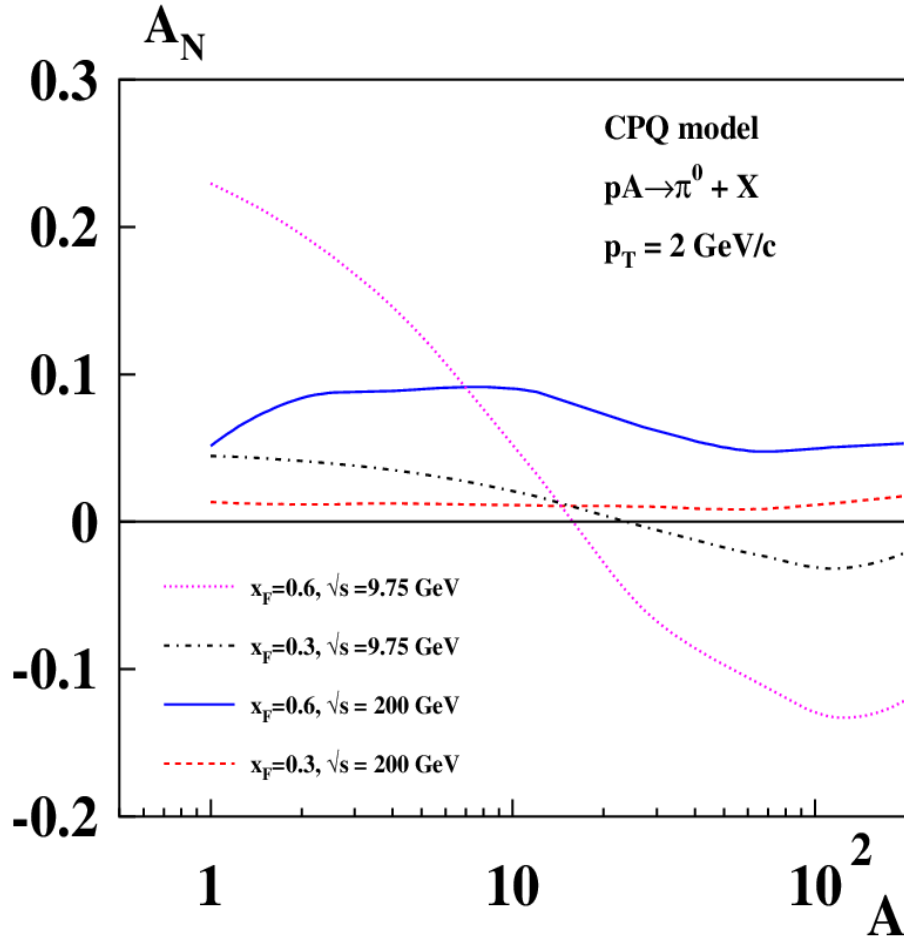


Fig. 8. Calculations of the dependence of A_N on A at energies $\sqrt{s} = 9.75$ and 200 GeV in pA collisions.

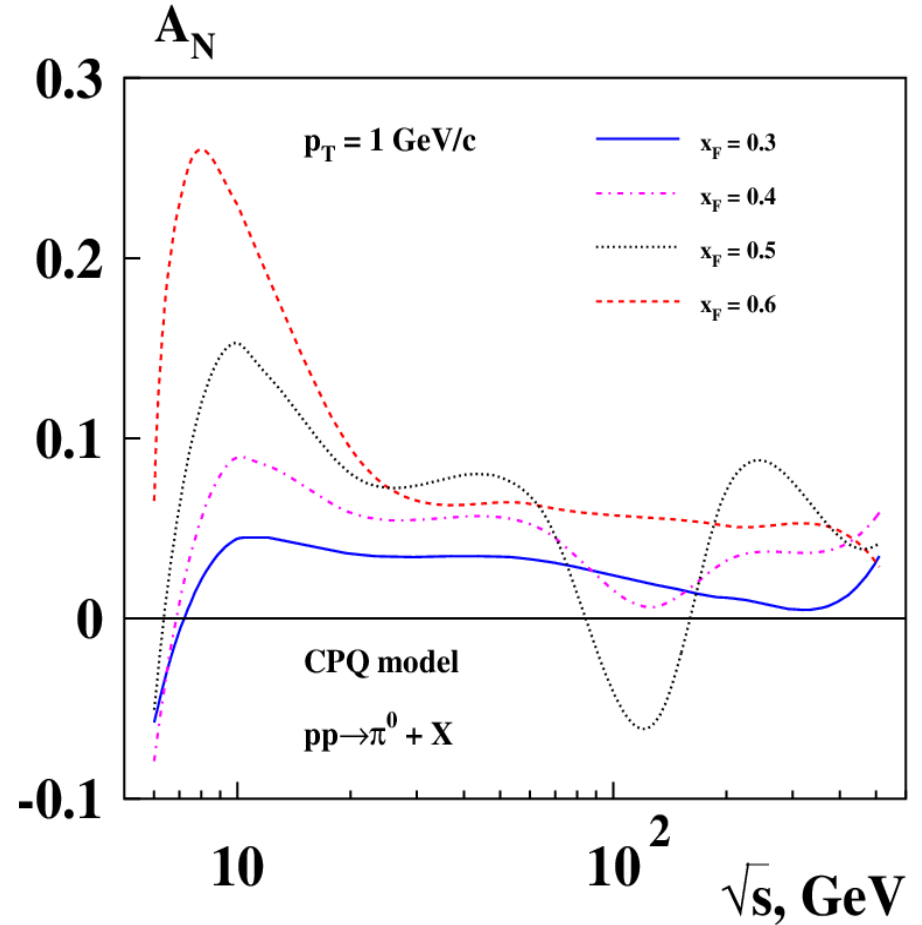


Fig. 9. Calculations of the dependence of A_N on the energy \sqrt{s} for several values of x_F in pp collisions.

Strong $A_N(A)$ dependence at $\sqrt{s} = 9.75 \text{ GeV}$ and $x_F=0.6$. Negative $A_N(\sqrt{s})$ at $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$ and $x_F=0.5$. Large positive $A_N(\sqrt{s})$ at $\sqrt{s} = 9.75 \text{ GeV}$ and $x_F=0.6$.

Predictions of $A_N(A)$ for the $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$

The positions of maximum and minimum of the $A_N(A)$ are moving to lower A values with the rise of energy.

For $\sqrt{s} \leq 100$ GeV the $A_N(A)$ is negative for all values of A (there is no anomalous A -dependence in this case).

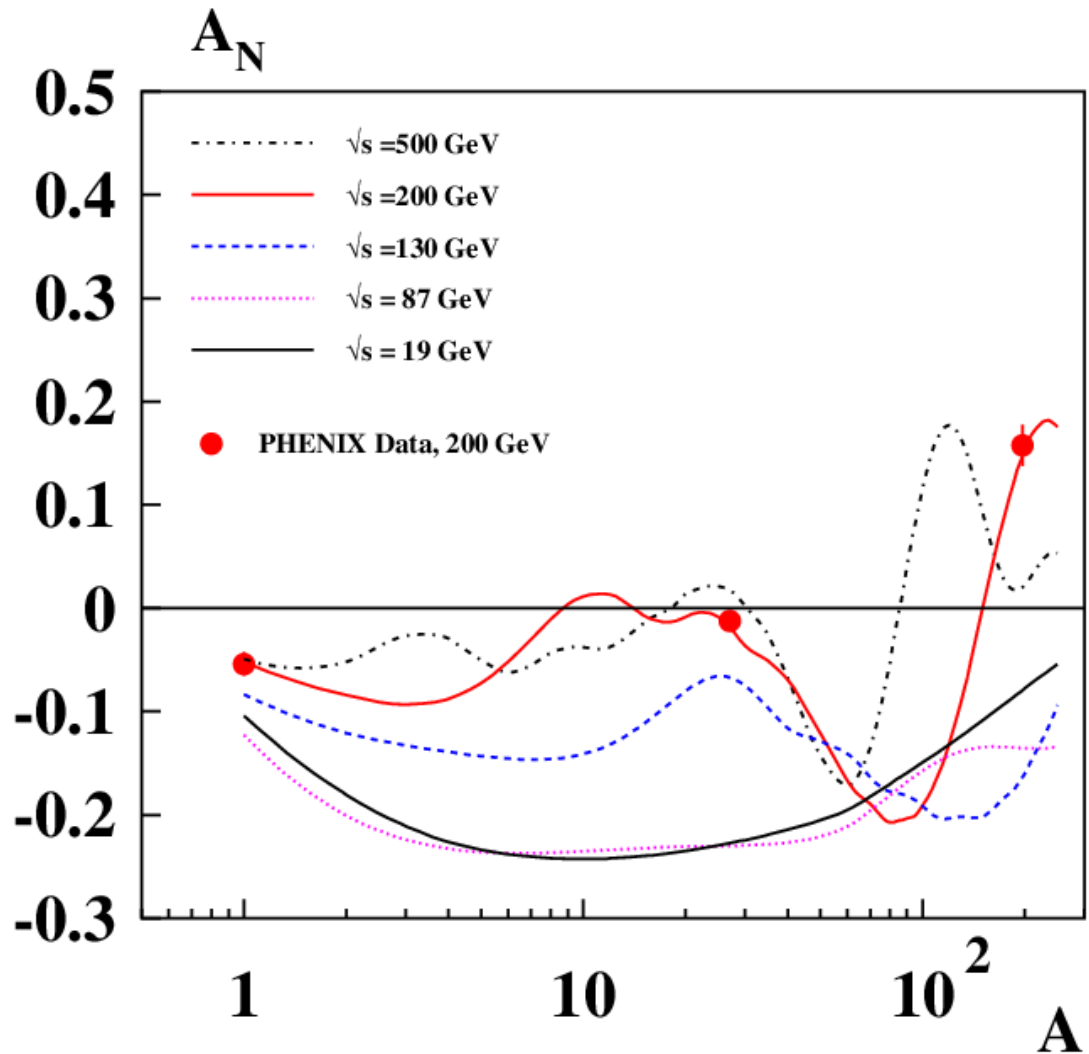


Fig. 5. Dependence of the $A_N(A)$ for $p_T=0.108$ GeV/c, $x_F=0.54$ and the inclusive trigger.

Comparison of data and the CPQ model calculations

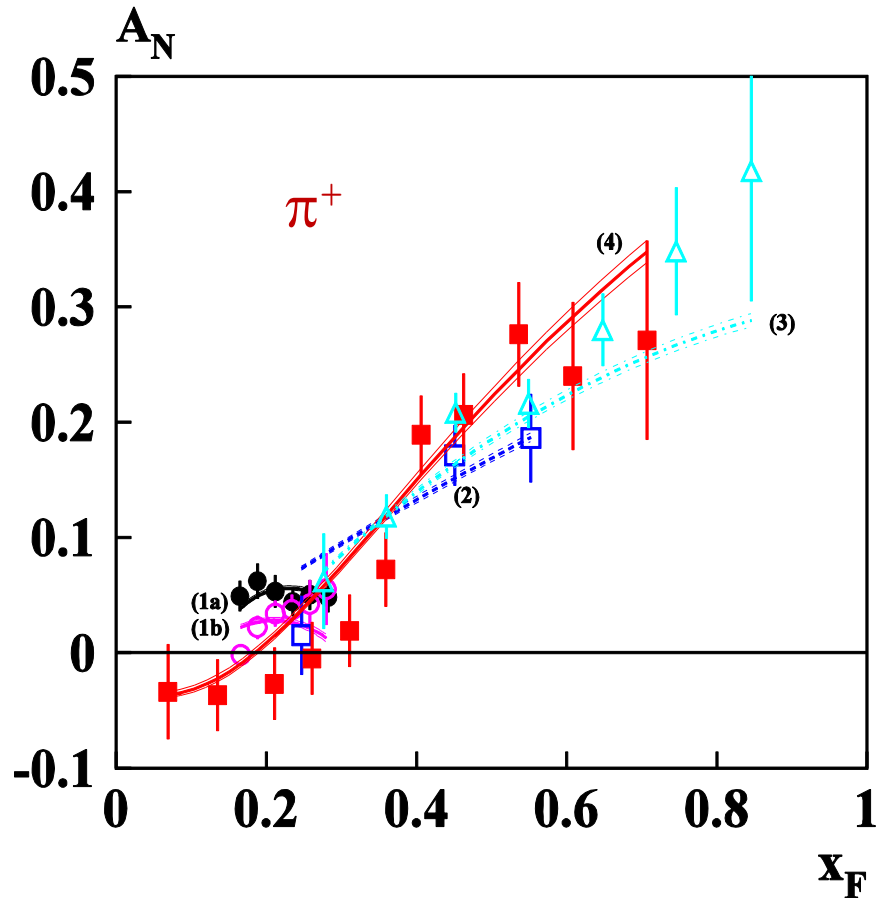


Fig. 1. $A_N(x_F)$ in reaction $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$ at $\sqrt{s} = 200$ (1a, 1b), 64.2 (2), 19.4 (3) and 8.77 (4) GeV.

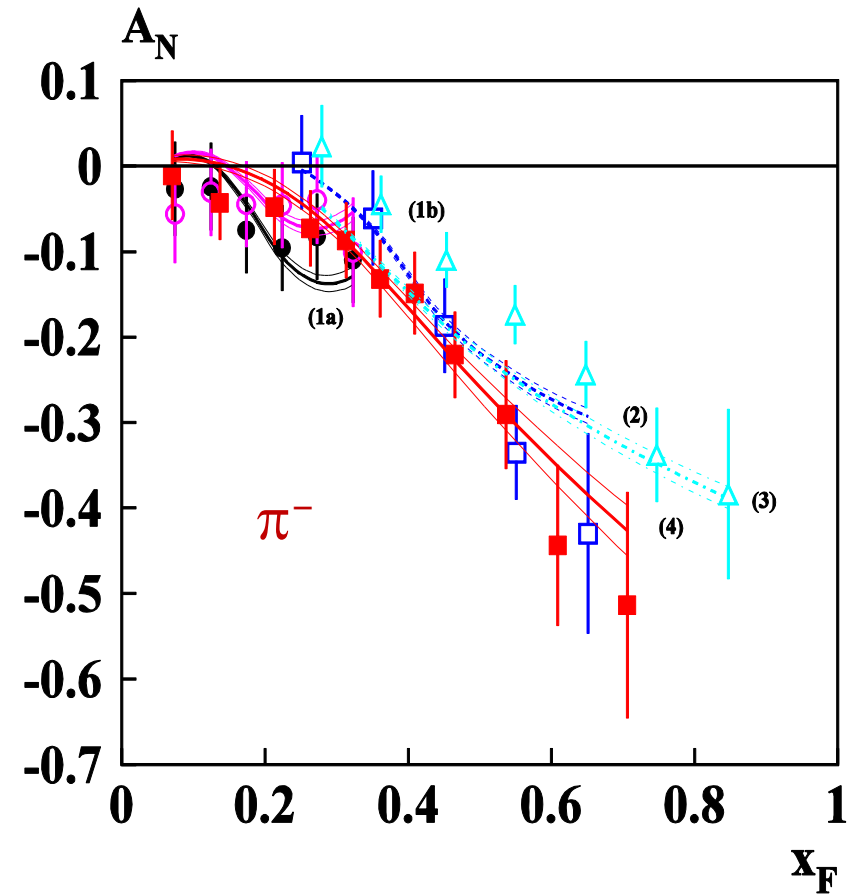


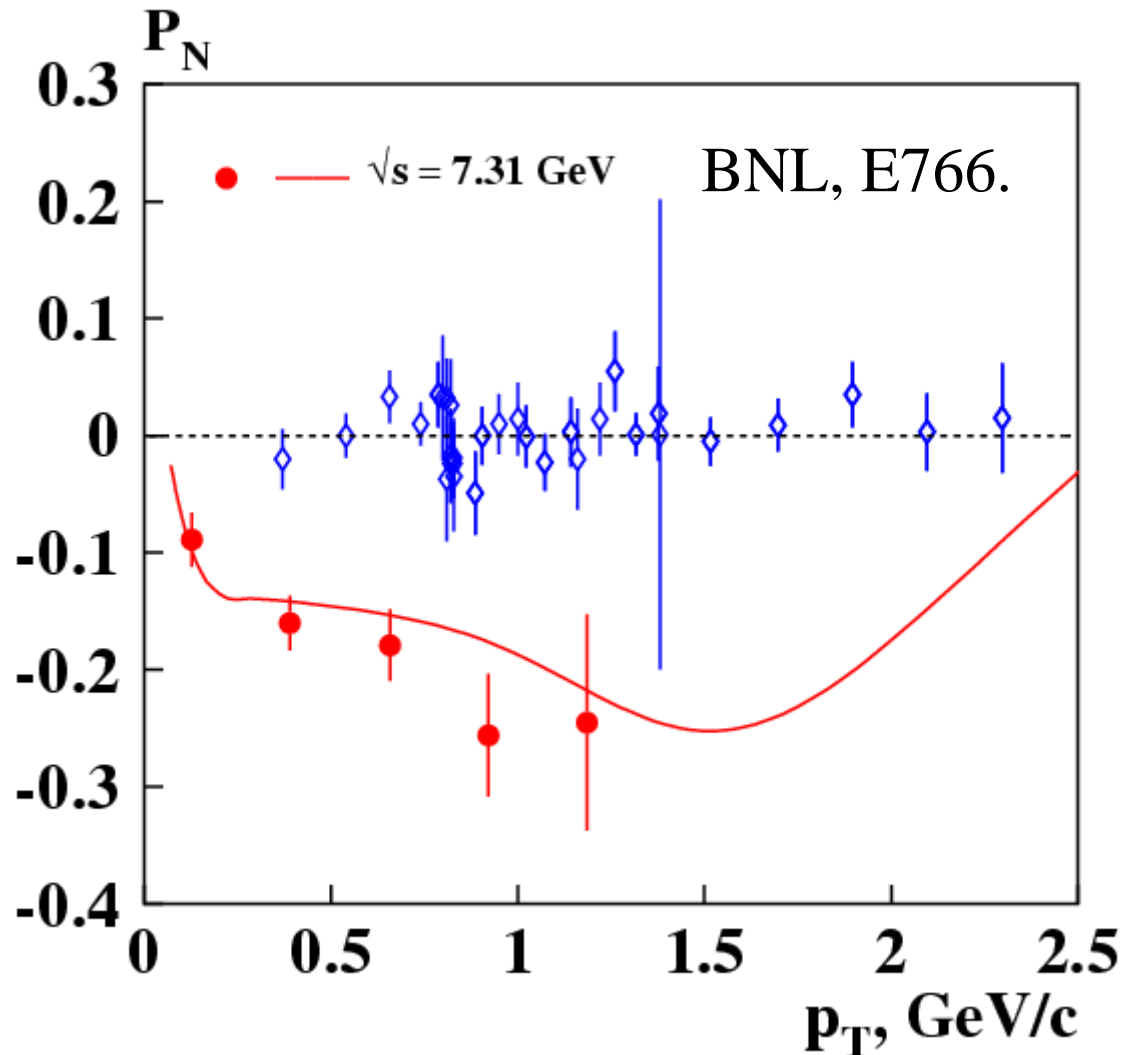
Рис. 2. $A_N(x_F)$ in reaction $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^- + X$ at $\sqrt{s} = 200$ (1a, 1b), 64.2 (2), 19.4 (3) and 8.77 (4) GeV.

The data are from BRAHMS(RHIC) (1a,1b, 2), E704(FNAL) (3) and FODS(IHEP) (4).

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

For $\tilde{\Lambda}$ production in pp or pA collisions most of the data are at high energy, $\sqrt{s} > 27$ GeV and P_N is compatible with zero (blue diamonds). The only non-zero data, [70] J. Felix (1995), reported at ICTP, Trieste, Italy, have $\sqrt{s} = 7.31$ GeV (red points). In the CPQ model the large P_N values are explained by quark focusing effect with $E_R = 7.2 \pm 0.2$ GeV.

$$p^\uparrow p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} X, \quad \sqrt{s} = 7.31 \text{ GeV}$$

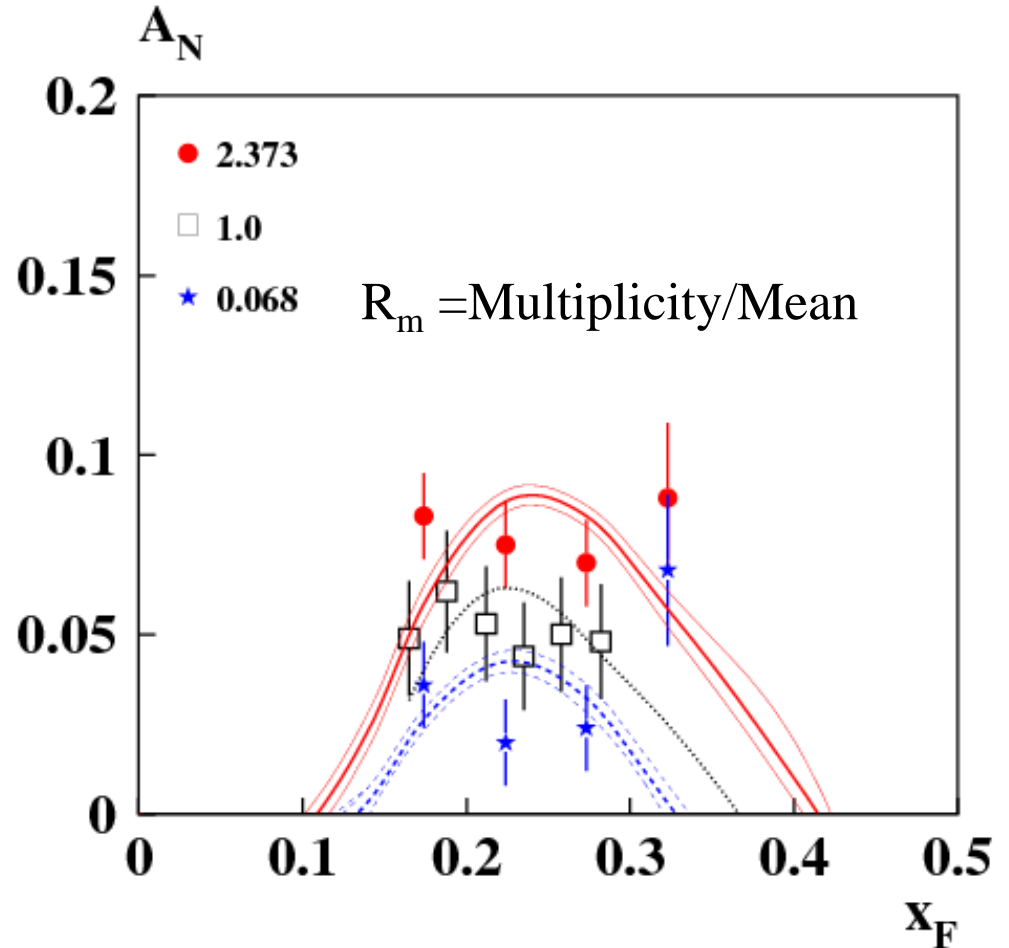


Зависимость $A_N(x_F)$ от множественности N_{ch}

[71] Асимметрия A_N в образовании π^+ в $p \uparrow p$ соударениях (BRAHMS Coll. J.H.Lee, DIS2009).

Представлены данные для трех значений множественности, нормированной на среднюю величину (R_m). Большей R_m соответствуют большее поле и асимметрия A_N . Полагаем, что вклад $q\bar{q}$ -пар кварков, f_N , модифицируется как:

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

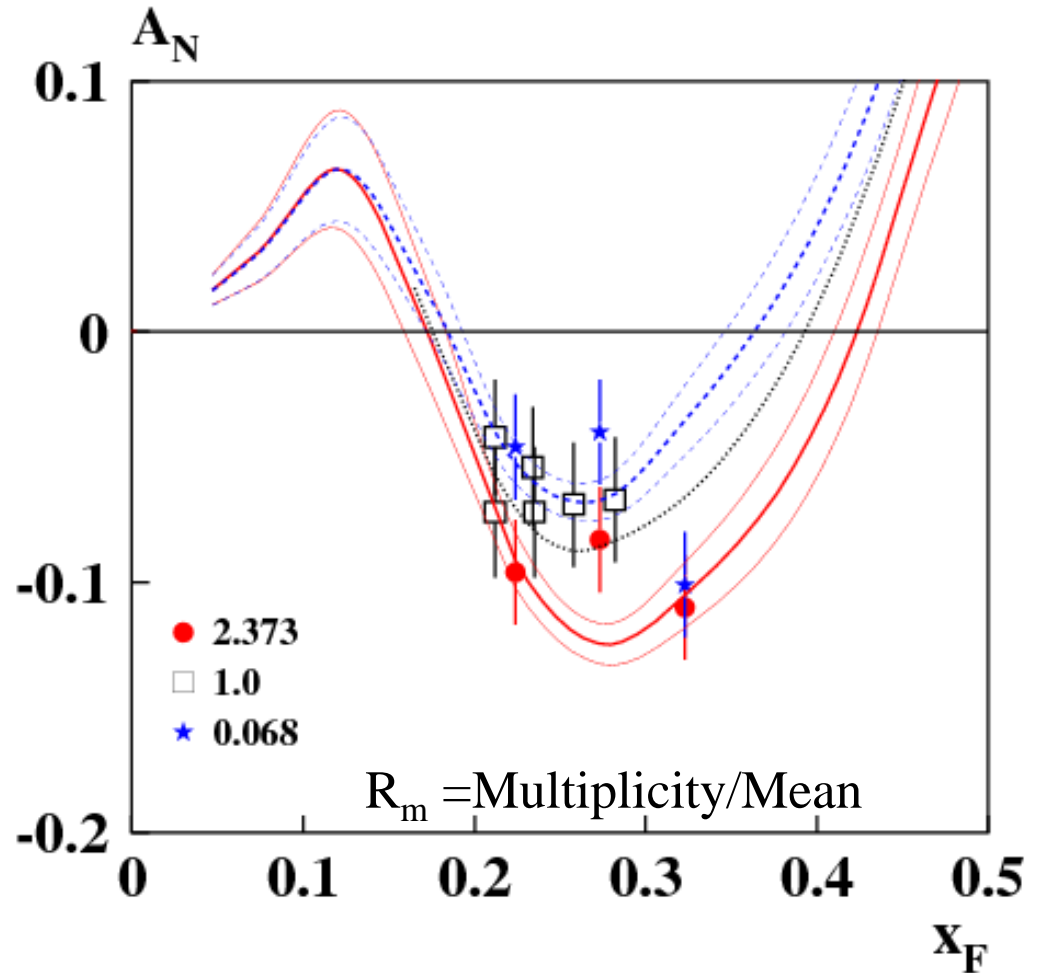


$$f_N \sim 1 + a_m(R_m - 1), \quad a_m = 0.030 \pm 0.006 \quad (127)$$

Зависимость $A_N(x_F)$ от множественности N_{ch}

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

Предполагаем, что с изменением множественности модифицируется только зависящая от \sqrt{s} часть $q_A = 3(1+f_N)A_{eff}$ и $\tilde{q}_A = 3f_N A_{eff}$, хотя возможен и вклад вида $q_A = 3(1+a_m(R_m-1)+f_N)A_{eff}$.
 Ответ должны дать новые эксперименты, в том числе СПАСЧАРМ (ИФВЭ) и измерения на НИКЕ в Дубне.



$$f_N \sim 1 + a_m(R_m - 1), \quad a_m = 0.030 \pm 0.006 \quad (127)$$

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

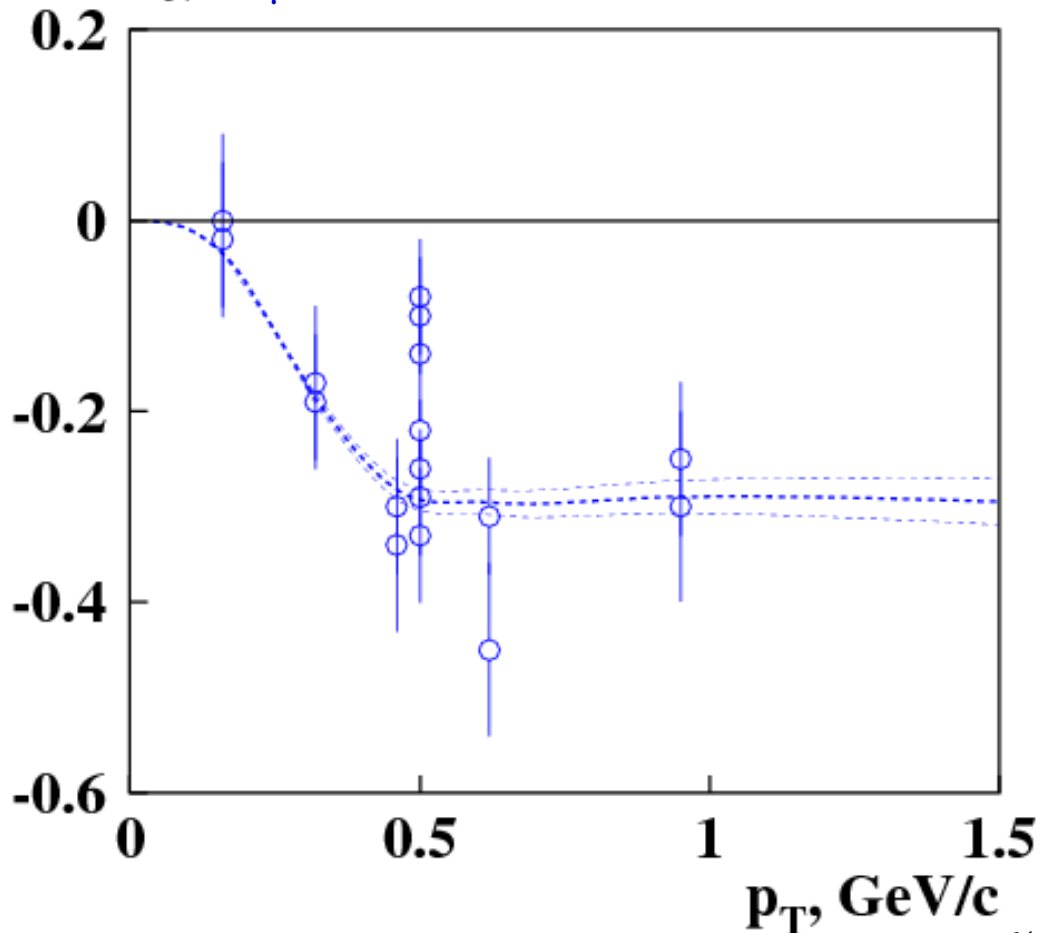
[72] The Λ polarization in $\nu_\mu A$ collisions is measured in the NOMAD experiment.

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

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

$x_F = -0.27$ (target fragmentation region)

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



A_N for π^+ in e^+p -collisions

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

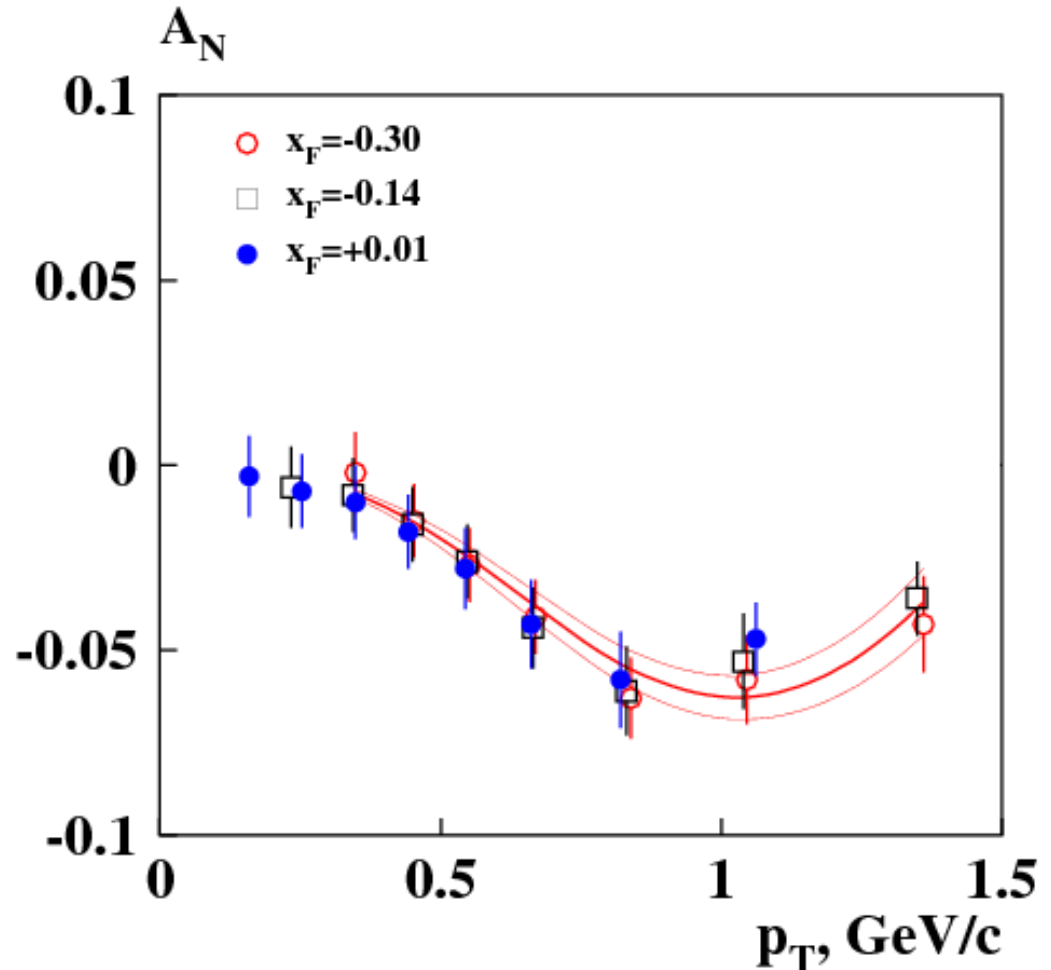
[73] K.Rith, SPIN2010.

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

We assume that virtual photon produce q - q -bar pair (vector meson dominance), which interacts with the target quarks and produce π^+ .

The sign of A_N and x_F are changed to the opposite.

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

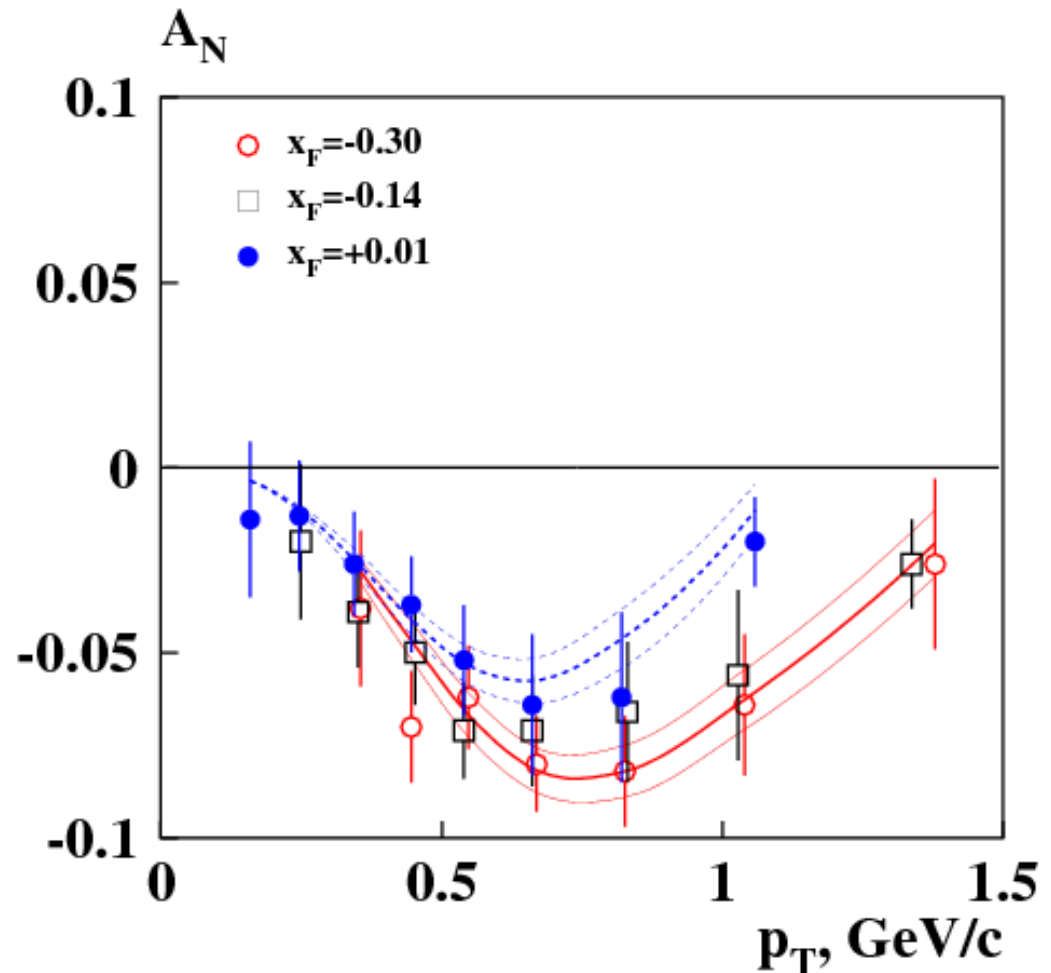


A_N for K^+ in e^+p -collisions

The K^+ production A_N in e^+p collisions is measured in the HERMES experiment. [73] K.Rith, SPIN2010.

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

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



$P_N(A)$ for Λ in e^+A -collisions

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

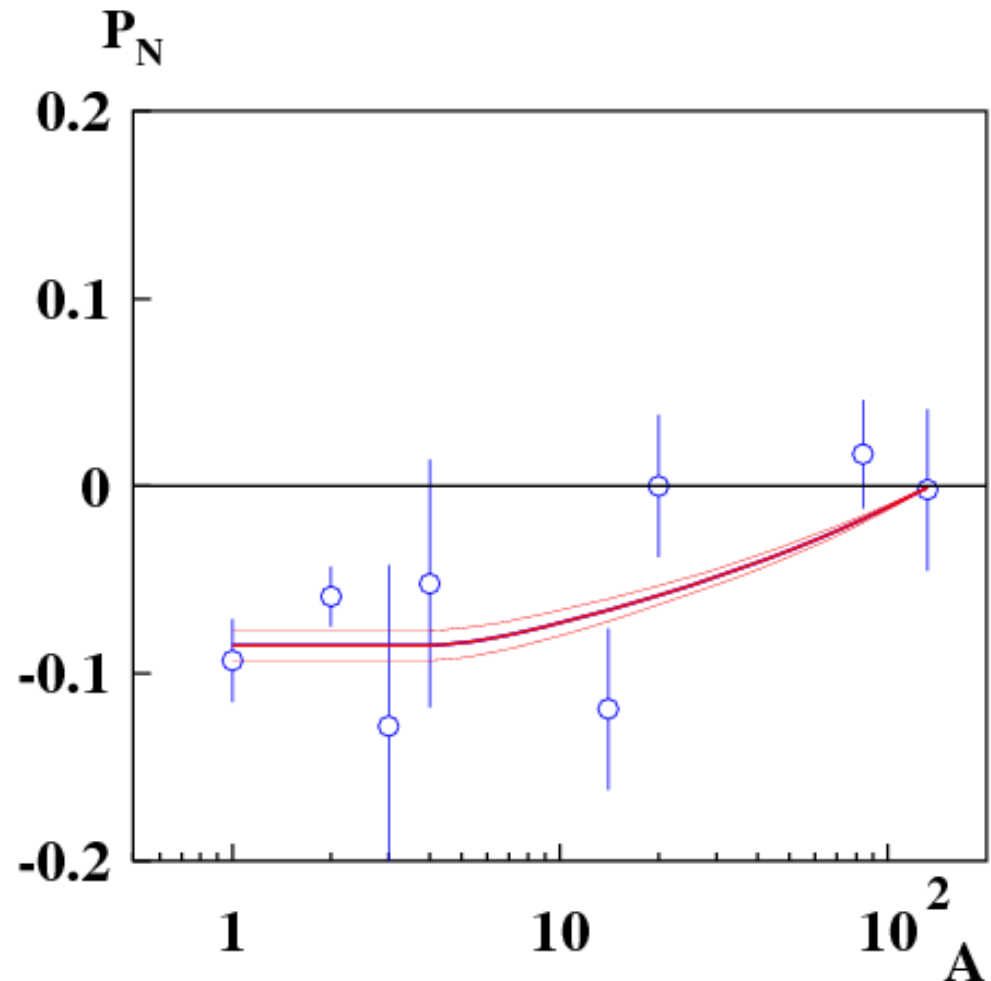
The number of quarks, creating the ECF is

$$v_A = 1 + \lambda(3A_{\text{eff}} - 2) - \tau(\lambda + 1), \quad (108)$$

where $\lambda \approx -0.135$, $\tau \approx .029$, $A_{\text{eff}} \approx 0.6A^{1/3}$. The ECF and $P_N \sim v_A$ and are near zero at large $A \approx 100$. Red curve is the model prediction.

Abramov, DSPIN11.

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



Exclusive reaction $\pi^- p^\uparrow \rightarrow K^0 \Lambda^\uparrow$

The values of $G_A(\phi_A)$, estimated from the data in a wide range of c.m. energies, are scattered near the universal model curve (a solid one), which oscillates as a function of the spin precession angle ϕ_A .

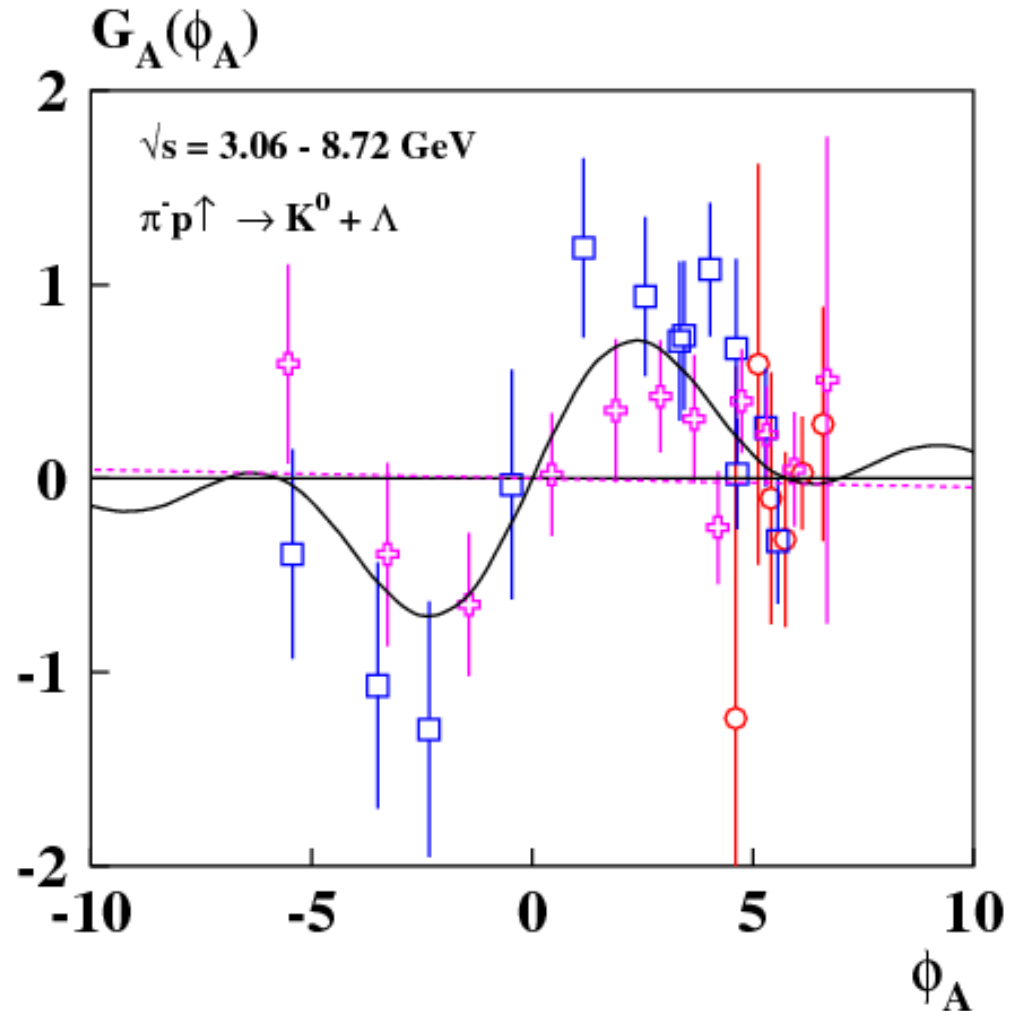
V.Abramov, DSIPN11

D.J.Grennell et al. Phys. Rev. D6(1972)1220. $\sqrt{s} = 3.06-3.49$ GeV.

W. Beusch et al. Nucl. Phys. B99(1975)53. $\sqrt{s} = 3.21$ GeV.

I.A.Avvakumov et al. Yad. Fiz. 42(1985)1152. $\sqrt{s} = 8.72$ GeV.

$$\pi^- p^\uparrow \rightarrow K^0 \Lambda^\uparrow$$

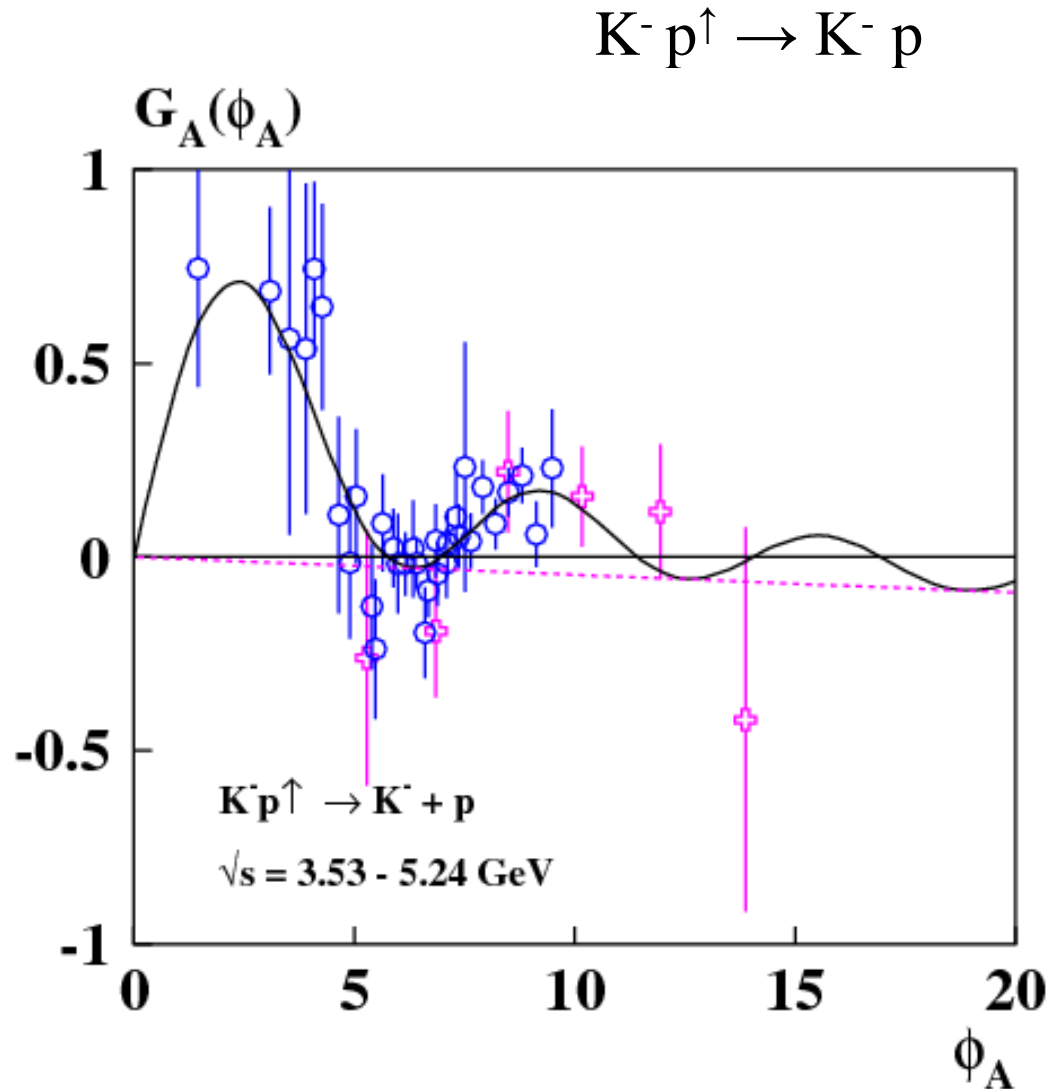


Exclusive reaction $K^- p^\uparrow \rightarrow K^- p$

The values of $G_A(\phi_A)$, estimated from the data in a wide range of c.m. energies, are scattered near the universal model curve (a solid one), which oscillates as a function of the spin precession angle ϕ_A .
V.Abramov, DSIPN11

M.Borghini et al. Phys. Lett. 31B(1970)405. $\sqrt{s} = 3.53$ GeV.

M.Borghini et al. Phys. Lett. B36(1971)497. $\sqrt{s} = 4.46-5.24$ GeV.



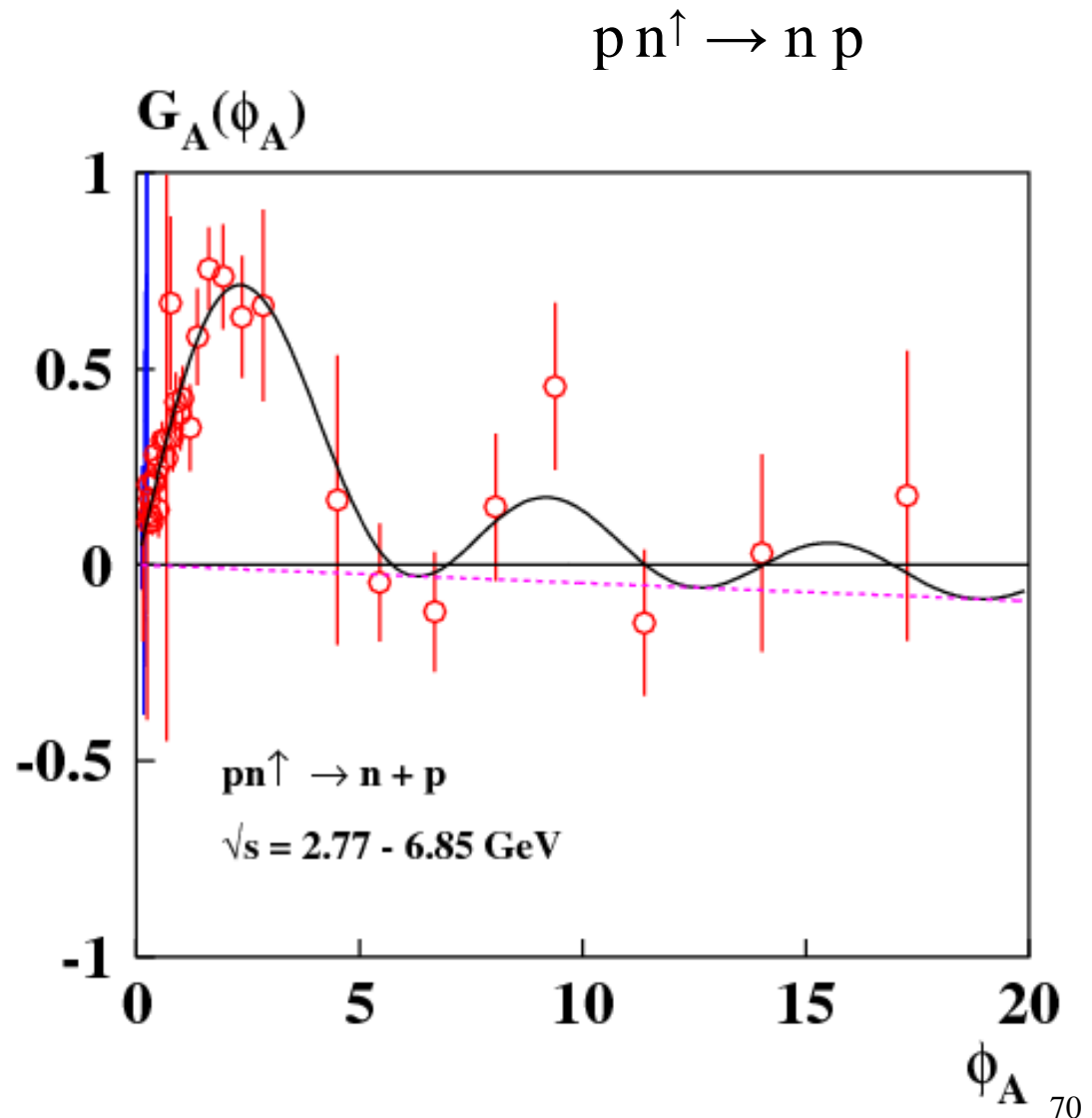
Exclusive reaction $p n^\uparrow \rightarrow n p$

The values of $G_A(\phi_A)$, estimated from the data in a wide range of c.m. energies, are scattered near the universal model curve (a solid one), which oscillates as a function of the spin precession angle ϕ_A .

V.Abramov, DSIPN11

M.A. Abolins Phys. Rev. Lett.
30(1973)1183. $\sqrt{s} = 2.77 - 4.74$ GeV.

D.G. Crabb et al. Nucl. Phys.
B185(1981)1. $\sqrt{s} = 6.85$ GeV.



Exclusive reaction $pn^\uparrow \rightarrow np$

At large spin precession angle φ_A the linear term $\varepsilon\varphi_A$ dominates in the expression

$$G_A(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A] / \varphi_A + \varepsilon\varphi_A,$$

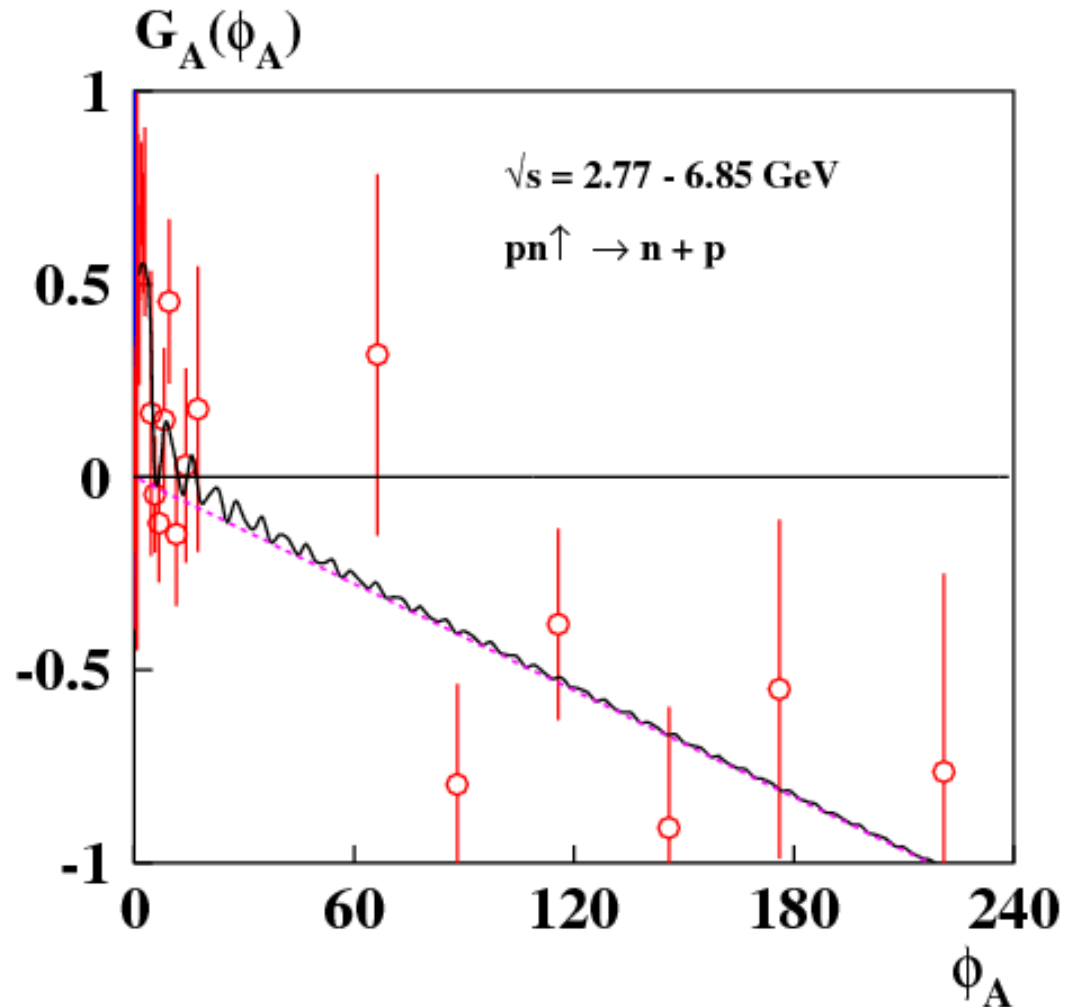
where $\varepsilon = -0.005056 \pm 0.000008$ is a

phenomenological parameter, as expected from the CPQ model.

Large precession angle φ_A values are reached at low energy $\sqrt{s} = 2.77$ GeV.

V.Abramov, DSIPN11

$pn^\uparrow \rightarrow np$



Global Polarization in nuclei collisions

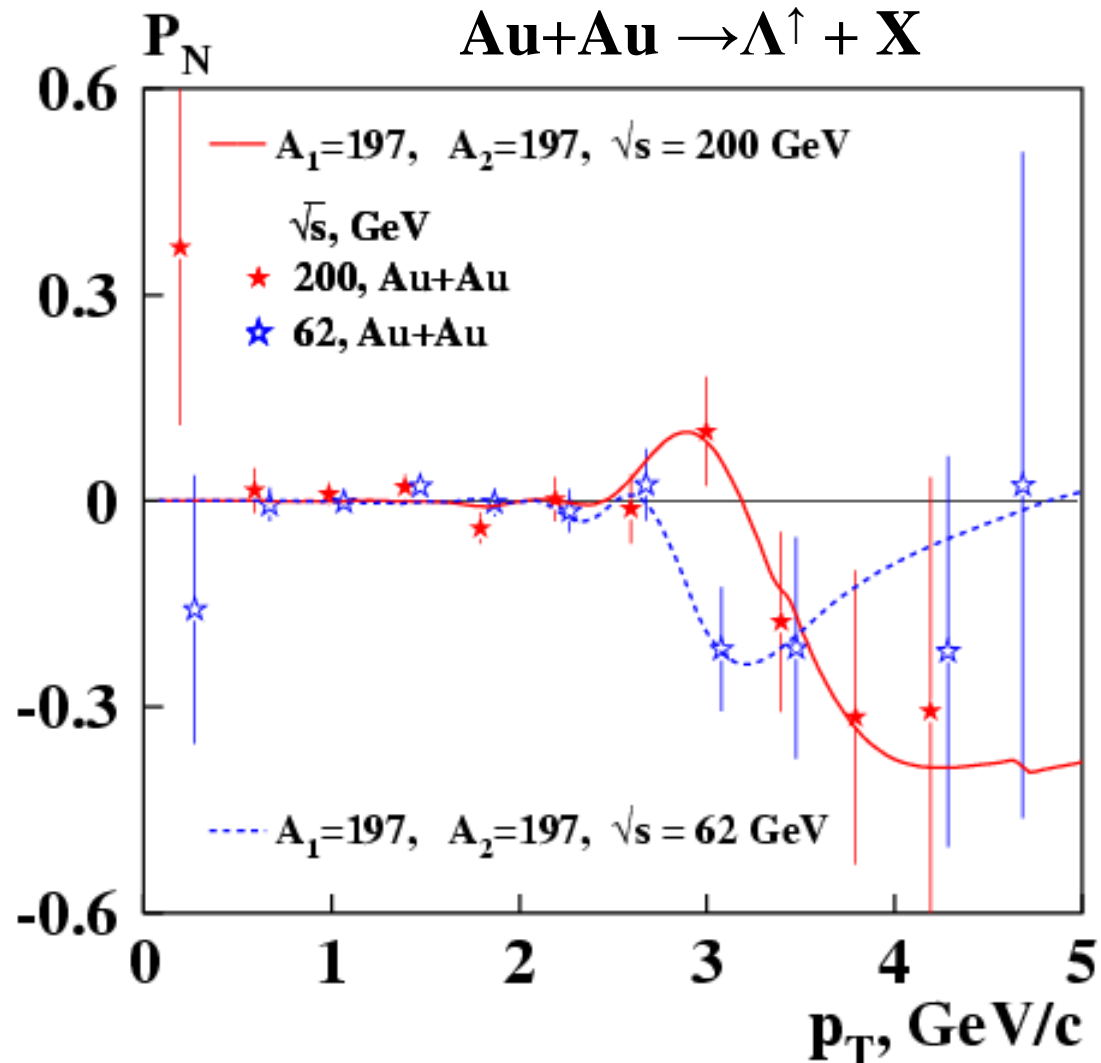
Polarization of Λ in Au+Au-collisions.

Experiment STAR:

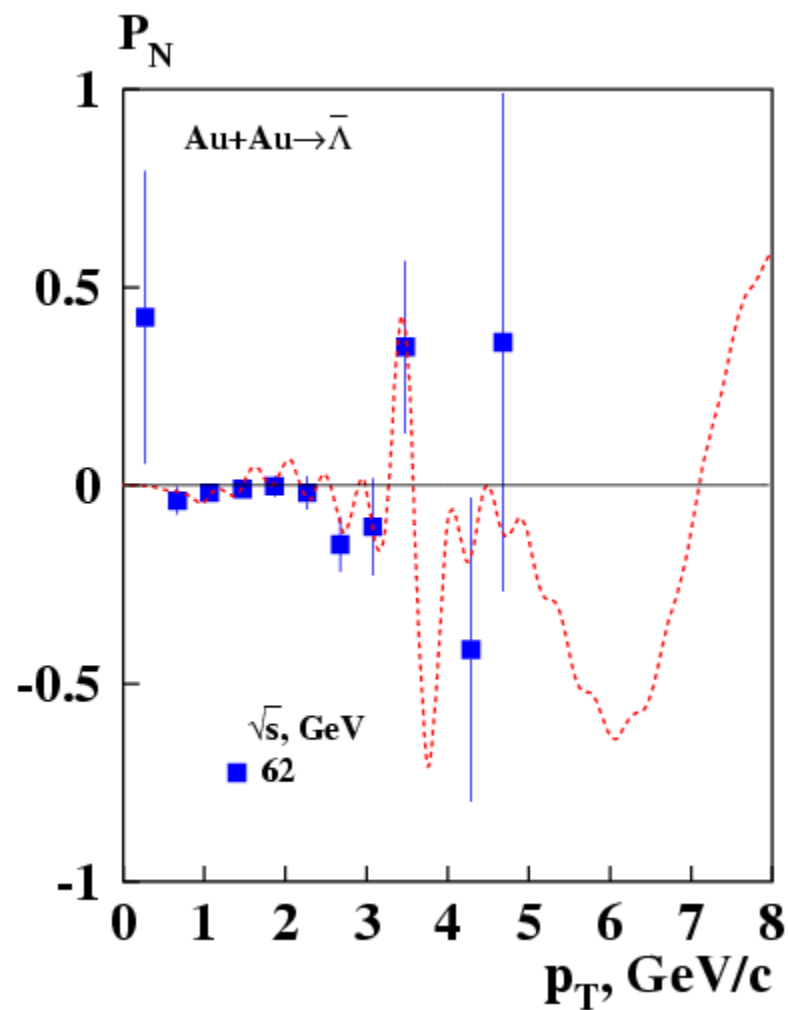
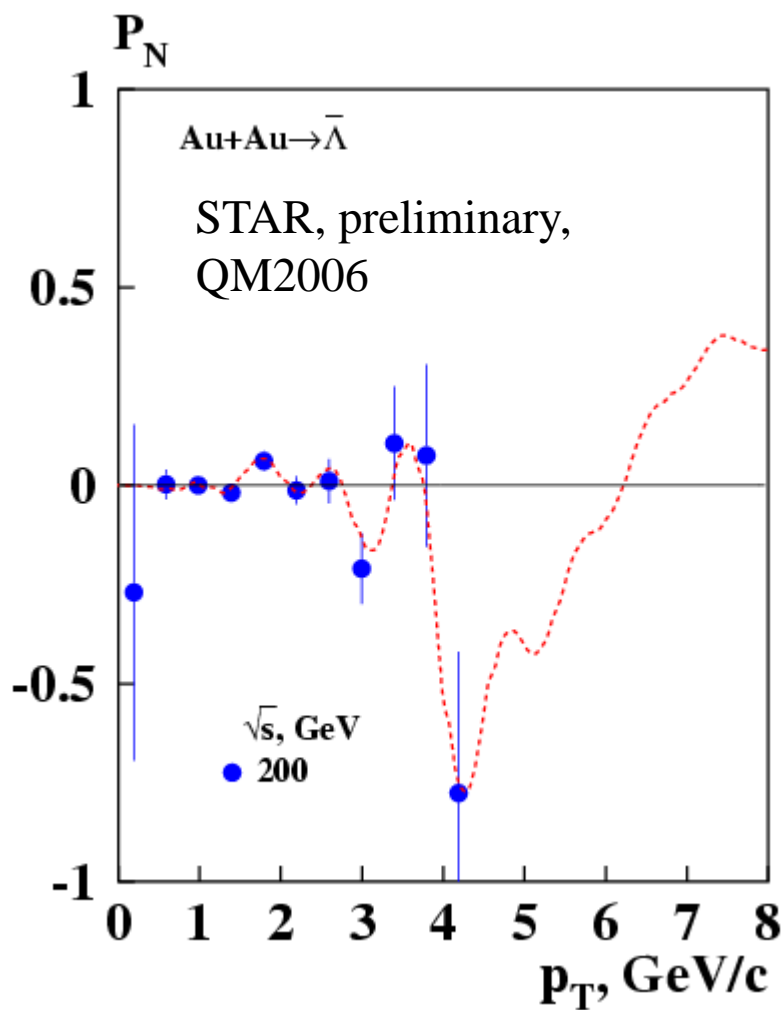
$\sqrt{s} = 62$ и 200 GeV.

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

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



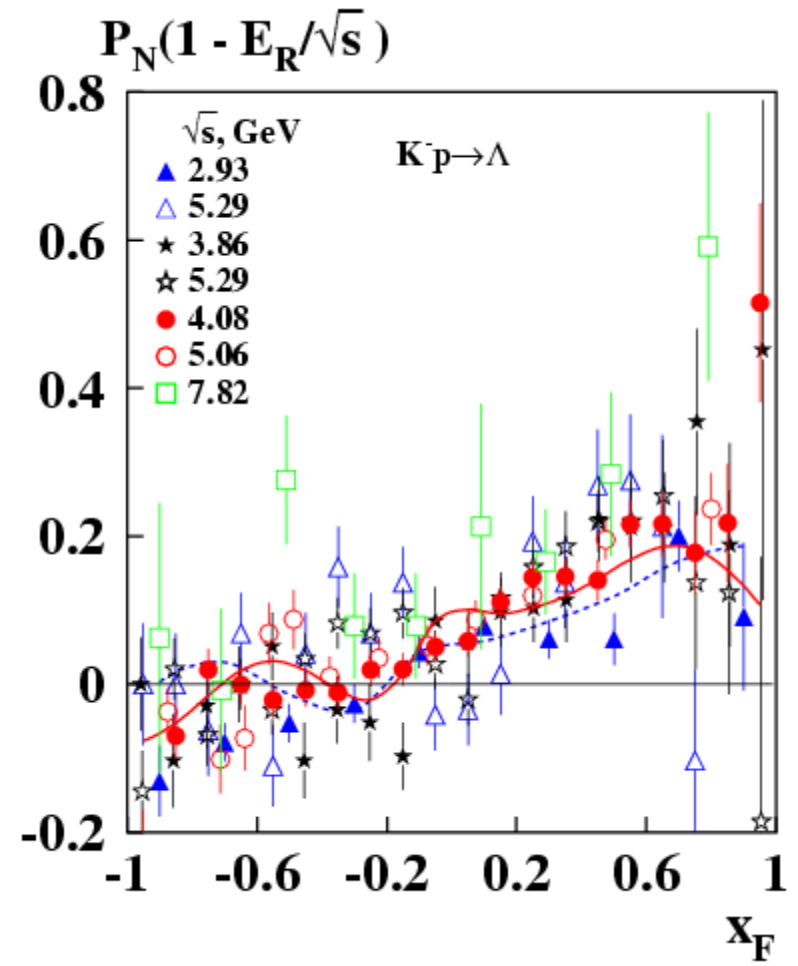
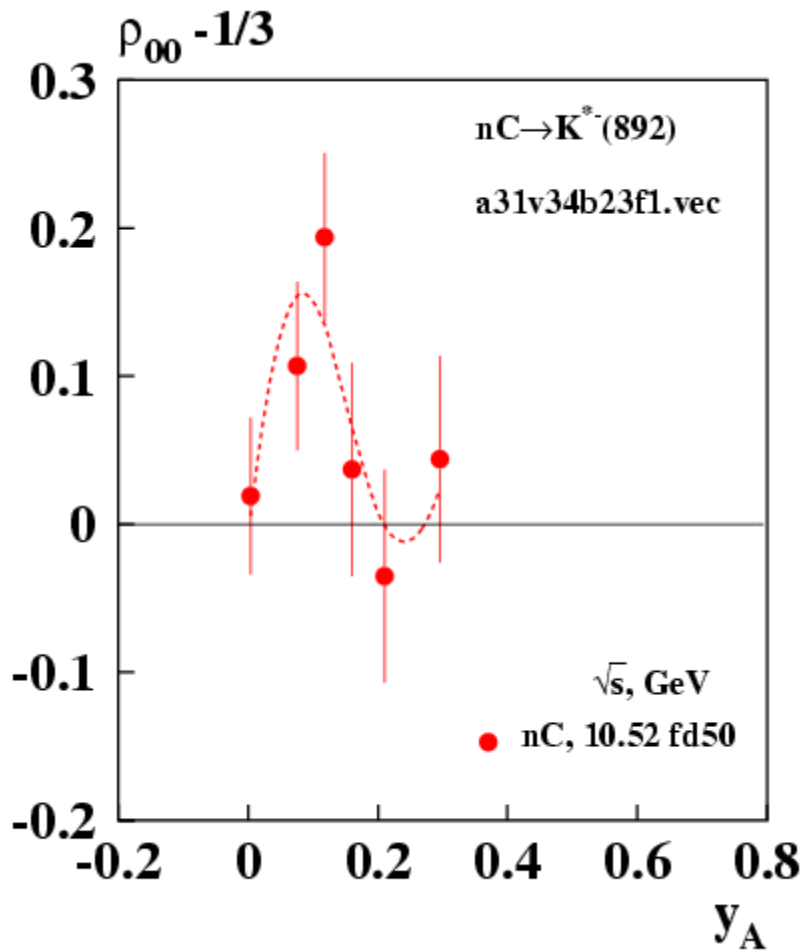
Глобальная поляризация $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в соударениях Au+Au



Au+Au $\rightarrow \tilde{\Lambda}$: $\sqrt{s}=200$ GeV, $\omega_A = -648 \pm 46$;

Au+Au $\rightarrow \tilde{\Lambda}$: $\sqrt{s} = 62$ GeV, $\omega_A = -359 \pm 15$

Скейлинг и осцилляции Λ_N и P_N .



$K^-p \rightarrow \Lambda$ $\langle \sqrt{s} \rangle = 4.78$ GeV,

$\omega_\Lambda = -9.80 \pm 0.63$;

$nC \rightarrow K^*(892)$: $\sqrt{s} = 10.52$ GeV,

$\omega_\Lambda = -26.9 \pm 5.7$; EXCHARM, Dubna

$P_N(x_F, p_T)$ for $e^+e^- \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$ and $e^+e^- \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow + X$

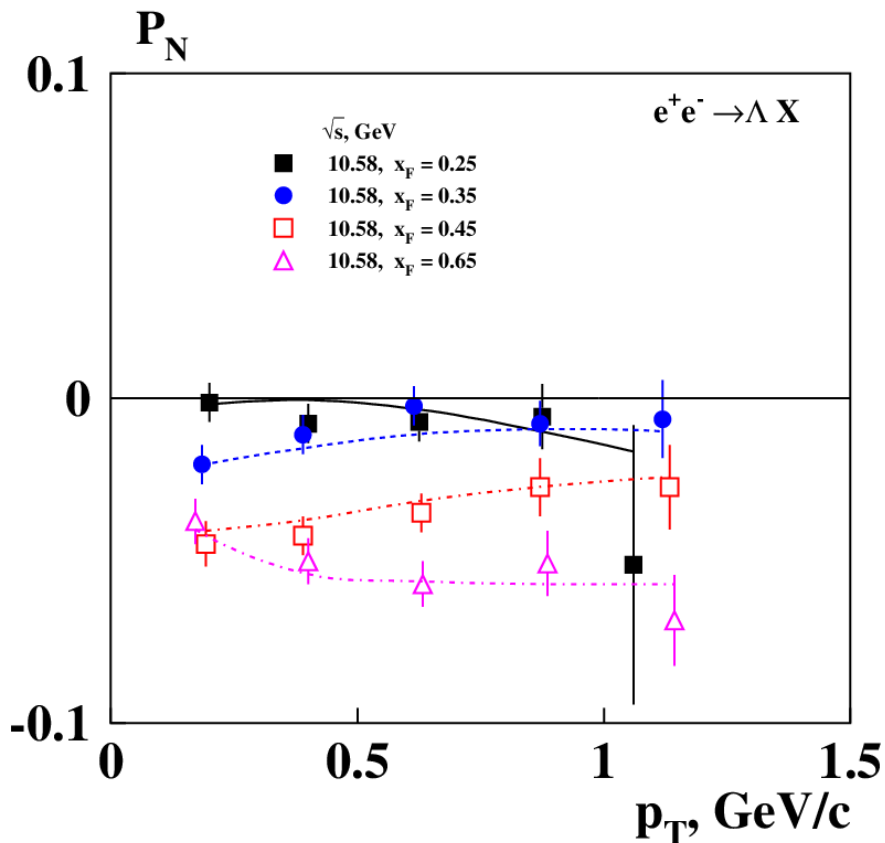


Fig. 6. Dependence of P_N on p_T at energy $\sqrt{s} = 10.58$ GeV in $e^+e^- \rightarrow \Lambda^\uparrow X$ [120].

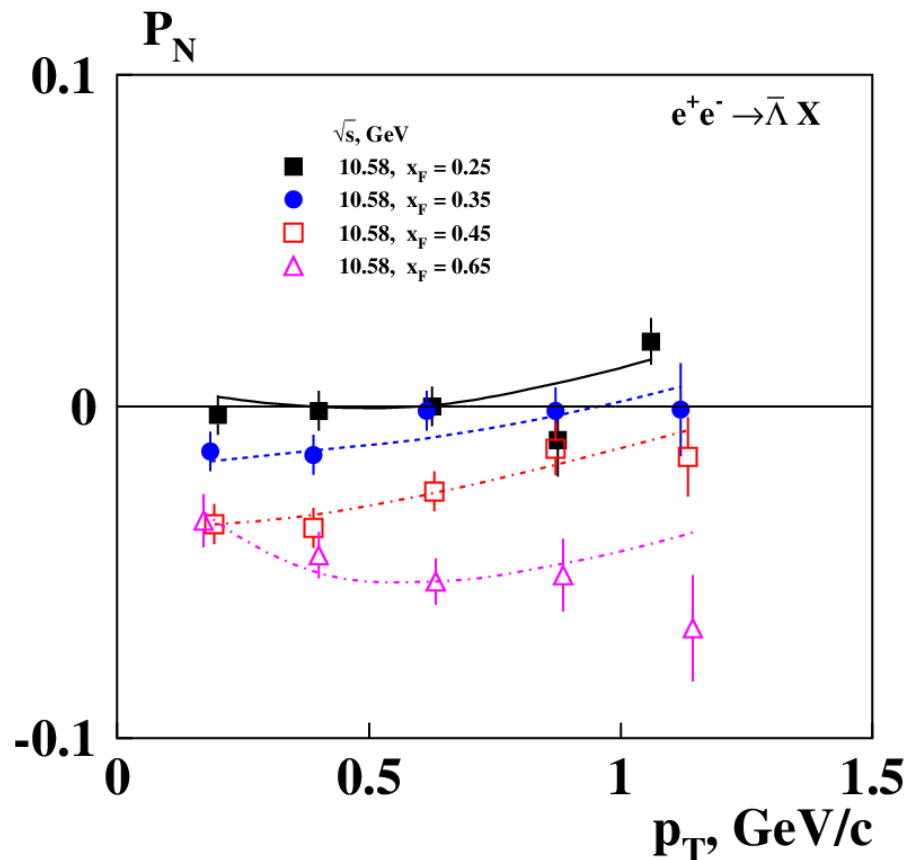


Fig. 7. Dependence of P_N on p_T at energy $\sqrt{s} = 10.58$ GeV in $e^+e^- \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow X$ [120].

[120] A.Abdesselam et al. arXiv:1611.06648v1 [hep-ex]

Predictions on $A_N(x_F, p_T)$ for $p \uparrow + p(A) \rightarrow \pi^0 + X$

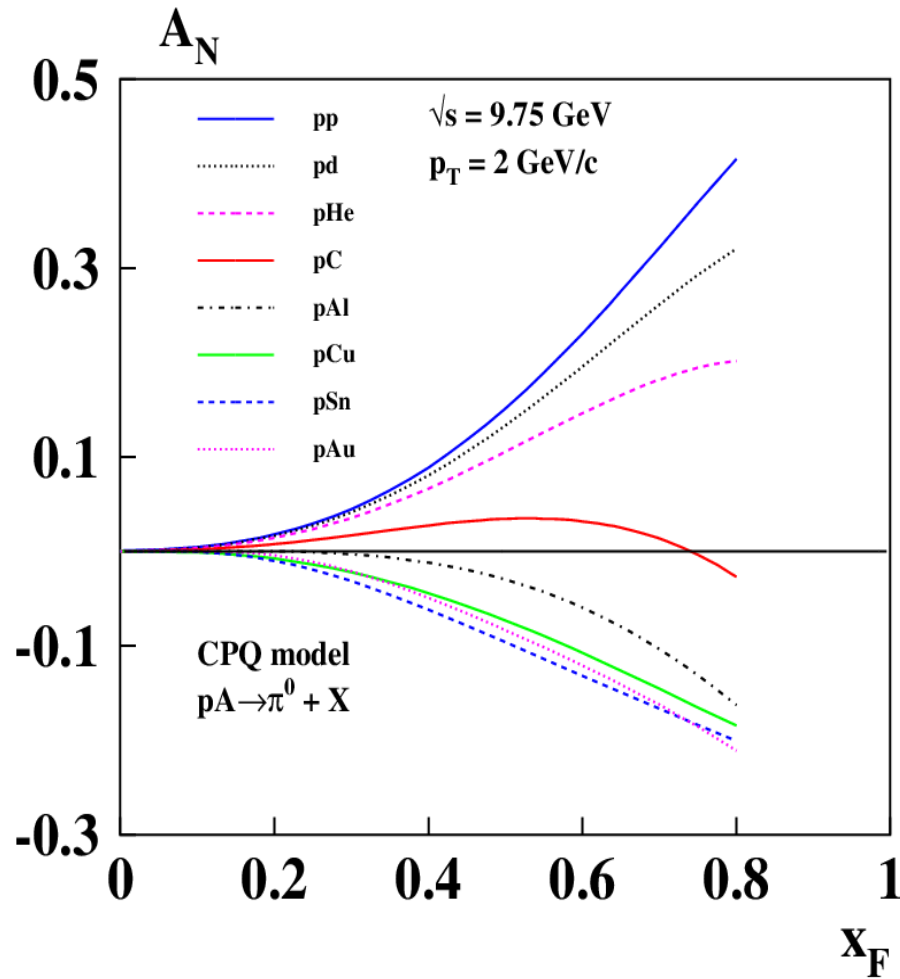


Fig. 12. Calculations of the dependence of A_N on x_F at energy $\sqrt{s} = 9.75 \text{ GeV}$, $p_T = 2 \text{ GeV} / c$, in pA collisions.

Strong dependence of $A_N(x_F, A)$ on A at high x_F at $\sqrt{s} = 9.75 \text{ GeV}$.

Predictions on $A_N(x_F, p_T)$ for $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^0 + X$

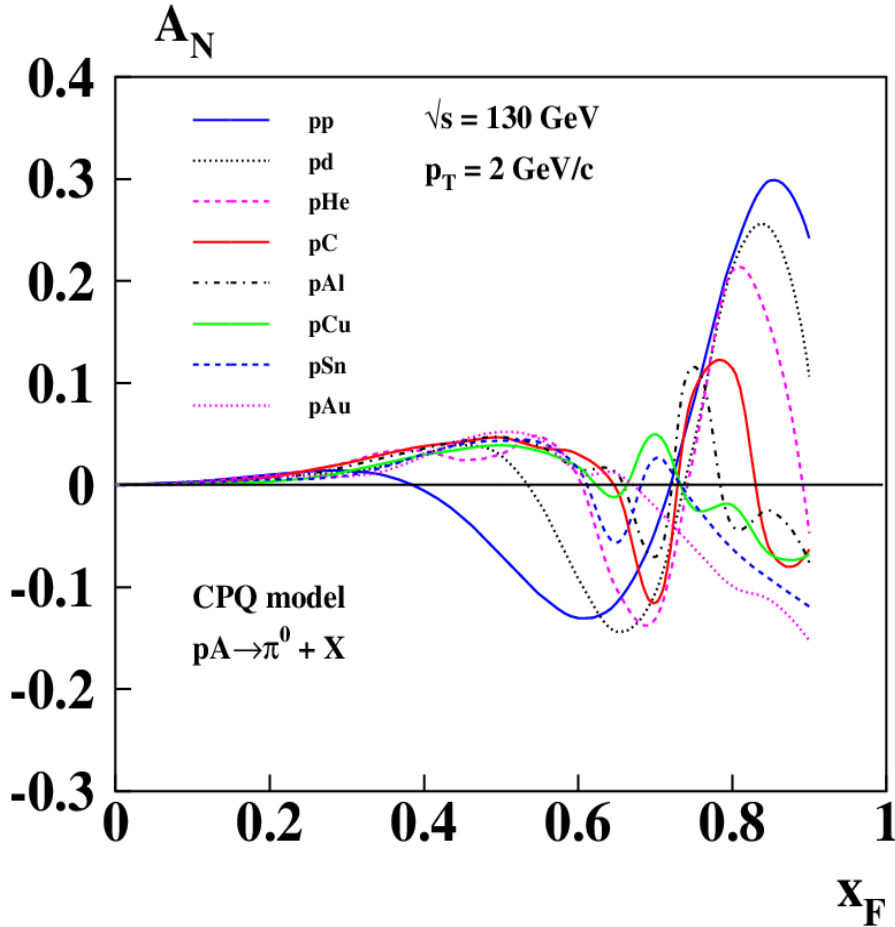


Fig. 13. Calculations of the dependence of A_N on x_F at energy $\sqrt{s} = 130$ GeV, $p_T = 2$ GeV/c, in pA collisions.

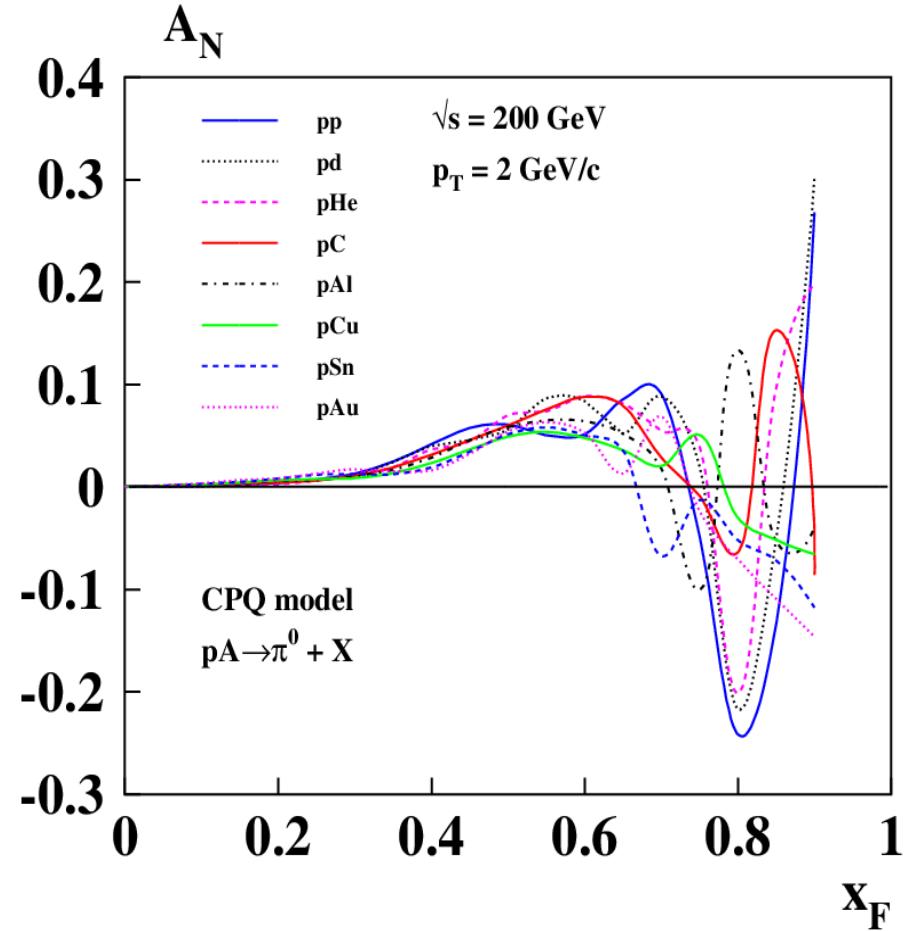


Fig. 14. Calculations of the dependence of A_N on x_F at energy $\sqrt{s} = 200$ GeV, $p_T = 2$ GeV / c, in pA collisions.

Oscillation of $A_N(x_F)$ in a strong chromomagnetic field at 130 GeV and 200 GeV.

Выводы о феноменологии, структуре и динамике взаимодействий

- 1) Роль динамических составляющих кварков с аномальным, большим отрицательным хромомагнитным моментом, цветовым зарядом, спином $1/2$ 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 хромомагнитное поле? Эффект хребта.
- 5) Сила Штерна-Герлаха в неоднородном хромомагнитном поле – источник A_N и P_N ?
- 6) Круговое хромомагнитное 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 хромомагнитном поле и А.Х.М. = $\Delta\mu^a_Q < 0$.
- 10) Осцилляция поляризации P_N и A_N в сильных хромомагнитных полях.
- 11) Подавление вклада кварков мишени в поле B^a в области $x_F > 0$, $\tau = 0.029 \ll 1$.
- 12) Рост вклада пар $q\bar{q}$ в поле при сверхвысоких энергиях. $N_q = n_q \exp(-W/\sqrt{s}) [1 - X_N]^n$;
- 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 хромомагнитные моменты.
 $\Delta\mu^a_Q(u,c) = -0,4899 \pm 0,0013$; $\Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{(2/3)} \Delta\mu^a_Q(u,c)$; Согласие с инстантонной моделью.
- 20) Наличие порога для A_N по углу и энергии адрона в с.ц.м. для ряда реакций. $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^- X$
- 21) Увеличение поперечного радиуса цветового поля при малых p_T , как проявление соотношения неопределенностей? Аномальное поведение (смена знака и величины) $A_N(A)$ для $p^\uparrow + A \rightarrow n X$.

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} ...) как следствие прецессии спина в сильных хромомагнитных 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.**

Спасибо за внимание!

Добавочные слайды

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

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

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

2) Возникает эффективное круговое поперечное хромомангнитное поле.

3) Взаимодействие кварка пробника и спектатора: доминируют анти-триплет для qq и синглет для $q\tilde{q}$ взаимодействий. Правила кваркового счета.

$v_A(q\tilde{q}) = 1$; $v_A(qq) = \lambda$. Вклад в эффективное поле.

4) Проявление цветовых факторов в взаимодействиях кварков и антикварков.

Формула для лямбда. $\lambda \approx -|\psi_{qq}(0)|^2 / |\psi_{q\tilde{q}}(0)|^2 \approx -1/8 \approx -0.13529 \pm 0.00009$.

5) Подавление вклада кварков мишени в поле в области фрагментации налетающей частицы. Фактор $-\tau$, где $\tau = 0.02896 \pm 0.00009$.

6) Рост вклада пар $q\tilde{q}$ в поле при сверхвысоких энергиях $\sqrt{s} = W_0 = 277.3 \pm 0.6$ ГэВ.

$W_0/M_p \approx M_p/m_q$, $m_q = (2m_u + m_d)/3 \approx 3.1 \pm 0.5$ МэВ. M_p/m_q – гамма фактор?

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

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

Восстановление киральной симметрии при больших $p_T \approx p_F \approx 88$ ГэВ/с? 88

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

- 8) Уменьшение энергии W с ростом атомных весов A_1, A_2 . $W = W_0/(A_1 A_2)^{1/6}$.
- 9) Протяженность поля $S_0 x_A \sim 1$ Фм. Круговое поперечное хромоманнитное поле – не точечный объект, поэтому большие спиновые эффекты.
- 10) Невозможность мгновенно перевернуть спин, если нет жесткого условия, следующего из законов сохранения.
- 11) Малая величина параметра ε : $\varepsilon = -0.005056 \pm 0.000008$ в $G(\varphi_A)$. Возможное влияние продольного хромозлектрического поля либо его геометрии.
- 12) Резонансная зависимость A_N и P_N от энергии \sqrt{s} для реакций с $g_s v_A < 0$ в сильных полях $|v_A| \gg 1$. Фокусировка кварков полем для $E_R > 0$.
- 13) Прецессия спина кварка в сильном поперечном хромоманнитном поле.
- 14) Осцилляция поляризации $P_N(x_F)$ и асимметрии $A_N(x_F)$ в сильных полях.
- 15) Зависимость порогового угла θ_{cm} для $A_N(\theta_{cm})$ от скорости и масс составляющих кварков в сталкивающихся адронах.
- 16) Факторизация зависимостей P_N от \sqrt{s} , p_T и φ_A, φ_B :
$$P_N \approx C(\sqrt{s}) F(p_T, A) [G(\varphi_A) - \sigma G(\varphi_B)]$$
- 17) Цветовой формфактор $F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2.5}]\} (1 - \alpha_A \ln A)$.
 $\alpha_A = 0$ для 76 реакций. Исключения: $pA \rightarrow \Lambda^+ + X$ ($\alpha_A = 0.121$), $pA \rightarrow p^+ + X$ ($\alpha_A = -5/3$),
 $pA \rightarrow \Sigma^{+\uparrow} + X$ ($\alpha_A = 0.121$) и $pA \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$ ($\alpha_A = 0.296$).

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

- 18) Резонансная зависимость: $C(\sqrt{s}) = v_0 / [(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}$, фокусировка кварков цветными силами? Magnetic focusing in atomic, nuclear and hadronic processes Yu. A. Simonov (Moscow, ITEP). Aug 26, 2013. 18 pp. e-Print: [arXiv:1308.5553](https://arxiv.org/abs/1308.5553) [hep-ph].
- 19) Знак E_R совпадает с $\mathbf{r}_g = -\mathbf{g}_s \mathbf{v}_A$ для 80 инклюзивных реакций.
- 20) Величина E_R согласуется для 69 реакций из 80 с формулой, следующей из уравнения Т-БМТ для прецессии спина: $E_R = 4\mathbf{r}_g \cdot \sum \mathbf{M}_Q / (2 - g^a_Q)$.
- 21) Величина δ_R согласуется с $\delta_R = (0.2617 \pm 0.0035) (A_1 A_2)^\alpha$, $\alpha = 0.03574 \pm 0.00064$, для 77 реакций. Исключения: $pA \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow + X$, $d^\uparrow A \rightarrow \pi^+ X$ и $AuAu \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$,
где $\delta_R = (0.0136 \pm 0.0097) (A_1 A_2)^\alpha$.
- 22) Аномальные хромомангнитные моменты составляющих кварков:
 $\Delta\mu^a_Q(u,c) = 0.4899 \pm 0.0013$, $q = +2/3$; Результат глобального
 $\Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{2/3} \Delta\mu^a_Q(u,c)$, $q = -1/3$. фита поляризационных данных.
Средняя величина -0.43 близка к оценке Н.Кочелева $\Delta\mu = -0.4$. Anomalous Quark Chromomagnetic Moment and Single-Spin Asymmetries
N.Kochelev, N.Korchagin. [arXiv:1308.4857](https://arxiv.org/abs/1308.4857) [hep-ph].

Выводы о структуре и динамике взаимодействий

- 23) Поляризация составляющих кварков в протоне равна: $P_U = +1$; $P_D = -1$.
- 24) Универсальная зависимость глобальных параметров модели от атомных весов сталкивающихся частиц. Исключение: $pA \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$ ($p_T^0 \sim A_2^{-\alpha}$).
- 25) Взаимодействие в октетном для $q-\bar{q}$ системы и в секстеплетном для qq -системы приводит на малых расстояниях к отталкиванию, а **в синглетном и триплетном – к притяжению**. Это может объяснить доминирование последних в описании поляризационных явлений, поскольку для них возникает явление фокусировки (притяжения) пробника и спектатора, и это уменьшает средний радиус поперечный поля и увеличивает его величину. А это в свою очередь приводит к усилению поляризационных явлений при малых энергиях $\sqrt{s} = E_R$. J.Takahashi et al., Phys.Rev.D88(2013)114504; Y.Nakagawa et al., Phys.Rev.D77(2008)034015; A.Nakamura, T.Saito, Phys.Lett.B621(2005)171.
- 26) В качестве константы сильного взаимодействия лучше подходит $\alpha_s = g_s^2/4\pi = 1.1425$ из АРТ Д.В. Ширкова, а не $\alpha_s = 0.5$. Есть еще формула из A.Deur, Nucl.Phys. A755,(2005) 353. $\alpha_s(q=0) = \pi$.

References

- [1] Abramov V.V. Phenomenology of single-spin effects in hadron production at high energies // *Phys. Atom. Nucl.* — 2009. — V. **72**, no. 11. — P. 1872–1888.
- [2] V.V. Abramov, A. Aleshko, V.A. Baskov, E. Boos, V. Bunichev et al., e-Print: 2102.08477 [hep-ph], JINR preprint E2-2021-12.
- [3] V.V. Abramov, *J.Phys.Conf.Ser.* 1435 (2020) 1, 012001.
- [4] V.V. Abramov, *J.Phys.Conf.Ser.* 938 (2017) 1, 012038.
- [5] V.V. Abramov, *J.Phys.Conf.Ser.* 678 (2016) no.1, 012039.
- [6] V.V. Abramov, Proceedings of the XV Advanced Research Workshop on High Energy Physics (DSPIN-13) Dubna, October 8-12, 2013, Dubna 2014, p.17-20.
- [7] V.V. Abramov, *Phys.Part.Nucl.* 45 (2014) 62-65.
- [8] V.V. Abramov, Proceedings of the XIV Advanced Research Workshop on High Energy Physics (DSPIN-11) Dubna, September 20-24, 2011, Dubna 2012, p.21-26.
- [9] V.V. Abramov, *J.Phys.Conf.Ser.* 295 (2011) 012086.
- [10] V.V. Abramov, *Phys. Atom. Nucl.* 70(2007) 2103-2112.
- [11] V.V. Abramov, Preprint IHEP-2001-13.
- [12] V.V. Abramov, *Eur.Phys.J. C* 14 (2000) 427-441.
- [13] Baranov S.P. On the production of doubly flavored baryons in p p, e p and gamma gamma collisions // *Phys. Rev.* — 1996. — V. D54 — P. 3228–3236.

References

- [1] N.I.Kochelev, Phys.Lett. **B426**(1998) 149.
- [2] Y.Pan, *Int.J.Mod.Phys.Conf.Ser.* **40** (2016) 01, 1660037.
- [3] B.I.Abelev et al. Phys.Rev.Lett.**101**(2008) 222001.
- [4] C.Dilks for STAR Collab., *PoS DIS2016* (2016) 212, e-Print: 1805.08875[hep-ex].
- [5] J. Adam *et al.* (STAR Collaboration) Phys. Rev. D 103, 072005 – Published 16 April 2021.
- [6] D.L. Adams et al., Z.Phys. **C56**(1992)181-184.
- [7] S.Heppelmann et al., arXiv:0905.2840v1 [nucl-ex].
- [8] A.Adare et al., Phys. Rev. **D90** (2014) 1, 012006, e-Print:1312.19995[hep-ex].
- [9] L. Adamczyk et al., Phys.Rev. **D86** (2012) 051101.
- [10] L. Adamczyk et al., Phys. Rev. **D89** (2014) 1, 012001.
- [11] L.Nogach, AIP Conf. Proc. **915**(2007) 543-546. hep-ex/0612030 [hep-ex].
- [12] M.H.Kim et al., Phys. Rev. Lett. **124**(2020) 252501.

- [45] C.Dilks for STAR Collab., *PoS DIS2016* (2016) 212, e-Print: 1805.08875[hep-ex].

Вклад $q\tilde{q}$ -пар в эффективное поле при высоких энергиях

Связь p_T и переданного импульса q в модели ХПК: $q = -\rho_0 p_T$, (96)

где глобальный параметр $\rho_0 = 0.00872 \pm 0.00020$.

Гипотезы:

1) $W_0 \approx m_p^2/m_q$; $\gamma_q \approx W_0/2m_p \approx 147.8$; $2m_q \cdot \gamma_q \approx 1.034$ ГэВ. (97)

W_0 - энергия в с.ц.м. при которой масса $q\tilde{q}$ -пары порядка m_p ?

Виртуальная пара $q\tilde{q}$ выходит на массовую поверхность при достижении этой энергии? $m_q \approx 3.5$ МэВ.

2) $p_N \approx M_p/\rho_0 \approx 115M_p \approx 108$ ГэВ, поперечный ($q = -\rho_0 p_T$). (98)

$p_T \approx p_N$, при котором эффективный переданный импульс $|q| \approx 1$ ГэВ.

3) $\rho_0 \approx m_q/M_Q \approx 1/100$, ($M_{U,D} \approx 296$ МэВ, $m_{u,d} \approx 3.5$ МэВ). (99)

Вклад высших твистов

Другой механизм генерации односпиновых асимметрий был предложен Ефремовым и Теряевым в 1982 г. [11]. В нем рассматривается, в рамках коллинеарной кинематики, вклад твист-3, учитывающий эффекты кварк-глюонных корреляций.

Особенностью указанных выше механизмов является зависимость от поперечного импульса вида $A_N \sim 1/p_T$, что характерно для вклада твист-3. В общем случае твист- t дает вклад в сечение вида $\Delta\sigma \sim (\mu/Q)^{t-2}$.

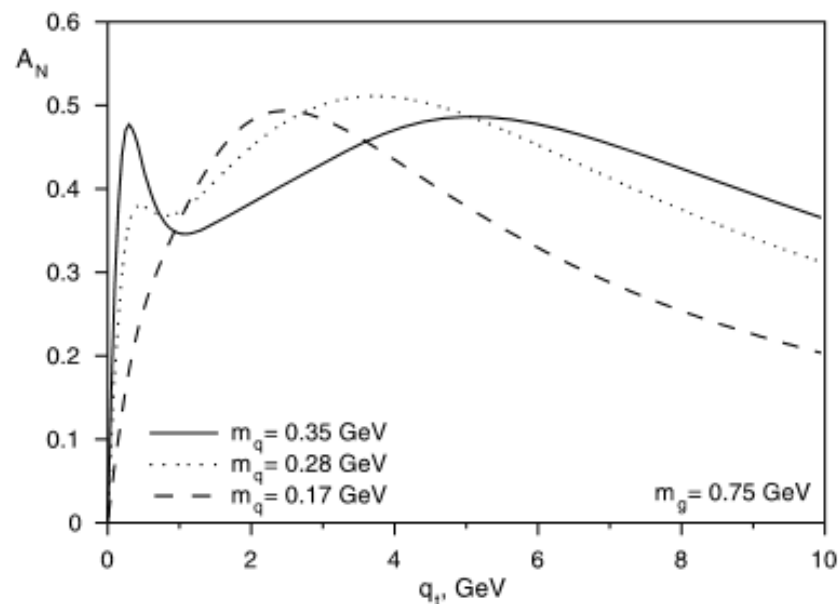
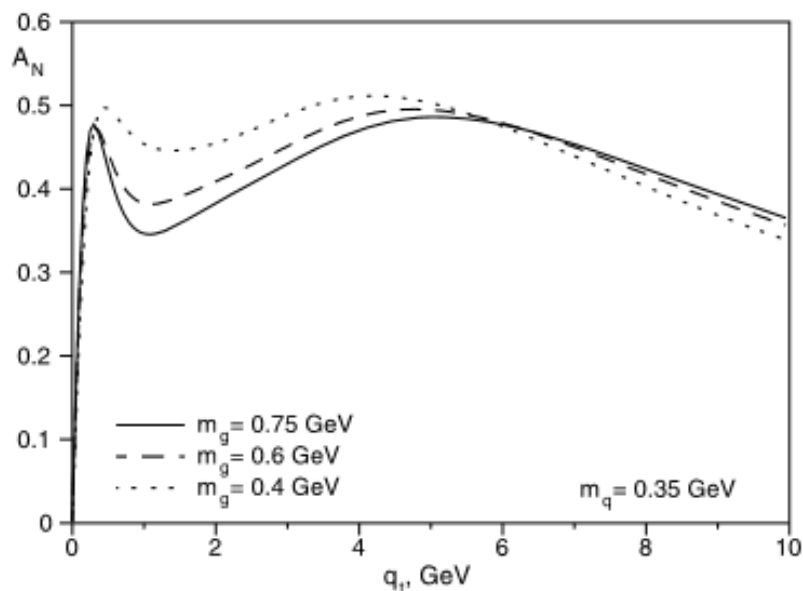
Экспериментальные данные при достигнутых на сегодняшний день поперечных импульсах не указывают на значительное уменьшение $A_N(p_T)$ при увеличении p_T , как предсказывает модель. Сами данные не исключают немонотонной зависимости $A_N(p_T)$.

[11] А.В.Ефремов, О.В. Теряев, ЯФ 36 (1982) 242 -246., ЯФ 39 (1984) 1517 -1526.,
A.V. Efremov, O.V.Teryaev, Phys. Lett. B 150 (1985) 383.

[12] J. Qiu, G.F. Sterman, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 2264 - 2267, Phys. Rev. D59 (1998) 014004.

Модель инстантонной жидкости

Механизм основан на кварк-кварковом взаимодействии, индуцированном большим аномальным кварковым хромомагнитным моментом [19]. Оценки, сделанные на основе модели инстантонной жидкости для вакуума КХД, показывают возможность генерации большой односпиновой асимметрии на кварковом уровне. На Рис. 3 показаны зависимости асимметрии $A_N(q_t)$ от переданного импульса, при разных значениях параметра инфракрасного обрезания m_g (слева) и динамической массы кварка m_q (справа) соответственно. Асимметрия может достигать 50%, а зависимость от переданного импульса q_t имеет интересные особенности.



[19] N. Kochelev and N. Korchagin, Phys. Lett. B729 (2014) 117-120.

Рис.3

Берлинская модель вращающихся кварков

Модель вращающихся валентных кварков в поляризованном протоне [13,14] была предложена для объяснения происхождения односпиновой асимметрии в образовании пионов и поляризации Λ -гиперонов.

Орбитальное вращение кварков происходит вокруг оси поляризации протонов, причем u - и d -кварки вращаются в противоположных направлениях, что связано с их поляризацией и волновой функцией протона. Взаимодействие происходит вблизи фронтальной поверхности сталкивающихся адронов, так что образовавшийся пион приобретает дополнительный поперечный импульс при рекомбинации с морским антикварком из мишени.

Модель дает качественное описание односпиновой асимметрии и поляризации гиперонов.

[13] C. Boros, Liang Zuo-tang, Phys. Rev. D53 (1996) R2279; C. Boros, Liang Zuo-tang, Meng Ta-chung, Phys. Rev. D54 (1996) 4680; Liang Zuo-tang, C. Boros, Inter. J. Mod. Phys. A15 (2000) 927.

[14] H. Dong, F. Li and Liang Zuo-tang, Phys. Rev. D 69 (2004) 017501.

Берлинская модель вращающихся кварков

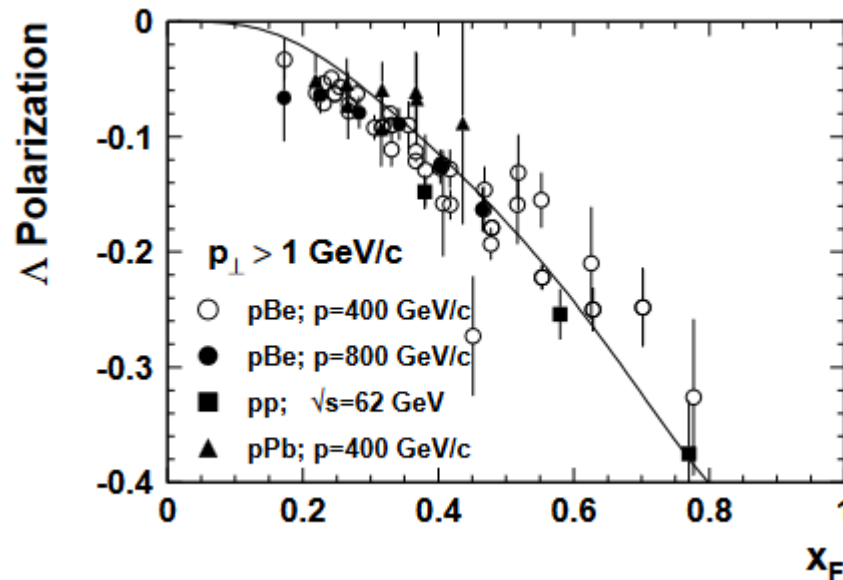
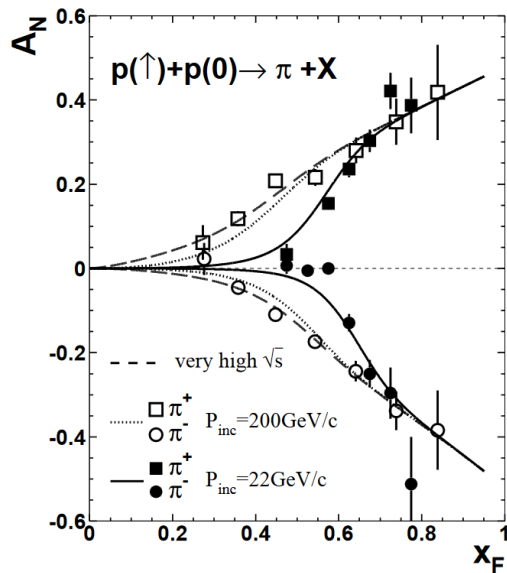


Рис.2

На Рис. 2 слева показаны данные экспериментов E704 [14,16] и E925 [15] при энергиях 200 и 22 ГэВ, которые сравниваются с двумя вариантами параметризации данных E704. Предсказания модели для $P_N(x_F)$ в реакции $pp(A) \rightarrow A X$ сравниваются с данными на Рис. 2 справа [15,16].

[14] D.L.Adams et al., Phys. Lett. B264 (1991) 462-466.

[15] C.E.Allgower et al., Phys. Rev. D65 (2002) 092008.

[16] D.L. Adams et al., Z. Phys. C56 (1992) 181; A. Bravar et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3073.; A. Bravar et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 2626; D.L. Adams et al., Nucl. Phys. B 510 (1998) 3.

[17] Liang Zuo-tang, Single spin asymmetries in inclusive high energy hadron-hadron collisions processes: 1996. Preprint FUB-HEP-96-5, arXiv:hep-ph/9604293.

[18] Liang Zuo-tang, C. Boros, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3608.

Киральная модель фильтрации спиновых состояний

Еще один механизм мягкой (непертурбативной) генерации односпиновой асимметрии основан на киральной кварковой модели, в которой приняты во внимание такие факторы, как унитарность и картина прицельного параметра [18]. В рассматриваемой модели происходит фильтрация спиновых состояний, которая обусловлена унитарностью в s -канале. Она связывает поляризацию с асимметрией в положении кварка в пространстве прицельных параметров.

[18] S.M. Troshin, N.E.Tyurin, Phys. Part. Nucl. 41 (2010) 54-63.

[19] S.M. Troshin, N.E.Tyurin, Chiral quark model spin filtering mechanism and hyperon polarization: 2005. arXiv:hep-ph/0509238.

Поляризация гиперонов показана на Рис. 4 в зависимости x_F (слева) и p_T (справа) соответственно. Сплошными линиями показаны расчеты по модели фильтрации спина [19].

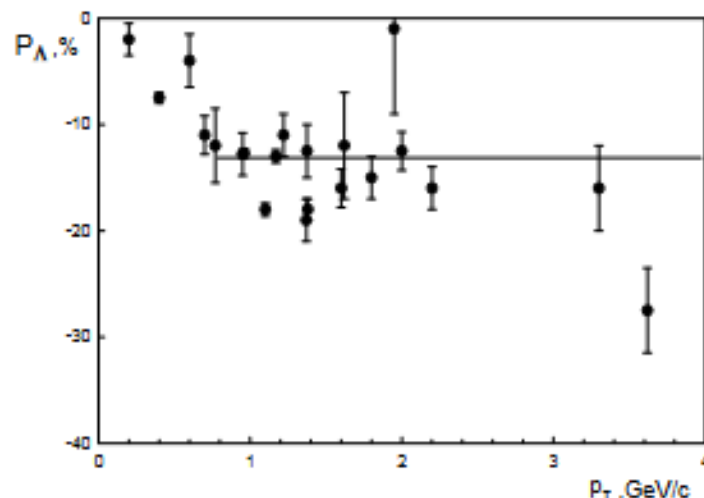
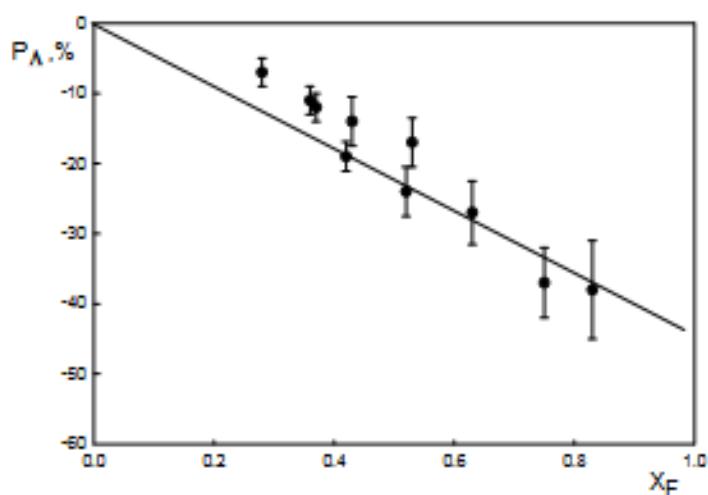


Рис.4

Вращение партонов в структуре составляющего кварка

В работах Трошина и Тюрина рассматривается также механизм, в котором предполагается возникновение односпиновой асимметрии и поляризации гиперонов за счет вращения кварк-антикваркового облака внутри валентного составляющего кварка [20,21,22]. Основная роль в механизме возникновения поляризации гиперонов принадлежит орбитальному моменту и поляризации пары $s\bar{s}$ -кварков, входящих в структуру составляющего кварка. Образование гиперонов происходит в две стадии. На первой стадии происходит перекрытие и взаимодействие периферических облаков составляющих кварков, что приводит к появлению массивного странного кварка и генерации среднего поля. На второй стадии процесса работают два конкурирующих механизма: происходит рекомбинация составляющих кварков с массивным виртуальным странным кварком (мягкое взаимодействие) с образованием гиперона; либо рассеяние составляющего кварка в среднем поле (взаимодействие с большой передачей поперечного импульса), его возбуждение и появление странного кварка в результате распада возбужденного кварка. Затем происходит фрагментация странного кварка в гиперон.

[20] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, Phys. Rev. D54 (1996) 838.

[21] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, Phys. Rev. D55 (1997) 1265.

[22] S.M. Troshin and N.E. Tyurin, Phys. Part.Nucl. 35 (2004) S63-S66.

Вращение партонов в структуре составляющего кварка

Сравнение предсказаний модели и данных для импульса пучка 400 ГэВ/с, в зависимости от x_F и p_T соответственно, показано на Рис. 5а и 5b [21].

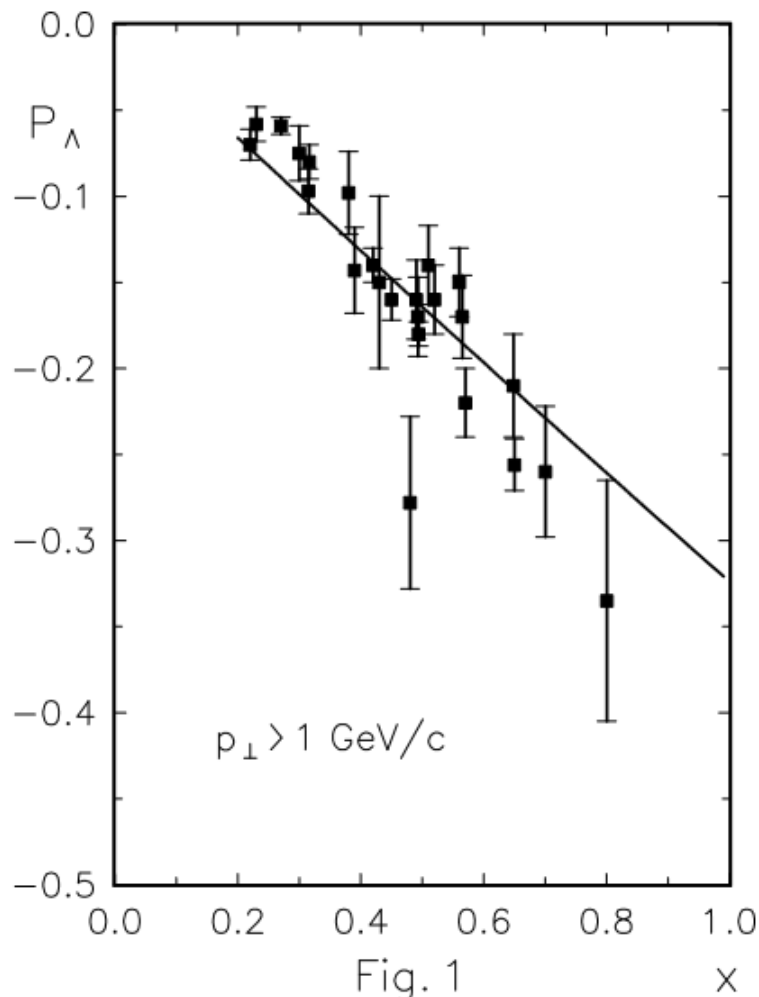


Рис.5а

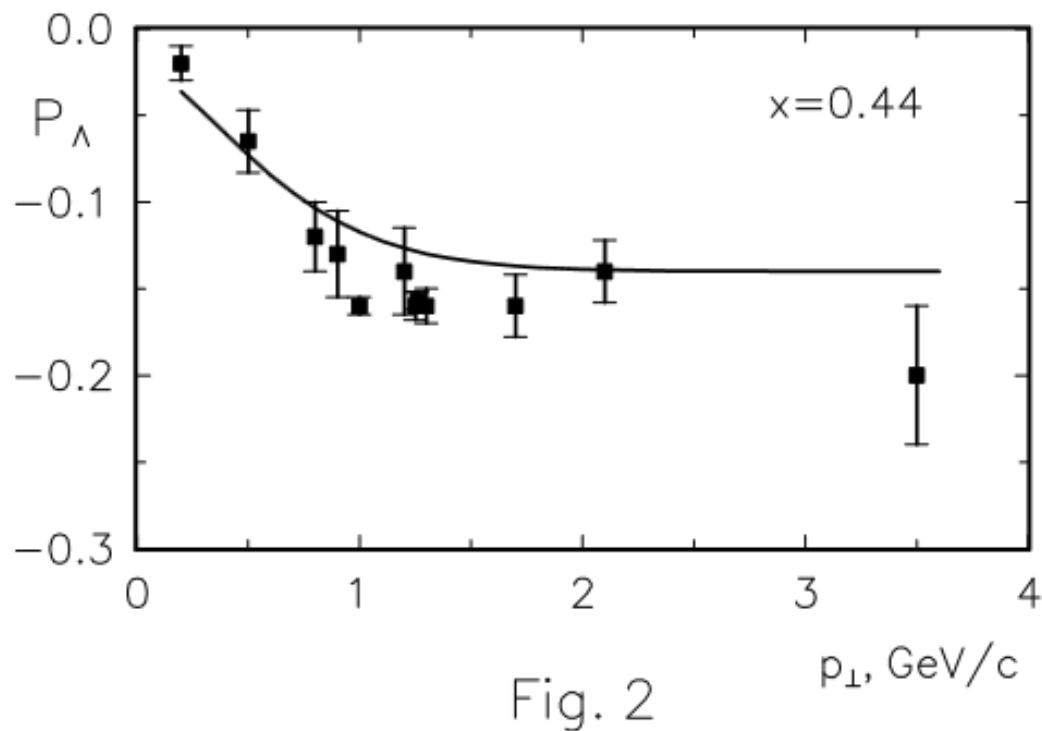
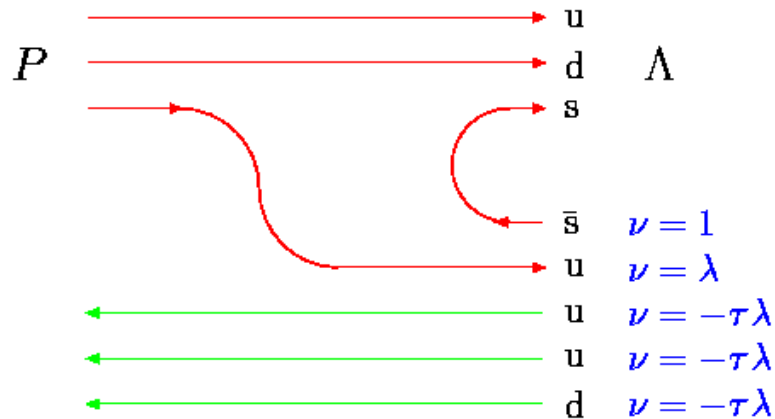


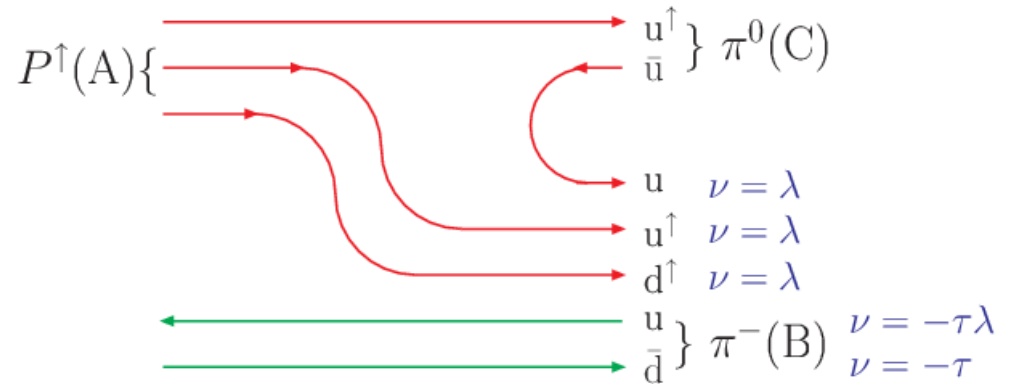
Рис.5b

Правила кваркового счета для ν_A в процессах $p + p \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$ и $p^\uparrow + \pi^- \rightarrow \pi^0 + X$



$pp \rightarrow \Lambda + X$ production quark diagram.

Color flux tube counting.



$p\pi^- \rightarrow \pi^0 + X$ production quark diagram.

Color flux tube counting.

$$\int \mathbf{B}^a \sim \nu_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] > 0; \quad \int \mathbf{B}^a \sim \nu_A = [3\lambda - \tau(1 + \lambda)] < 0; \quad (40)$$

$$P_N \sim \nu_A (g^a_Q - 2) / 2M_Q < 0$$

Учитываем только s-кварк, так как u и d пара кварков в Λ находится в синглете по спину.

$$A_N \sim (2P_U + P_D) / 3 \cdot \nu_A (g^a_Q - 2) / 2M_Q > 0 \quad (41)$$

Усредняем по u- и d-кваркам, поскольку оба кварка дают вклад в образование π^0 .

$$e^+e^- \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow} + X$$

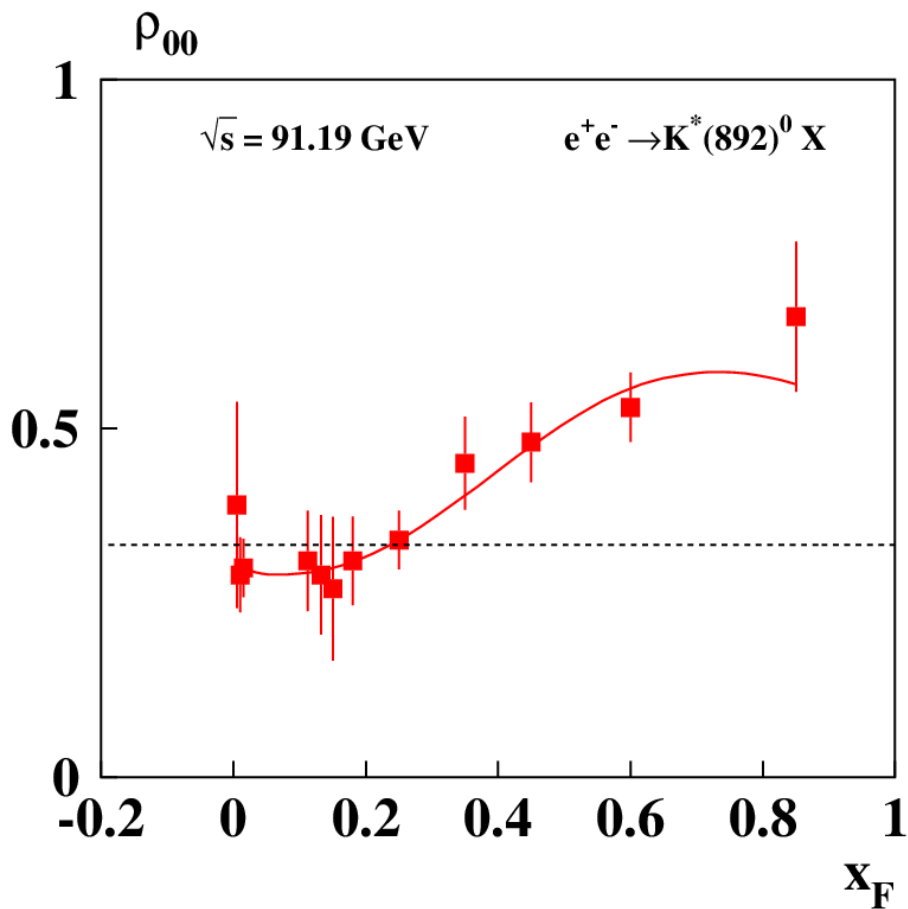


Fig. 6. Dependence of ρ_{00} on x_F at energy $\sqrt{s} = 10.58$ GeV in $e^+e^- \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow} + X$ [121].

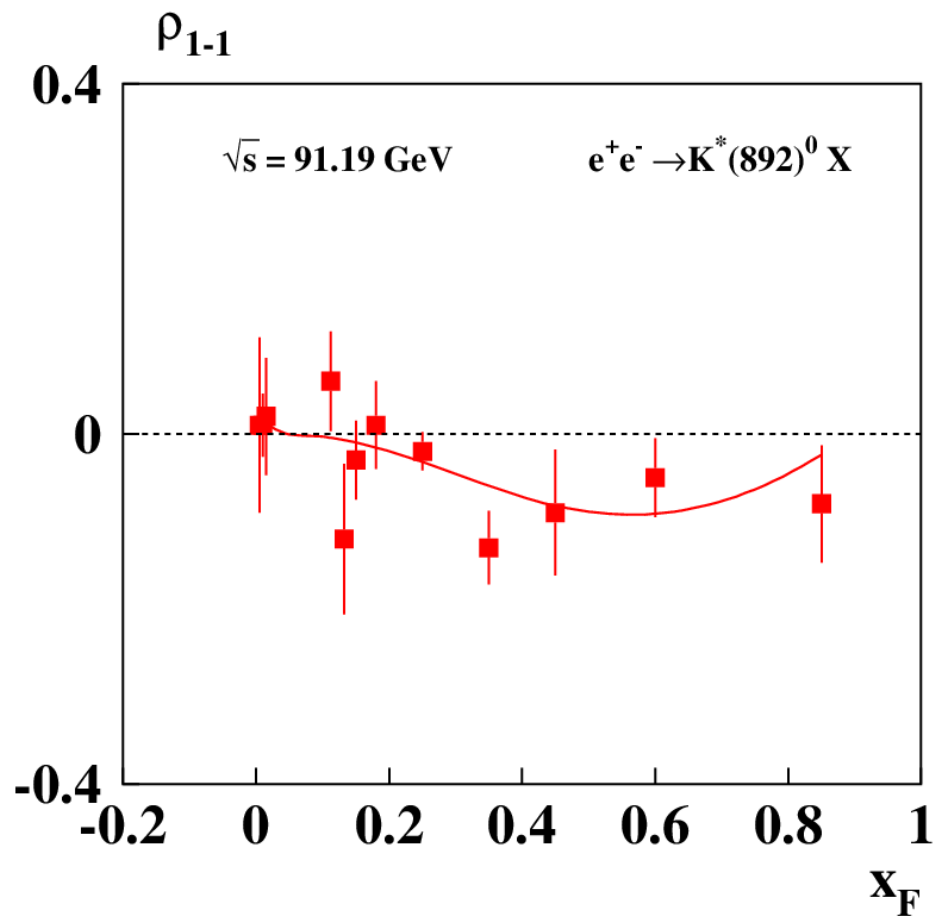
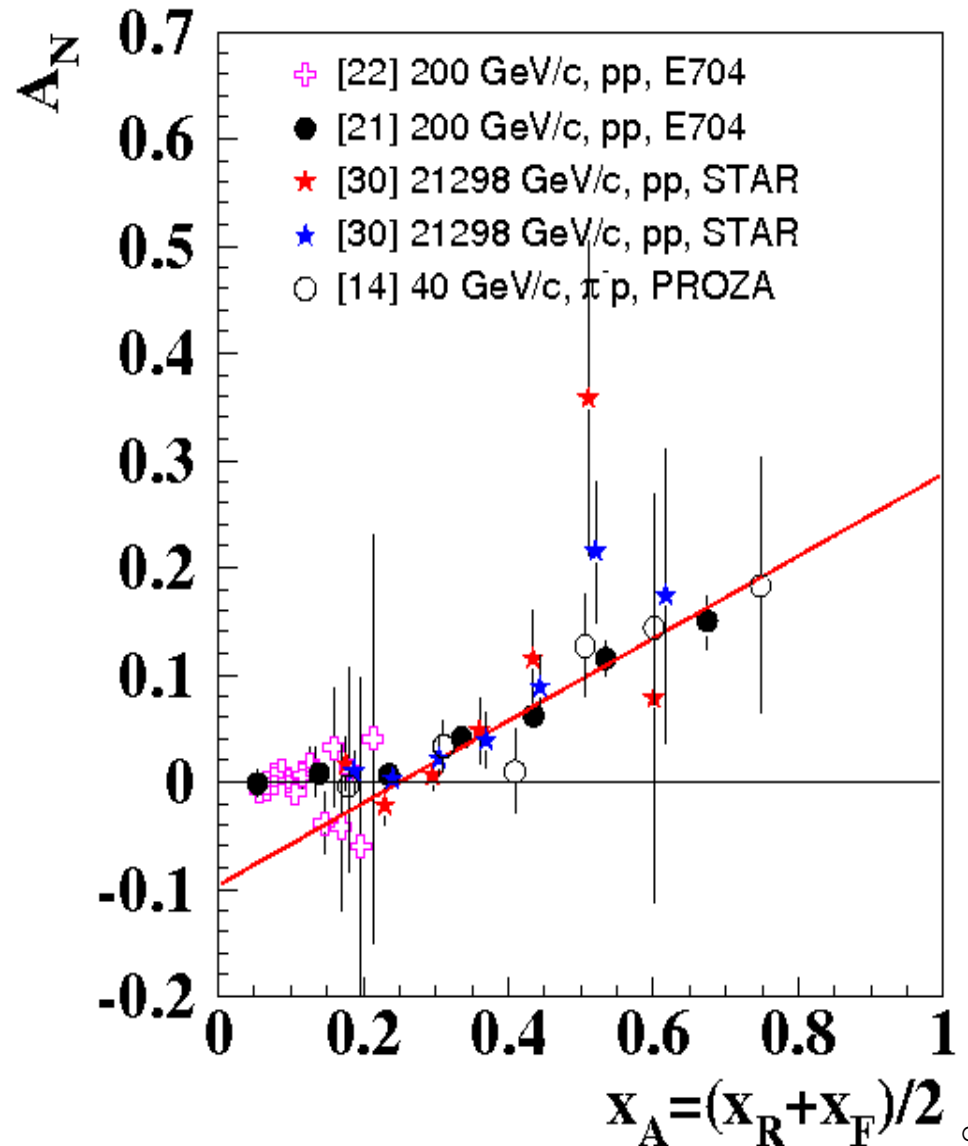


Fig. 7. Dependence of ρ_{1-1} on x_F at energy $\sqrt{s} = 10.58$ GeV in $e^+e^- \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow} + X$ [121].

Поляризационные эффекты для реакции $p \uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ (Скейлинг)

- ⊙ $A_N(x_A)$ – почти
- ⊙ линейна для π^0
- ⊙ $v_A = [3\lambda - \tau(1 + \lambda)] = -0.43091$;
- ⊙ **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)**
- ⊙ $A_N(x_A) = A_0(x_A - x_0)$
- ⊙ $x_0 = 0.251 \pm 0.023$



Классы односпиновых инклюзивных процессов

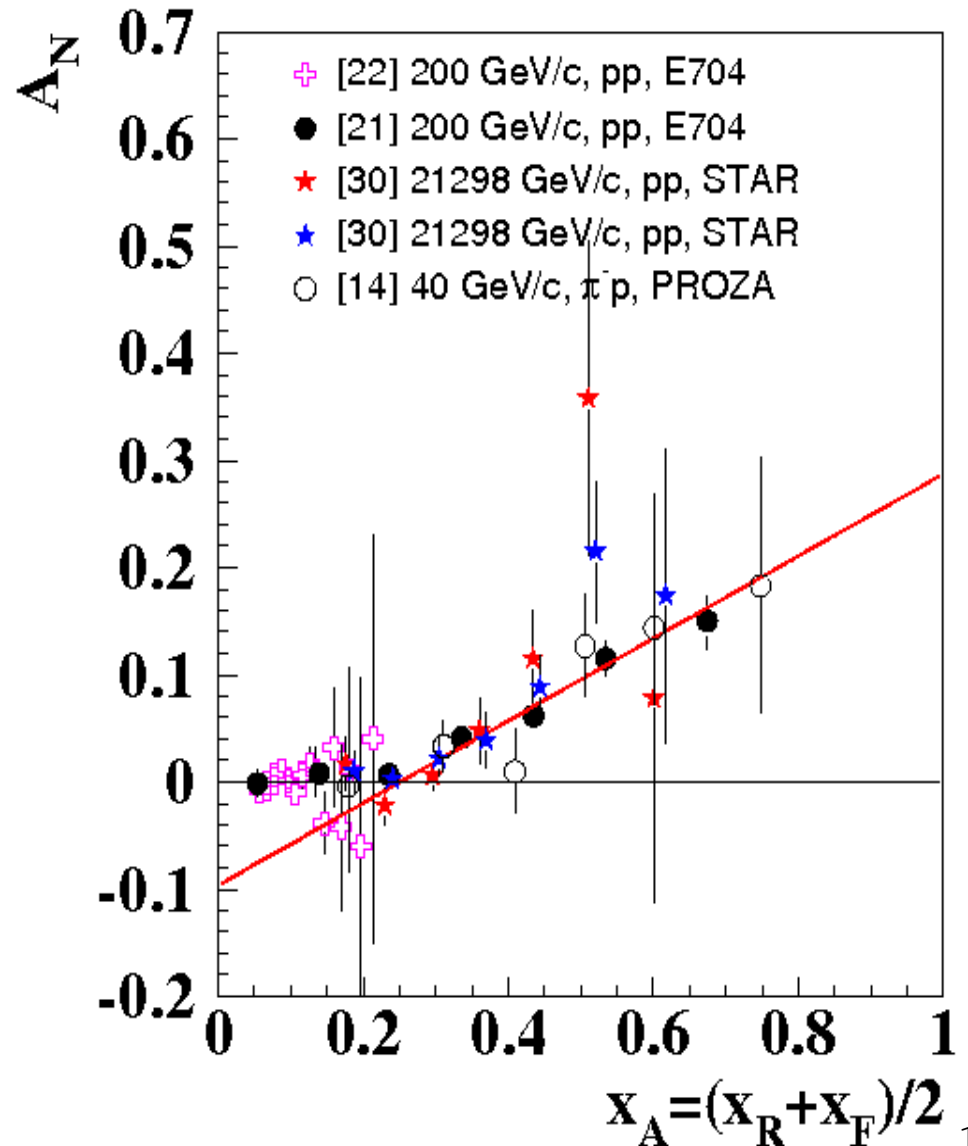
1) $B + B \rightarrow B + X$	16 реакций
2) $B + B \rightarrow \tilde{B} + X$	7 реакций
3) $\tilde{B} + B \rightarrow B + X$	0 реакций
4) $\tilde{B} + B \rightarrow \tilde{B} + X$	1 реакций
5) $B + B \rightarrow P + X$	13 реакций
6) $B + B \rightarrow V^\uparrow + X$	12 реакций
7) $\tilde{B} + B \rightarrow P + X$	6 реакций
8) $\tilde{B} + B \rightarrow V^\uparrow + X$	4 реакции
9) $P + B^\uparrow \rightarrow P + X$	8 реакций
10) $P + B \rightarrow B^\uparrow + X$	6 реакций
11) $P + B \rightarrow \tilde{B}^\uparrow + X$	4 реакции
12) $L + B^\uparrow \rightarrow P + X$	6 реакций
13) $L + B \rightarrow B^\uparrow + X$	2 реакции
14) $L + B \rightarrow \tilde{B}^\uparrow + X$	1 реакции
15) $e^+e^- \rightarrow h^\uparrow + X$	4 реакции
16) $P + B \rightarrow V^\uparrow + X$	4 реакции

B – барион, P – мезон($J=0$), V – векторный мезон($J=1$),

L – лептон. Всего в глобальном анализе используются данные 94 инклюзивных реакций, 4099 экспериментальных точек.

Поляризационные эффекты для реакции $p \uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ (Скейлинг)

- ⊗ $A_N(x_A)$ – почти
- ⊗ линейна для π^0
- ⊗ $v_A = [3\lambda - \tau(1 + \lambda)] = -0.43091$;
- ⊗ **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)**
- ⊗ $A_N(x_A) = A_0(x_A - x_0)$
- ⊗ $x_0 = 0.251 \pm 0.023$



Existing data on $A_N(x_F, p_T)$ for $p\uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^0 + X$

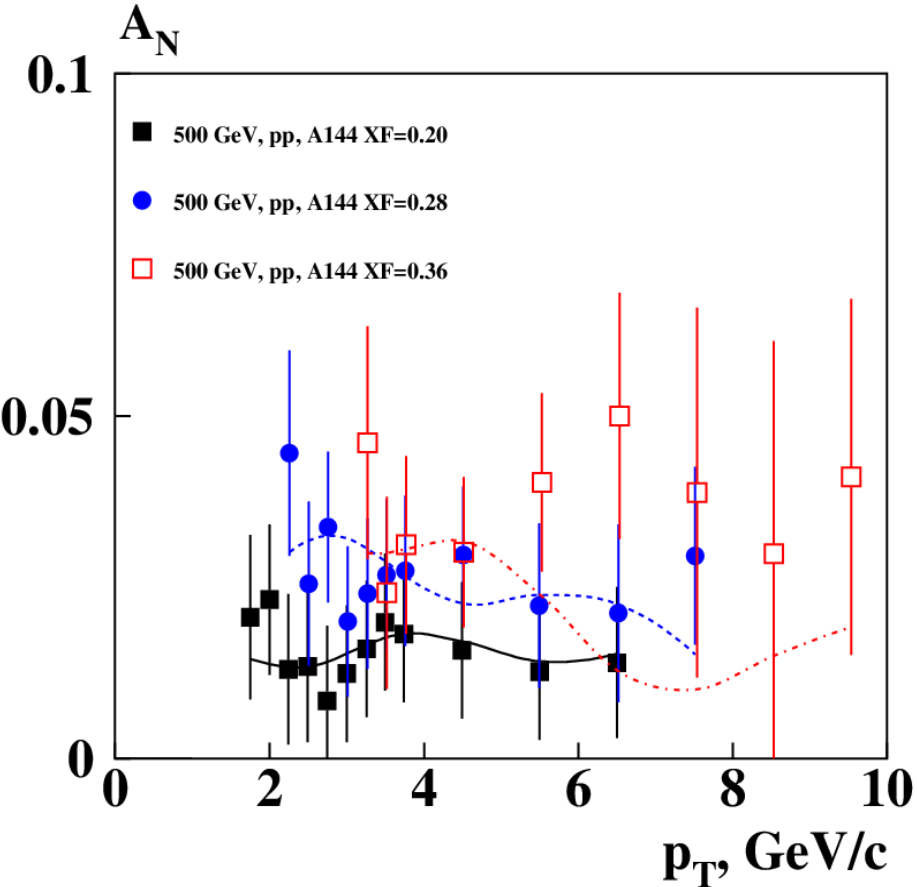


Fig. 2. Dependence of A_N on p_T at energy in c.m. $\sqrt{s} = 500$ GeV and for several values of x_F in pp collisions [43].

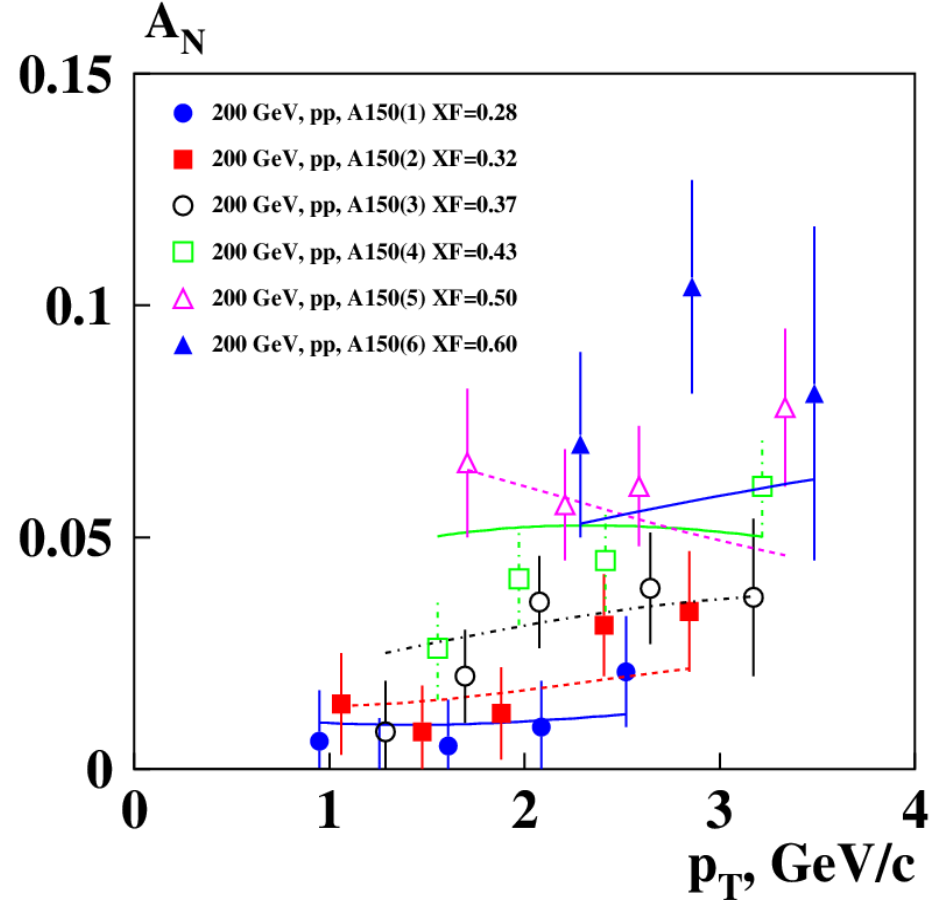


Fig. 3. Dependence of A_N on p_T at energy $\sqrt{s} = 200$ GeV and for several values of x_F in pp collisions [44].

Curves show calculations using the CPQ model. The CPQ model is consistent with the data. No decrease in $A_N(p_T)$ with increasing p_T , as predicted by the pQCD, is observed. Abramov V., SPIN2021

Existing data on $A_N(x_F, p_T)$ for $p \uparrow + p(\Delta) \rightarrow \pi^0 + X$

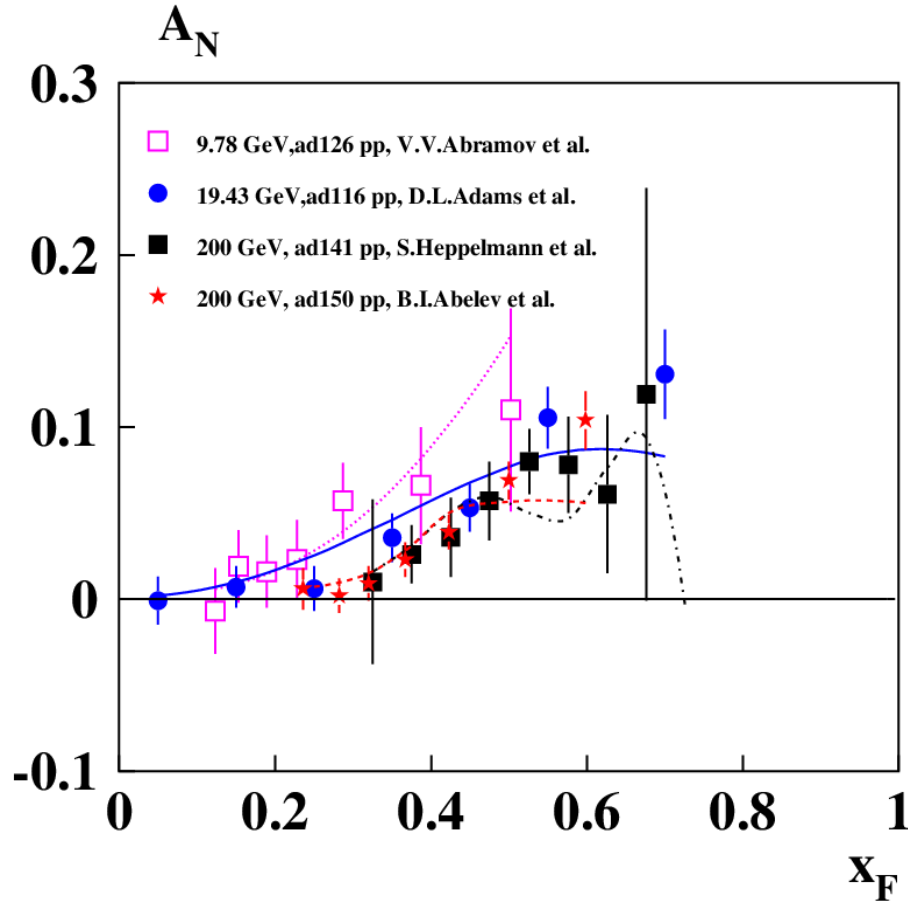


Fig. 6. Dependence of A_N on x_F at energies $\sqrt{s} = 9.78, 19.43$ and 200 GeV in pp collisions [7,8,9,5].

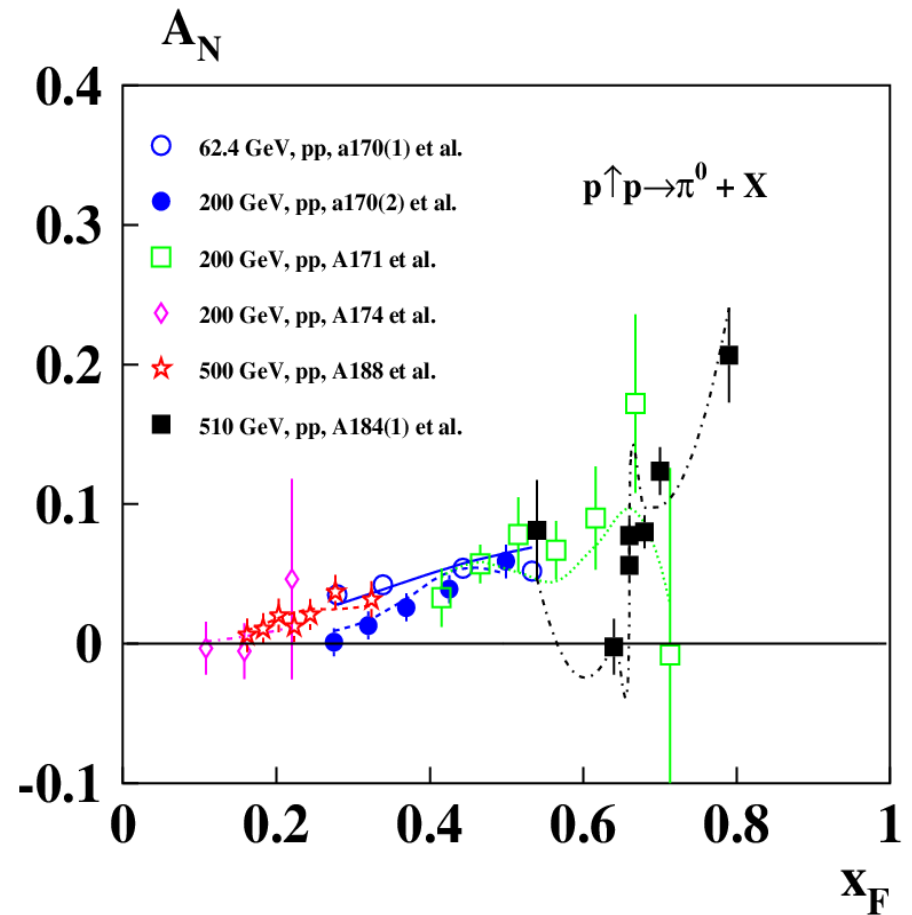
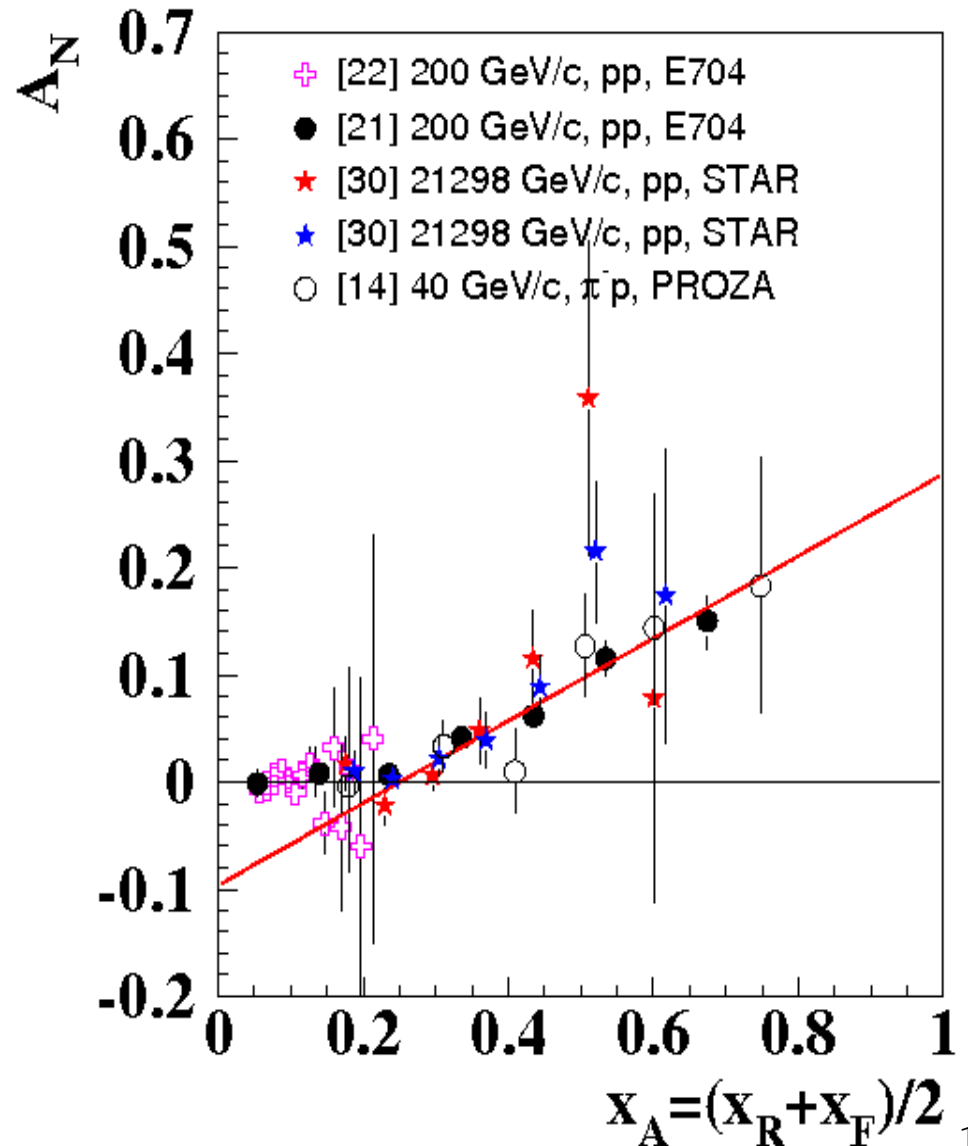


Fig. 7. Dependence of A_N on x_F at energies $\sqrt{s} = 62.4$ [10], 200 [10,11,12], 500 [13] and 510 [14] GeV in pp collisions.

$A_N(x_F, \sqrt{s})$ is usually rising with x_F . Some dependence of A_N on \sqrt{s} is visible.
 Abramov V., SPIN2021

Поляризационные эффекты для реакции $p \uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ (Скейлинг)

- ⊙ $A_N(x_A)$ – почти
- ⊙ линейна для π^0
- ⊙ $v_A = [3\lambda - \tau(1 + \lambda)] = -0.43091$;
- ⊙ **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)**
- ⊙ $A_N(x_A) = A_0(x_A - x_0)$
- ⊙ $x_0 = 0.251 \pm 0.023$



Прецессия спина кварка в хромомангнитном поле струн

➤ Ларморова прецессия спина кварка ξ в поле $\mathbf{B}_\varphi \approx 2\alpha_s N r / \rho^3$:

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}] + b(\mathbf{vB})[\xi \mathbf{v}] + \mathbf{d}[\xi [\mathbf{E} \mathbf{v}]] \quad (\text{BMT-eq.}) \quad (5)$$

$$\mathbf{a} = g_s (g - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (M_U \approx M_D \approx 0.3 \text{ ГэВ}) \quad (6)$$

$$\mathbf{b} = g_s \cdot (g-2) \cdot \mathbf{E}_Q / (E_Q + M_Q) / 2M_Q ; \quad g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} \approx 2.5; \quad (7)$$

$$\mathbf{d} = g_s \{g - 2E_Q/(E_Q + M_Q)\} / 2M_Q \quad (8)$$

ВМТ-уравнение выведено в квазиклассическом приближении. Импульс частицы не должен значительно меняться на расстоянии порядка длины волны \hbar/p . Ларморов радиус $\mathbf{R} = \mathbf{p}/g_s \mathbf{B} \gg \hbar/p$ или $\mathbf{p} \gg (2g_s \alpha_s \mathbf{v})^{1/2} / \rho \approx 0.60 \text{ ГэВ/с}$. Вкладами $\sim b$ и \mathbf{d} мы пренебрегаем, т.к. при высоких энергиях в области фрагментации приближенно $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{v} \parallel \mathbf{E}$, где \mathbf{v} – скорость кварка.

Прецессия Томаса в эффективном хромoeлектрическом поле

$$U = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_T \quad - \text{ добавочный вклад в Гамильтониан} \quad (128)$$

$$\boldsymbol{\omega}_T \approx [\mathbf{F} \mathbf{v}]/M_Q \quad - \text{ частота прецессии спина for } E_Q \gg M_Q. \quad (129)$$

$$\delta \mathbf{P} = -\boldsymbol{\omega}_T/\Delta E \quad - \text{ поляризация для } pp \rightarrow \Lambda + X, \text{ где } \Delta E > 0. \quad (130)$$

➤ **Направление и величина силы $\mathbf{F} = g_s \mathbf{E}^a$ определяется из правил кваркового счета:**

$$F_Z = g_s E_Z^a = -2g_s \alpha_s [1 + \lambda - 3\tau \lambda] / \rho^2 < 0 \quad \text{для } Q=s \text{ в } pp \rightarrow \Lambda + X, \quad (131)$$

$$F_Z \sim -2g_s \alpha_s [3\lambda - 3\tau \lambda] / \rho^2 > 0, \quad \delta A_N < 0 \quad \text{для } Q=u \text{ in } pp \rightarrow \pi^+ + X. \quad (132)$$

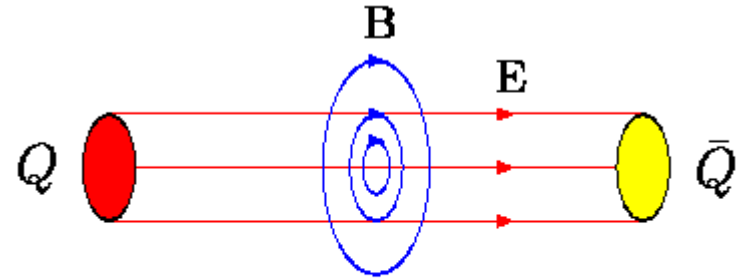
➤ **F_Z зависит от процесса!** $\delta P_N > 0$ для $Q=s$ в $pp \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$.

Дополнительный вклад от прецессии Томаса в поляризацию $\delta P_N > 0$ **противоположен по знаку** предсказаниям $P_N < 0$ в модели DeGrand для $pp \rightarrow \Lambda^\uparrow + X$. Основной вклад в поляризацию Λ в модели ХПК обусловлен вкладом хромоманнитного поля с знаком $\delta P_N < 0$.

Взаимодействие кварка с полем КХД-струны

Продольное хромоелектрическое \mathbf{E}^a
и циркулярное хромоманнитное \mathbf{B}^a
поля КХД-струны.

$\mu = sg_Q g_s / 2M_Q$ – хромоманнитный
момент составляющего кварка.



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

JETP Lett. 41, 194
(1985).

Зависимость поля от расстояния r от оси струны:

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

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

где N – число кварков, $\rho = 1.25R_C \approx 2.08 \text{ ГэВ}^{-1}$,

$R_C^{-1} \approx 0.6 \text{ ГэВ}$, R_C – радиус конфайнмента, $\alpha_s = g_s^2/4\pi \approx 0.5$;

Эффективное поперечное хромомагнитное поле

В работах А.Б. Мигдала и др. в приближении эффективного лагранжиана получены уравнения, описывающие средние поля в глюонной струне, соединяющей кварк и антикварк. Влияние непертурбативных эффектов учитывается моделью и приводит к струнному решению, в котором глюоэлектрическое поле, направленное вдоль оси струны, окружено циркулярным глюомагнитным полем. Поля локализованы в области с поперечным размером порядка радиуса конфайнмента.

Зависимость поля от поперечного расстояния r от оси струны:

$$A^{(1)}_0 = f(x) / \rho, \quad A^{(2)}_z = g(x) / \rho, \quad \mathbf{x} = \mathbf{r} / \rho, \quad f(x) \approx 2 + \varphi(x); \quad (4)$$

$$g(x) = \alpha_s(\rho) v_A \exp(-r^2/\rho^2), \quad \varphi(x) = -\alpha_s(\rho)^2 v_A^2 \int_x^\infty dt/t \exp(-t^2)[1 - \exp(-t^2)]; \quad (5)$$

$$E^{(3)}_z = A^{(1)}_0 A^{(2)}_z, \quad E^{(1)}_r = -\partial A^{(1)}_0 / \partial r, \quad B^{(2)}_\varphi = -\partial A^{(2)}_z / \partial r = -g'(x) / \rho^2; \quad (6)$$

$$E^{(3)}_z = 2\alpha_s v_A / \rho^2 \exp(-r^2/\rho^2); \quad (7)$$

$$E^{(1)}_r = -\alpha_s^2 v_A^2 / (r\rho) \exp(-r^2/\rho^2)[1 - \exp(-r^2/\rho^2)]; \quad (8)$$

$$B^{(2)}_\varphi = 2\alpha_s v_A r / \rho^3 \exp(-r^2/\rho^2); \quad (9)$$

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, $\alpha_s = g_s^2/4\pi \approx 0.3$.

А.Б.Мигдал, С.Б.Хохлачев, Письма в ЖЭТФ, том 41, (1985) стр. 159-162.

А.Б.Мигдал, С.Б.Хохлачев, Л.Н.Щур, ЖЭТФ, том 91, (1986) стр. 745-753.

Эффективное круговое хромомагнитное поле

В работах Ю.П. Гончарова получены решения уравнений Янга-Милса и для них – решения уравнения Дирака для пары кварк-антикварк (мезоны) и для трех кварков (барионы). Поле имеет круговую хромомагнитную компоненту \mathbf{V}^a . Хромомагнитное поле обеспечивает конфайнемент кварков.

$\mathbf{A}_t = \mathbf{a}/r + \mathbf{A}$, $\mathbf{A}_\varphi = \mathbf{b}r + \mathbf{B}$. Решения уравнений Янга-Милса.

$\alpha_s (q=0) \rightarrow \pi$; $g_s = \sqrt{(4\pi\alpha_s)} \rightarrow 2\pi$; A.Deur, Nucl. Phys. A755(2005)353.

Реально используется $g_s (q)=6.10-2.84$, $q=\sqrt{Q^2} = m_h$.

Yu.P.Goncharov, Mod.Phys.Let.A16(2001)557-569.

Yu.P.Goncharov, Phys.Let.B617(2005)67-77.

Yu.P.Goncharov, e-Print: hep-th/0512099.

Yu. P.Goncharov, N.E.Firsova, Int. J. Theor. Phys. 49 (2010)1155. Classical model of confinement.

Yu.P.Goncharov, arXiv:1312.4049 [hep-ph]. Quark confinement for baryons.

Наличие в адронах кругового хромомагнитного поля в начальном и конечном состояниях приводит нас к гипотезе о возможности его наличия и в области взаимодействия адронов в переходный период.

Зависимость α_s от переданного импульса q_Q

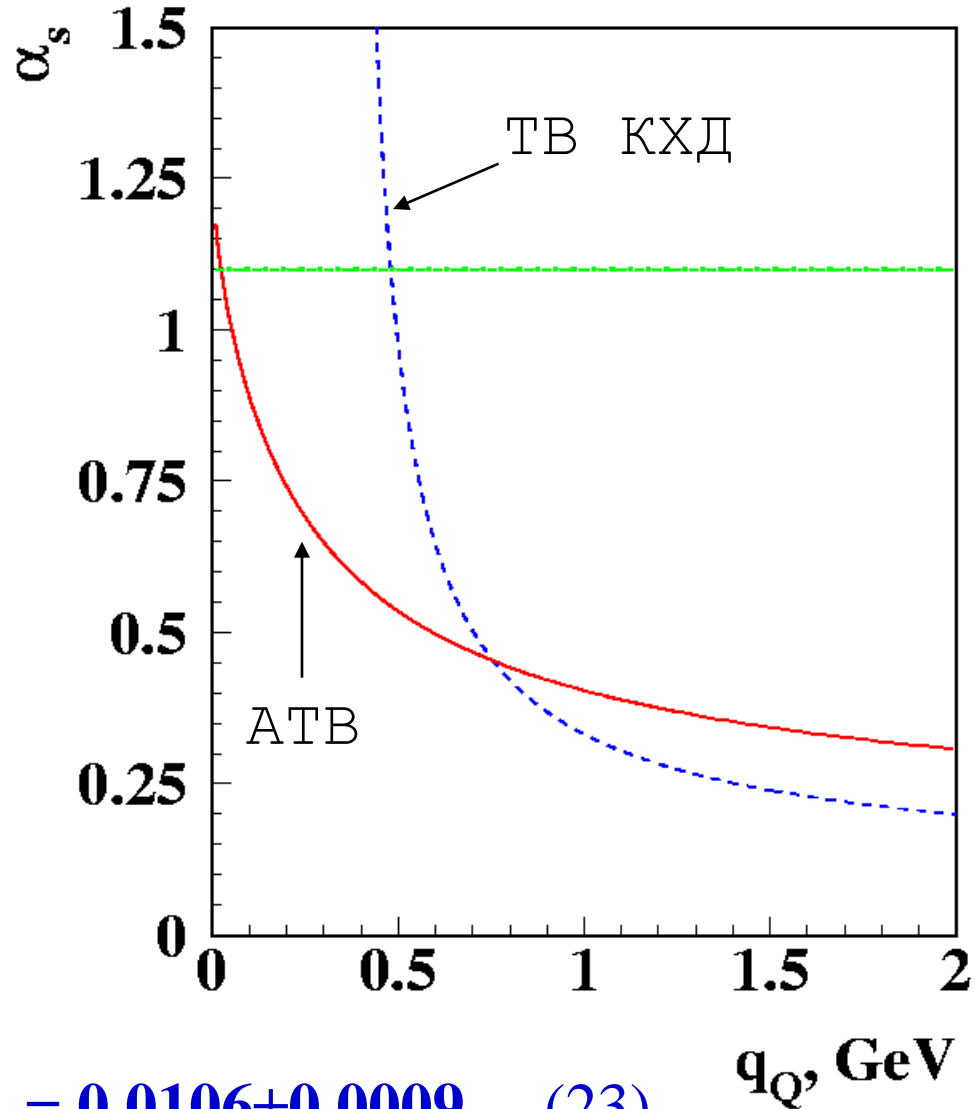
Сравнение α_s в аналитической теории возмущений (АТВ, Ширков) и ТВ КХД.

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

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

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

$$\rho_0 = 0.0106 \pm 0.0009. \quad (23)$$



Зависимость α_S от переданного импульса

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

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

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

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

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

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

Зависимость M_Q и $\Delta\mu^a_Q$ от переданного импульса q

В инстантонной модели динамические массы M_Q и аномальные хромоманнитные моменты кварков $\Delta\mu^a_Q$ зависят от переданного импульса q :

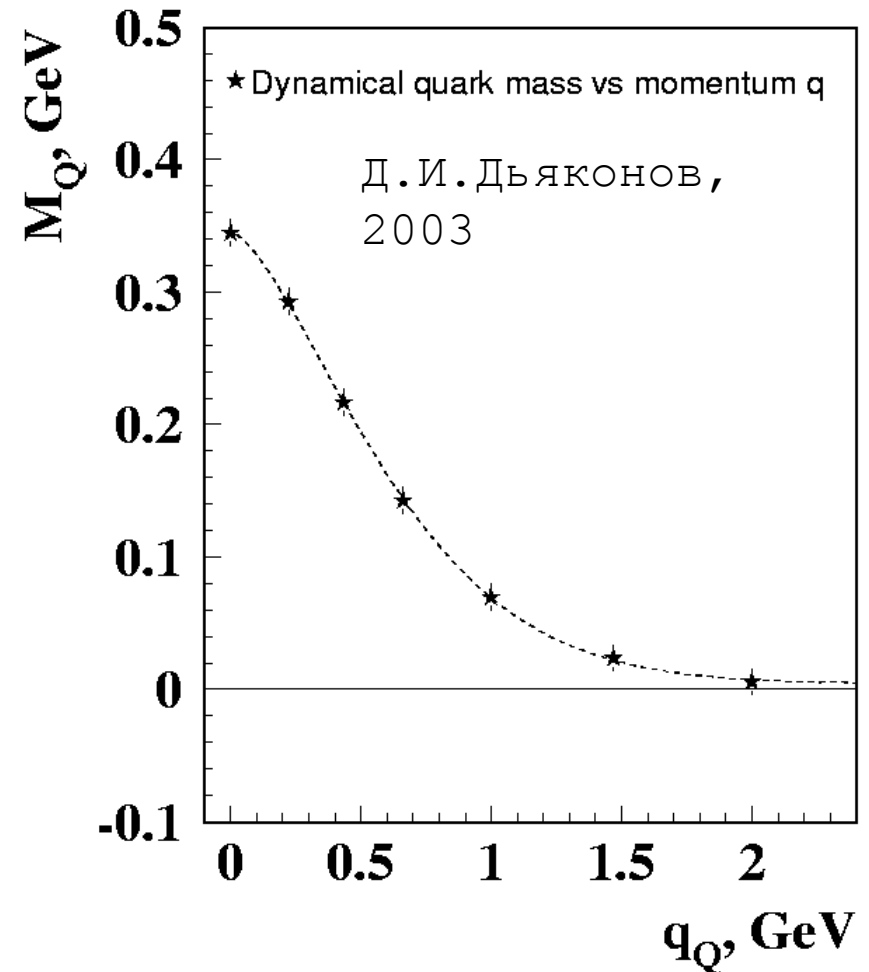
$$M_Q(q) = m_q + \Delta M_Q F_i(q), \quad (27)$$

$$\Delta\mu^a_Q(q) = \Delta\mu^a_Q(0) F_i(q)^2, \quad (28)$$

$$F_i(q) = \exp\left[-\left(\frac{q}{q_0}\right)^{3/2}\right], \quad (29)$$

где $q_0 \approx 0.7$ ГэВ/с.

$q = \rho_0 p_T$, где $\rho_0 = 0.0106 \pm 0.0009$.



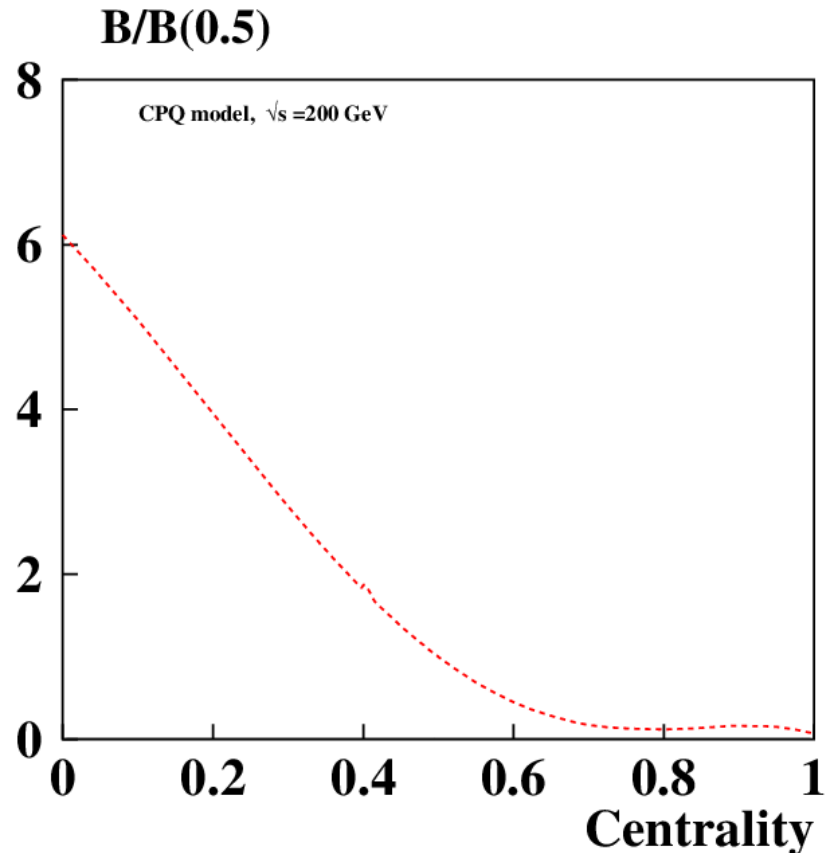
Dependence of the color field on centrality

The effective chromomagnetic field \mathbf{B}^a depends on the centrality u_c of collisions.

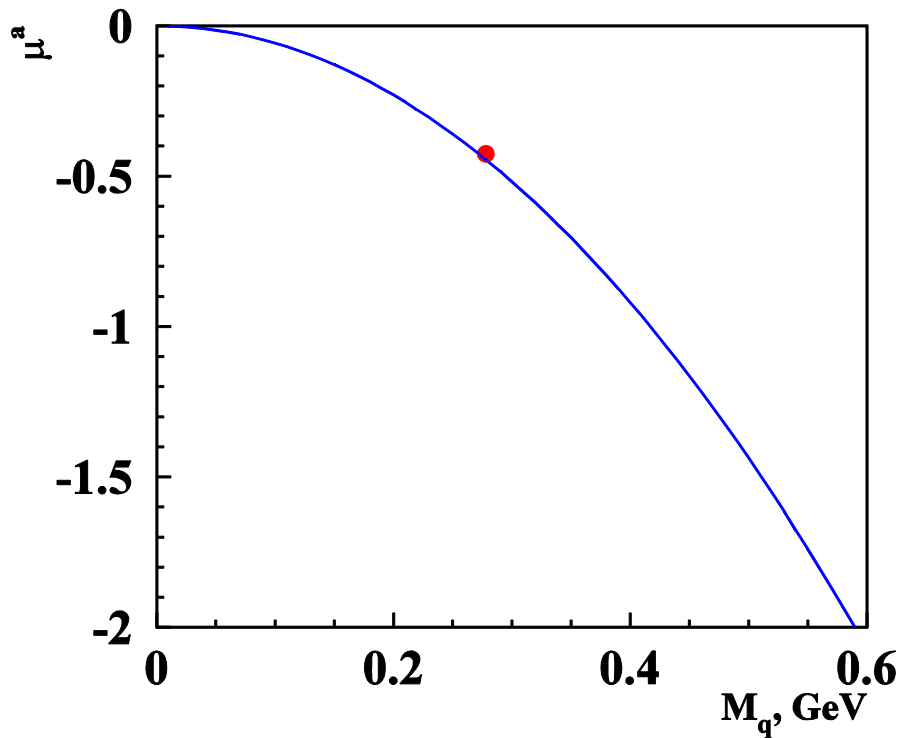
$$B^a(u_c)/B^a(0.5) = U(u_c) = c_1 - c_2(u_c + u_c^2) + c_3(u_c^3 + u_c^4 - u_c^5), \quad 0 < u_c < 1, \quad (12)$$

where $c_1 = 6.1184$, $c_2 = 9.5397$, $c_3 = 13.0326$, with normalization $U(0.5) = 1$.

The width $\Delta\eta$ of the pseudorapidity difference of the two quarks increases for more central collisions. This dependence was parameterized to reproduce the “ridge” data for the p+p, p+A and A+A collision.



Аномальный хромомагнитный момент кварка



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

$$\mu^a = -0.4257 \pm 0.0051 ;$$
$$M_Q = 0.2781 \pm 0.0025 \text{ ГэВ}.$$

Предсказание инстантонной модели
(показано синей кривой):

$$\mu^a = -0.4448$$

(для $M_Q = 0.2781 \text{ ГэВ}$).

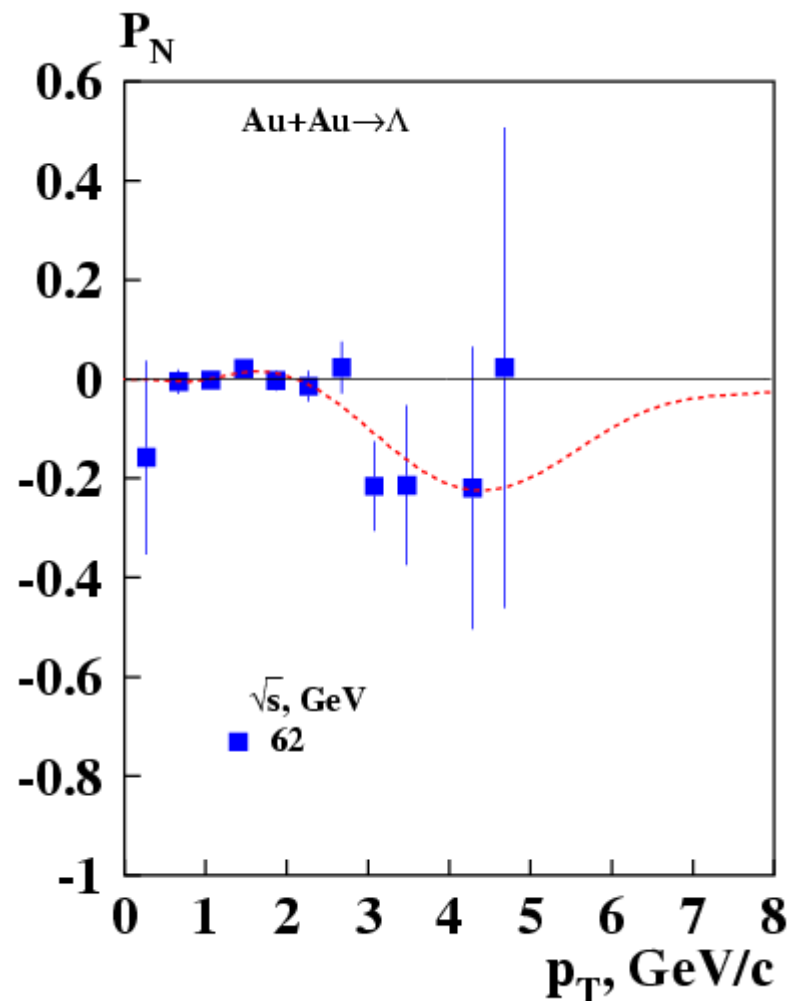
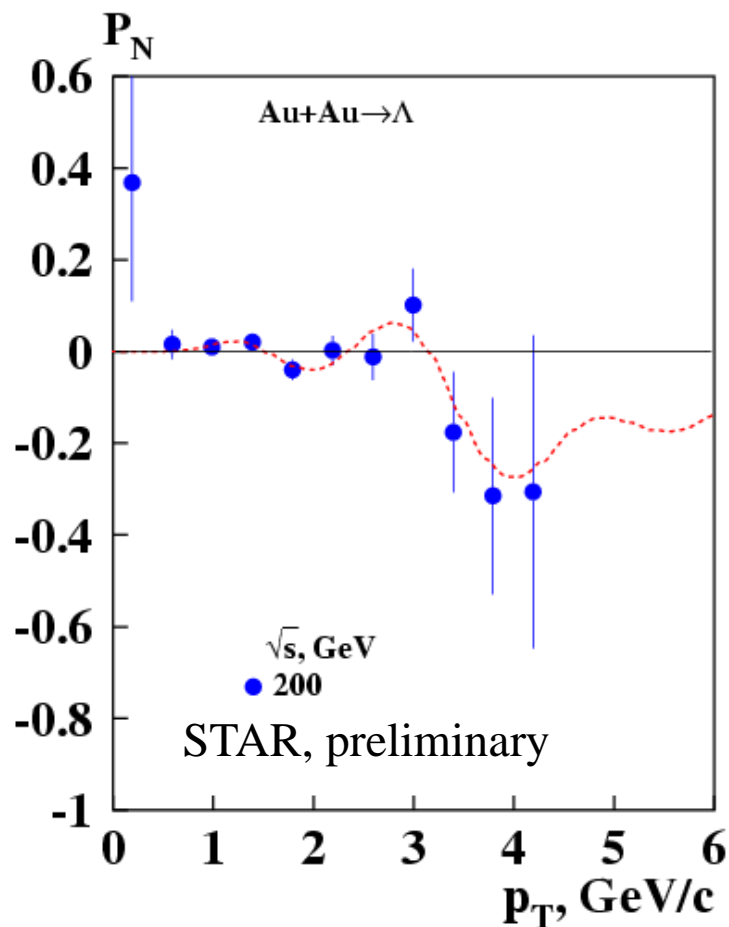
Где $M_Q = 0.2781 \pm 0.0025 \text{ ГэВ}/c^2$ – средняя динамическая масса u,d-кварков,
 $\tilde{\rho} = 1.67 \text{ ГэВ}^{-1}$ – средний размер инстантона,

$\alpha_s \approx 1.1425$, $g_s \approx 3.78$ из АРТ (Д. В. Ширков) для $q \approx 0$ ($\alpha_s \approx 0.5$ в DP).

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

Глобальная поляризация Λ -гиперонов в соударениях Au+Au (коллайдер RHIC)

Цветное поле B^a пропорционально числу кварков $N_Q \sim A^{1/3} \cdot \exp(-w/\sqrt{s})$



Au+Au $\rightarrow \Lambda$: $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, $\omega_A = -374 \pm 51$; Au+Au $\rightarrow \Lambda$: $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$, $\omega_A = -58 \pm 38$

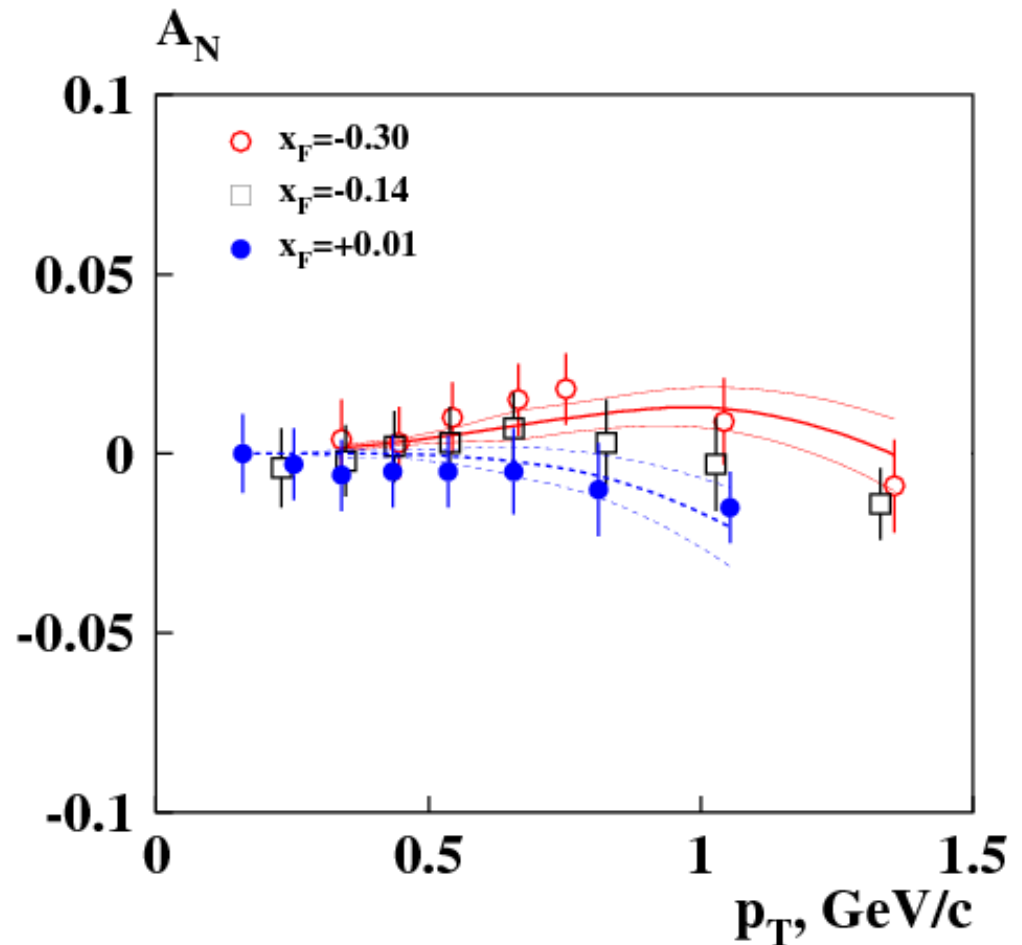
A_N for π^- in e^+p -collisions

The π^- production A_N in e^+p collisions is measured in the HERMES experiment.

K.Rith, SPIN2010,
**J.Phys.Conf.Ser.295:
012056,2011.**

The data are described well for different x_F and reactions. The ECF is described by Quark counting rules for $q-\bar{q}$ pair, moving forward and uud -quarks, moving in the opposite direction.

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

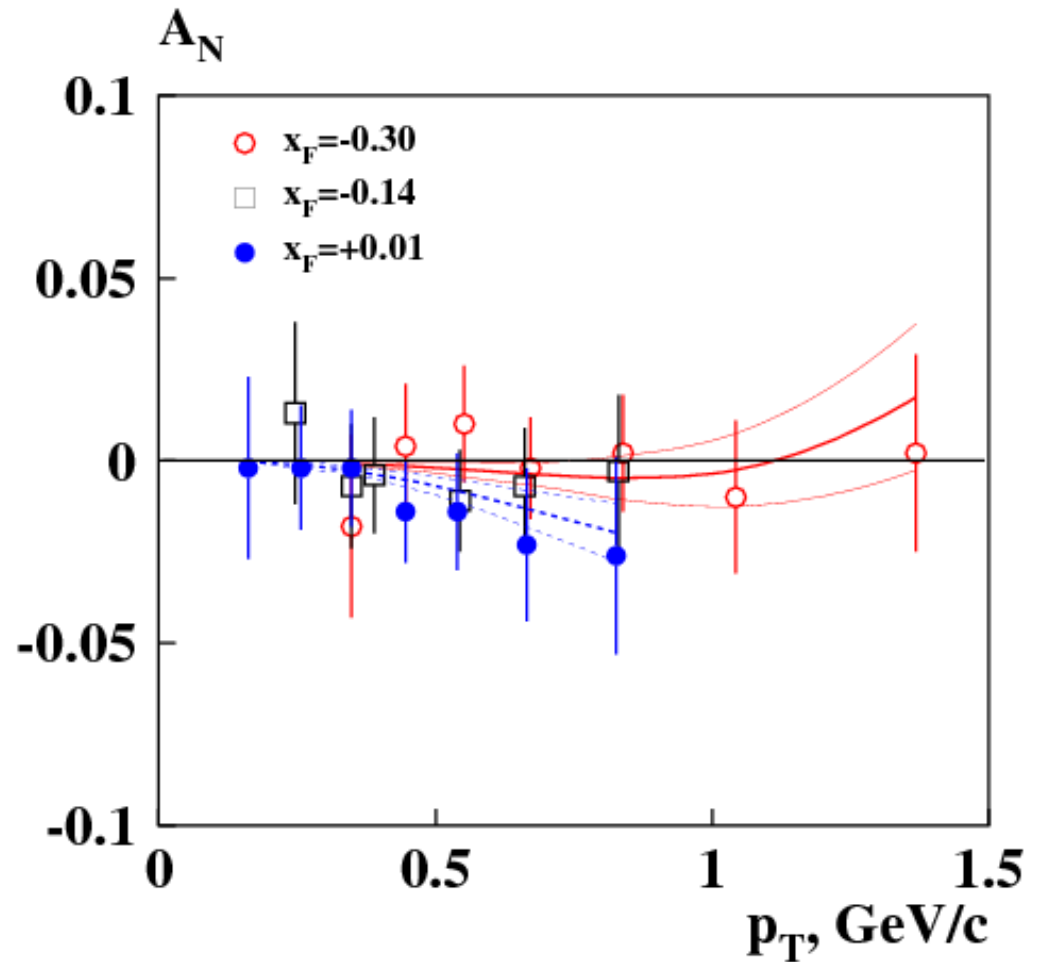


A_N for K^- in e^+p -collisions

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

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

$$e^+ p^\uparrow \rightarrow K^- e^+ X$$



Вывод уравнений для P_N и асимметрии адронов A_N

Условием применимости квазиклассического подхода является незначительное изменение импульса кварка на расстоянии порядка длины волны \hbar/p .

Ларморовский радиус $\mathbf{R} = p/g_s \mathbf{V}^a \gg \hbar/p$ (70)

или

$$p \gg (2g_s \alpha_s v)^{1/2} / \rho \approx 0.6 \text{ ГэВ/с}, \quad (71)$$

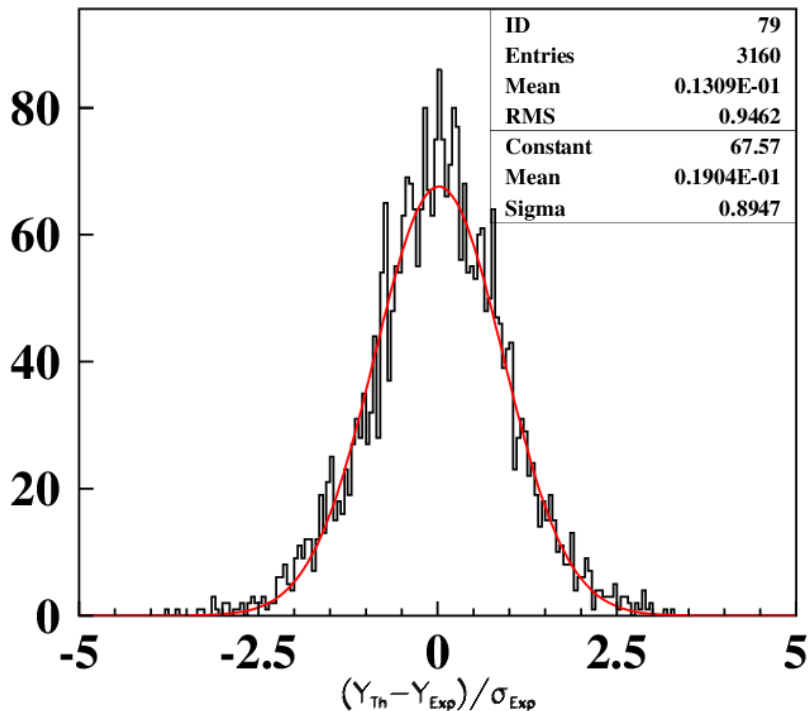
где характерное поле $\mathbf{V}^a = 2\alpha_s v / \rho^2$.

Также радиус струны $\rho \gg \hbar/p$, откуда получаем

$$p \gg \hbar/\rho \approx 0.5 \text{ ГэВ/с}. \quad (71a)$$

Поиск общих закономерностей в поляризионных явлениях

Глобальный фит поляризионных данных для 80 инклюзивных реакций. Число точек 3325, число параметров – 91. При минимизации χ^2 вес экспериментальной точки $w=1/(\sigma_{\text{exp}}^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)$, где σ_{exp} и σ_{sys} - ошибки данных и модели соответственно. $0,00 \leq \sigma_{\text{sys}} \leq 0,07$, $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0,916$. $\chi^2=2963$.



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

Результат фита гауссовым распределением показан красной кривой.

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

70% точек имеют $\sigma_{\text{sys}} \leq 0.01$,

85% реакций имеют $\sigma_{\text{sys}} \leq 0.01$.

np=	3325	σ_{sys}	0.0000	0.0050	0.0100	0.0200	0.0300	0.0500	0.0700
np=	3325	N_reaction	57	2	9	7	1	1	3
np=	3325	N_events	1139	159	1026	467	198	219	117
np=	3325	Fraction	0.343	0.048	0.309	0.140	0.060	0.066	0.035

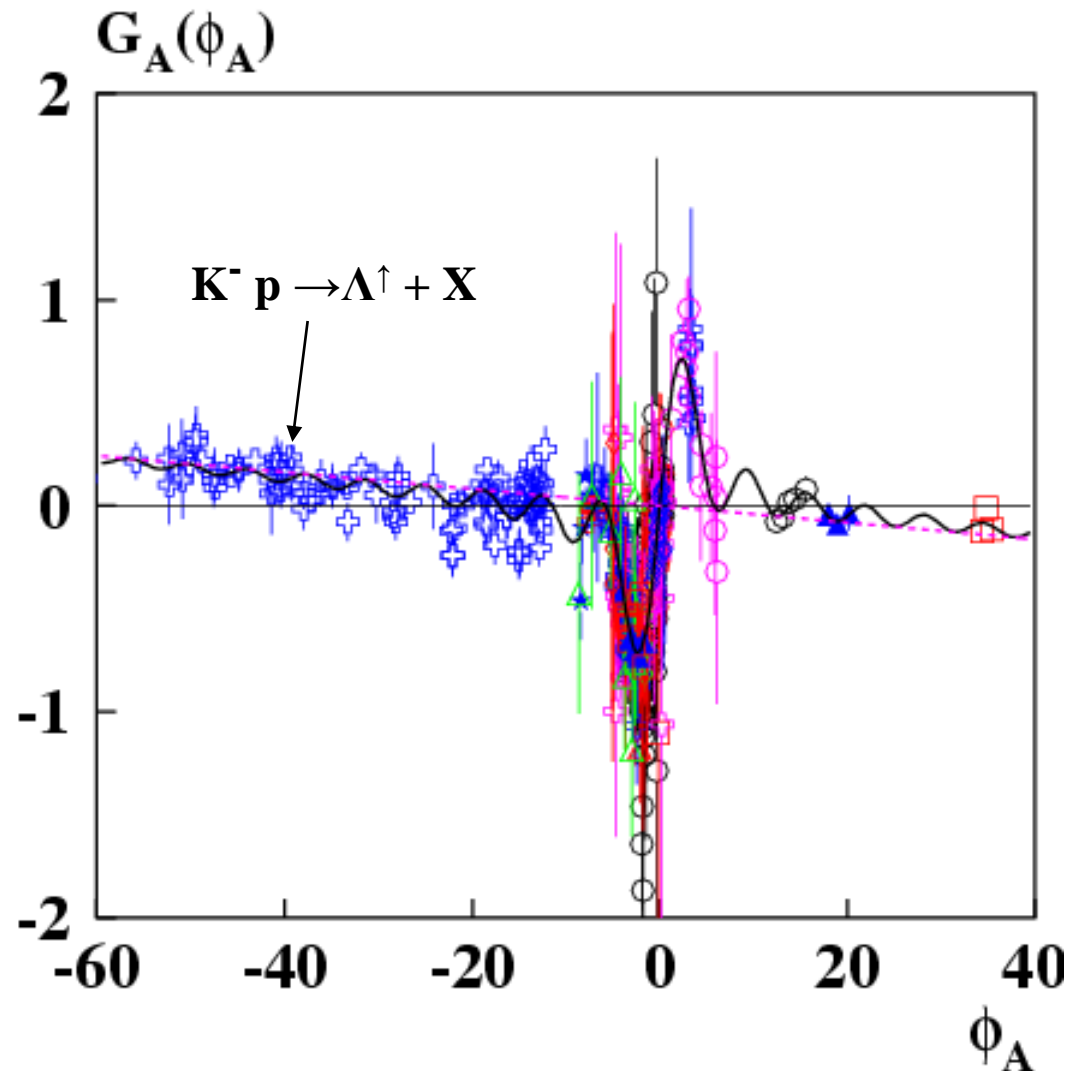
Baryon polarization oscillation

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

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

Model – solid curve:

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

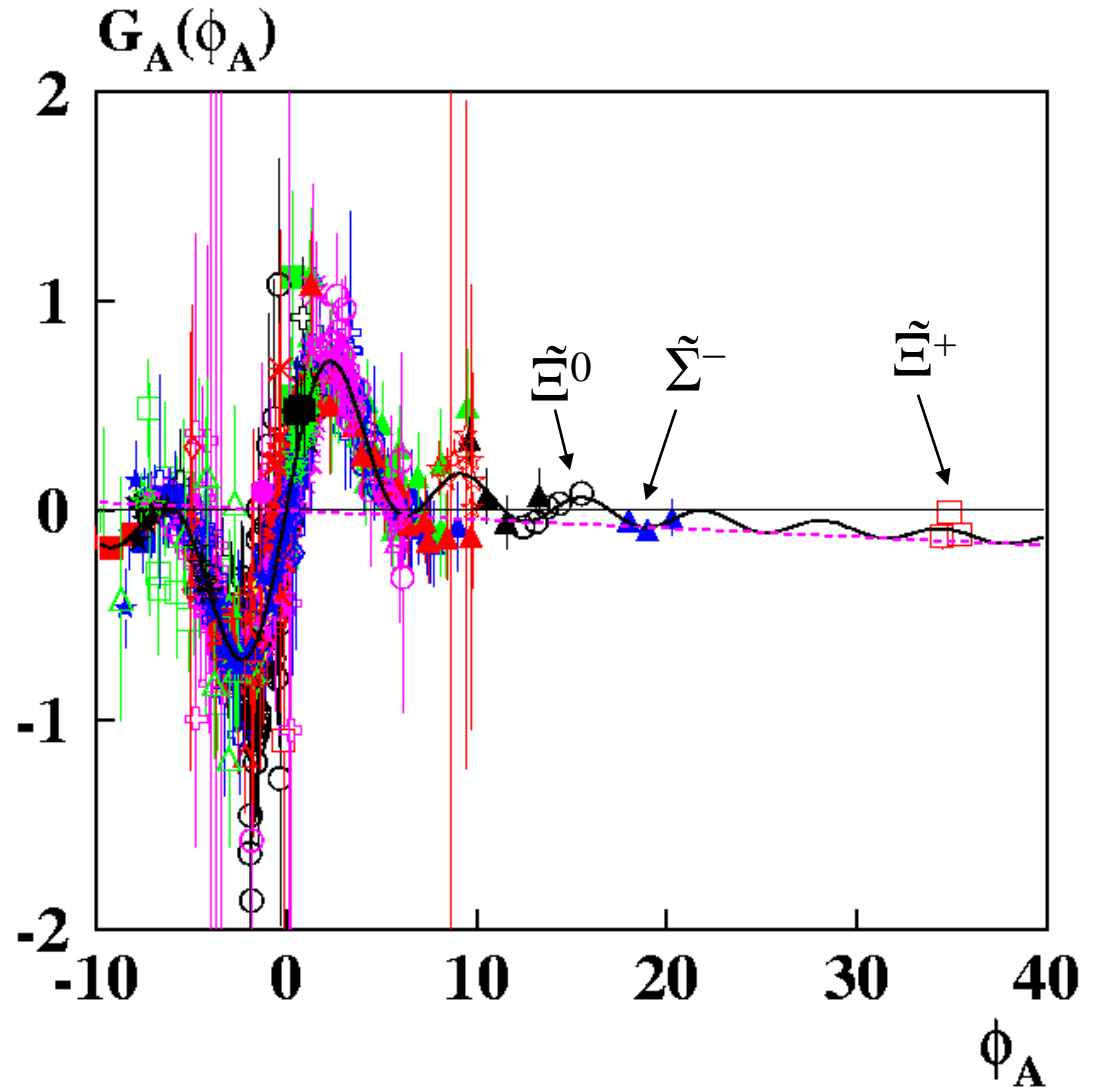


Data for 46 most studied reactions, $-10 < \phi_A < 40$.

For anti-hyperon production in pp or pA collisions the effective color field and the precession angle ϕ_A are high due to large number of spectator anti-quarks. As a result the polarization oscillates as a function of x_F or ϕ_A .

Model: Solid curve:

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



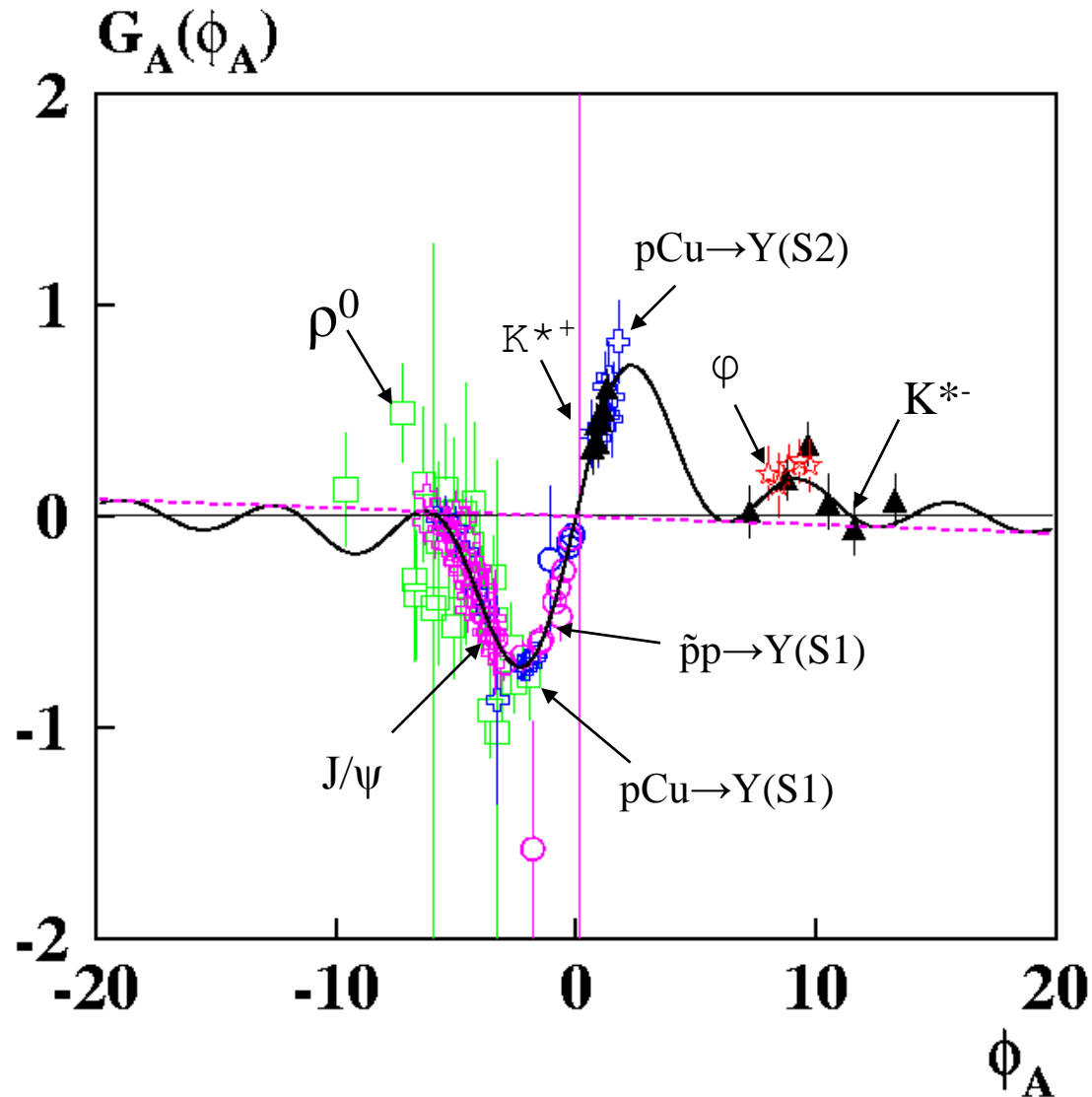
Vector meson polarization

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

Model:

Solid curve:

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



Введение

В общем случае сильных взаимодействий и спина $\frac{1}{2}$ для поляризованных налетающей и рассеянной частиц сечение и поляризация могут быть записаны в виде:

$$I = I_0(1 + p_y A_y), \quad (2)$$

$$P_{x'} I = I_0(p_x K_{x'}^{x'} + p_z K_{z'}^{x'}), \quad (3)$$

$$P_{y'} I = I_0(P_{y'} + p_y K_{y'}^{y'}), \quad (4)$$

$$P_{z'} I = I_0(p_x K_{x'}^{z'} + p_z K_{z'}^{z'}). \quad (5)$$

[1] G.G.Ohlsen 1972 Rep. Prog. Phys. **35** 717.

Здесь p_x, p_y, p_z - компоненты поляризации налетающей частицы, A_y - анализирующая способность, $P_{x'}, P_{y'}, P_{z'}$ - поляризация рассеянной частицы, коэффициенты K учитывают двухспиновые корреляции. Далее мы будем рассматривать только односпиновые наблюдаемые, по которым имеется большой массив данных для десятков реакций, инклюзивных и эксклюзивных.

Пороговая зависимость A_N от угла θ^{cm}

В случае использования обобщенных уравнений (60)-(63) и малых углов прецессии $A_N \sim (y_A - \sigma y_B)$. Ограничение на угол:

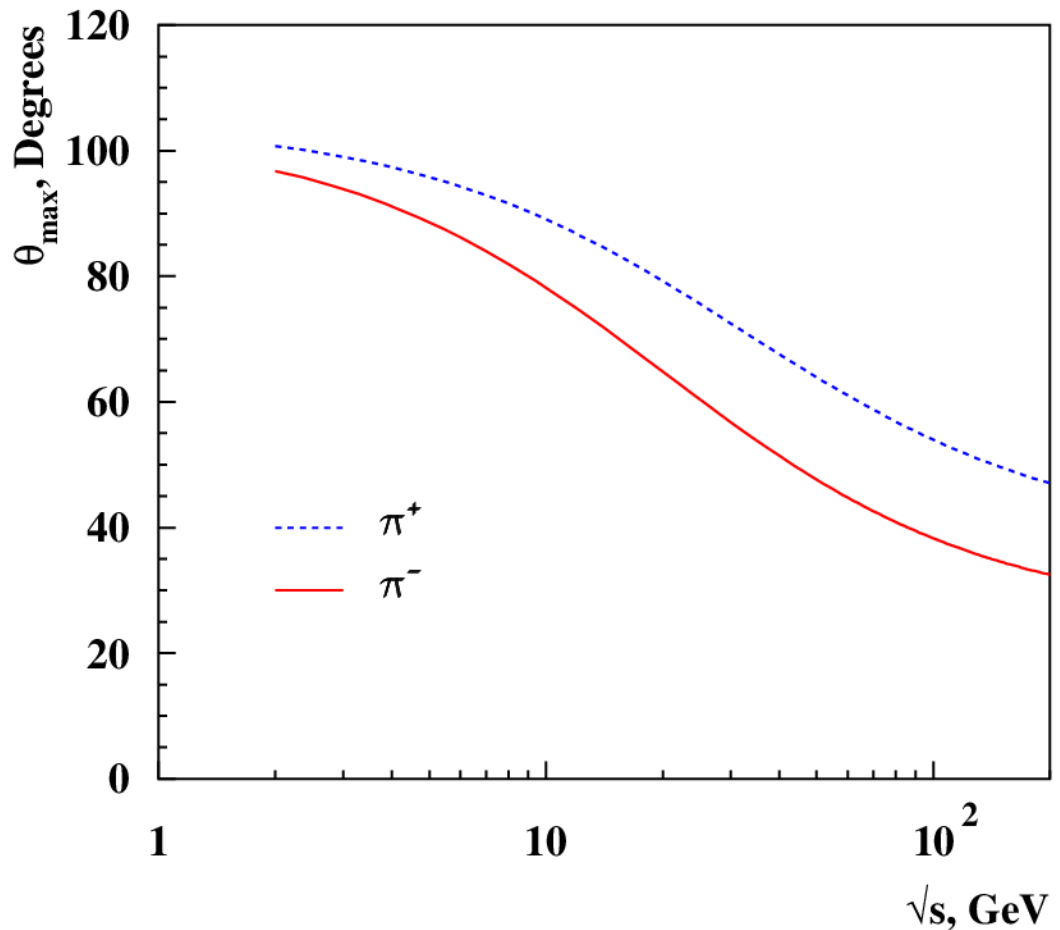
$$\text{tg}^2(\theta^{cm}/2) \leq [E_0 - m_\pi + (f_0 + \sigma a_0) \sqrt{s}] / [a_0 \sqrt{s} + \sigma(E_0 + f_0 \sqrt{s}) - m_\pi] \quad (76)$$

$$\square \quad \theta^{cm} \leq 78^\circ \quad \text{для } \pi^-; \quad \theta^{cm} \leq 89^\circ \quad \text{для } \pi^+; \quad \text{и } \sqrt{s} > 10 \text{ ГэВ}$$

для π^+ $f_0 = -0.057; \sigma = 0.776;$
 $a_0 = 0.097; E_0 = 1.56 \text{ ГэВ};$

для π^- $f_0 = -0.149; \sigma = 0.791;$
 $a_0 = 0.217; E_0 = 1.76 \text{ ГэВ};$

Предельный угол $\theta^{cm} \equiv \theta_{max}$ уменьшается с ростом энергии, смотри рисунок справа, E_0^{cm} при этом увеличивается.



Грубая оценка P_N для реакции $pA(p) \rightarrow \Lambda^+ X$

$$P_N \approx -(D/\rho)g_s^a G(\varphi_A)/(g_s^a - 2)/2, \quad (61)$$

$\varphi_A = \omega_A x_A$ «угол прецессии кварка в области фрагментации Λ ».

$$\omega_A \approx g_s \alpha_s v_A S_0(g_s^a - 2)/(M_S \rho^2) \text{ «частота осцилляции»} \quad (62)$$

$$G(\varphi_A) \approx \varphi_A/2; \quad x_A = (x_R + x_F)/2 \quad (63)$$

$$\alpha_s \approx 1.14; \quad g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} \approx 3.78; \quad v_A = [1 + \lambda - 3\tau \lambda] \approx 1 + \lambda \approx 0.87 \quad (64)$$

$$D_r = D/\rho \approx 0.747 \pm 0.021; \quad m_r = S_0/\rho^2 \approx 0.3573 \pm 0.0016 \text{ ГэВ};$$

$$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2; \quad \Delta\mu^a_s = -0.395; \quad g_s^a = 1.24$$

$$M_S \approx 0.471 \pm 0.007 \text{ ГэВ}; \quad (\text{масса } s\text{-кварка}).$$

$$P_N \approx -(1+\lambda)/4 \cdot D_r g_s^a g_s \alpha_s m_r x_A / M_Q, \quad (65)$$

$$P_N(\Lambda) \approx -0.69 x_A; \quad x_A = 0.5 \rightarrow P_N \approx -0.34, \quad (66)$$

Необходимо учитывать формфактор $F(p_T, \Lambda) \approx 0.63$ для $p_T = 0.8$ ГэВ/с и локальный $D_r = 0.62 \rightarrow P_N \approx -0.18$ ($x_A = 0.5$).

Summary and outlook

□ The analyzing power (A_N) and hadron polarization (P_N) reveal scaling dependence on kinematical variables:

$A_N \approx G(p_T, y_A)/(1 - E_R/\sqrt{s})$, as expected in the effective color field model.

□ P_N and A_N oscillation due to the quark spin precession in the effective color field is predicted and confirmed for proton, Λ , $\tilde{\Lambda}$, J/ψ , $K^*(892)^-$, Ξ^0 , Ξ^- production.

□ Oscillation frequencies ω_A obey the quark counting rule and rise with \sqrt{s} and projectile atomic number.

□ Spin precession mechanism allows to estimate $\mu_a = (g-2)/2$:
 $(g-2)_u / 2 \approx -0.75 \pm 0.03(\text{stat})$; $(g-2)_d / 2 \approx -0.53 \pm 0.10(\text{stat})$,
which are consistent with the instanton model predictions.

Введение

В последние годы эффекту Штерна-Герлаха уделяется внимание как теоретиков, так и экспериментаторов.

Observation of the Continuous Stern-Gerlach Effect on an Electron Bound in an Atomic Ion. N. Hermanspahn,² H. Häffner,¹ H.-J. Kluge et al. PRL 84(2000)427.

Stern-Gerlach Effect for Electron Beams H. Batelaan, T. J. Gay, and J. J. Schwendiman, Phys.Rev.Lett.79:4517-4521,1997.

Garraway, B.M., and Stenholm, S. (1999). Observing the spin of a free electron. *Phys. Rev. A* 60, 63.

A microscopic Stern-Gerlach magnet for electrons? D.L. Freimund, and **H. Batelaan**, Laser Phys. 13, 1, (2003).

The Stern-Gerlach experiment, electron spin and intermediate quantum mechanics. A R Mackintosh 1983 *Eur. J. Phys.* 4 97-106

Global data analysis, inclusive reactions: A_N

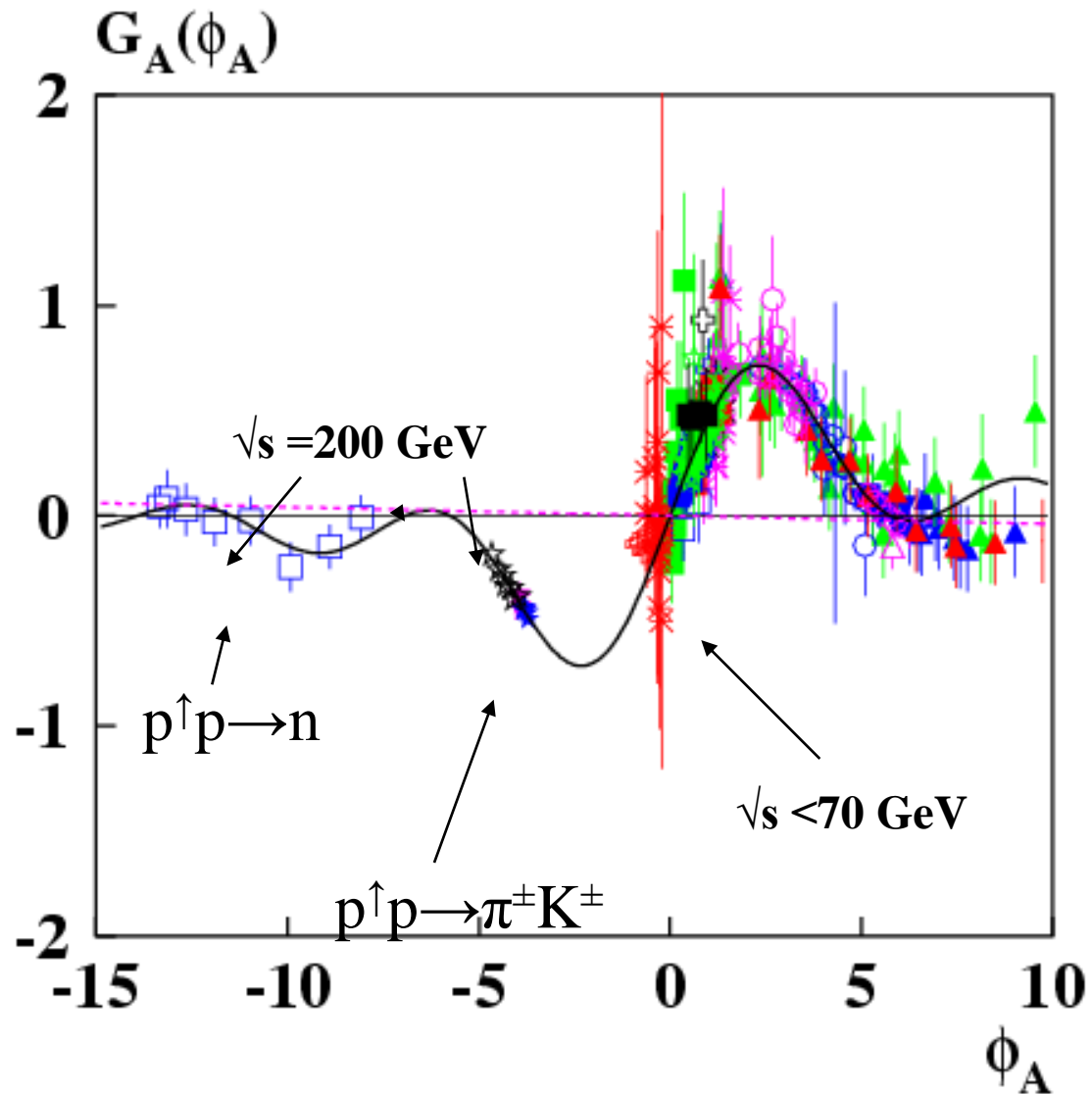
$A_N(x_F)$ and $G_A(\phi_A)$ oscillate due to spin precession in color field.

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

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

Model: Solid curve:

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



Summary

A semi-classical mechanism is proposed for single-spin phenomena.

- Effective color field of QCD strings, created by spectator quarks & antiquarks is described by quark counting rules.
- Microscopic Stern-Gerlach effect in chromomagnetic field and Thomas spin precession in chromoelectric field lead to large SSA.
- The energy and atomic weight dependence of effective color fields, combined with quark spin precession phenomenon, lead to oscillating behaviour of A_N and P_N as a function of kinematical variables.
- Additional anti(quark) production at high $\sqrt{s} > 70$ GeV changes the dependence on kinematical variables and violate $A_N(x_F)$ or P_N scaling.
- Quark focusing or defocusing in the effective color field leads to an additional resonance like energy dependence of A_N or P_N .

Обсуждение результатов

- ❑ Изучение односпиновых эффектов в соударениях адронов является той областью физики высоких энергий, где проявляются важные свойства теории сильных взаимодействий – КХД:
- ❑ Структура адронов при различных передачах импульса. Три области по P_T : (0-0.7); (0.7-3); (>3) ГэВ/с.
- ❑ Спонтанное нарушение киральной симметрии. Роль составляющих и токовых кварков в КХД процессах.
- ❑ Механизм адронизации кварков (конфайнмент).
- ❑ Роль КХД струн.
- ❑ Время фрагментации и формирования адронов.

Обсуждение результатов

- Прецессия спина кварка в эффективном хромоманнитном поле и осцилляции асимметрии.
- Проявление скейлинга и поправки к нему при низких энергиях.
- Влияние цветных g -факторов и масс составляющих кварков на односпиновые наблюдаемые.
- Правила кваркового счета для односпиновых процессов, например для частоты осцилляций ω_A .
- Зависимость ω_A от \sqrt{s} , A , g -фактора и массы кварка.

Обсуждение результатов

□ Осцилляции P_N и A_N наблюдаются в соударениях тяжелых ионов ($Au+Au \rightarrow \Lambda (\tilde{\Lambda})$) и в образовании других адронов ($p, J/\psi, K^*(892)^-, \Xi^0, \Xi^-$) в pp и pA -соударениях. При энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ начинают проявляться осцилляции A_N в образовании π^\pm, K^\pm, p . Ожидается дальнейший рост ω_A при увеличении энергии до $\sqrt{s} = 500$ ГэВ.

□ Частота осцилляции ω_A описывается правилами кваркового счета и растет по абсолютной величине при увеличении энергии \sqrt{s} и атомного веса налетающего ядра, а также при увеличении числа кварков, образующихся из вакуума при формировании наблюдаемого адрона. Эффективное хромоманнитное поле в области взаимодействия возрастает при увеличении каждого из перечисленных выше факторов.

Explanations of A-dependence for neutron SSA

In paper C.Aidala et al., e-Print: arXiv:1703.10941 [hep-ex]:

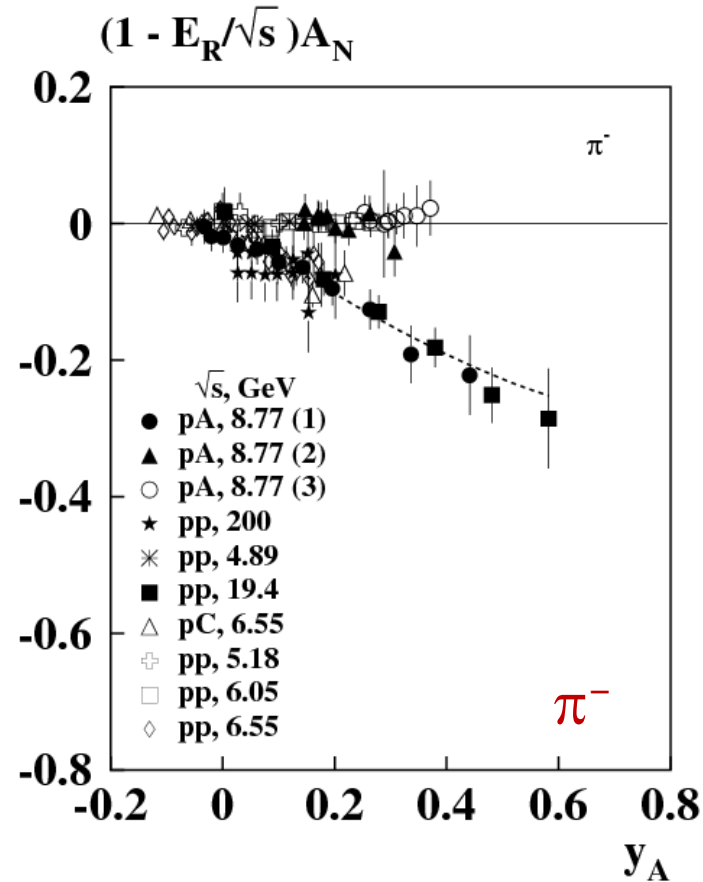
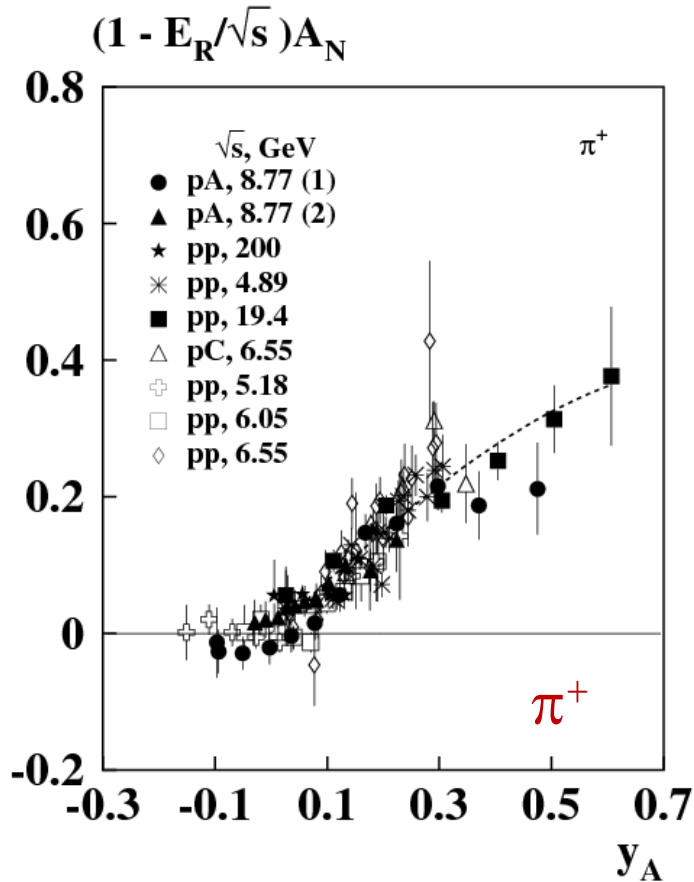
“In the case of neutron production in p+p collisions, production cross sections [19–21] were successfully explained in terms of one-pion exchange [22–26]. However, that alone could not explain the sizable A_N in very forward (near zero degree) neutron production, discovered at RHIC in p+p collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV [21]. To reproduce the experimental asymmetry, an interference between the spin flip π exchange and an on spin flip a_1 -Reggeon exchange was necessary [26]. Kopeliovich, Potashnikova, and Schmidt considered nuclear absorption effects as a source for a possible A-dependence of A_N , and **found only a small effect** [27].”

[21] Y. Fukao et al., Phys. Lett. B650, 325–330 (2007).

[26] B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, I. Schmidt, and J. Soffer, Phys. Rev. D84, 114012 (2011).

[27] B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, and I. Schmidt, “Leading Neutrons From Polarized Proton-Nucleus Collisions,” Proceedings, 9th International Workshop on Diffraction in High Energy Physics (Diffraction 2016): Santa Tecla di Acireale, Catania, Italy, September 2-8, 2016, AIP Conf. Proc.1819, 050002 (2017).

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



$A_N(\pi^-)=0$,
 для
 $\theta_{cm} > 74^\circ$.
 Предельный
 угол.

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

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

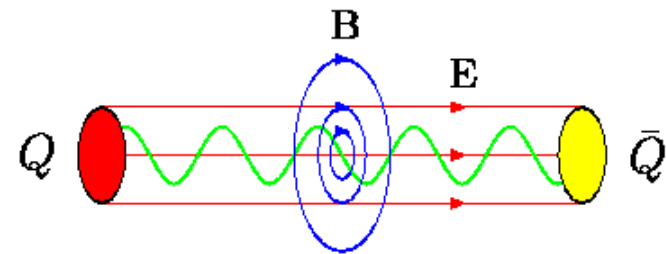
$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + a_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (44)$$

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

Quark focusing in ECF \mathbf{B}^a

The dependence of $C(\sqrt{s}) = \mathbf{v}_0 / (1 - \mathbf{E}_R / \sqrt{s})$, A_N and P_N is due to focusing properties of circular chromomagnetic field \mathbf{B}^a .

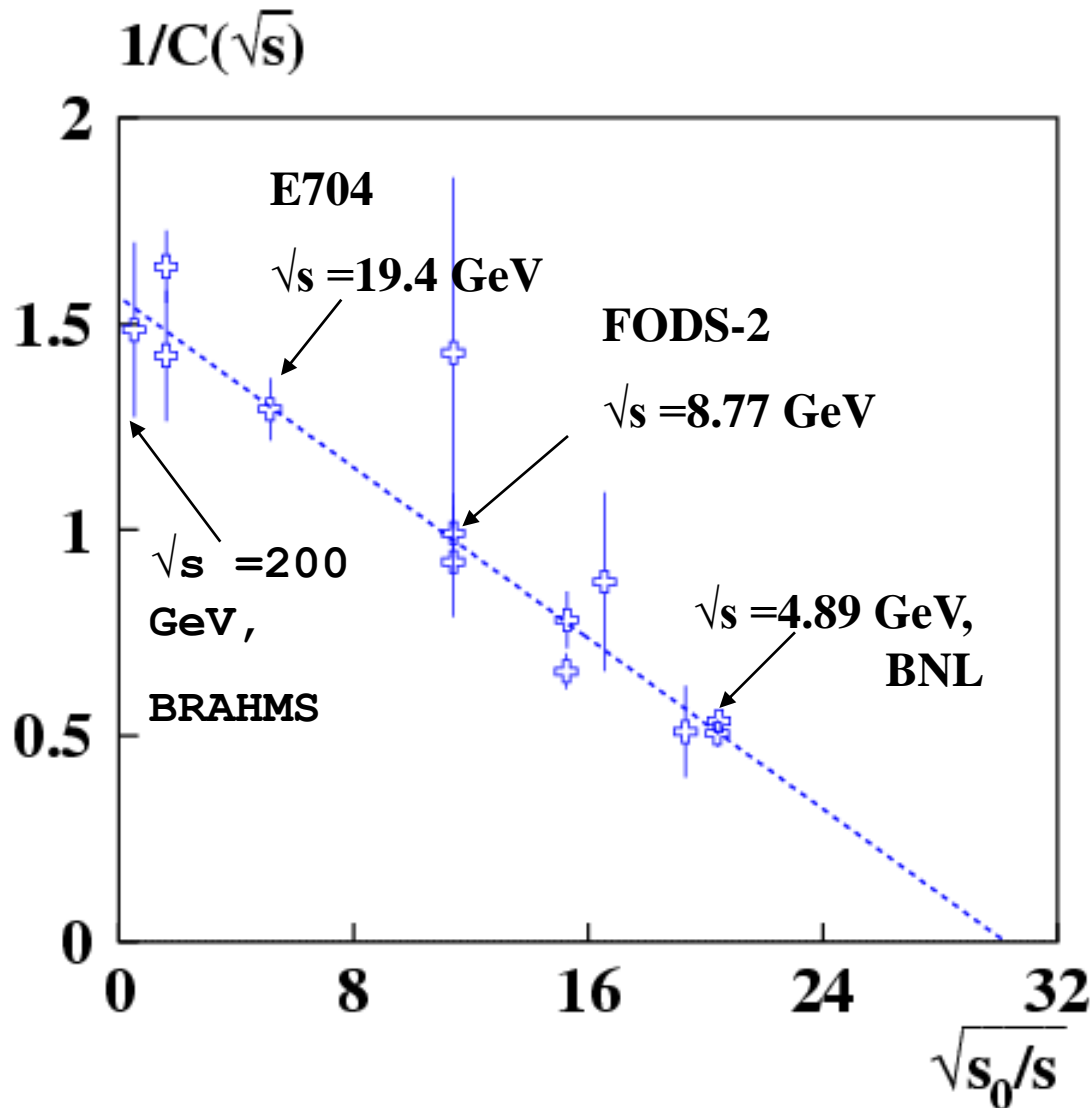
Focusing Lorentz force $\mathbf{F} = \mathbf{g}_s[\mathbf{v}\mathbf{B}^a]\mathbf{I}^a$ leads to the prolongation of probe quark stay in a color field and enhance polarization effects in case of $\mathbf{E}_R > \mathbf{0}$. For opposite field direction we have a defocusing effect, $\mathbf{E}_R < \mathbf{0}$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



*Color flux tube fields \mathbf{B} and \mathbf{E} .
Quark movement in the tube.*

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

An example of quark focusing in field B^a



$$p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X,$$

focusing effect when

$$\omega_A^0 = 1.85 > 0;$$

$$\sqrt{s} < 70 \text{ GeV}$$

$$E_R = 3.31 \pm 0.09 \text{ GeV}$$

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

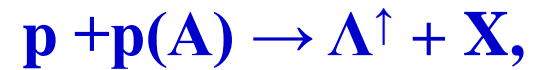
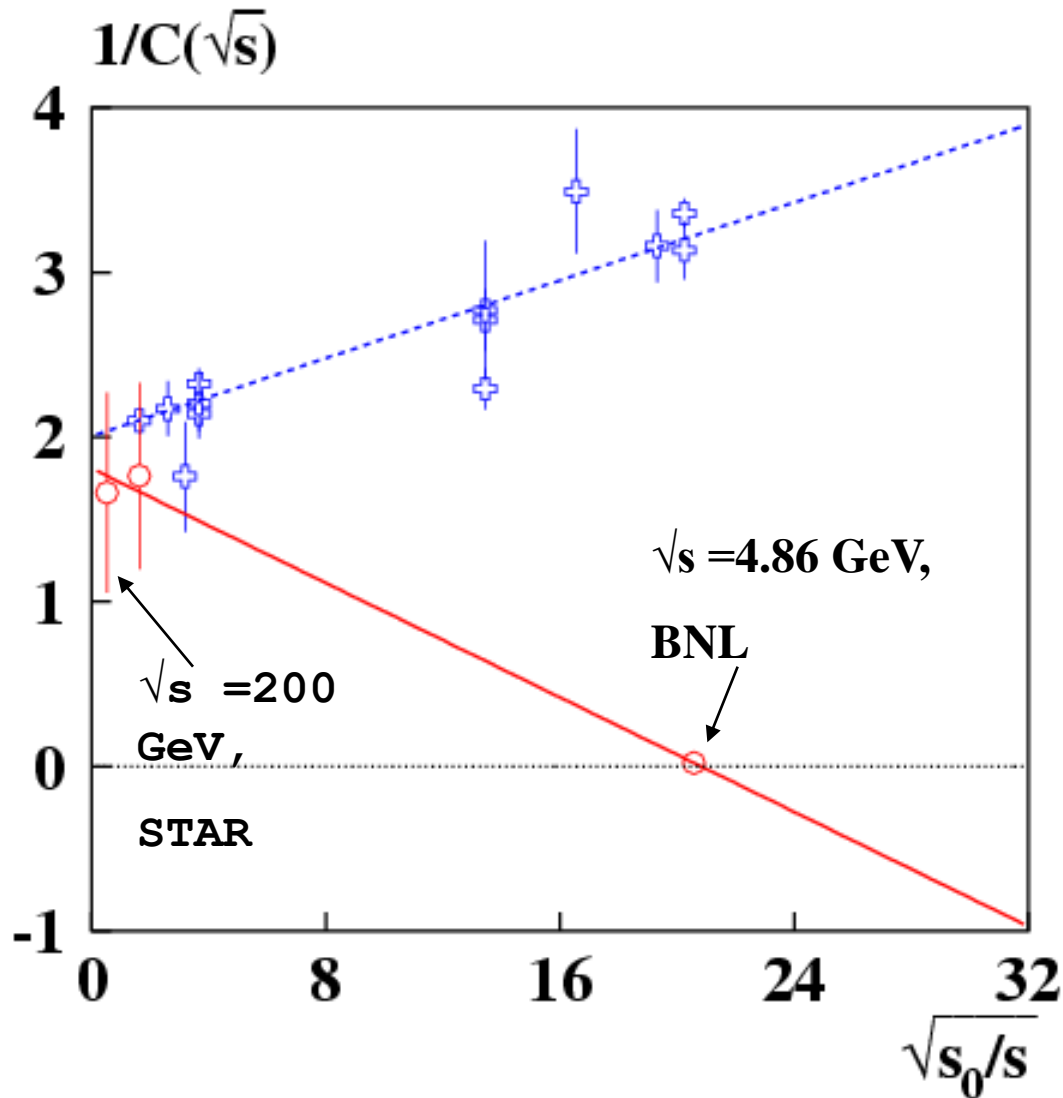
defocusing effect when

$$\omega_A^0 \approx -11 < 0$$

$$1/C(\sqrt{s}) \sim (1 - E_R/\sqrt{s});$$

$$\sqrt{s_0} = 100 \text{ GeV}$$

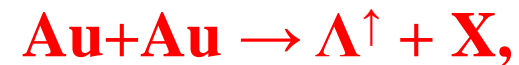
An example of quark defocusing in field B^a



defocusing effect when

$\omega^0_\Lambda = -2.41 < 0;$

$E_R = -2.95 \pm 0.30$ GeV



focusing effect when

$\omega^0_\Lambda = +44.78 > 0;$

$\sqrt{s_{NN}} = 4.86$ GeV;

$E_R = +4.805 \pm 0.016$ GeV

$\sqrt{s_0} = 100$ ГэВ

Conclusions

- 1) The observed “Ridge” effect can be due to the Lorentz force, which acts on the color charge of a quark in the effective circular transverse chromomagnetic field as is assumed in the CPQ model.
- 2) Generation of new $q\tilde{q}$ pairs at high energies increases effective chromomagnetic field and enhance the “Ridge” effect.
- 3) In more central heavy-ions collisions large number of spectator quarks are produced which results in a more significant “Ridge” effect.
- 4) In collision of heavier nuclei more intense color-magnetic field is generated and the “Ridge” effect is stronger.
- 5) The “Ridge” effect is bigger at low p_T since in this case Lorentz force changes polar angle stronger.
- 6) Predictions are given for the “Ridge” effect in A-A-collisions which can be checked in the existing and future experiments.

Грубая оценка A_N для реакций $p \uparrow A(p) \rightarrow \pi^\pm X$

$$A_N \approx -(D/\rho) g^a_Q \xi^0_y G(\varphi_A)/(g^a_Q - 2)/2, \quad (55)$$

$\varphi_A = \omega_A x_A$ «угол прецессии кварка в области фрагментации A ».

$$\omega_A \approx g_s \alpha_s v_A S_0(g^a_Q - 2)/(M_Q \rho^2) \text{ «частота осцилляции»} \quad (56)$$

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A \approx \varphi_A/2; \quad x_A = (x_R + x_F)/2 \quad (57)$$

$$\alpha_s \approx 1.14; \quad g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} \approx 3.78; \quad v_A \approx 3\lambda \approx -0.4; \quad (58)$$

$$D_r = D/\rho \approx 0.747 \pm 0.021; \quad m_r = S_0/\rho^2 \approx 0.373 \pm 0.005 \text{ ГэВ};$$

$$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2; \quad \Delta\mu^a_U = -0.468; \quad \Delta\mu^a_D = -0.383;$$

$$g^a_U = 1.06; \quad g^a_D = 1.24; \quad \xi^0_y(u) = +1; \quad \xi^0_y(d) = -1 \text{ (поляризация).}$$

$$M_U \approx 0.257 \pm 0.003 \text{ ГэВ}; \quad M_D \approx 0.301 \pm 0.004 \text{ ГэВ (массы).}$$

$$A_N \approx -(3\lambda/4) D_r g^a_Q \xi^0_y g_s \alpha_s m_r x_A / M_Q, \quad (59)$$

$$A_N(\pi^+) \approx 0.50 x_A; \quad A_N(\pi^-) \approx -0.52 x_A; \quad (60)$$

$x_A = 0.8 \rightarrow A_N \approx \pm 0.40$, что близко к наблюдаемым A_N .

Введение

Предлагается новый квазиклассический механизм для односпиновых процессов, который основан на взаимодействии массивных составляющих кварков с эффективным хромомангнитным полем глюонных струн (силы типа Штерна-Герлаха). Прецессия спина кварка в цветном поле приводит к осцилляции поляризации адронов в зависимости от кинематических переменных.

Подразумевается, что в согласии с принципом соответствия Бора, существует квазиклассическое описание, аналогичное квантовому, которое сохраняет основные зависимости односпиновых эффектов от кинематических переменных и типа взаимодействующих адронов.

Conclusions

- 1) The anomalous A -dependence of $A_N(A)$ for the neutron production in pA -collisions is due to the Stern-Gerlach force action and the quark spin precession in the effective chromomagnetic field. The anomalous A -dependence of the $A_N(A)$ is expected for $p_T \leq 0.3$ GeV/c, $x_F \leq 0.6$ and $\sqrt{s} \geq 100$ GeV.
- 2) The chromomagnetic polarization of quarks model predicts not only a large positive peak for the $A_N(A)$ at $A \approx 215$, but also negative peaks at $A=3$ and $A=86$ due to the quark spin precession in the effective chromomagnetic field. Observation of the negative peaks will support the main assumptions of the CPQ model.
- 3) The dependence of the $A_N(A)$ on the trigger type can be due to the color field dependence on centrality.
- 4) Similar anomalous A -dependence of $A_N(A)$ can exist also for other inclusive reactions at low $p_T \leq 0.3$ GeV/c. It is interesting to study the A -dependence of $A_N(A)$ in the experiments SPASCHARM (IHEP), SPD (JINR), STAR and PHENIX (BNL).
- 5) The “ridge” effect can be explained in the framework of the CPQ model.

Добавочные слайды

Связь локальных и глобальных параметров

Для многих реакций локальные параметры могут быть выражены через глобальные параметры. Это позволяет оценить глобальные параметры из глобального фита поляризаационных данных. Знак E_R совпадает с (93) в 100% случаев (80 реакций). Величина E_R совпадает с (93) для 86% реакций, а v_0 описывается (95) для 67% реакций. Формула (96) справедлива для 100% реакций. Эти три формулы (93, 95, 96) и правила кваркового счета позволяют определить глобальные параметры.

$$E_R = 4r_g \sum M_Q / (2 - g^a_Q); \quad (93)$$

$$r_g = \text{sign}(\omega^0_A) = -\text{sign}(g_s v_A); \quad \text{если } r_g > 0, \quad \text{фокусировка} \quad (94)$$

g_s – цветовой заряд кварка-пробника, v_A – вклад кв. спектаторов.

$$v_0 = -D_r g^a_Q \xi^0_y / 2 / (g^a_Q - 2), \quad \text{магнитуда } A_N \text{ и } P_N \quad (95)$$

$$\omega^0_Q = g_s \alpha_s (g^a_Q - 2) S_0 / (M_Q \rho^2) \quad 100\% \text{ реакций} \quad (96)$$

$$\omega^0_A = \omega^0_Q v_A; \quad (Q = u, d, s, c, b); \quad \varphi_A = \omega^0_A y_A \quad (97)$$

$$\varphi_A = \omega_A x_A \approx \omega^0_A y_A, \quad (\text{учет порогового эффекта}). \quad (98)$$

$$E_0 = r_g \sum M_Q [1 + (2 - 8d_0) / (2 - g^a_Q)]; \quad (62 \text{ реакции}) \quad (99)$$

$$d_0 \equiv a_0 + f_0; \quad (100)$$

The Stern-Gerlach experiment can now be understood

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$$

$$F_z = -\frac{\partial E}{\partial z} = \mu \cos \theta \frac{\partial B}{\partial z} = ma_z$$

The force on a particle with a magnetic moment in a magnetic field is proportional to the derivative (gradient) of the magnetic field in the direction of the force. No gradient, no force.

Origin of the “Ridge” effect

It is assumed that initially two quarks (or quark and antiquark) are produced in a jet-like structure inside the interaction region. These two quarks are deviated by an effective chromomagnetic field and then fragment into the observed hadrons. The width $\Delta_{\text{jet}}(p_T)$ of a jet cone is adjusted to reproduce the widths η_Δ and ϕ_Δ of two-particle correlation in peripheral collisions, where the color field is weak:

$$\Delta_{\text{jet}}(p_T) = 1.44 - 0.2875y_t, \quad \text{for } 2 < y_t < 3.6, \quad (20)$$

where $y_t = \ln[(P_T + m_T)/m_0]$, and $\Delta_{\text{jet}}(p_T)$ is a constant out of the above range. (21)

Effective chromomagnetic field B^a depends on the centrality u_c of collisions. This dependence is parameterized to reproduce p+p, p+A and A+A collision data:

$$B^a(u_c) \sim U(u_c) = c_1 - c_2(u_c + u_c^2) + c_3(u_c^3 + u_c^4 - u_c^5), \quad 0 < u_c < 1, \quad (22)$$

where $c_1 = 6.1184$, $c_2 = 9.5397$, $c_3 = 13.0326$, with normalization $U(0.5) = 1$.

Field dependence on longitudinal z-coordinate has an antisymmetric factor:

$$B^a(z) \sim z_n \exp(-\text{abs}(z_n v_k)), \quad \text{where } z_n = z/Z_m, \quad (-Z_m, Z_m) - \text{field region}, \quad (23)$$

and $v_k = 0.092$. $B(z)$ changes its sign due to opposite direction of spectator quarks in fragmentation regions of projectile A and target B, respectively.

Energy dependence of the “Ridge” effect

Chromomagnetic field increases with the collision energy due to production of additional quarks and antiquarks - spectators:
Number of pairs:

$$f_N = n_q \exp(-W_0/f_a/\sqrt{s}), \quad (20)$$

where $f_a = A_2^{1/6}$,
 $n_q = 4.56 \pm 0.12$,
 $W_0 = 280 \pm 4 \text{ GeV}$.

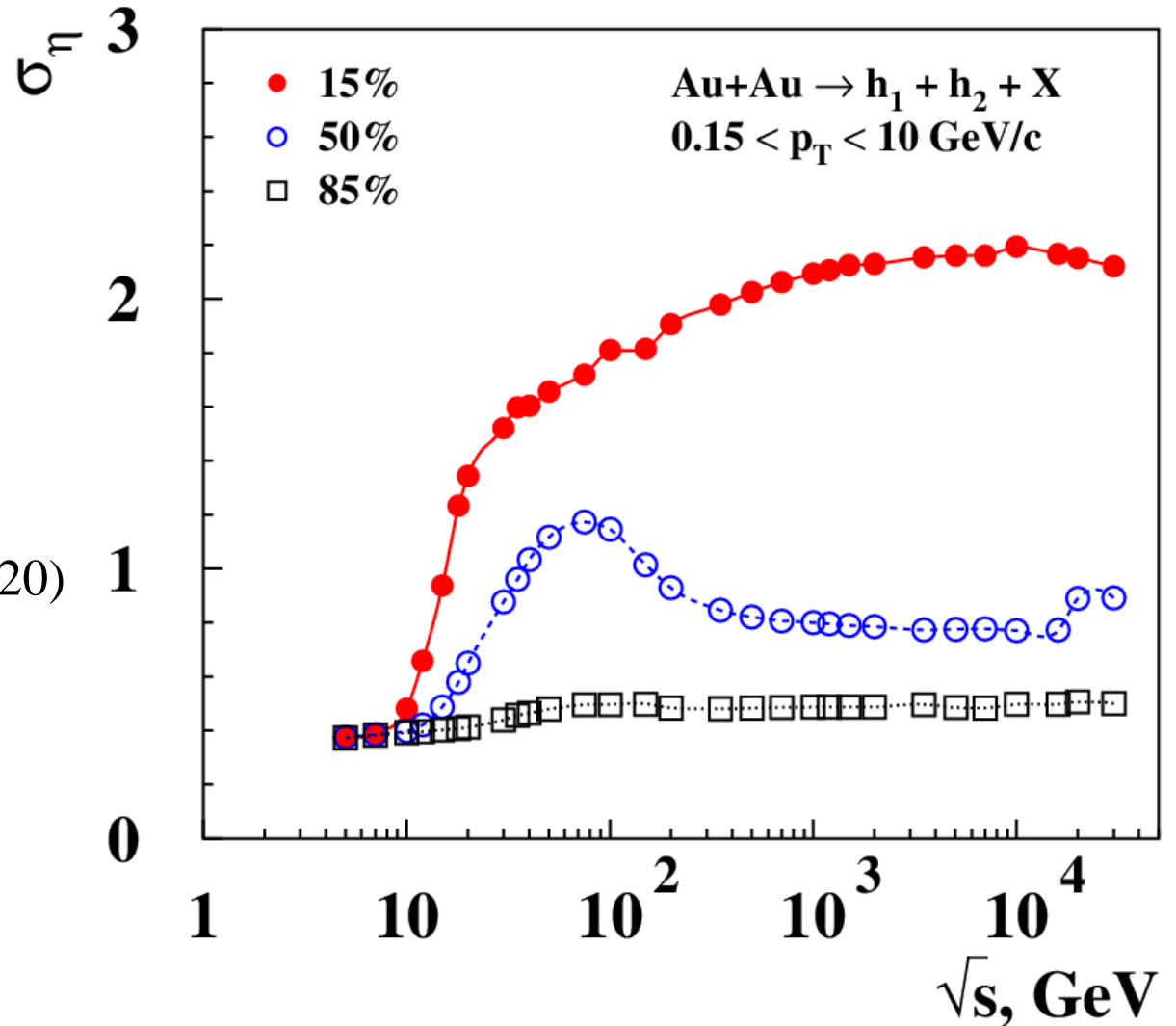


Fig. 9. CPQ model predictions of σ_η vs \sqrt{s} for Au+Au collisions.

Energy dependence of the “Ridge” effect

The gaussian width σ_ϕ varies with energy \sqrt{s} much less than σ_η . This is due to the fact that Lorentz force is directed radially.

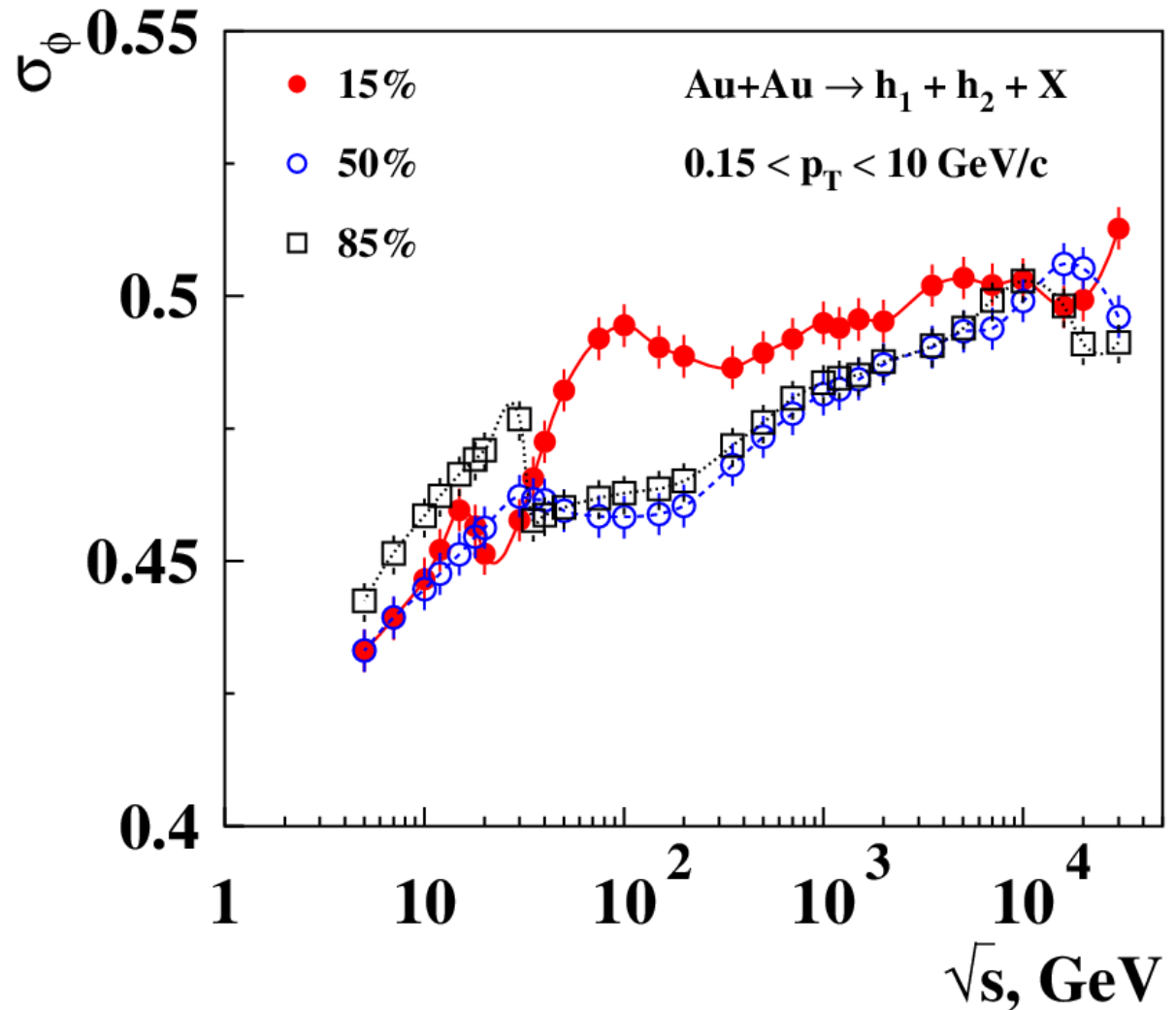


Fig. 10. CPQ model predictions of σ_ϕ vs \sqrt{s} for Au+Au collisions.

A-dependence of the “Ridge” effect

Chromomagnetic field increases with the increase of atomic weight A of nuclei:

Color-magnetic field in the fragmentation region of nuclei A with A_1 nucleons:

$$|\mathbf{B}^a| \sim v_A = 3(A_1 - A_2\tau)[\lambda + f_N(1+\lambda)];$$

where A_1 – projectile, A_2 -target.

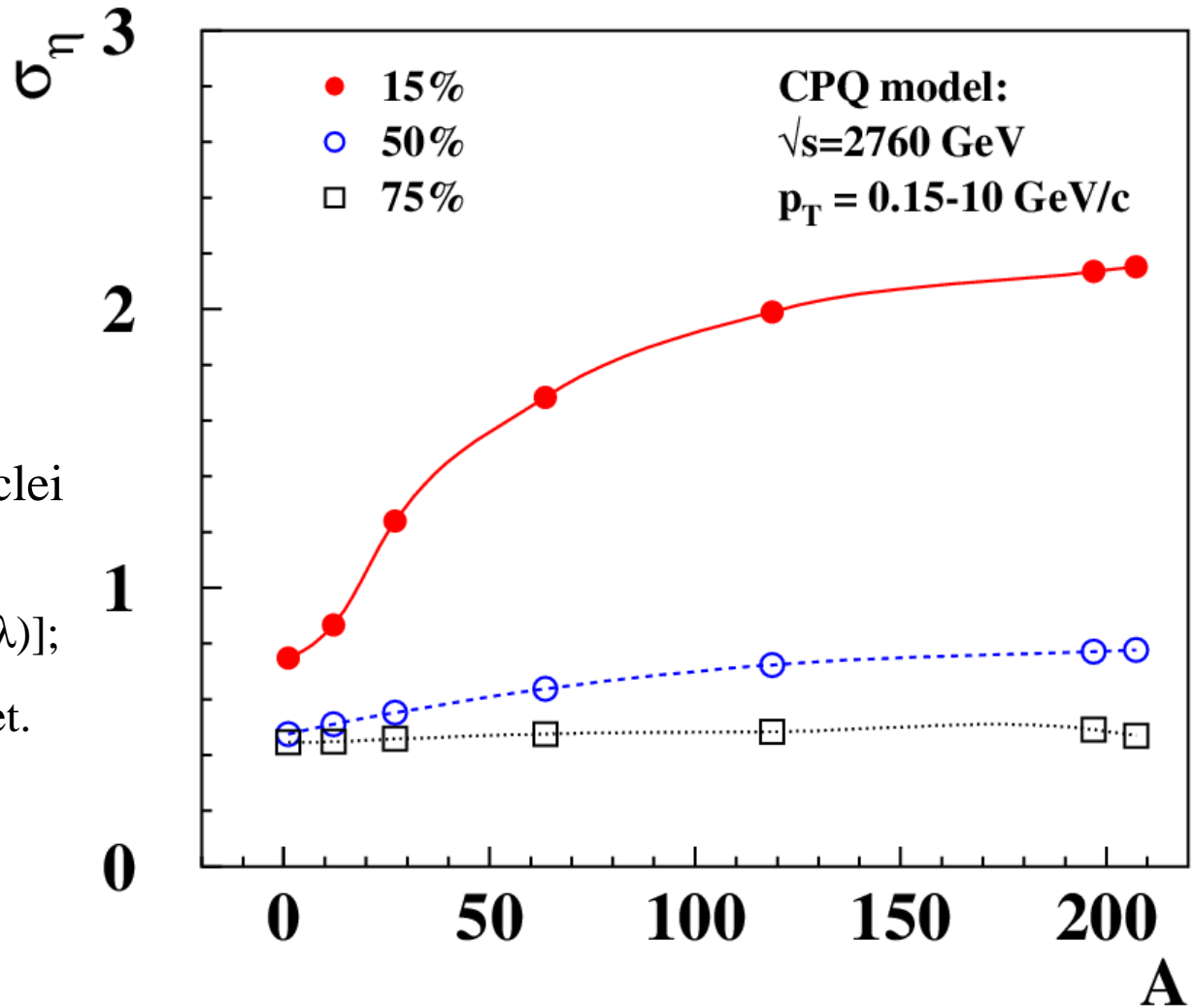


Fig. 11. CPQ model predictions of σ_η vs A for $A+A$ collisions.

Recently the PHENIX experiment reported about the observation of anomalous dependence of A_N for the reaction $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$ on the atomic weight A of the target. The $A_N(A)$ changes its sign and the magnitude increases three times at high atomic weight compared to the case of proton target! We call this phenomena “**anomalous A-dependence of A_N** ”. Important feature of the data – it was observed at small $p_T \approx 0.1 \text{ GeV}/c$. The data are measured in the $p^\uparrow + p$, $p^\uparrow + \text{Al}$ and $p^\uparrow + \text{Au}$ collisions.

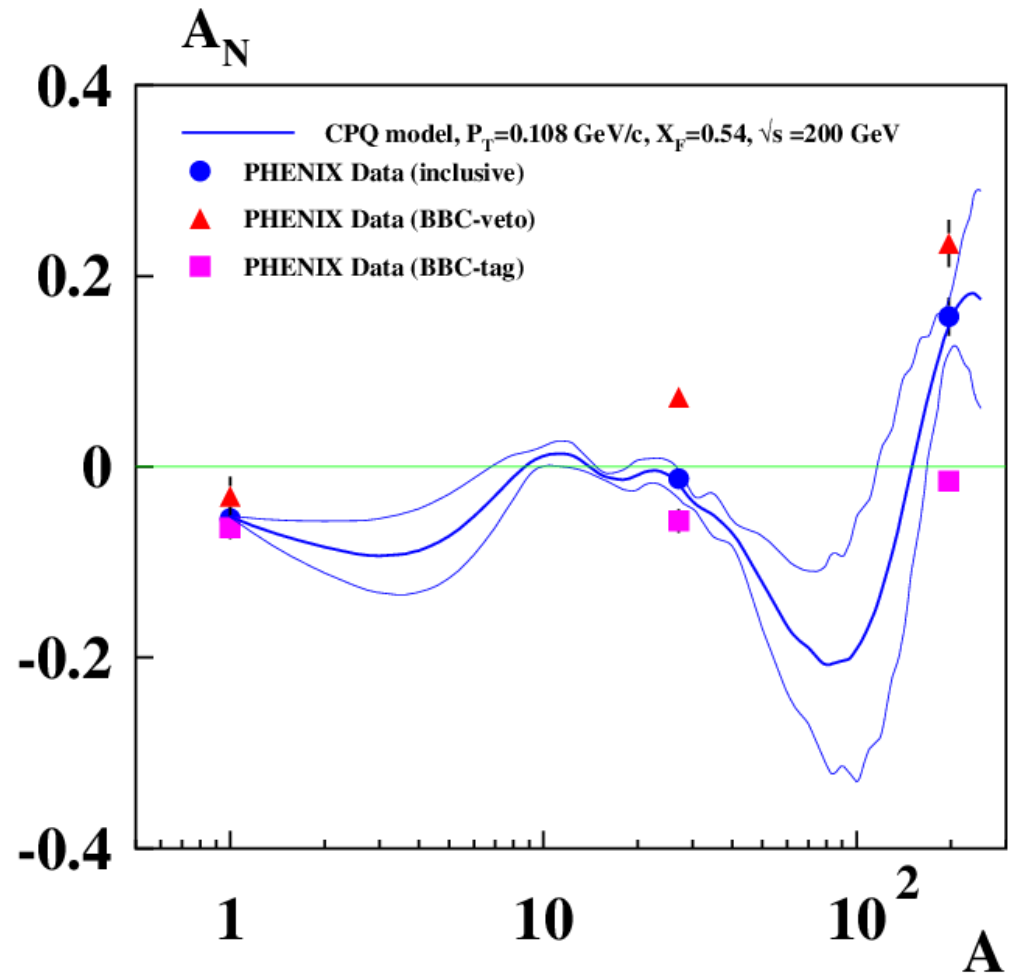


Fig.1. $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$ (**single-spin asymmetry $A_N(\sqrt{s}, p_T, x_F, A, \text{trigger})$**). Nuclear dependence of the transverse-single-spin asymmetry for forward neutron production in polarized $p+A$ collisions at $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$. PHENIX Collaboration (C.Aidala et al.) e-Print: arXiv:1703.10941 [hep-ex].

Quark counting rules for $A + B \rightarrow \pi^+ \pi^- + X$

Color-magnetic field in the fragmentation region of nuclei A with A_1 nucleons:

$$\int \mathbf{B}^a \sim v_A = 3(A_1 - A_2 \tau) [\lambda + f_N (1 + \lambda)]; \quad (18)$$

Color-magnetic field in the fragmentation region of nuclei B with A_2 nucleons:

$$\int \mathbf{B}^a \sim v_B = 3(A_2 - A_1 \tau) [\lambda + f_N (1 + \lambda)]; \quad (19)$$

$$f_N = n_q \exp(-W_0/f_a/\sqrt{s}), \quad \text{where } f_a = A_2^{1/6}, \quad (20)$$

$$n_q = 4.56 \pm 0.12, \quad W_0 = 280 \pm 4 \text{ GeV}, \quad \lambda = -0.1338 \pm 0.0014, \quad \tau = 0.0265 \pm 0.0009.$$

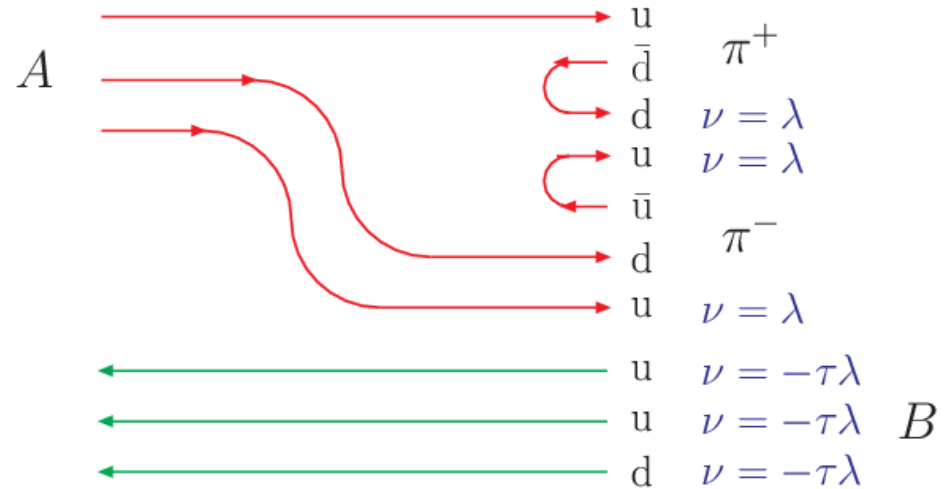
f_N gives effective number of new q-qbar pairs (spectators, contributing to $\int \mathbf{B}^a$).

$qq, \tilde{q}\tilde{q} - SU(3)_c$ antitriplet, weight $\nu = \lambda$;

$C_F = 2/3$ – color factor

$q\tilde{q}, \tilde{q}q - SU(3)_c$ singlet, weight $\nu = 1$.

$C_F = 4/3$ – color factor



Predictions on $A_N(x_F, p_T)$ for $p \uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^0 + X$

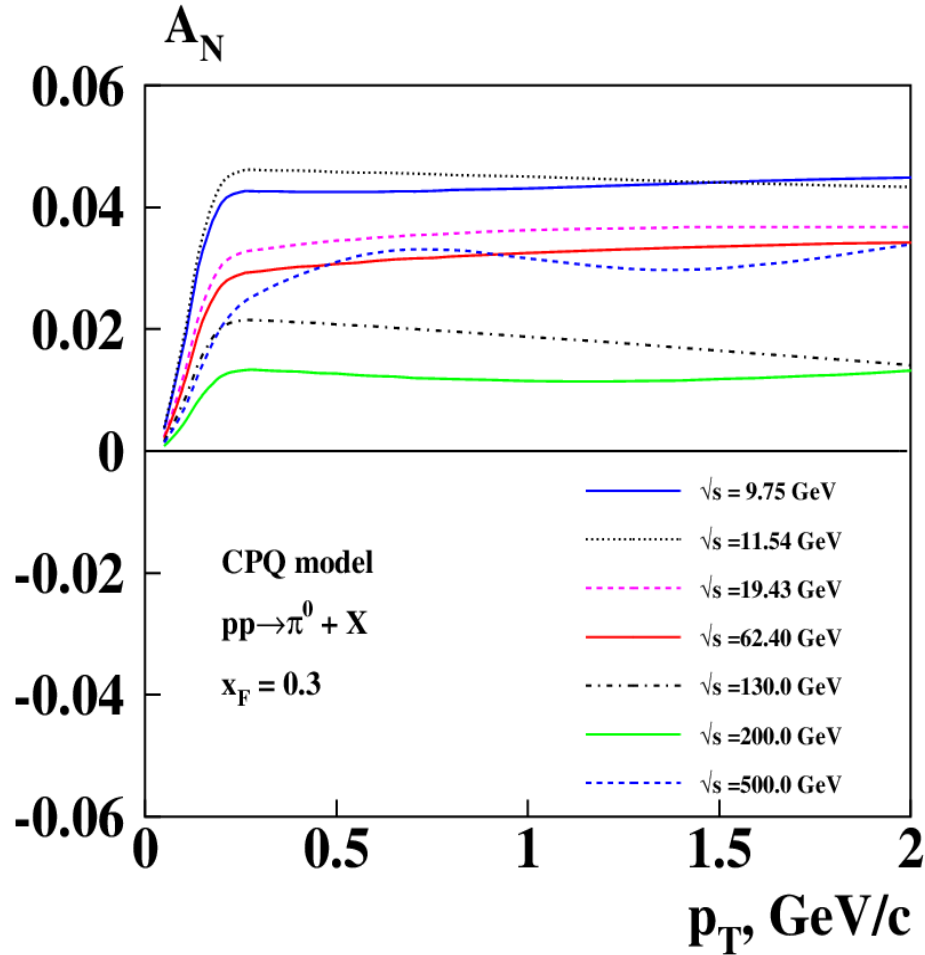


Fig. 10. Calculations of the dependence of A_N on p_T for several values of energy \sqrt{s} , at $x_F = 0.3$, in pp-collisions.

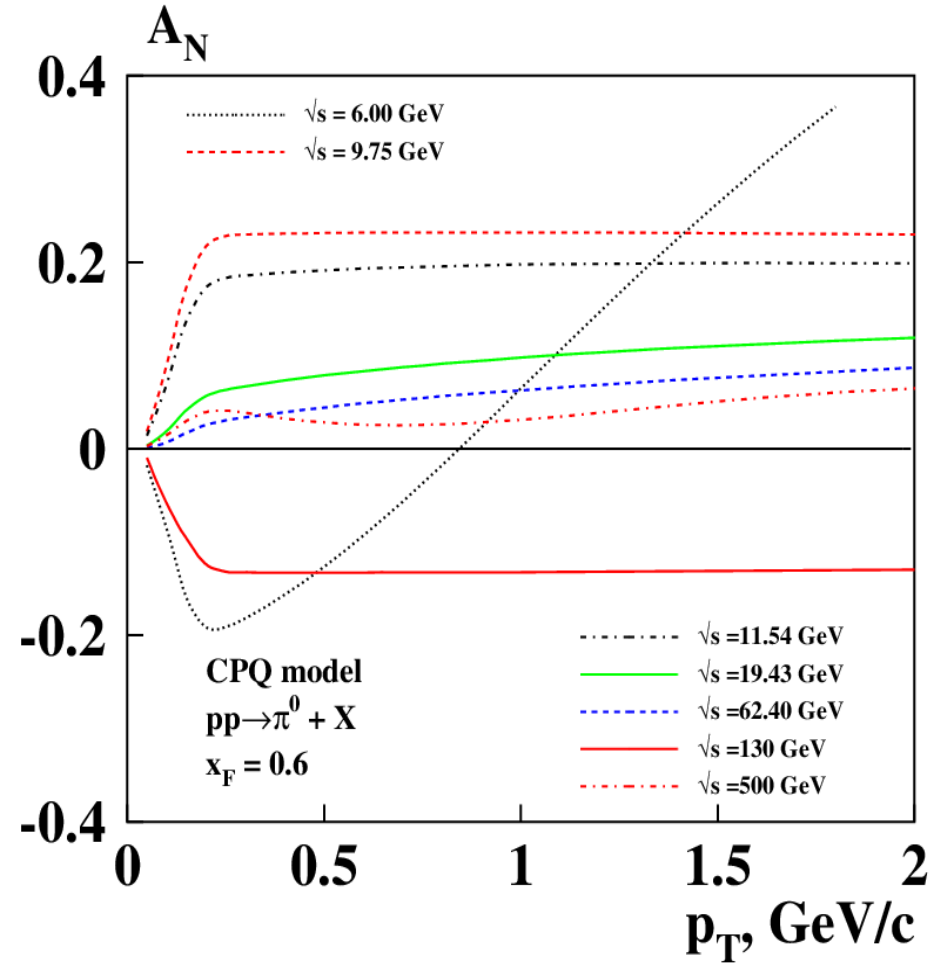


Fig. 11. Calculations of the dependence of A_N on p_T for several values of energy \sqrt{s} , at $x_F = 0.6$, in pp collisions.

Plane $A_N(p_T)$ dependence at $p_T > 0.3$ GeV/c, $\sqrt{s} > 9$ GeV.

Predictions on $A_N(x_F, p_T)$ for $p\uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^0 + X$

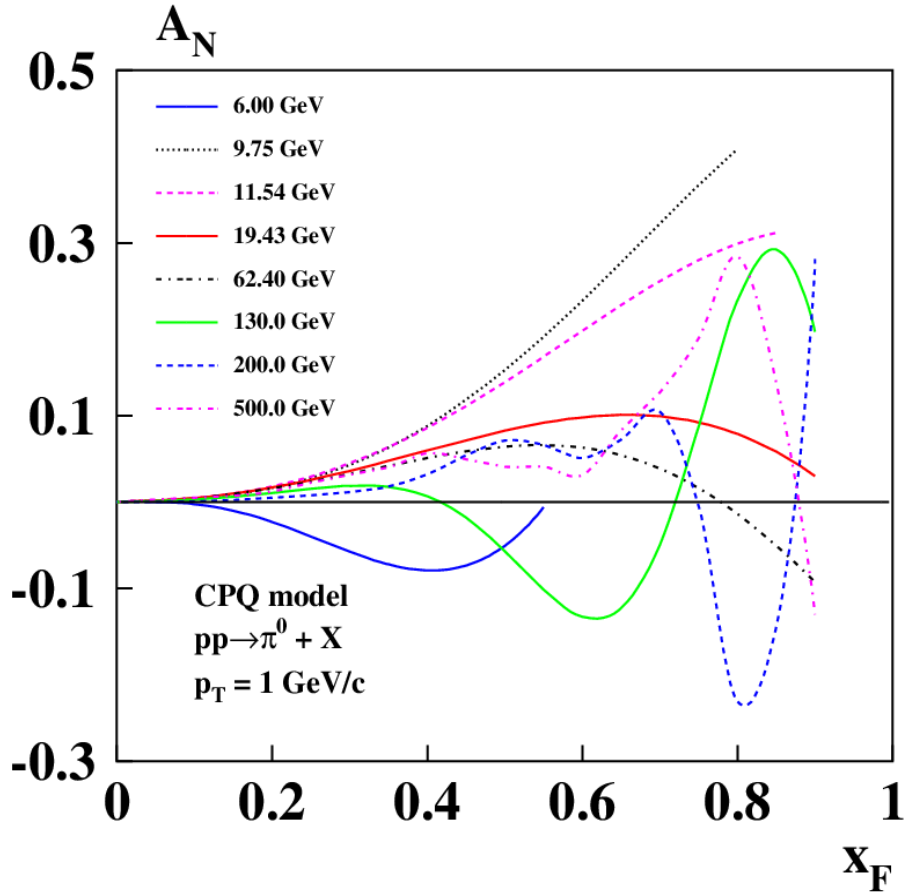


Fig. 15. Calculations of the dependence of A_N on x_F at several values of energy \sqrt{s} , $p_T = 1$ GeV/c, in pp collisions.

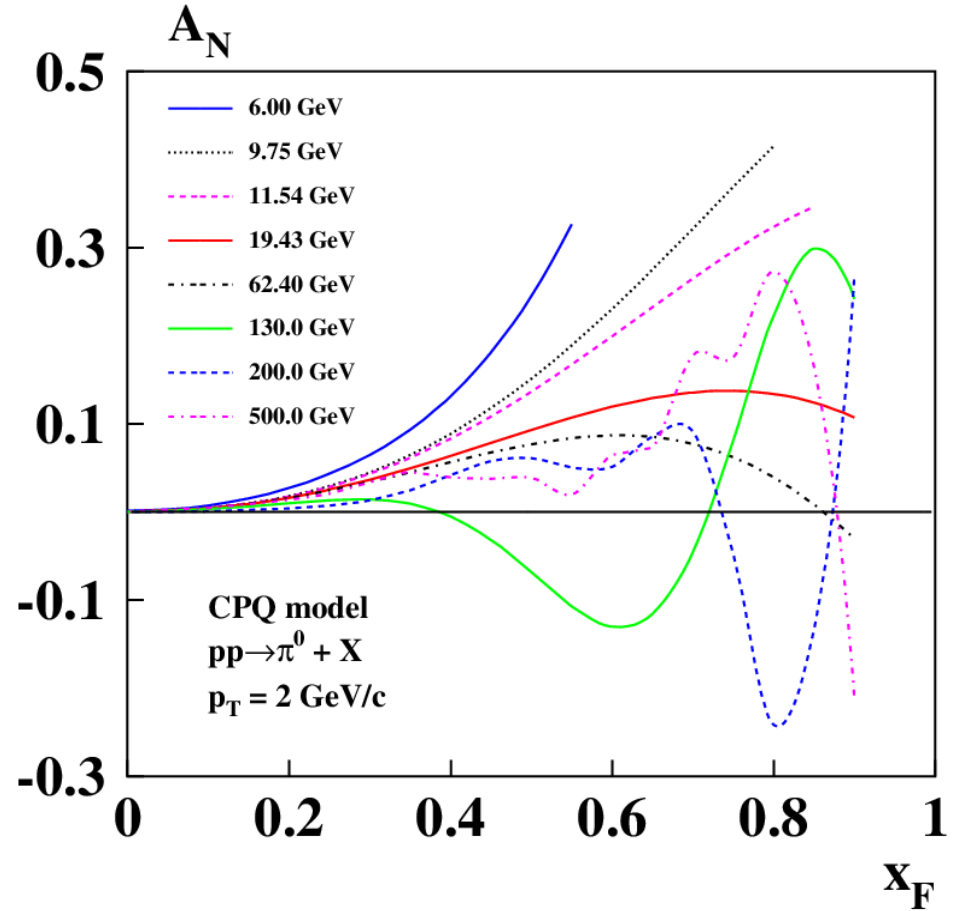


Fig. 16. Calculations of the dependence of A_N on x_F at several energies \sqrt{s} , $p_T = 2$ GeV/c, in pp collisions.

Oscillation of $A_N(x_F)$ in a strong chromomagnetic field at 130 GeV and 200 GeV.
Change of A_N sign for $\sqrt{s} = 6$ GeV with p_T increasing.

Conclusions and outlook

Analysis of the available data and calculations performed using the CPQ model in areas not yet investigated indicate the possible presence of a number of interesting features in the dependences on kinematic variables and target atomic weight.

1) Oscillation of $A_N(x_F)$ with negative $A_N(x_F)$ sign for $0.5 \leq x_F \leq 0.7$ is expected at energies around $\sqrt{s} = 130$ GeV.

This effect can be studied at the RHIC collider (BNL).

2) A significant positive value of A_N is expected at energies around $\sqrt{s} = 9$ GeV and large $x_F \geq 0.5$. A strong A -dependence of A_N is expected in this area. On heavy nuclei A_N is expected to be negative in this case.

This effect can be studied at the NRC Kurchatov Institute - IHEP (using the SPASCHARM facility) and at the NICA collider at JINR (using the SPD facility).

Chromo-magnetic polarization of quark (CPQ) model

- 1) After initial color charge-exchange longitudinal chromoelectric field E^a and circular transverse chromomagnetic field B^a are generated.
- 2) Single-spin asymmetry is due to the Stern-Gerlach force acting on a quark in inhomogeneous transverse circular chromomagnetic field.
- 3) Quark flow diagrams and quark counting rules (QCR) describe the contributions of quarks and antiquarks (\mathbf{v}) to the effective color field. Contributions of quarks and antiquarks are linear functions of their numbers with weights determined by the color factors $C_F(qq)$ and $C_F(q\bar{q})$. [1] V.V. Abramov, Phys. At. Nucl. 72 (2009) 1872.

Dependence of chromomagnetic field on transverse radius r :

$$B_{\phi}^{(2)} = -2\alpha_s \mathbf{v} r/\rho^3, \quad (3)$$

where \mathbf{v} – weighted number of spectator quarks and antiquarks,

$$\alpha_s = g_s^2/4\pi, \quad g_s - \text{color charge.}$$

$$\rho = 1.2A_a^{1/3} \text{ fm}, \quad A_a = 9.79 \pm 0.84, \text{ for } A_1, A_2 \geq A_a. \quad (4)$$

$$\rho = 1.25 \min(A_1, A_2)^{1/3} \text{ fm}, \quad \text{for } 2 \leq \min(A_1, A_2) \leq A_a. \quad (5)$$

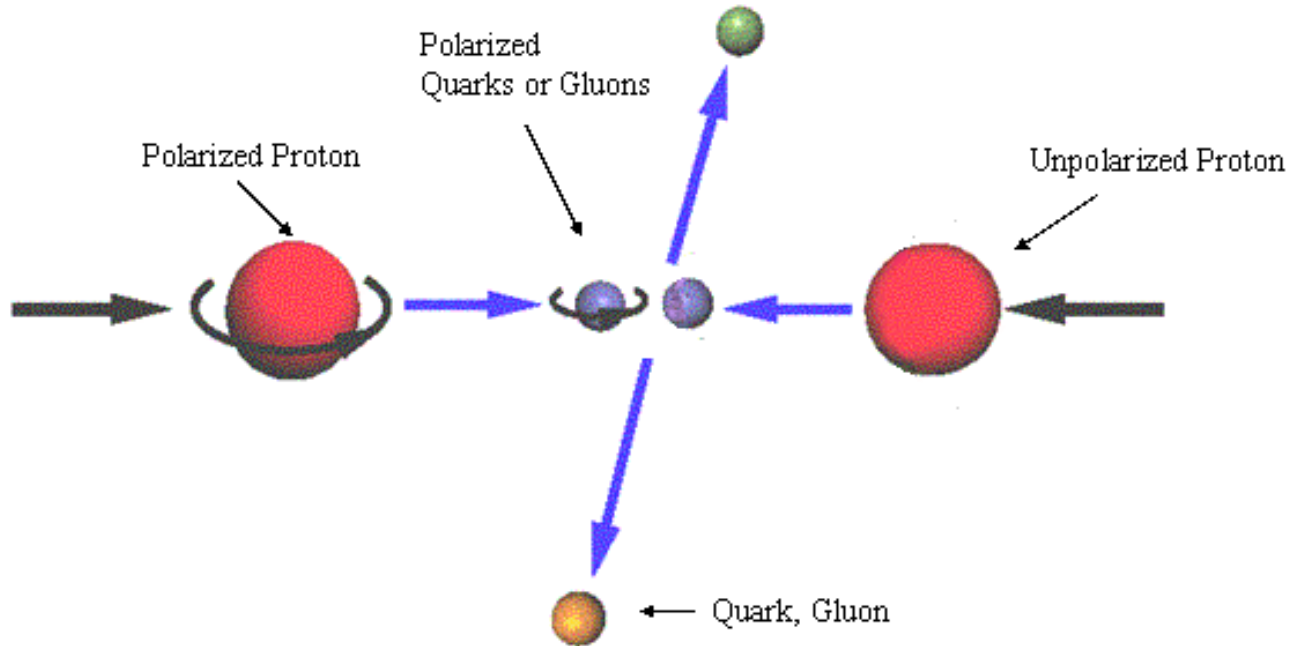
$$\rho = 1.2A_b^{1/3} \text{ fm}, \quad A_0 = 0.317 \pm 0.005, \text{ for } A_1=1 \text{ or } A_2=1. \quad (6)$$

$$A_b = A_0 + (A_2 - A_0) \exp(-W_0/f_a/\sqrt{s}) \exp(-p_T/p_m), \quad f_a = A_2^{1/6}, \quad W_0 = 280 \pm 4 \text{ GeV}, \quad (7)$$

Thank you for attention!

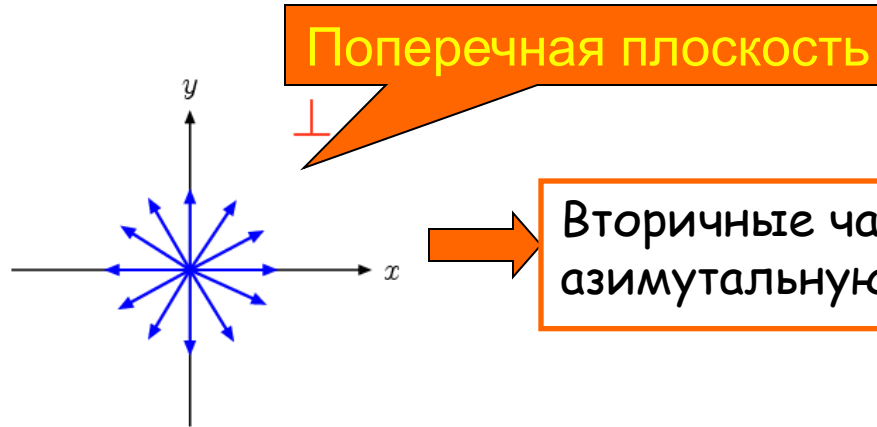
BACKUP SLIDES

Кинематика в односпиновых процессах

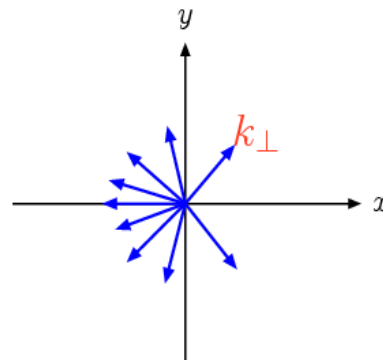
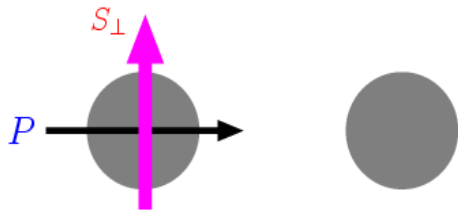


- $p^\uparrow + p(A) \rightarrow c + X$
- $E d^3\sigma/d^3p = \sigma_0 + \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \sigma_1 = \sigma_0(1 + A_N P \cos\varphi)$ (1)
- P – поляризация пучка вдоль вектора спина \mathbf{S}
- $\mathbf{n} = \mathbf{P}^A \times \mathbf{P}^C / |\mathbf{P}^A \times \mathbf{P}^C|$ – нормаль к плоскости реакции
- A_N – анализирующая способность

Появление азимутальной асимметрии



Вторичные частицы имеют азимутальную симметрию

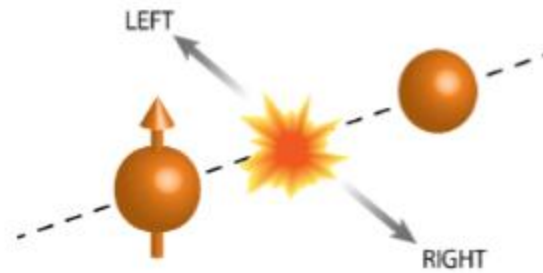


$$A_N = \frac{L - R}{L + R}$$

Появляется азимутальная асимметрия

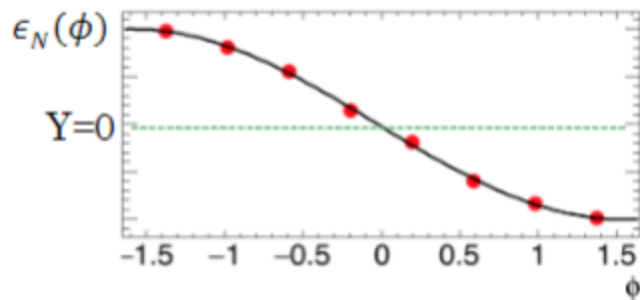
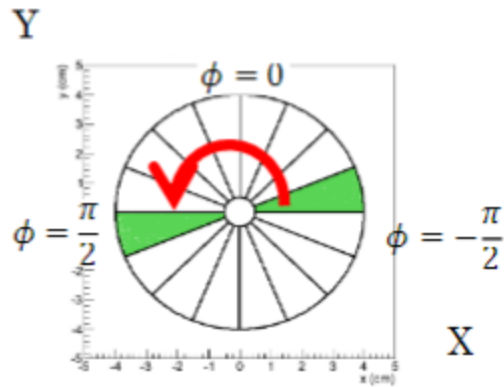
Transverse Single Spin Asymmetry A_N

$$A_N = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}$$



$$\frac{\sigma_L^\uparrow - \sigma_L^\downarrow}{\sigma_L^\uparrow + \sigma_L^\downarrow} = \frac{\sigma_L^\uparrow - \sigma_R^\uparrow}{\sigma_L^\uparrow + \sigma_R^\uparrow}$$

A_N Measurement



$$\epsilon_N(\phi) \equiv \frac{\sqrt{N_{\phi}^{\uparrow} N_{\pi-\phi}^{\downarrow}} - \sqrt{N_{\phi}^{\downarrow} N_{\pi-\phi}^{\uparrow}}}{\sqrt{N_{\phi}^{\uparrow} N_{\pi-\phi}^{\downarrow}} + \sqrt{N_{\phi}^{\downarrow} N_{\pi-\phi}^{\uparrow}}}$$

$$= P A_N \sin(\phi - \phi_0)$$

The role of color factor λ

When taking into account the interaction of a test quark with the field created by a moving spectator quark, it is necessary to take into account the color factor for the corresponding pair of quarks (spectator and test quarks). An analysis of the data have shown that the quark-antiquark pair interacts predominantly in the color-singlet state with the color factor $C_F = 4/3$, and the quark-quark or antiquark-antiquark pair interacts in the color-antitriplet state with $C_F = 2/3$. For a hydrogen-like potential, the wave function of two quarks or a quark and an antiquark at zero coordinate is proportional to $|\Psi(\mathbf{0})|^2 \sim (C_F \alpha_S)^3$ [3], which leads to the ratio of contributions from qq and $q\tilde{q}$ interactions to v_A of the order

$$\lambda \approx -|\Psi_{qq}(\mathbf{0})|^2/|\Psi_{q\tilde{q}}(\mathbf{0})|^2 = -1/8. \quad (1)$$

The minus sign in (1) takes into account the opposite sign of the field created by a moving spectator quark and a moving spectator antiquark. Experimentally, the value of the global parameter λ , obtained as a result of the global fit of the polarization data, turned out to be $\lambda = -0.1363 \pm 0.0003$. A value, more close to the experimental one is given by the formula $\lambda = 1 - \exp(1/8) \approx -0.1331$, which can be considered as a generalization of formula (1).

[15] Baranov S.P. On the production of doubly flavored baryons in p p, e p and gamma gamma collisions // Phys. Rev. — 1996. — V. D54 — P. 3228–3236.

References

- [1] Dennis W. Sivers. Single Spin Production Asymmetries from the Hard Scattering of Point-Like Constituents. *Phys. Rev. D*, 41:83, 1990. doi: 10.1103/PhysRevD.41.83.
- [2] John C. Collins. Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions. *Nucl. Phys. B*, 396:161–182, 1993. arXiv:hep-ph/9208213, doi:10.1016/0550-3213(93)90262-N.
- [3] D. L. Adams et al. Analyzing power in inclusive π^+ and π^- production at high $x(F)$ with a 200-GeV polarized proton beam. *Phys. Lett. B*, 264:462–466, 1991. doi:10.1016/0370-2693(91)90378-4.

<https://arxiv.org/pdf/2207.10890.pdf> ECCE Sensitivity Studies for Single Hadron
Transverse Single Spin Asymmetry Measurements
Ralf Seidl

Quark spin precession in the color field

$$ds/dt \approx a[s \mathbf{B}^a] \quad (\text{F-T-BMT-equation}) \quad (6)$$

$$a = g_s(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q, \quad g_s = \pm\sqrt{4\pi\alpha_s} - \text{color quark charge} \quad (7)$$

Constituent quark masses $M_U \approx M_D \approx 0.3 \text{ GeV}$, E_Q – quark energy in c.m.

$$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2 < 0 \quad (\text{quark anomalous chromomagnetic moment}). \quad (8)$$

At $E_Q = 2M_Q/(2 - g^a_Q) = -M_Q/\Delta\mu^a_Q$, $ds/dt = 0$. **Prediction:** There is usually a local maximum of $A_N(\sqrt{s})$ around $\sqrt{s} = E_R \approx 4M_Q/(2 - g^a_Q) = -2M_Q/\Delta\mu^a_Q$. (9).

Prediction: Oscillation of $A_N(\mathbf{x}_F)$ and $P_N(\mathbf{x}_F)$ in the case of a strong \mathbf{B}^a field.

➤ Due to the spontaneous breaking of chiral symmetry appear the $\Delta M_Q(q) \approx 0.3 \text{ GeV}$ and $\Delta\mu^a_Q(q)$ of the constituent quarks, where q – momentum transfer.

In the instanton model: $\Delta\mu^a_Q(0) \approx -0.4$ (N. Kochelev); [3] (10)

Model-dependent (CPQ) estimate of $\Delta\mu^a_Q$ for u,d,s,c,b-quarks were obtained from the global analysis of polarization data, including 87 reactions:

$$\text{➤ } \Delta\mu^a_Q(u,c) = -0.4839 \pm 0.0017, \quad q = +2/3; \quad (11)$$

$$\text{➤ } \Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{2/3} \Delta\mu^a_Q(u,c), \quad q = -1/3. \quad (12)$$

Роль спина в природе и науке

- ⑩ Спин s в квантовой механике обозначает *собственный момент импульса* (J) частиц. Переносчики взаимодействия – векторные калибровочные бозоны с $J=1$: γ , W , Z , g . Материя – лептоны и кварки с $J=1/2$. Бозон Хиггса с $J=0$ дает массу этим частицам.
- ⑩ Спин играет фундаментальную роль в физике микромира. Физические и химические свойства элементов таблицы Менделеева во многом определяются спинами электронов и нуклонов, образующих атом. Спин можно рассматривать также как *прецизионный инструмент*, позволяющий исследовать механизм взаимодействия адронов и их составляющих – кварков и глюонов.
- ⑩ Интерес к исследованию спиновой зависимости сильного взаимодействия связан с возможностью изучения *динамики взаимодействия и спиновой структуры адронов*.

Спиновые эффекты при высоких энергиях

- ⑩ Экспериментальные исследования на разных ускорителях мира показали, что **односпиновая асимметрия** в инклюзивном образовании **пионов** в области фрагментации поляризованного протона и **поляризация Λ -гиперонов** не убывают с ростом энергии в широком диапазоне энергий в лабораторной системе от ~ 10 ГэВ до 20 ТэВ.
- ⑩ В Стандартной модели (СМ) КХД на уровне лидирующих твистов все односпиновые асимметрии $A_N=0$. Но эксперименты показывают очень большие $A_N \approx 5-40\%$ в области непertурбативной КХД. Известные теоретические подходы (эффекты Сиверса и Коллинза, твист-3 эффект и др.) пытаются примирить теорию и эксперимент. В большинстве моделей абсолютная величина асимметрии уменьшается с ростом энергии и поперечного импульса.
- ⑩ Чтобы дискриминировать существующие модели и стимулировать развитие новых моделей, необходимы систематические исследования A_N для большого числа различных инклюзивных и эксклюзивных реакций, особенно в области непertурбативной КХД - наименее ясной для теории кинематической области, а также в адрон-ядерных соударениях.