Наблюдение односпиновой асимметрии инклюзивного рождения заряженных пионов и поляризации инклюзивно рожденных Λ и $\bar{\Lambda}$-гиперонов в эксперименте СПАСЧАРМ

В. В. Моисеев

НИЦ «Курчатовский Институт» – ИФВЭ
г. Протвино

Семинар ОФВЭ
в НИЦ «Курчатовский Институт» – ПИЯФ
г. Гатчина

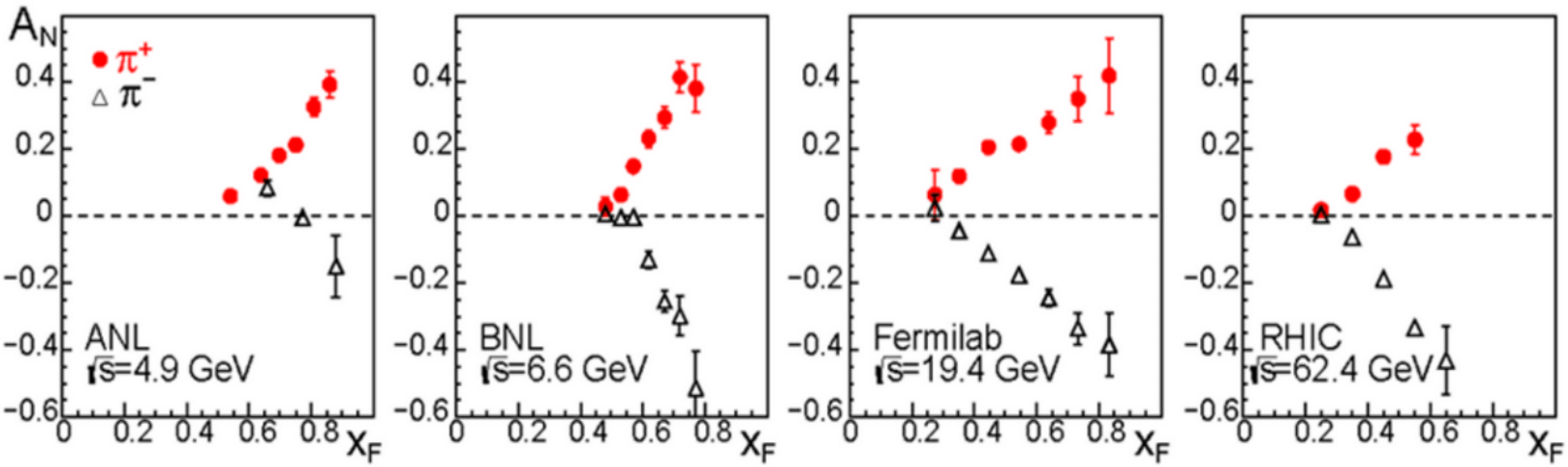
10 ноября 2026 г.

Введение

Экспериментальные исследования на различных ускорителях показали наличие значительных спиновых эффектов в эксклюзивных и инклюзивных процессах.

Односпиновая асимметрия A_N в инклюзивном образовании изучалась при энергиях до 200 ГэВ. В эти исследования внесли значительный вклад и эксперименты, проведенные в ИФВЭ на ускорителе У-70. Результаты показали, что A_N достигает 30%.

Введение



Теоретические модели в рамках КХД предсказывают уменьшение односпиновой асимметрии с увеличением поперечного импульса вторичных частиц [1], но эксперименты на разных ускорителях мира показали, что односпиновая асимметрия в инклюзивном образовании заряженных пионов практически не зависит от энергии [2].

Введение

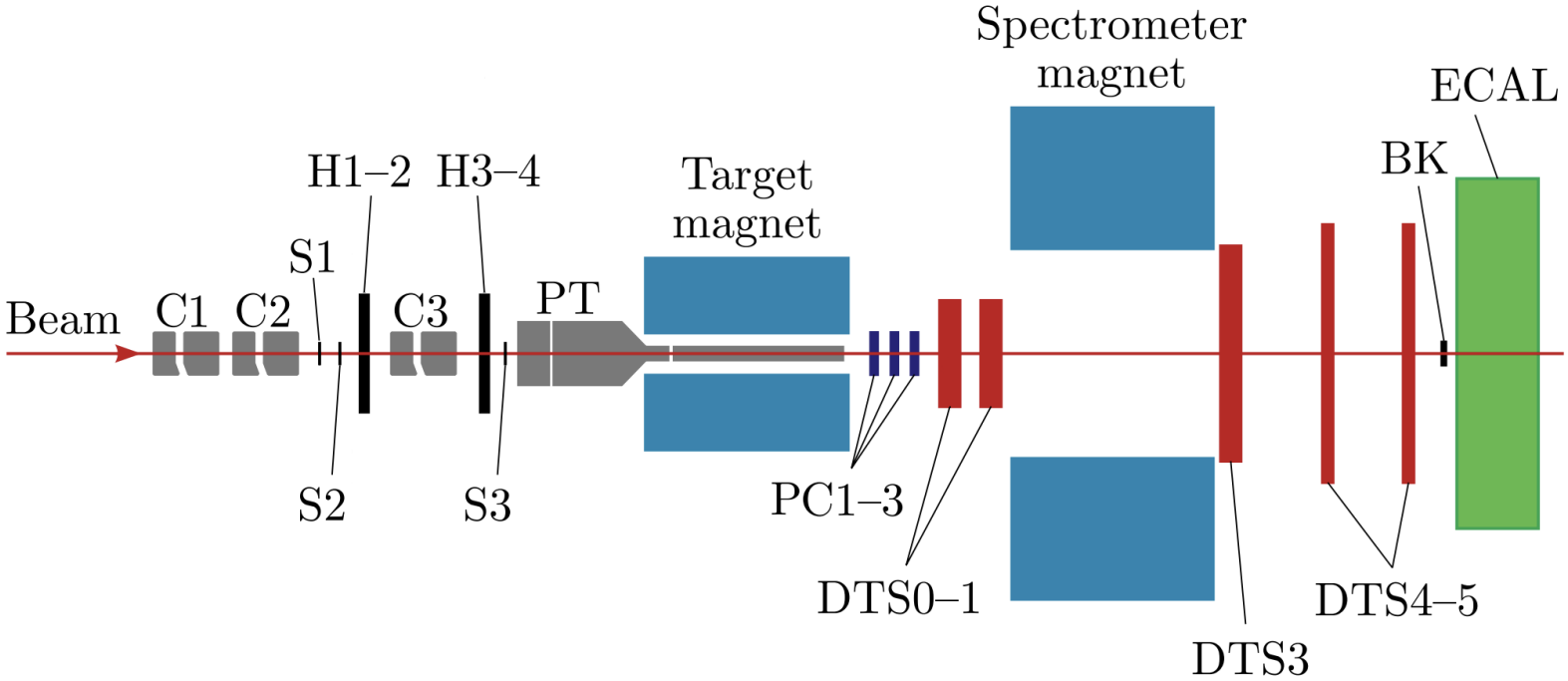
Впервые поперечная поляризация инклюзивного рождения Λ-гиперонов была измерена в 1976 г. при взаимодействии неполяризованных протонов с энергией 300 ГэВ с мишенью из бериллия [3]. Поляризация оказалось значительной, тогда как предполагалось, что большое число различных конечных состояний с Λ-гипероном подавит все поляризационные эффекты и суммарная поляризация будет близка к нулю.

Поляризация антигиперонов изучена в гораздо меньшей степени, в силу меньших сечений рождения и большего уровня фона. Поперечная поляризация инклюзивного рождения $\bar{\Lambda}$-гиперонов *на пучке* π^-*-мезонов* измерена лишь в одном эксперименте на медной мишени при $\sqrt{s} = 20.8$ ГэВ [4].

Введение

Не существует теории, которая полностью объясняла бы все наблюдаемые спиновые эффекты в сильных взаимодействиях. Существует ряд феноменологических моделей, объясняющих отдельные особенности имеющихся поляризационных данных [5—10].
Проведение новых поляризационных экспериментов является актуальной задачей. Подобные исследования можно проводить на эксперименте СПАСЧАРМ на ускорителе У-70.

Эксперимент СПАСЧАРМ на ускорителе У-70



Пучковая аппаратура: пороговые черенковские счетчики C1-3, годоскопы H1-4. Триггерные счетчики S1-3, BK.
Комплекс поляризованной мишени: мишенный магнит ~ 0.4 Тл·м, криостат с поляризованной мишенью (PT).
Трековая система: PC1-3 – пропорциональные камеры, DTS0-5 – станции дрейфовых трубок, спектрометрический магнит ~ 0.7 Тл·м. Имеется э/м калориметр (ECAL) из свинцового стекла.

Поляризованная мишень эксперимента СПАСЧАРМ

В эксперименте СПАСЧАРМ используется мишень «замороженного» типа. Рабочим веществом поляризованной мишени является пентанол ($C_5H_{12}O$) с парамагнитной примесью. Фактор разбавления (отношение числа всех нуклонов к числу поляризуемых протонов) составляет 8,4. Вещество мишени в виде шариков диаметром до 2 мм, замороженных в жидком азоте, засыпается в тефлоновую ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Ампула вставляется в криостат, способный обеспечить температуру несколько десятков мK в режиме заморозки.

Такая низкая температура обеспечивается растворением He-3 в He-4 с помощью дополнительной откачки. Гелий находится в сверхтекучем состоянии, поэтому требуется высочайшее качество изготовления и сборки деталей криостата.

Физический сеанс 2018 г.

Измерение односпиновой асимметрии выполнено в первом физическом сеансе установки СПАСЧАРМ в 2018 г.
С внутренней мишени ускорителя У-70 с импульсом 26.3 ГэВ/c выводился пучок ($\pi^-(\approx 98.0\ \%)$, $K^-(\approx 1.5\ \%)$ и $\bar{p}$ $(\approx 0.3\ \%)$), который взаимодействовал с поляризованной пентаноловой мишенью. Триггер на взаимодействие в мишени - $S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \overline{BK}$.

Проведены пять циклов измерений с направлением поляризации протонов в мишени вверх или вниз. Средняя поляризация протонов мишени составила порядка 56 %.
Всего набрано порядка 500 млн. триггеров.

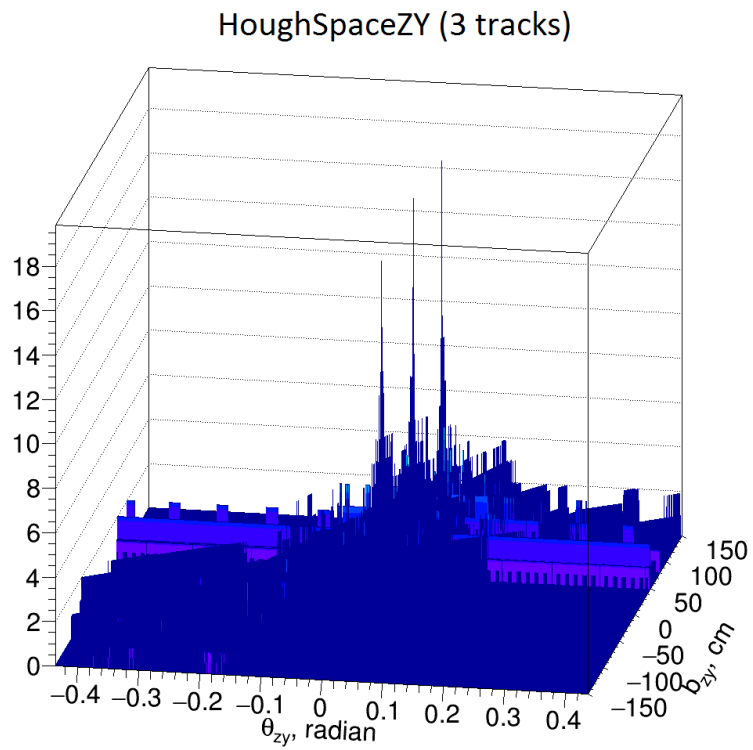
Сеансы 2021-2022 гг.

Измерение поляризации выполнено на данных сеансов 2021 и 2022 гг. В сеансе 2021 г. основной триггер - $S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \overline{BK}$, в 2022 - $S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \overline{BK} \cdot \overline{C1} \cdot \overline{C2}$ (обогащение K^--мезонов за счет подавления π^-). Использовались ядерные мишени разных толщин: C, Al, Cu, Si, Sn, Pb, W ($\langle A \rangle \simeq 62$), также пентанол ($C_5H_{12}O$), его углеродный эквивалент и «пустая» мишень.

Число триггеров с одним треком в пучке: с π^- – 850×10^6, с K^- – 68×10^6 и с $\bar{p}$ – 5×10^6.

Реконструкция данных

При обработке используется система координат с осью Z вдоль направления пучка, ось Y направлена вверх, а ось X ортогональна к Z и Y и образует правую систему координат. Для реконструкции «отрезков» трека применяется метод Хафа. Сначала находятся треки в X и Y плоскостях камер, а затем они «сшиваются» в пространственный трек, используя камеры U и V.



Реконструкция экспериментальных данных аналогичная той, что применяется для обработки Монте-Карло.

Односпиновая асимметрия

Поперечная односпиновая асимметрия A_N в образовании адронов определяется как:

$$A_N \cdot cos(\phi) = \frac{D}{\langle P \rangle} A(\phi),$$

$$A(\phi) = \frac{N^{\uparrow}(\phi) - N^{\downarrow}(\phi)}{N^{\uparrow}(\phi) + N^{\downarrow}(\phi)} -$$

«сырая» асимметрия, где D – фактор разбавления поляризованной мишени, $\langle P \rangle$ – средняя поляризация мишени, $N^{\uparrow}$ и $N^{\downarrow}$ – выходы наблюдаемого адрона, нормированные на число пучковых частиц, при поляризации мишени «вверх» ($\uparrow$) и «вниз» ($\downarrow$), ϕ – азимутальный угол вылета вторичных частиц в л. с. о.

Моделирование событий методом Монте-Карло

Изменение знака поляризации протонов в мишени происходит примерно один раз в двое суток, поэтому важна стабильность работы установки. При изменении эффективности работы трековой системы во времени может появиться «ложная» асимметрия. Поэтому выбранные циклы измерений были разделены на части по ~ 5 часов.
Далее для каждого такого набора измерений были разыграны события методом Монте-Карло, всего 17 наборов по 100 млн. событий.

Моделирование событий методом Монте-Карло

В программный пакет SpascharmRoot были заложены экспериментальные параметры каждого набора измерений. Разыгрывались minimum bias события методом Монте-Карло в генераторе PYTHIA 8, все рожденные частицы пропускались через установку с помощью GEANT 3.

В итоге для каждого набора измерений были получены поправочные коэффициенты $\epsilon(\phi, p_T, x_F)$, учитывающие аксептанс установки и эффективность реконструкции.

Интервалы кинематических величин ϕ, p_T и x_F

Статистика для каждого набора была разделена:

- 36 интервалов по ϕ (с шагом 10°);
- 5 интервалов по p_T (0.00 – 0.15 – 0.25 – 0.50 – 0.85 – 1.50 ГэВ/с);
- 4 интервала по x_F (0.00 – 0.25 – 0.50 – 0.75 – 1.00).

Отбор событий

- Наличие одного трека в пучковых годоскопах и выбор типа (π^-, K^-, $\bar{p}$).
- Наличие одного и более вторичных треков в спектрометре.
- Наличие восстановленной первичной вершины, расстояние между пучковым треком и вторичными треками < 0.5 см.
- Расстояние от первичной вершины до оси мишени < 1.5 см.
- Координата первичной вершины лежит в пределах -25 – +25 см.

Вычисление асимметрии

- $N(\phi, p_T, x_F) = \frac{\sum_i \frac{n_i(\phi, p_T, x_F)}{\epsilon_i(\phi, p_T, x_F)} M_i}{\sum_i M_i}$ (среднее взвешенное), где i – номер набора при поляризации мишени «вверх» или «вниз», n – выход наблюдаемого адрона ($\pi^{\pm}$), ϵ – поправочный коэффициент, M – число пучковых частиц.
- $\delta A(\phi) = \frac{2}{(N^{\uparrow}(\phi)+N^{\downarrow}(\phi))^2} \sqrt{N^{\uparrow 2}(\phi)\delta N^{\downarrow 2}(\phi) + N^{\downarrow 2}(\phi)\delta N^{\uparrow 2}(\phi)}$ – статистическая ошибка $A(\phi)$.
- $A(cos(\phi))$ аппроксимируется линейной функцией $A_N \frac{\langle P \rangle}{D} \cdot cos(\phi) + C$ для извлечения искомой A_N.

Односпиновая асимметрия в инклюзивном образовании заряженных пионов

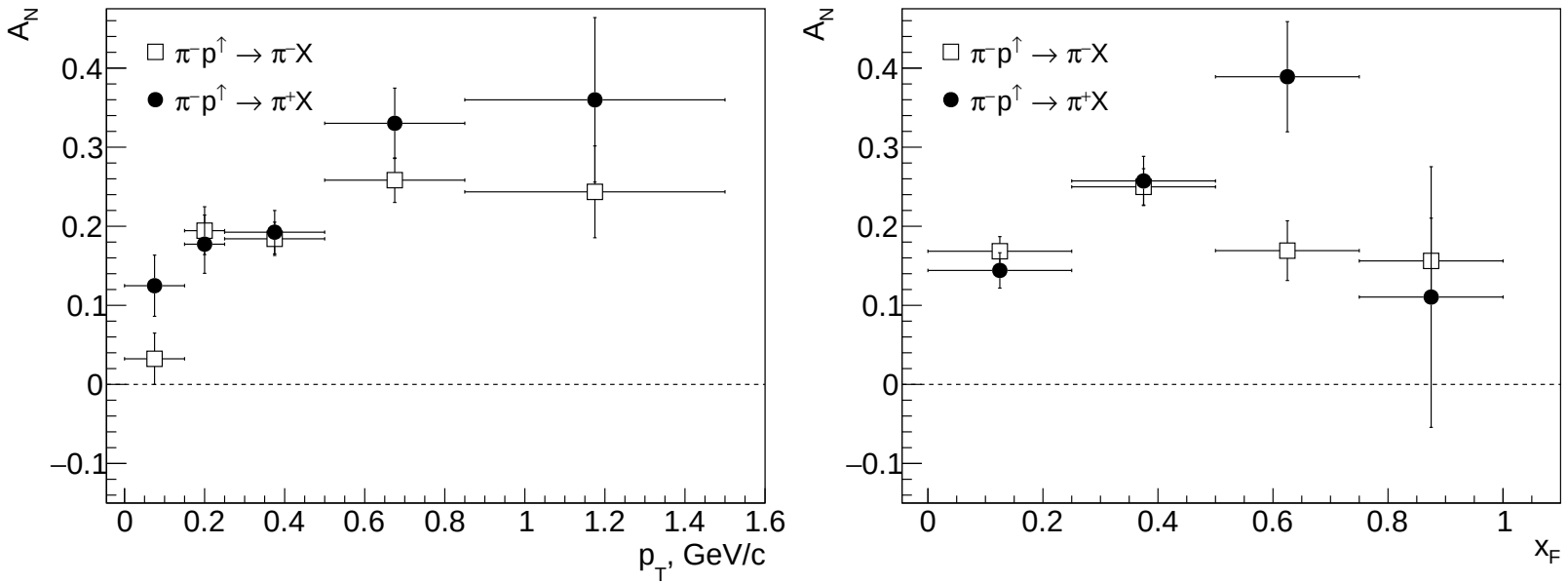


Рис.: Распределения $A_N(p_T)$ (слева) и $A_N(x_F)$ (справа) для $\pi^{\pm}$-мезонов ($\pi^- p^{\uparrow} \to \pi^{\pm} X$) в сеансе 2018 г. установки СПАСЧАРМ.

Усредненное значение по p_T от 0.2 до 1.5 ГэВ/c A_N для π^--мезонов – (20.9 ± 1.4) %, для π^+-мезонов – (20.3 ± 3.4) %, $\langle A_N(x_F) \rangle$ для π^--мезонов – (19.5 ± 1.3) %, для π^+-мезонов – (19.4 ± 1.7) %.

Односпиновая асимметрия в инклюзивном образовании заряженных пионов

Результаты для π^--мезонов	$\langle p_T \rangle$ (ГэВ/c)	$\langle x_F \rangle$	A_N	δA_N^{stat}	δA_N^{syst}	$N^{\uparrow}$	$N^{\downarrow}$
p_T: (0.00, 0.15)	0.09	0.11	0.032	$\pm$0.032	$\pm$0.027	455036	453143
p_T: (0.15, 0.25)	0.20	0.20	0.194	$\pm$0.030	$\pm$0.024	608042	588558
p_T: (0.25, 0.50)	0.37	0.32	0.184	$\pm$0.021	$\pm$0.043	1423265	1356094
p_T: (0.50, 0.85)	0.63	0.47	0.258	$\pm$0.028	$\pm$0.081	858100	806070
p_T: (0.85, 1.50)	1.03	0.58	0.244	$\pm$0.058	$\pm$0.040	268238	251422
x_F: (0.00, 0.25)	0.23	0.15	0.168	$\pm$0.019	$\pm$0.030	3139240	3051437
x_F: (0.25, 0.50)	0.46	0.35	0.250	$\pm$0.023	$\pm$0.049	595361	563235
x_F: (0.50, 0.75)	0.61	0.61	0.169	$\pm$0.038	$\pm$0.065	172816	162773
x_F: (0.75, 1.00)	0.74	0.86	0.156	$\pm$0.054	$\pm$0.037	110632	100594

Результаты для π^+-мезонов	$\langle p_T \rangle$ (ГэВ/c)	$\langle x_F \rangle$	A_N	δA_N^{stat}	δA_N^{syst}	$N^{\uparrow}$	$N^{\downarrow}$
p_T: (0.00, 0.15)	0.09	0.10	0.125	$\pm$0.040	$\pm$0.032	401315	385301
p_T: (0.15, 0.25)	0.20	0.18	0.177	$\pm$0.037	$\pm$0.029	573314	546305
p_T: (0.25, 0.50)	0.36	0.27	0.193	$\pm$0.027	$\pm$0.046	1217056	1140351
p_T: (0.50, 0.85)	0.62	0.39	0.330	$\pm$0.044	$\pm$0.148	590762	553463
p_T: (0.85, 1.50)	1.02	0.53	0.360	$\pm$0.104	$\pm$0.101	148356	142320
x_F: (0.00, 0.25)	0.23	0.14	0.144	$\pm$0.022	$\pm$0.018	2536382	2411904
x_F: (0.25, 0.50)	0.46	0.34	0.257	$\pm$0.031	$\pm$0.089	304175	283689
x_F: (0.50, 0.75)	0.61	0.59	0.389	$\pm$0.070	$\pm$0.073	50713	47451
x_F: (0.75, 1.00)	0.74	0.84	0.110	$\pm$0.165	$\pm$0.138	7470	7213

Систематическая ошибка односпиновой асимметрии в инклюзивном образовании заряженных пионов

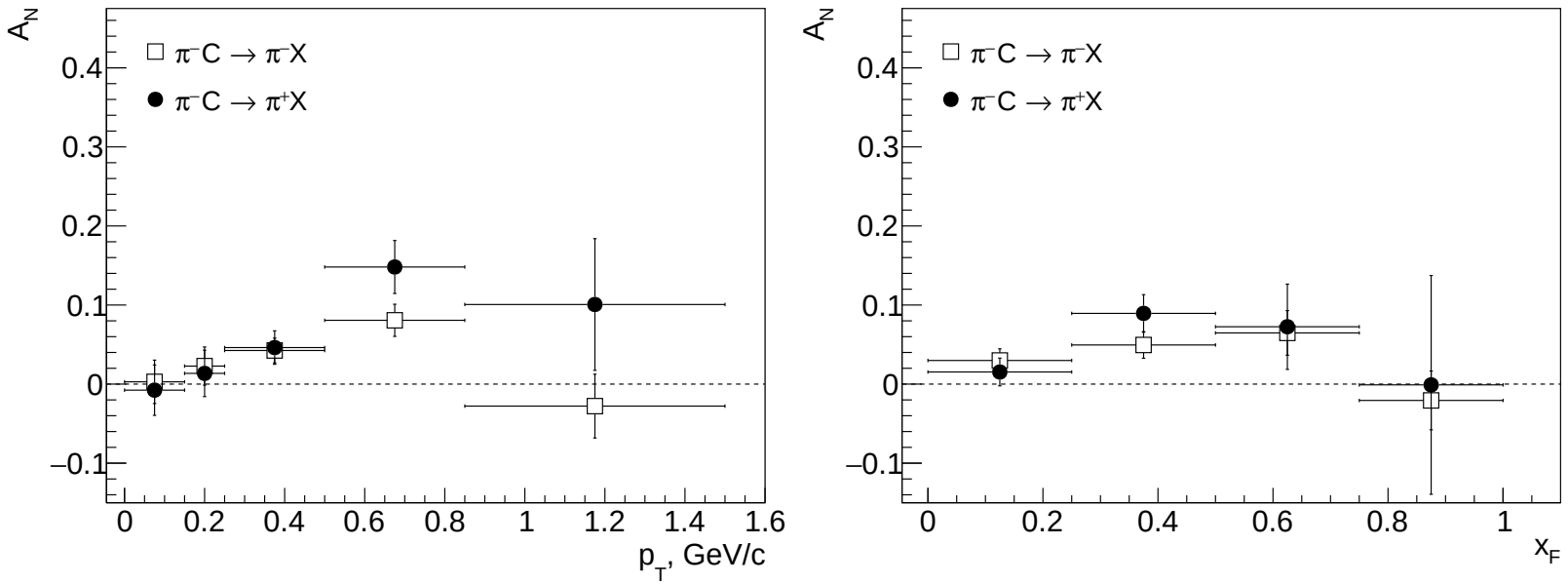


Рис.: Распределения $A_N(p_T)$ (слева) и $A_N(x_F)$ (справа) для $\pi^{\pm}$-мезонов ($\pi^- C \to \pi^{\pm} X$) в сеансе 2018 г. установки СПАСЧАРМ.

$\langle A_N(p_T) \rangle$ и $\langle A_N(x_F) \rangle$ для π^--мезонов и π^+-мезонов ~ 6 %.

«Сравнение» с другими экспериментами

Положительный знак и величина в ∼20% (при $p_T \sim 1$ ГэВ/c) асимметрии наблюдались ранее в реакциях $\pi^- d^\uparrow \to \pi^0 X$ [11], $\pi^- p^\uparrow \to \pi^0 X$ [12] и $pp^\uparrow \to \pi^0 X$ [13, 14].

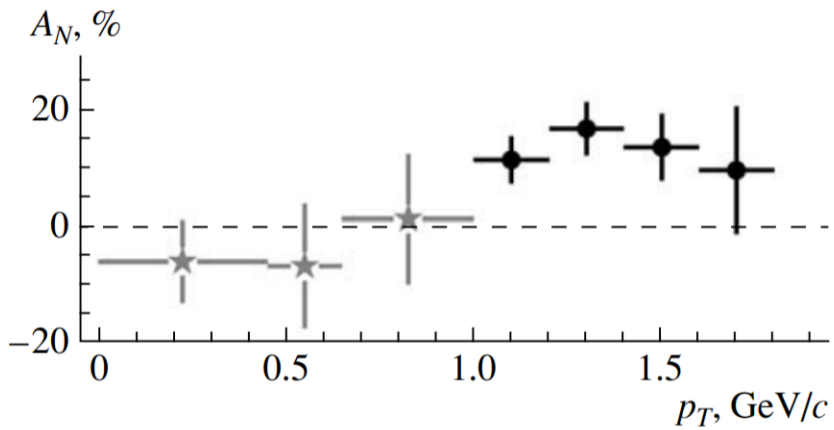


Рис.: Распределение $A_N(p_T)$ для инклюзивного рождения π^0 ($\pi^- d^\uparrow \to \pi^0 X$) на установке ПРОЗА (Протвино).

A_N в $\pi^\pm p^\uparrow \to \pi^\pm X$ измерялась в ЦЕРН на PS для 8 ГэВ/c пучка, среднее значение совместимо с нулем [15].

Распад $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона

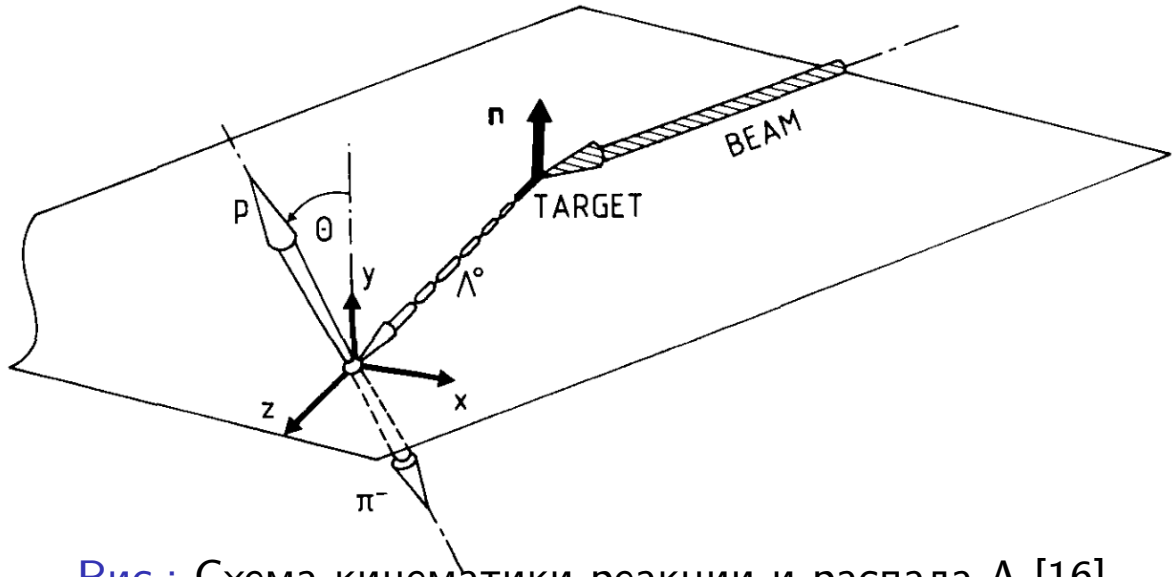


Рис.: Схема кинематики реакции и распада Λ [16].

При распаде $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона зависимость вероятности вылета $p/\bar{p}$ под углом Θ к направлению вектора поляризации гиперона $\vec{P}$ имеет вид $\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1+\vec{P}\cdot\vec{e}_P}{4\pi} = \frac{1+\alpha_{\Lambda/\bar{\Lambda}} P cos\Theta}{4\pi}$, где $\vec{e}_P$ - единичный вектор в направлении движения $p/\bar{p}$ в системе покоя $\Lambda/\bar{\Lambda}$. Вектор $\vec{P}$ направлен вдоль вектора нормали плоскости рассеяния $\vec{n} = \frac{\vec{p}_{beam}\times\vec{p}_{\Lambda/\bar{\Lambda}}}{|\vec{p}_{beam}\times\vec{p}_{\Lambda/\bar{\Lambda}}|}$, $\alpha_\Lambda = 0.732 \pm 0.014$, $\alpha_{\bar{\Lambda}} = -\alpha_\Lambda$ (PDG).

Моделирование событий методом Монте-Карло

Разыграно 2×10^9 minimum bias событий методом Монте-Карло (PYTHIA 8, GEANT 3).
Итоговое количество реконструированных Λ- и $\bar{\Lambda}$-гиперонов на порядок больше их числа в реальных данных, что делает их вклад в статистическую ошибку измеряемой поляризации пренебрежимо малым.

Критерии отбора $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона I

- Наличие одного трека в пучковых годоскопах.
- Определение типа пучковых частиц (π^-, K^-, $\bar{p}$).
- Наличие двух и более треков в спектрометре.
- Расстояние между двумя вторичными треками с противоположными знаками зарядов, являющимися продуктами распада $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона, < 0.4 см.
- Расстояние между пучковым треком и «траекторией» кандидата в $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперон (пара $p/\bar{p} + \pi^-/\pi^+$) < 0.4 см.
- Расстояние по координате Z между первичной и вторичной вершиной > 18 см. *Это основной критерий, подавляющий комбинаторный фон.*

Критерии отбора $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона II

- Расстояние от первичной вершины до оси мишени < 1.6 см.
- Координата вторичной вершины лежит в пределах 35 – 110 см от начала координат (центра поляризованной мишени).
- Используя критерий Арментероса-Подолянского [17], отбираются пары с $\alpha_{AP} > 0$ для Λ и $\alpha_{AP} < 0$ для $\bar{\Lambda}$, где α_{AP} – асимметрия между продольными импульсами продуктов распада относительно направления $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона.
- Присваивая частицам выбранной пары массы $\pi^{\pm}$-мезонов, исключаются пары с массой K^0_S (0.468 - 0.525 ГэВ/c^2).

Выделение сигнала и фона Λ-гиперона

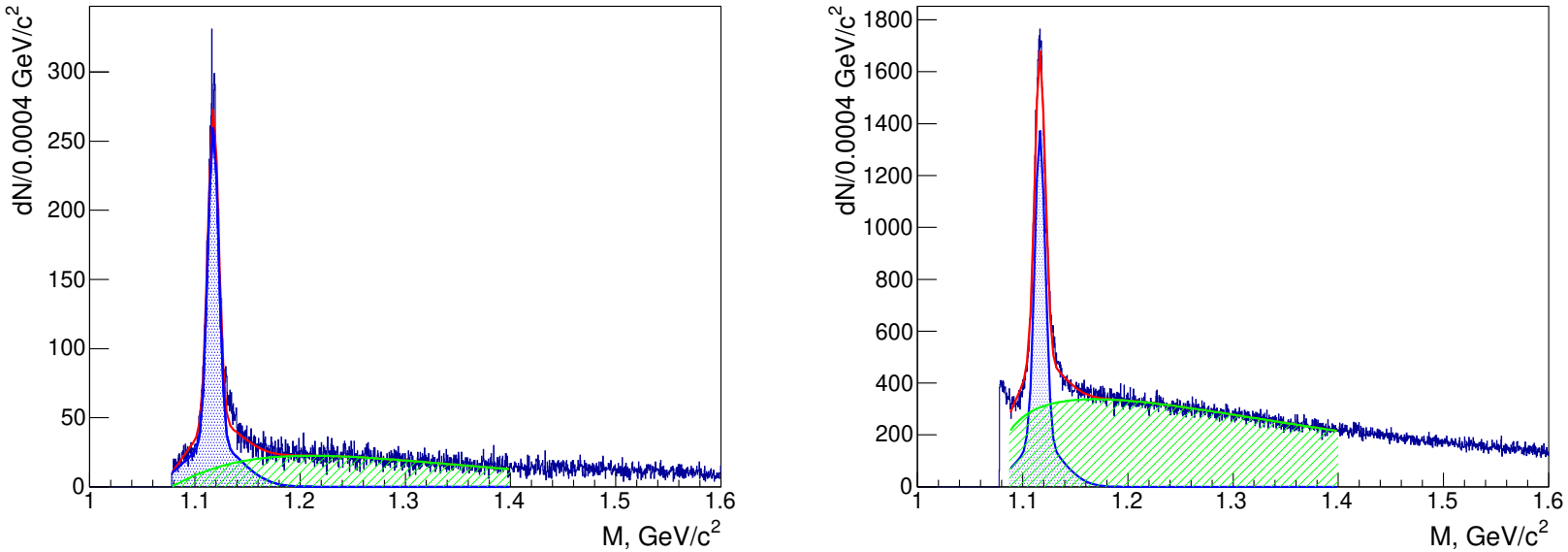


Рис.: Распределения по инвариантной массе Λ-гиперона для K^--пучка (слева: $S = 8318 \pm 94$, $S/B = 13.28 \pm 0.55$) и π^--пучка (справа: $S = 43800 \pm 242$, $S/B = 2.90 \pm 0.03$) в сеансах 2021-2022 гг.

Распределение «сигнала» аппроксимируется двумя гауссовыми распределениями с одинаковой массой, но разными дисперсиями, а «фон» – $N(M - M_{p+\pi})^k exp[-b(M - M_{p+\pi})]$. В качестве сигнала ($S$) выбираются пары в интервале масс 1.105 - 1.125 ГэВ/c^2, фона (B) – в интервалах масс 1.077 - 1.1 и 1.14 - 1.16 ГэВ/c^2.

Выделение сигнала и фона $\bar{\Lambda}$-гиперона

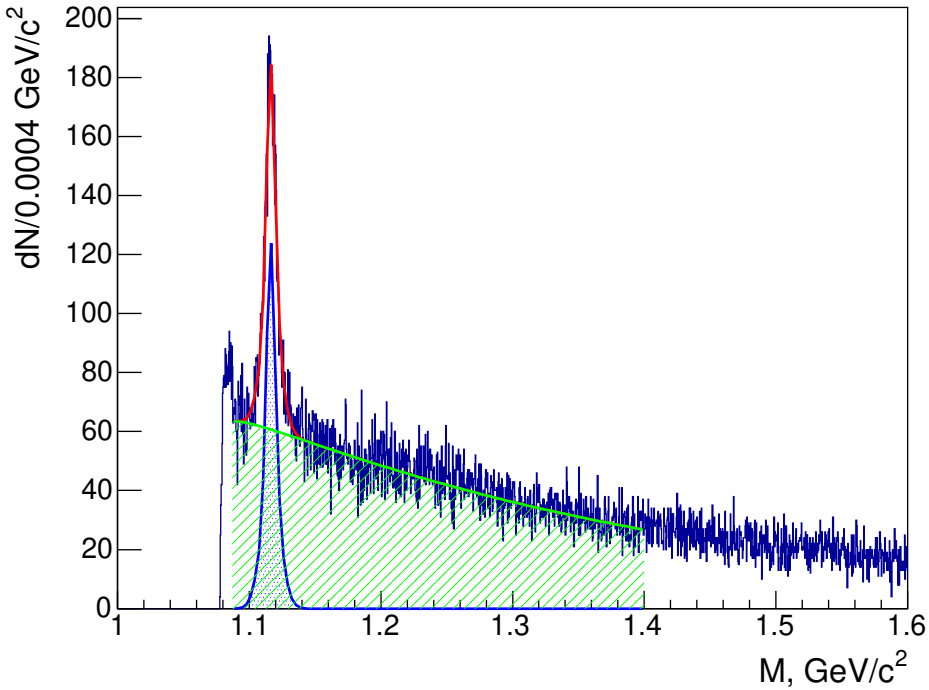


Рис.: Распределение по инвариантной массе $\bar{\Lambda}$-гиперона для π^--пучка в сеансе 2021 г. при $0.14 < x_F < 0.25$ ($S = 3163 \pm 78$, $S/B = 1.04 \pm 0.03$).

Для S выбираются пары в интервале масс 1.105 - 1.125 ГэВ/c^2, B - в интервалах масс 1.090 - 1.1 и 1.14 - 1.15 ГэВ/c^2.

Выделение сигнала и фона $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона для событий Монте-Карло

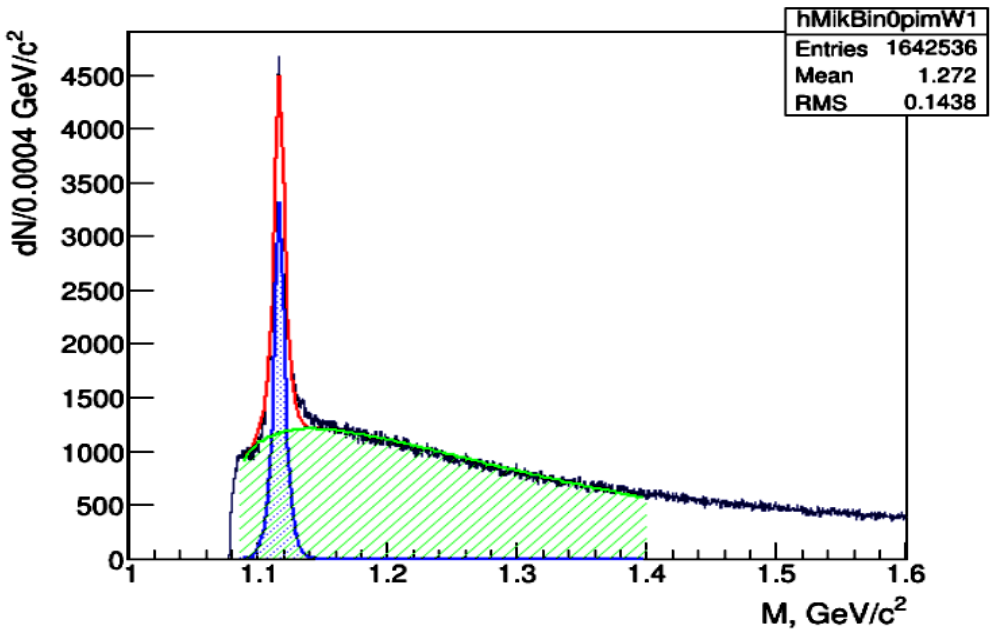


Рис.: Распределение по инвариантной массе $\bar{\Lambda}$-гиперона для π^--пучка в моделировании методом Монте-Карло. $S = 87007 \pm 381$, $S/B = 1.50 \pm 0.01$.

Для событий Монте-Карло используются те же условия выделения S и B $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперона.

Определение поляризации $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперонов

Распределение $p/\bar{p}$ по $cos\Theta$ в системе покоя $\Lambda/\bar{\Lambda}$ имеет вид $\frac{dN}{d(cos\Theta)} = 0.5 \cdot A(cos\Theta) \cdot (1 + \alpha_{\Lambda/\bar{\Lambda}} P_N cos\Theta)$, где $A(cos\Theta)$ – поправочный коэффициент.

Чтобы получить распределение по $cos\Theta$ для «чистых» $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперонов, нужно вычислить коэффициента $W = N_S/N_B/(1 + S/B)$ (где N_S и N_B - количество вхождений в гистограмму S и B), на который нужно умножить гистограмму B для его правильного вычитания из S.

Итоговое распределение по $cos\Theta$ аппроксимируется линейной функцией для извлечения P_N.

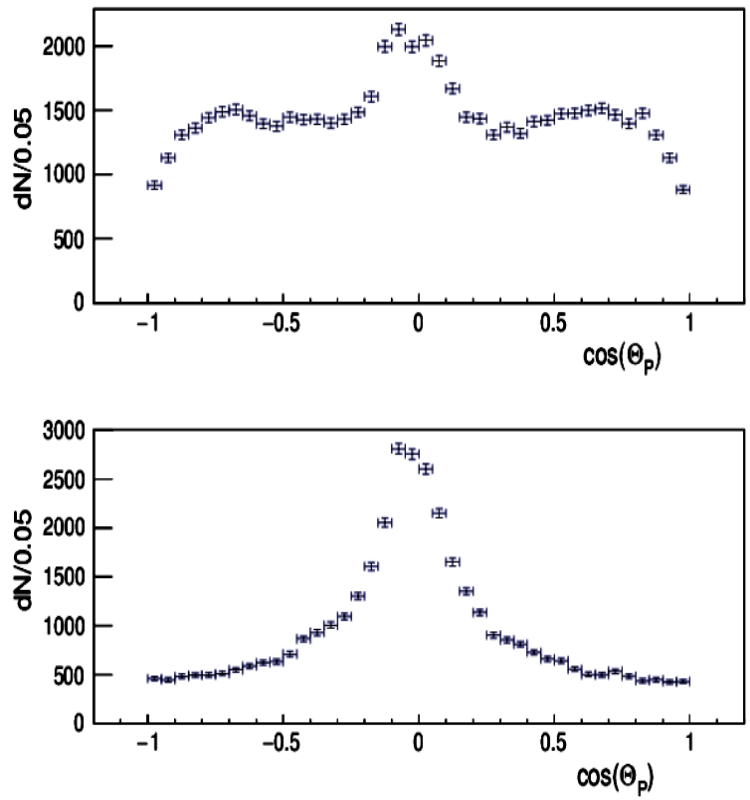


Рис.: Распределения по $cos\Theta$ p для S (сверху) и B (снизу).

Поляризация Λ-гиперонов на K^-- и π^--пучке

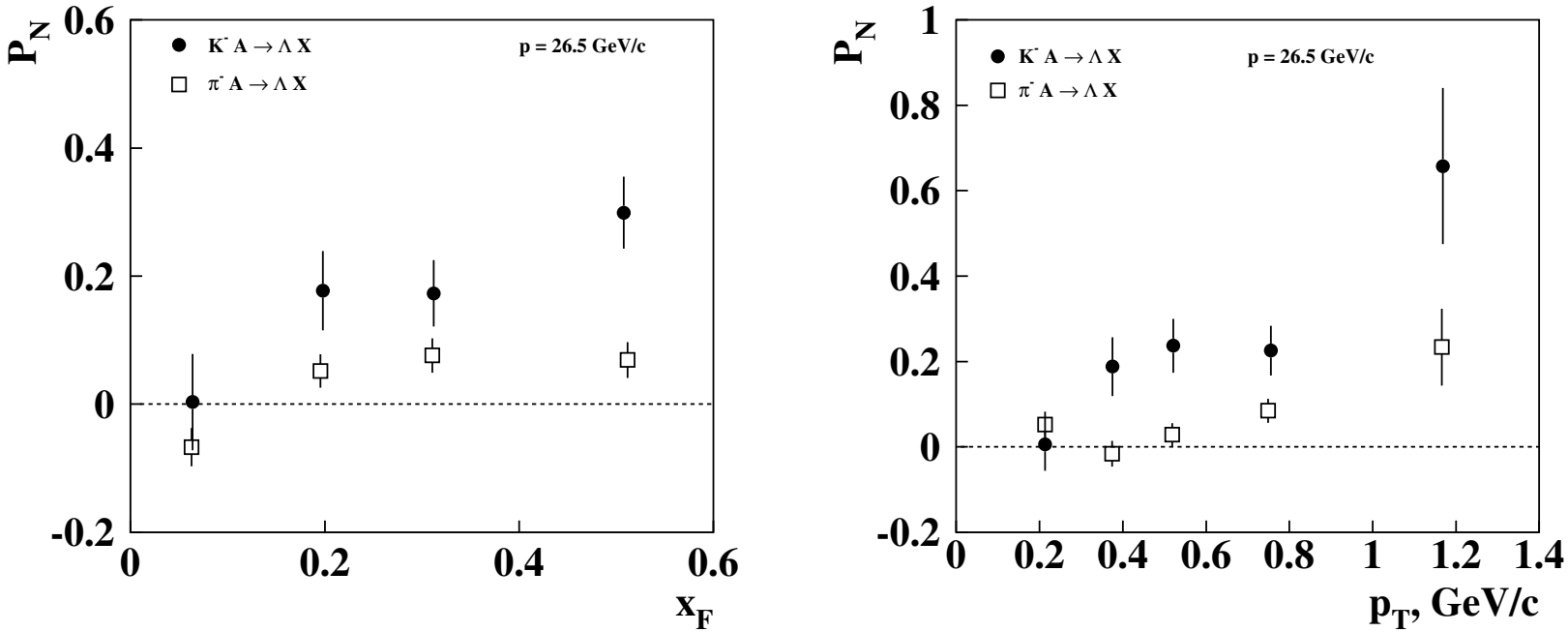


Рис.: Графики зависимостей $P_N(x_F)$ (слева) и $P_N(p_T)$ (справа) в реакциях $K^-A \to \Lambda X$ и $\pi^-A \to \Lambda X$.

Величина P_N на π^--пучке не превышает нескольких процентов, за исключением области $p_T > 1$ ГэВ/c – $\boxed{(23 \pm 9)\ \%}$.

На K^--пучке в области $p_T > 0.3$ ГэВ/c $\langle P_N \rangle$ – $\boxed{(23.6 \pm 3.6)\ \%}$.

Поляризация $\bar{\Lambda}$-гиперонов на π^--пучке

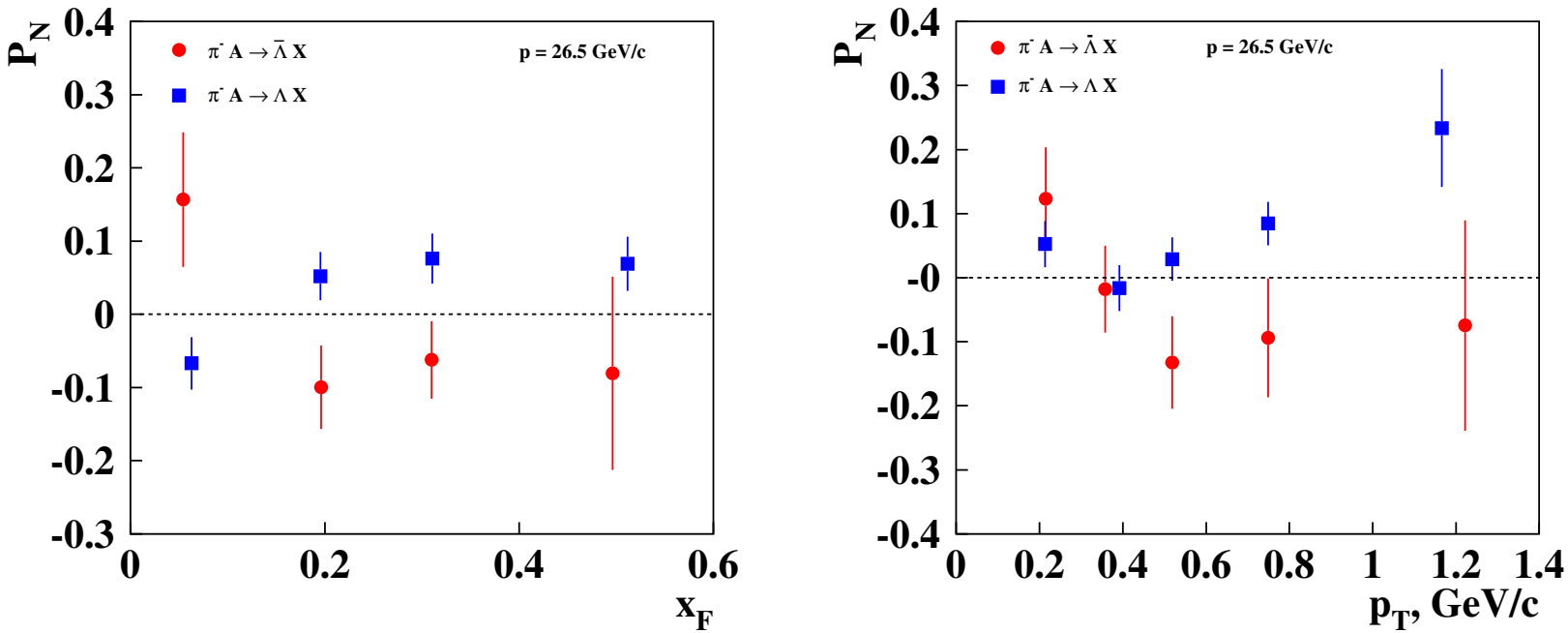


Рис.: Графики зависимостей $P_N(x_F)$ (слева) и $P_N(p_T)$ (справа) в реакции $\pi^- A \to \bar{\Lambda} X$ в сравнении с $\pi^- A \to \Lambda X$.

Величина P_N на π^--пучке $\bar{\Lambda}$-гиперонов при $x_F > 0.2$ и $p_T > 0.4$ ГэВ/c мала, отрицательна и практически не меняется, у Λ – положительна, монотонно растет от p_T.

Оценка систематической ошибки поляризации $\Lambda/\bar{\Lambda}$

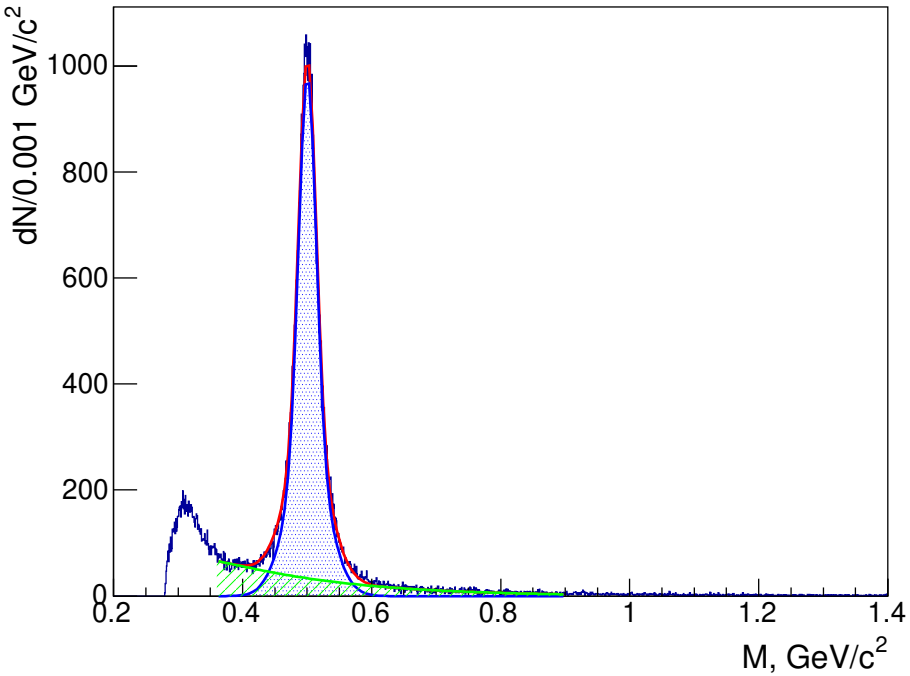


Рис.: Распределение по массе K^0_S для π^--пучка в сеансе 2021 г. при $0.61 < p_T < 1.00$ ГэВ/c ($S = 44408 \pm 221$, $S/B = 9.23 \pm 0.14$).

Для оценки систематической ошибки в измерении поляризации $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперонов на π^--пучке была определена «поляризация» бесспиновых (псевдоскалярных) K^0_S-мезонов. Абсолютная величина «поляризации» K^0_S-мезонов $\boxed{\text{не превышает 3.6 \%}}$, что $\lesssim$ статистической ошибки поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$.

Сравнение поляризации Λ-гиперонов на K^--пучке с данными других экспериментов

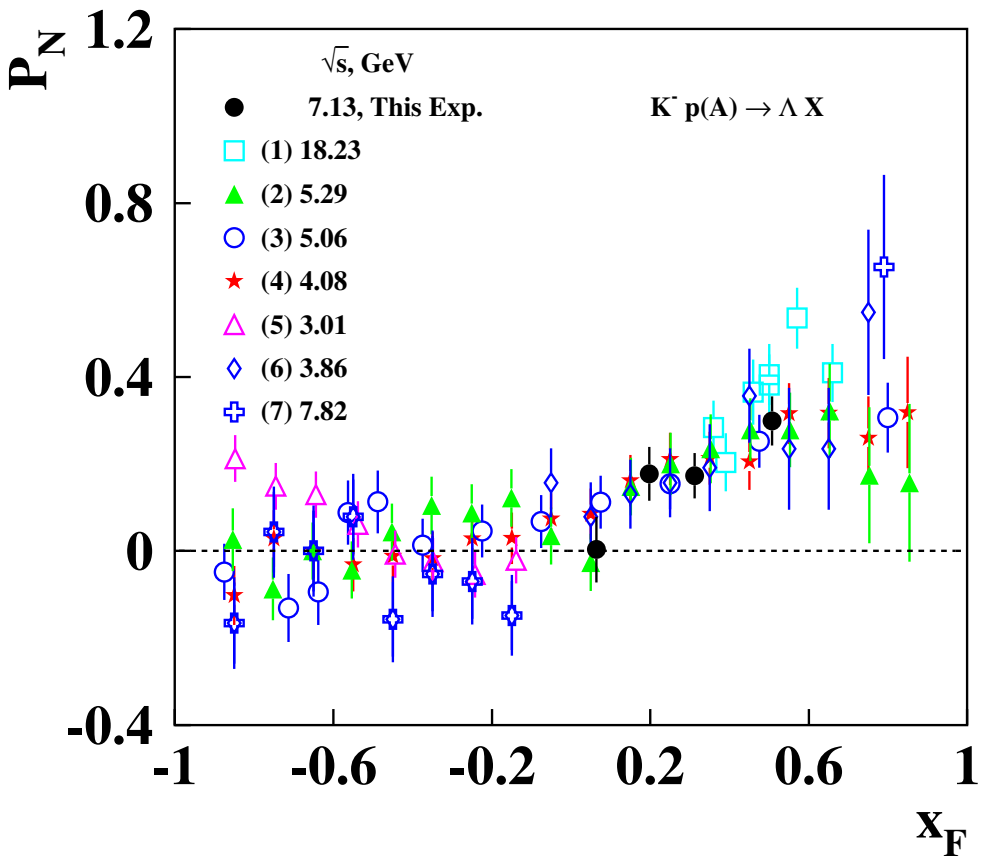


Рис.: График зависимости $P_N(x_F)$ в реакции $K^- p(A) \to \Lambda X$ для СПАСЧАРМа, (1) - [18], (2) - [19], (3) - [20], (4) - [21], (5) - [22], (6) - [23] и (7) - [24]. В области $x_F < 0$ поляризация близка к нулю, а при $x_F > 0$ - положительна и растет с x_F.

Данные СПАСЧАРМа - единственные, измеренные на ядерных мишенях, находятся в хорошем согласии с данными других экспериментов на протонной мишени.

Заключение

Получены результаты по односпиновой асимметрии заряженных пионов в области фрагментации пионного пучка с импульсом 26.3 ГэВ/c на установке СПАСЧАРМ в реакциях $\pi^- p^\uparrow \to \pi^- X$ и $\pi^- p^\uparrow \to \pi^+ X$. Асимметрия в реакции $\pi^- p^\uparrow \to \pi^+ X$ измерена впервые.
Односпиновые асимметрии в обеих реакциях, усредненные по области поперечного импульса от 0.2 до 1.5 ГэВ/с, имеют один знак, равны между собой, составляют порядка 20% и на 3σ отличаются от нуля.

Заключение

Данные на π^--пучке указывают на незначительную поперечную поляризацию $\Lambda/\bar{\Lambda}$-гиперонов, за исключением области $p_T > 1$ ГэВ/с, где поляризация Λ-гиперонов достигает $\boxed{(23 \pm 9)\ \%}$.

Поляризация Λ-гиперонов на K^--пучке (в составе есть валентные s-кварки) имеет значительную положительную величину, растущую с увеличением x_F и p_T, в области $p_T > 0.3$ ГэВ/с $\langle P_N \rangle$ равна $\boxed{(23.6 \pm 3.6)\ \%}$ - $\boxed{6.5\sigma}$ *эффект, в области $p_T > 1$ ГэВ/с -* $\boxed{(66 \pm 18)\ \%}$.

Поляризация Λ-гиперонов на K^--пучке на ядерных мишенях измерена впервые. Для $\bar{\Lambda}$-гиперонов впервые получены результаты в области значений $0.3 < x_F < 0.5$.

Backup slides: Распределение Арментероса-Подолянского

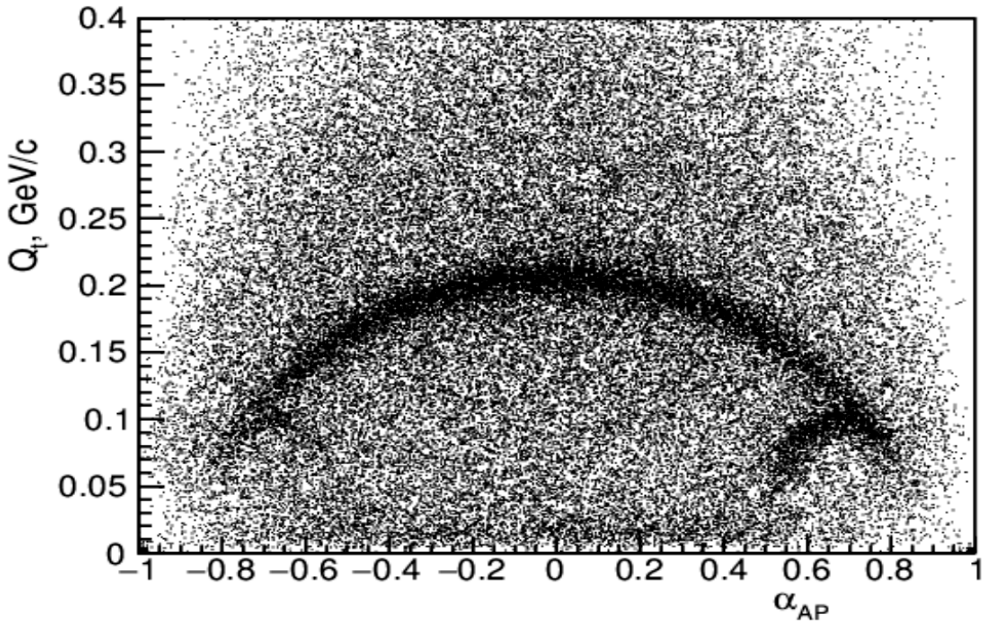


Рис.: Распределение Арментероса-Подолянского пар $p + \pi^-$ по Q_t и α_{AP} для π^--пучка в сеансе 2021 г.

Backup slides: Поляризация Λ-гиперонов на K^-- и π^--пучке

№	P_T, X_F диапазон	P_T, ГэВ/с	X_F	P_N	δP_N	N_Λ
1	Все события	0.48	0.26	0.041	0.014	43800±242
2	$-0.5<X_F<0.14$	0.33	0.06	-0.067	0.030	10969±128
3	$0.14<X_F<0.25$	0.45	0.20	0.052	0.026	11509±127
4	$0.25<X_F<0.38$	0.53	0.31	0.076	0.027	10881±118
5	$0.38<X_F<1.0$	0.61	0.51	0.069	0.028	11033±115
6	$0.0<P_T<0.31$ ГэВ/с	0.21	0.17	0.053	0.030	11067±135
7	$0.31<P_T<0.44$ ГэВ/с	0.37	0.24	-0.016	0.030	9722±114
8	$0.44<P_T<0.61$ ГэВ/с	0.52	0.28	0.029	0.027	11197±116
9	$0.61<P_T<1.0$ ГэВ/с	0.75	0.35	0.085	0.028	10324±110
10	$1.00<P_T<2.5$ ГэВ/с	1.17	0.46	0.225	0.096	1291±44

№	P_T, X_F диапазон	P_T, ГэВ/с	X_F	P_N	δP_N	N_Λ
1	Все события	0.51	0.30	0.184	0.030	8318±94
2	$-0.5<X_F<0.14$	0.34	0.06	0.003	0.075	1416±40
3	$0.14<X_F<0.25$	0.45	0.20	0.177	0.062	1821±44
4	$0.25<X_F<0.38$	0.53	0.31	0.173	0.052	2411±49
5	$0.38<X_F<1.0$	0.62	0.51	0.299	0.056	2342±51
6	$0.0<P_T<0.31$ ГэВ/с	0.21	0.20	0.006	0.062	1912±46
7	$0.31<P_T<0.44$ ГэВ/с	0.38	0.27	0.188	0.069	1656±43
8	$0.44<P_T<0.61$ ГэВ/с	0.52	0.31	0.237	0.063	1923±45
9	$0.61<P_T<1.0$ ГэВ/с	0.76	0.37	0.226	0.058	2058±47
10	$1.00<P_T<2.5$ ГэВ/с	1.17	0.47	0.658	0.183	309±18

Рис.: Для π^--пучка (слева) и для K^--пучка (справа)

Backup slides: Поляризация $\bar{\Lambda}$-гиперонов на π^--пучке

№	P_T(ГэВ/с), X_F	P_T, ГэВ/с	X_F	$P_N \pm \delta P_N$	$N_{\bar{\Lambda}}$	S/B
1	Все события	0.45	0.25	-0.024 ± 0.040	12373±160	0.926±0.010
2	$-0.5<X_F<0.14$	0.31	0.05	0.157 ± 0.092	3159±88	0.673±0.015
3	$0.14<X_F<0.25$	0.44	0.20	-0.099 ± 0.057	3163±78	1.039±0.026
4	$0.25<X_F<0.38$	0.50	0.31	-0.062 ± 0.053	3205±76	1.230±0.032
5	$0.38<X_F<1.0$	0.59	0.50	-0.081 ± 0.132	2107±75	0.582±0.016
6	$0.0<P_T<0.31$	0.22	0.19	0.123 ± 0.080	3151±97	0.496±0.011
7	$0.31<P_T<0.44$	0.37	0.23	-0.018 ± 0.068	2436±73	0.820±0.022
8	$0.44<P_T<0.61$	0.52	0.28	-0.132 ± 0.072	2898±72	1.247±0.035
9	$0.61<P_T<1.0$	0.75	0.31	-0.094 ± 0.093	2140±67	0.887±0.026
10	$1.00<P_T<2.0$	1.22	0.50	-0.075 ± 0.164	598±31	1.437±0.091

Поляризация Λ-гиперонов на K^-- и π^--пучке

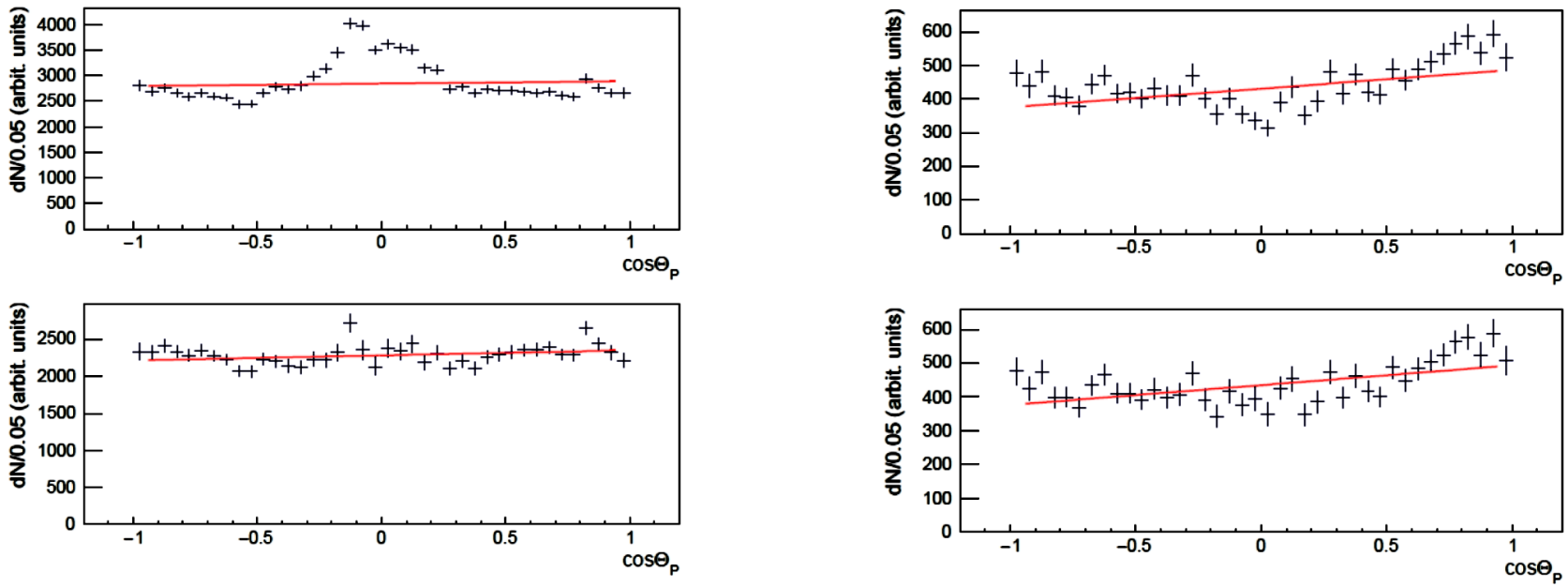


Рис.: Распределение по $cos\Theta$ в реакции $\pi^- A \to \Lambda X$ (слева) и в реакции $K^- A \to \Lambda X$ (справа) в сеансах 2021-2022 гг. Сверху - до вычитания фона, снизу - фон вычтен. Аппроксимация функцией $N(1 + \alpha_\Lambda P_N cos\Theta)$.

Поляризация $\bar{\Lambda}$-гиперонов на π^--пучке

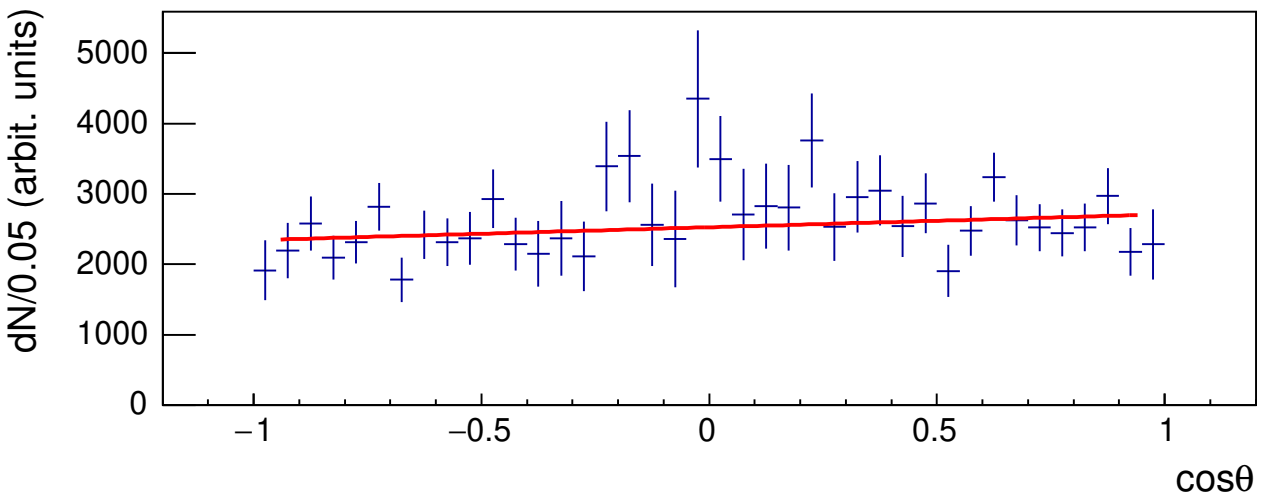


Рис.: Распределение по $cos\Theta$ в реакции $\pi^- A \to \bar{\Lambda} X$ в сеансе 2021 г. при $0.14 < x_F < 0.25$.

«Поляризация» K^0_S-мезонов на π^--пучке

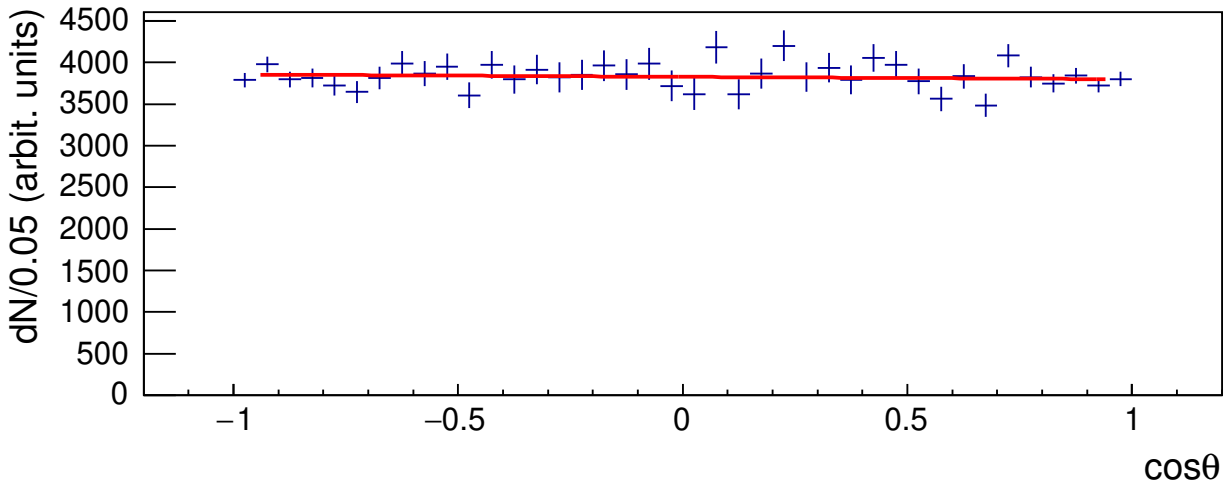


Рис.: Распределение по $cos\Theta$ в реакции $\pi^- A \to K^0_S X$ в сеансе 2021 г. при $0.61 < p_T < 1.00$ ГэВ/c.

References

[1] G. L. Kane et al. В: *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), с. 1689.

[2] C. A. Aidala et al. В: *Rev. Mod. Phys.* 85 (2013), с. 655—691.

[3] G. Bunce et al. В: *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976), с. 1113.

[4] S. Barlag et al. В: *Phys. Lett. B* 325 (1994), с. 531. DOI: 10.1016/0370-2693(94)90052-3.

[5] B. Andersson. В: *J. Phys. G* 17 (1991), с. 1507.

[6] T. A. DeGrand и H. I. Miettinen. В: *Phys. Rev. D* 31 (1985), с. 661.

[7] D. Sivers. В: *Phys. Rev. D* 41 (1990), с. 83.

[8] J. Collins. В: *Nucl. Phys. B* 396 (1993), с. 161.

[9] M.G. Ryskin. В: *Yad. Fiz.* 48 (1988), с. 1114.

[10] V.V. Abramov. В: *Yad. Fiz.* 72 (2009), с. 1933.

[11] V.V. Mochalov et al. В: *Phys. Atom. Nuclei* 73 (2010), с. 2017.

[12] V. D. Apokin et al. В: *Sov. J. Nucl. Phys.* 49 (1989), с. 103.

[13] V.V. Mochalov et al. В: *Phys. Atom. Nucl.* 77 (2014), с. 595.

[14] A. N. Vasiliev et al. В: *Phys. Atom. Nucl.* 68 (2005), с. 1790.

[15] L. Dick et al. В: *Phys. Lett. B* 57 (1975), с. 93.

[16] A. D. Panagiotou. В: *Int. J. Mod. Phys. A* 5 (1990), с. 1197.

[17] J. Podolanski и R. Armenteros. В: *Phil. Mag.* 45.360 (1954), с. 13.

[18] S. A. Gourlay et al. В: *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), с. 2244.

[19] H. Abramowicz et al. В: *Nucl. Phys. B* 105 (1976), с. 222.

[20] H. Grässler et al. В: *Nucl. Phys. B* 136 (1978), с. 386.

[21] M. Baubillier et al. В: *Nucl. Phys. B* 148 (1979), с. 18.

[22] F. Barreiro et al. В: *Phys. Rev. D* 17 (1978), с. 669.

[23] S.U. Chung et al. В: *Phys. Rev. D* 11 (1975), с. 1010.

[24] M.L. Faccini-Turluer et al. В: *Z. Phys. C* 1 (1979), с. 19.