

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ В pC , pSi И pPb -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 70 ГэВ/с

© 2014 г. В. М. Роньжин*
(от имени Сотрудничества СВД-2¹⁾)

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия
Поступила в редакцию 08.02.2013 г.; после доработки 27.09.2013 г.

Представлены результаты по измерению инклюзивных распределений по фейнмановской переменной x_F и поперечному импульсу для K_S^0 -мезонов в pA -взаимодействиях при 70 ГэВ/с для трех мишеней (C, Si, Pb). Изучается A -зависимость сечений K_S^0 -мезонов. Измеренное значение показателя степени α в формуле $\sigma \sim A^\alpha$ в пределах ошибки такое же, как при больших энергиях. С использованием A -зависимости измеренный выход K_S^0 -мезонов при $x_F = 0$ сравнивается с выходом K^+ - и K^- -мезонов в pp -реакции при 70 ГэВ/с. Инклюзивные спектры по продольным и поперечным переменным для K_S^0 сравниваются с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD.

DOI: 10.7868/S0044002714050146

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью эксперимента SERP-E-184, проводимом на ускорителе У-70, является измерение выхода очарованных частиц в pA -взаимодействиях ($A = C, Si, Pb$) при импульсе пучка 70 ГэВ/с ($\sqrt{s} = 11.5$ ГэВ) на установке СВД-2 [1]. Одной из отличительных черт установки является надежная регистрация распадов V^0 -частиц вблизи вершины первичного взаимодействия. Вершинный детектор (ВД), входящий в состав спектрометра СВД-2, позволяет с точностью ~ 250 мкм измерять координаты вершин распада V^0 -частиц и с достаточно высокой эффективностью реконструировать эти распады [2]. Первые результаты по изучению образования очарованных нейтральных D^0 -мезонов опубликованы в работах [3]. Набранная статистика с V^0 -частицами позволяет также провести исследование образования нейтральных странных частиц.

В настоящей работе представлены результаты исследования выхода K_S^0 -мезонов в реакциях:

$$pC \rightarrow K_S^0 + X, \quad (1)$$

$$pSi \rightarrow K_S^0 + X, \quad (2)$$

$$pPb \rightarrow K_S^0 + X. \quad (3)$$

Инклюзивное образование K_S^0 -мезонов в pA -соударениях изучалось в ряде экспериментов в интервале энергий до $\sqrt{s} = 41$ ГэВ [4], в более широком интервале энергий изучено образование нейтральных странных мезонов в pp -взаимодействиях [5].

Изучение выхода странных частиц в pA -реакциях и их сравнение с данными в pp -реакциях представляет интерес для изучения влияния ядерной среды на образование странности и для тестирования современных моделей. Дополнительной мотивацией изучения выхода странных частиц в pA -реакциях является наблюдаемый в экспериментах повышенный выход странных частиц в AA -столкновениях по сравнению с их выходом в pp -реакциях, что может быть одним из сигналов проявления кварк-глюонной плазмы [6]. Кроме того, исследования pA -соударений, особенно в той области энергий, где проводятся или планируется проведение экспериментов в ион-ионных пучках, являются полезными для интерпретации результатов AA -взаимодействий.

В настоящее время на ускорителе RHIC BNL проводится программа исследований по поиску

*E-mail: Valery.Ronjin@ihep.ru

¹⁾ А. Н. Алеев, Е. Н. Ардашев, А. Г. Афонин, С. Г. Басиладзе, С. Ф. Бережнев, Г. А. Богданова, М. Ю. Боголюбовский, А. М. Вишневецкая, В. Ю. Волков, А. П. Воробьев, А. Г. Воронин, В. Ф. Головкин, С. Н. Головня, С. А. Горохов, Н. И. Гришин, Я. В. Гришкевич, П. Ф. Ермолов, В. Н. Запольский, Е. Г. Зверев, Д. Е. Карманов, В. И. Киреев, А. А. Кирыков, В. Н. Крамаренко, А. В. Кубаровский, Н. А. Кузьмин, Л. Л. Курчанинов, Г. И. Ланщиков, А. К. Лефлат, С. И. Лютов, М. М. Меркин, Г. Я. Митрофанов, В. С. Петров, Ю. П. Петухов, А. В. Плещак, В. В. Попов, В. Н. Рядовилов, В. А. Сенько, М. М. Солдатов, Л. А. Тихонова, Н. Ф. Фурманец, А. Г. Холоденко, Ю. П. Цюпа, Н. А. Шаланда, А. И. Юкаев, В. И. Якимчук.

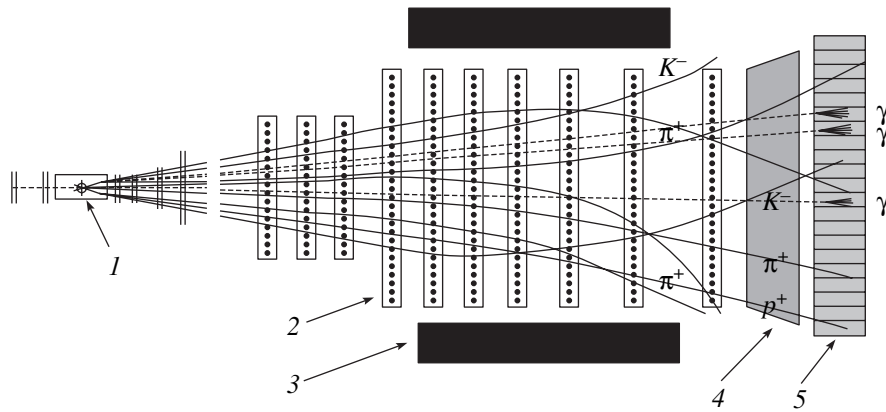


Рис. 1. Схема расположения детекторов СВД-2: 1 — активная мишень, 2 — многопроволочные пропорциональные камеры, 3 — магнит, 4 — многоканальный пороговый черенковский счетчик, 5 — электромагнитный калориметр.

критической точки фазового перехода в ионных пучках при \sqrt{s} от 5 до 15 ГэВ [7], а на ускорителе CERN SPS в области энергий первичного пучка 10–158 А ГэВ [8] изучаются протон-ядерные и ядро-ядерные соударения, в том числе СС, SiSi и PbPb-реакции.

В разд. 1 описаны процедуры обработки и отбора первичных событий и V^0 -частиц, вычисления эффективностей и сечений. В разд. 2 изучается зависимость сечений от ядра мишени. В разд. 3 представлены полные и дифференциальные сечения реакций (1)–(3), проведено их сравнение с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD, а также с данными других экспериментов в исследуемой нами области энергий. В Заключение сформулированы выводы выполненной работы.

1. ОТБОР СОБЫТИЙ

Исследование реакций (1)–(3) основано на статистике 37 млн неупругих событий, зарегистрированных в эффективном объеме установки СВД-2 в пучке протонов ускорителя ИФВЭ с импульсом 70 ГэВ/с. Пучок направлен вдоль оси Z , в качестве мишени использовались пластины, изготовленные из углерода (С), кремния (Si) и свинца (Pb). Детальное описание установки и геометрического расположения мишени и детекторов можно найти в работах [3]. На рис. 1 схематически показано расположение детекторов в установке СВД-2.

Микростриповый вершинный детектор, расположенный по направлению пучка протонов перед спектроскопическим магнитом, использовался для выделения вершин распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В магнитном поле, длина которого составляет 3 м, с напряженностью поля $B = 1.2$ Тл в центре магнита

размещена система из 18 плоскостей многопроволочных пропорциональных камер (ПК) с шагом сигнальных электродов 2 мм. Камеры объединены в триплеты с ориентацией проволочек UXV , где в X -плоскости проволочки расположены вертикально, а в U и V наклонены по отношению к вертикали под углом 10.5° . Рабочая область первого триплета ПК 1 м^2 , всех других 1.5 м^2 , что позволяет измерять импульсы заряженных частиц в данном эксперименте с точностью $\Delta p/p \approx 2\%$ при $p \leq 10$ ГэВ/с и $\Delta p/p \sim 3\text{--}4\%$ при $p > 10$ ГэВ/с в широкой апертуре. Расположение плоскостей ВД более подробно показано на рис. 2.

В состав ВД входят: пучковый телескоп (не показан), измеряющий горизонтальную (X) и вертикальную (Y) координаты пучковой частицы; активная мишень (АМ), состоящая из пяти кремниевых стриповых детекторов размером 8×8 мм с шагом стрипов 1 мм и двух пассивных пластин из свинца (Pb) и углерода (С); вершинный телескоп. Стриповые детекторы активной мишени используются в системе триггирования событий. Плоскости вершинного телескопа объединены в три дублета и квадруплет с ориентацией стрипов $UWXY$. Плоскости X и Y повернуты друг к другу под углом 90° , а плоскости U и W наклонены по отношению к горизонтали под углом $\pm 10.5^\circ$. Вершинный детектор обеспечивает измерение координат вторичных вершин на расстоянии вдоль оси Z до 60 мм от первой пластины мишени и до 34 мм от последней пластины мишени с точностью 250 мкм по оси Z . Точность восстановления вершин в поперечной плоскости — 30 мкм.

Для обработки исходных экспериментальных данных использовались программы распознавания траекторий заряженных частиц и геометрической реконструкции параметров траекторий (импульсы,

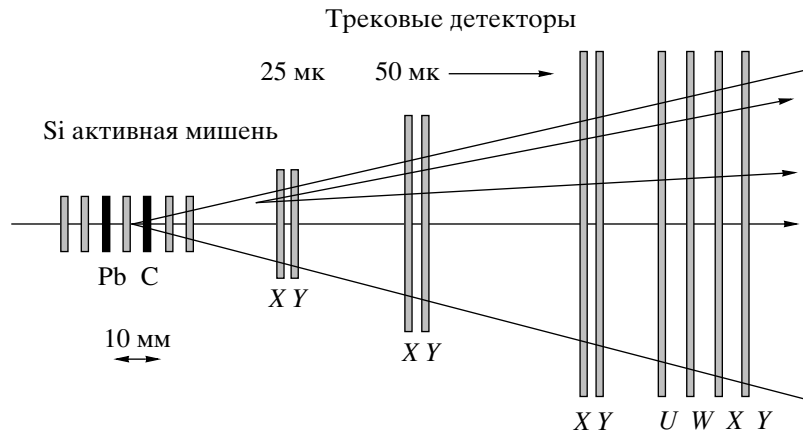


Рис. 2. Схема вершинного детектора.

заряды, углы вылета). Восстановленные в пространстве ВД треки фитировались прямыми линиями для нахождения координат первичных pA -взаимодействий в мишени и вершин от распада V^0 -частиц, распавшихся в эффективном объеме. Эффективный объем определен как расстояние вдоль пучка от пластин мишени до третьей XY -пары вершинного детектора $Z(V^0) \leq 60$ мм, что обеспечивает измерение координаты, как минимум, в трех плоскостях ВД для каждой проекции трека. Найденные в процедуре фитирования V^0 -события с $\chi^2 \leq 4$, кандидаты в реакции (1)–(3), использовались для дальнейшего физического анализа. Для уменьшения фона от первичных взаимодействий в мишени и примеси от других распадов дополнительно требовалось:

- 1) промах направления импульса V^0 -частицы в пространстве относительно первичной вершины ≤ 250 мкм;
- 2) промах направления импульса распадных частиц в пространстве относительно первичной вершины ≥ 100 мкм;
- 3) импульс распадных частиц ≥ 300 МэВ/с;
- 4) длина пробега V^0 -частицы вдоль оси $L_{\min} \leq Z \leq L_{\max}$, где L_{\min} и L_{\max} — границы эффективного объема (значения L_{\min} и L_{\max} зависят от номера пластины в активной мишени и составляют от 2 до 3.5 мм для L_{\min} и от 34 до 58 мм для L_{\max});
- 5) угол разлета продуктов распада V^0 -частиц ≥ 7 мрад;
- 6) распад V^0 удовлетворял только одной кинематической гипотезе $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Распределения отобранных событий по эффективной массе $M(\pi^+\pi^-)$ для всех трех мишеней приведены на рис. 3 вместе с результатами фита

функцией Брейта–Вигнера. Фит суммой гауссиана и линейным фоном также дает удовлетворительный результат. При этом фон не превышает 2%, а ширина гауссовского распределения $\sigma \approx 8$ МэВ. Однако лучший результат дает фит функцией Брейта–Вигнера, что можно объяснить негауссовым характером распределения измерительных ошибок эффективной массы. В полосе 3σ число событий в сигнале составляет 5848 ± 76 , $17\,357 \pm 132$ и $11\,234 \pm 106$ событий для реакций (1), (2) и (3) соответственно. Низкий уровень фона позволяет при вычислении дифференциальных сечений использовать события из полосы 3σ , или $0.482 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 0.506$ МэВ, без вычитания фона.

Дифференциальные сечения, приведенные в разд. 3, получены нормировкой чисел первичных неупругих событий эксперимента E-184 на полные неупругие сечения взаимодействия протонов с ядрами С ($A = 12$) и Рb ($A = 207.2$), измеренные при 60 ГэВ/с для pC - и pPb -реакций в работе [9]. Для pSi -взаимодействий ($A = 28$) полное неупругое сечение вычислено по эмпирической формуле, полученной в работе [10].

Эффективности реконструкции V^0 -частиц в зависимости от фейнмановской переменной ($\Delta x_F = 0.04$) и поперечного импульса K_S^0 -мезонов ($\Delta p_T = 50$ МэВ/с) вычислялись с помощью генератора FRITIOF7.02 [11] и программы GEANT3.21 [12]. Детали использования этих программ описаны в работе [2]. Для моделированных данных в программе GEANT3.21 при прохождении частиц через ВД учитывались: размытие заряда по стрипам; шум в каждом канале; обрезание амплитуд, аналогичное дискриминации амплитуд, использованное при наборе данных в эксперименте. При моделировании хитов в ПК учитывались эффективности их срабатывания. Было сгенерировано 1.6 млн

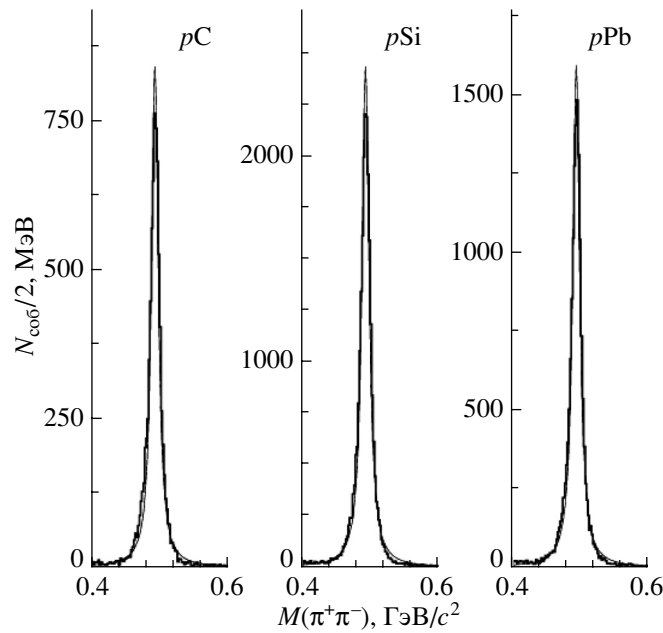


Рис. 3. Спектр эффективной массы системы ($\pi^+\pi^-$) для реакций (1)–(3).

событий с рождением K_S^0 для всех трех реакций. При вычислении сечений K_S^0 учтены также: эффективность триггера, зависящая от числа заряженных частиц в первичной вершине события и положения пластины активной мишени; вероятность моды распада K_S^0 на заряженные π -мезоны; эффективность пространственной реконструкции K_S^0 -мезонов.

Статистика реакций (1)–(3), значения полных неупругих сечений, используемые для нормировки дифференциальных сечений, и светимость с учетом эффективности триггера приведены в табл. 1.

2. А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ

Дифференциальные сечения в зависимости от фейнмановской переменной x_F и поперечного им-

пульса p_T получены по формуле

$$d^2\sigma/dx_F dp_T = N(K_S^0)/(L \times \varepsilon_1 \times Br \times \Delta x_F \times \Delta p_T), \quad (4)$$

где $N(K_S^0)$ – число K_S^0 -мезонов в интервале $x_F \pm \Delta x_F$ и $p_T \pm \Delta p_T$; L – светимость, поправленная на эффективность триггера; ε_1 – эффективность реконструкции; Br – вероятность распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и Δx_F , Δp_T – ширины соответствующих интервалов.

Акцептанс нашей установки позволяет измерить сечения K_S^0 -мезонов в интервале $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ и $p_T \leq 3.0$ ГэВ/с. В этой области сечения реакций (1), (2) и (3) равны 19.3 ± 4.4 , 46.3 ± 6.8 и 275.3 ± 16.6 мбн соответственно. Измеренные значения сечений мы сравниваем с предсказаниями моделей FRITIOF7.02 и UrQMD2.3 [13]. Моделированные “minimum bias” события нормировались на полные неупругие сечения (табл. 1), сечения K_S^0 -мезонов, полученные в этих моделях, приведены в табл. 2. Ошибки этих сечений включают статистические ошибки и неопределенности нормировки. При генерации событий использовались установочные значения параметров моделей FRITIOF и UrQMD, кроме величины коэффициента подавления странных кварков λ_S . Вместо стандартного значения $\lambda_S = 0.3$ использовалось значение $\lambda_S = 0.2$, так как оно обеспечивает лучшее согласие модельных предсказаний с экспериментальными

Таблица 1. Статистика, полные неупругие сечения и светимость

Реакция	$N(K_S^0)$	σ_{in} , мбн	Светимость, мбн ⁻¹
pC	5848 ± 76	252 ± 4	149
pSi	17357 ± 132	466 ± 9	124
pPb	11234 ± 106	1930 ± 50	13

Таблица 2. Инклюзивные сечения K_S^0 -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ и полные инклюзивные сечения в сравнении с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD

Реакция		Сечение K_S^0 -мезонов в интервале $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$, мбн	Полное сечение K_S^0 -мезонов, мбн
$pC \rightarrow K_S^0 + X$	Эксперимент	19.3 ± 4.4	26.2 ± 6.0
	FRITIOF	22.5 ± 0.4	34.4 ± 0.6
	UrQMD	21.5 ± 0.4	26.2 ± 0.5
$pSi \rightarrow K_S^0 + X$	Эксперимент	46.3 ± 6.8	64.9 ± 9.6
	FRITIOF	45.5 ± 0.9	72.5 ± 1.5
	UrQMD	48.4 ± 1.1	60.6 ± 1.4
$pPb \rightarrow K_S^0 + X$	Эксперимент	275.3 ± 16.6	439.9 ± 18.4
	FRITIOF	223.6 ± 6.2	400.0 ± 10.8
	UrQMD	274.3 ± 7.5	395.8 ± 9.1

данными. Как видно из табл. 2, модели неплохо предсказывают значения инклюзивных сечений K_S^0 -мезонов в области $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$. Однако необходимо отметить, что предсказание UrQMD

лучше согласуется с экспериментом для реакции (3). На основе отношений сечений, полученных из моделей FRITIOF и UrQMD для интервалов $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ и $-1 \leq x_F \leq 1$, и экспериментального значения сечений в первом интервале была получена оценка полных сечений реакций (1)–(3) для всей кинематической области. Эти сечения также приведены в табл. 2.

Зависимость сечений от атомного веса ядра мишени аппроксимировалась формулой

$$\sigma(pA) = \sigma(pp) \times A^\alpha, \quad (5)$$

где $\sigma(pA)$ – инклюзивное сечение K_S^0 -мезонов в pA -реакции; A – атомный вес ядра мишени; $\sigma(pp)$ – сечение K_S^0 -мезонов в pp -реакции и α – фитируемый параметр. На рис. 4 показана A -зависимость полных сечений K_S^0 -мезонов для реакций (1)–(3) при 70 ГэВ/с вместе с данными для pp -взаимодействий [14].

Изучение A -зависимости полных неупругих сечений pA -реакций показывает, что параметр α слабо зависит от энергии и при нашей энергии равен 0.72 ± 0.01 [15]. A -зависимость инклюзивных сечений K_S^0 -мезонов изучалась в эксперименте на установке HERA-B для pA -взаимодействий при 920 ГэВ, где $\alpha = 0.957 \pm 0.013$ [4], и в эксперименте на спектрометре EHS для K^+A - и π^+A -реакций при 250 ГэВ, где $\alpha(K^+A) = 0.882 \pm 0.043$ и $\alpha(\pi^+A) = 0.979 \pm 0.034$ [16]. Фит полных сечений реакций (1)–(3) при 70 ГэВ/с дает значения для параметров: $\sigma(pp) = 3.36 \pm 0.24$ мбн и $\alpha = 0.911 \pm 0.018$ ($\chi^2/NDF = 0.74$). Величина $\sigma(pp)$ в пределах ошибки согласуется с измеренным значением $\sigma(pp) = 3.43 \pm 0.24$ мбн при 69 ГэВ/с [16], а параметр наклона α для K_S^0 -мезонов хорошо согласуется с результатами экспериментов при 250 и 920 ГэВ/с. Такое же значение наклона $\alpha(pA) = 0.913 \pm 0.172$ получено при фите сечений реакций (1)–(3), измеренных внутри акцептанса нашей установки. В этом случае $\sigma(pp) = 2.12 \pm 1.82$ мбн ($\chi^2/NDF = 0.15$).

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

В данном разделе представлены дифференциальные сечения K_S^0 -мезонов в зависимости от переменной Фейнмана (x_F) и поперечного импульса (p_T) для реакций (1)–(3). Приведенные в таблицах и на всех рисунках значения ошибок учитывают только статистические неопределенности.

Неинвариантные дифференциальные сечения σ/dx_F приведены в табл. 3 и представлены на рис. 5 в сравнении с предсказаниями моделей FRITIOF

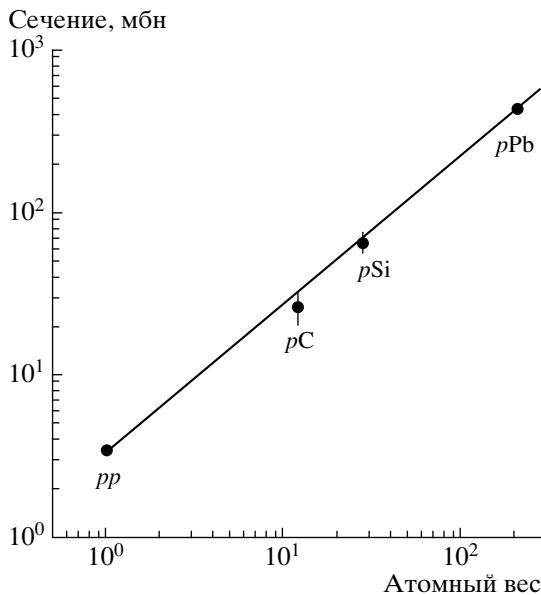


Рис. 4. A -зависимость полных сечений K_S^0 -мезонов для реакций (1)–(3) при 70 ГэВ/с. Кривая – фит данных с помощью формулы (5).

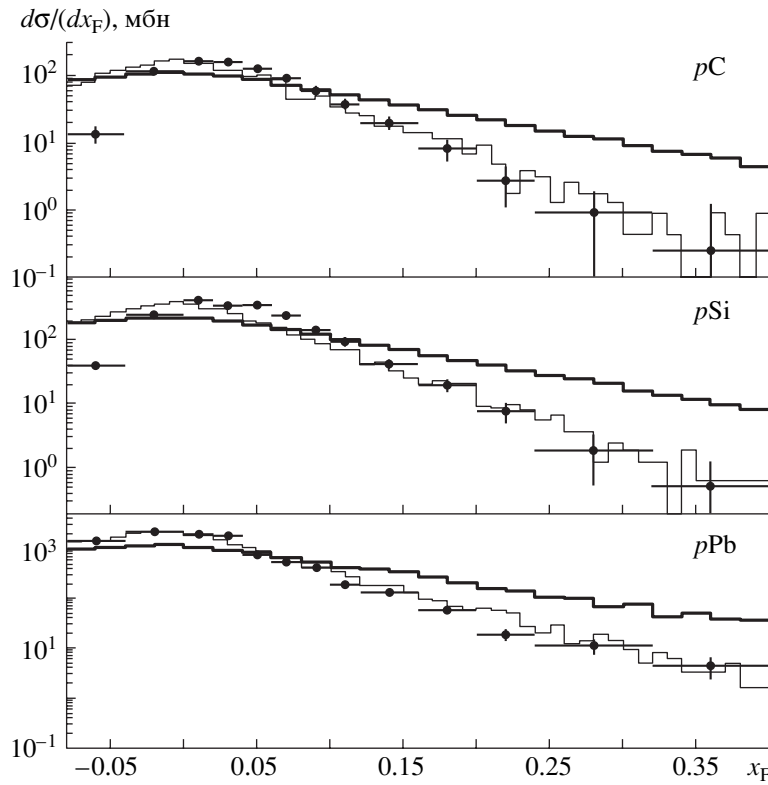


Рис. 5. Дифференциальные сечения в зависимости от переменной x_F . Жирные (тонкие) гистограммы — предсказания модели FRITIOF (UrQMD).

и UrQMD. K_S^0 -мезоны преимущественно образуются в центральной области ($x_F \approx 0$) во всех изучаемых реакциях, $d\sigma/dx_F$ -спектры для этих

Таблица 3. Дифференциальные инклюзивные сечения K_S^0 -мезонов в зависимости от фейнмановской переменной x_F в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области $0 < p_T^2 < 5$ (ГэВ/с)²

Интервал x_F	Сечение $d\sigma/dx_F$, мбн		
	pC	pSi	pPb
$-0.08 \div -0.04$	13.5 ± 2.6	39.5 ± 4.4	1468 ± 27
$-0.04 \div -0.00$	116.7 ± 7.7	248.0 ± 11.2	2272 ± 34
$0.00 \div 0.02$	164.5 ± 12.8	417.6 ± 20.4	1993 ± 47
$0.02 \div 0.04$	159.1 ± 12.6	344.0 ± 18.5	1851 ± 43
$0.04 \div 0.06$	126.3 ± 11.2	350.5 ± 18.7	770 ± 28
$0.06 \div 0.08$	91.2 ± 9.5	242.7 ± 15.6	547 ± 23
$0.08 \div 0.10$	58.2 ± 7.6	141.3 ± 11.9	430 ± 21
$0.10 \div 0.12$	38.0 ± 6.2	93.7 ± 9.7	194 ± 14
$0.12 \div 0.16$	19.8 ± 4.5	41.3 ± 6.4	131 ± 11
$0.16 \div 0.20$	8.2 ± 2.9	19.9 ± 4.5	59.2 ± 7.7
$0.20 \div 0.24$	2.7 ± 1.6	7.8 ± 2.8	19.2 ± 4.4
$0.24 \div 0.32$	0.90 ± 0.94	1.9 ± 1.4	11.2 ± 3.4
$0.32 \div 0.40$	0.24 ± 0.48	0.51 ± 0.71	4.48 ± 2.4

реакций отличаются друг от друга в основном нормировкой. Предсказания модели FRITIOF систематически выше измеренных сечений при $x_F \geq 0.1$ и недооценивают измеренные значения сечений в центральной области при $0 \leq x_F \leq 0.1$. Гораздо лучше с данными согласуются предсказания транспортной модели UrQMD. Для реакций (1)–(3) предсказания UrQMD хорошо согласуются с данными при $-0.04 \leq x_F \leq 0.4$. Отклонение измеренного сечения в интервале $-0.08 \leq x_F \leq 0.04$ от предсказания модели (особенно для C и Si) можно объяснить низкой эффективностью регистрации K_S^0 -мезонов в данной области, следовательно, большой систематической неопределенностью. Модель UrQMD, так же как и модель FRITIOF, использует Лундскую фрагментационную схему, но, в отличие от модели FRITIOF, учитывает внутриядерные перерасcеяния частиц. Как видно, учет этих эффектов значительно улучшает согласие с экспериментом.

Выход K_S^0 -мезонов в центральной области можно сравнить с выходом заряженных K^- - и K^+ -мезонов при 70 ГэВ/с. В ИФВЭ на установке ФОДС [17] были измерены сечения K^- - и K^+ -мезонов в pp -взаимодействиях под углом вылета каонов в л.с. 160 мрад (или 90° в с.ц.м.), что соответствует $x_F \approx 0$, для области поперечного

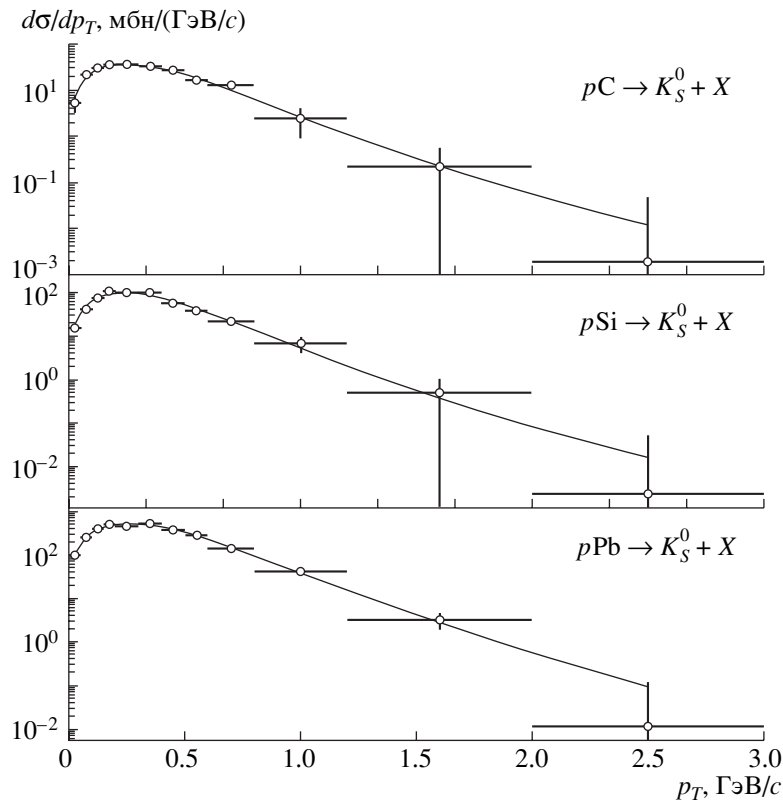


Рис. 6. Дифференциальные сечения в зависимости от p_T . Кривые — результат фита с помощью формулы (6)..

импульса $0.48 \leq p_T \leq 2.21$ ГэВ/с. В работе [18] была сделана экстраполяция этих сечений на всю область p_T и получена оценка значений инвариантных функций $F(x) = (2E^*/\pi\sqrt{s})(d\sigma/dx_F)$ для pp -реакции в центральной области: $F(K^+, x_F = 0) = 0.549$ мбн и $F(K^-, x_F = 0) = 0.322$ мбн. Для сравнения с этими данными мы вычислили инвариантное сечение K_S^0 -мезонов для реакций (1)–(3) в центральной области ($-0.05 \leq x_F \leq 0.05$). Используя формулу (5) и усредняя данные реакций (1)–(3), мы получили значение

Таблица 4. Результаты фита $d\sigma/dp_T$ -спектра для K_S^0 -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ по формуле (6)

Реакция	C	T , МэВ/с	n	χ^2/NDF
pC	19.6 ± 1.5	107 ± 15	10.6 ± 6.3	1.8/9
pSi	48.4 ± 2.3	100 ± 8	11.2 ± 4.7	7.9/9
pPb	278.6 ± 5.7	116 ± 4	13.9 ± 3.0	21.6/9

функции $F(K_S^0, x_F = 0) = 0.450 \pm 0.036$ мбн для pp -взаимодействий, которое в пределах ошибок совпадает со значением полусуммы $(F(K^+) + F(K^-))/2 = 0.435$ при 70 ГэВ/с.

Как отмечено в работе [19], спектры каонов по поперечному импульсу незначительно искажаются из-за распадов резонансов и внутриядерных каскадных взаимодействий и, следовательно, хорошо отражают динамику термального движения странных частиц в поперечном направлении. Распределения $d\sigma/dp_T$ для K_S^0 -мезонов в реакциях (1)–(3) показаны на рис. 6. В интервале $0 < p_T < 3$ ГэВ/с поперечные $d\sigma/dp_T$ -спектры хорошо описываются зависимостью небольшого типа (функция Тсаллиса [20]):

$$d\sigma/dp_T = C(n-1)(n-2)p_T \cdot [1 + (m_T - m_0)/nT]^{-n}/nT[nT + m_0(n-2)], \quad (6)$$

где m_T — поперечная масса; m_0 — масса K_S^0 -мезонов. Наилучшие значения фитируемых параметров T и n , определяющих форму спектров, и нормировочного коэффициента C даны в табл. 4.

Распределения $d\sigma/dp_T^2$ по квадрату поперечного импульса K_S^0 -мезонов в реакциях (1)–(3) приве-

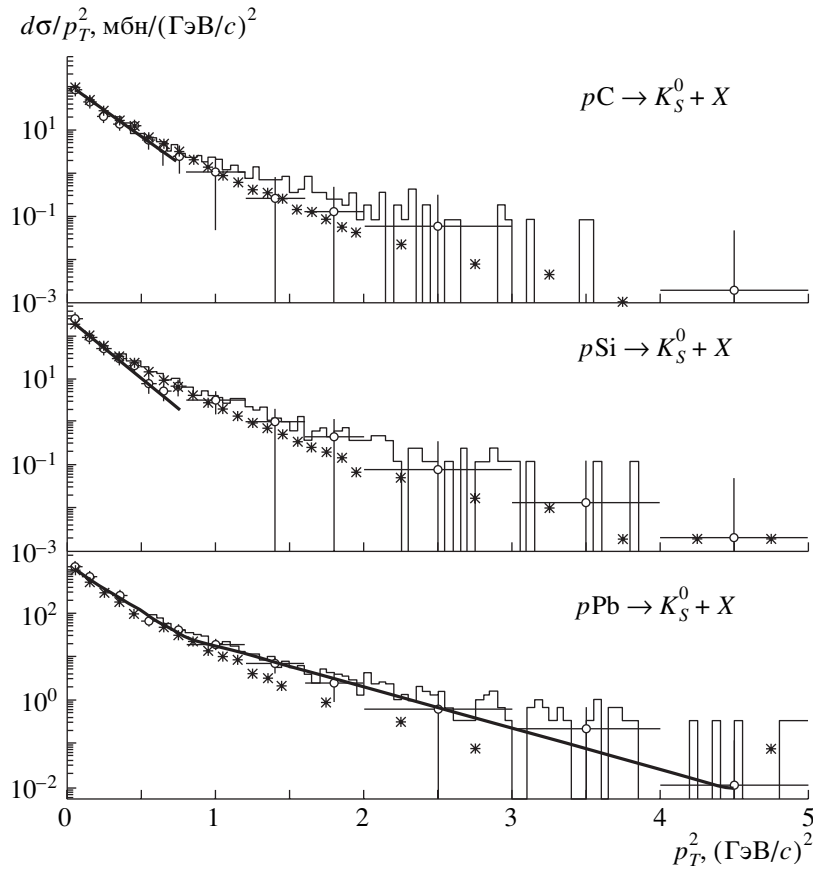


Рис. 7. Зависимость дифференциальных сечений от квадрата поперечного импульса p_T^2 . Кривые — результат фита простой экспонентой данных для реакций (1), (2) и суммой двух экспонент данных для реакции (3) (см. текст). Гистограмма — предсказание модели UrQMD, звездочки — предсказание модели FRITIOF.

дены в табл. 5 и показаны на рис. 7. Из рис. 7 следует, что простая экспоненциальная параметризация $A \exp(-B p_T^2)$ не обеспечивает описание $d\sigma/dp_T^2$ для реакций (1)–(3) во всей области p_T^2 . Однако в области малых значений $p_T^2 \leq 0.8$ (ГэВ/с)² спектры хорошо описываются одной экспонентой $A \exp(-B p_T^2)$. Полученные значения параметров наклона для реакций (1), (2) и (3) 5.56 ± 0.57 , 6.82 ± 0.43 и 5.60 ± 0.14 (ГэВ/с)⁻² в пределах ошибок согласуются с аналогичным параметром $B = 6.5 \pm 0.6$ (ГэВ/с)⁻², измеренным в эксперименте NA35 в p Au-взаимодействиях при 60 ГэВ [21], и слегка превышают значение аналогичного параметра $B = 4.64 \pm 0.24$ (ГэВ/с)⁻² в pp -взаимодействиях при 69 ГэВ/с, измеренного в таком же интервале p_T^2 [14].

При $p_T^2 > 0.8$ (ГэВ/с)², как видно на рис. 7, в спектрах имеются “хвосты”, которые могут быть обусловлены внутриядерными каскадными перерасеяниями каонов. Во всей области p_T^2 для реакции (3) сечение хорошо описыва-

ется суммой двух экспонент $A_1 \exp(-B_1 p_T^2) + A_2 \exp(-B_2 p_T^2)$. Наилучшие значения параметров для p_T^2 -спектра для реакции (3) следующие: $A_1 = 1482 \pm 63$ (ГэВ/с)⁻², $B_1 = 6.93 \pm 0.44$ (ГэВ/с)⁻², $A_2 = 135 \pm 53$ (ГэВ/с)⁻², $B_2 = 2.14 \pm 0.35$ (ГэВ/с)⁻² и $\chi^2/\text{NDF} = 28.7/10$.

Из рис. 7 видно, что дифференциальные сечения $d\sigma/dp_T^2$ для K_S^0 -мезонов хорошо согласуются с предсказаниями моделей UrQMD и FRITIOF в области малых значений поперечных импульсов $p_T^2 \leq 1$ (ГэВ/с)², в области $p_T^2 > 1$ (ГэВ/с)² предсказания моделей различаются, однако достаточно большие ошибки данных не позволяют отдать предпочтение ни одной из них.

В настоящее время в литературе [22] активно обсуждается энергетическая зависимость эффективной температуры различных адронов в pp - и ион-ионных взаимодействиях, извлекаемой из фита спектров по поперечной массе.

Таблица 5. Дифференциальные инклюзивные сечения K_S^0 -мезонов в зависимости от p_T^2 в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в области $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$

Интервал $p_T^2, (\text{ГэВ}/c)^2$	$d\sigma/dp_T^2, \text{мбн}/(\text{ГэВ}/c)^2$		
	pC	pSi	pPb
0.0÷0.1	45.4 ± 6.7	274.0 ± 16.0	1037.0 ± 32.0
0.1÷0.2	44.0 ± 6.6	103.1 ± 10.1	548.6 ± 23.4
0.2÷0.3	31.3 ± 5.6	64.3 ± 8.0	278.2 ± 16.6
0.3÷0.4	20.8 ± 4.6	32.9 ± 5.7	193.6 ± 13.9
0.4÷0.5	21.6 ± 4.6	22.7 ± 4.7	115.8 ± 10.8
0.5÷0.6	7.8 ± 2.8	12.1 ± 3.5	69.1 ± 8.3
0.6÷0.7	5.7 ± 2.4	8.8 ± 3.0	44.4 ± 6.7
0.7÷0.8	5.4 ± 2.3	6.9 ± 2.6	34.6 ± 4.8
0.8÷1.2	2.3 ± 1.5	3.4 ± 1.8	18.5 ± 4.3
1.2÷1.6	0.31 ± 0.55	1.3 ± 1.1	7.12 ± 2.65
1.6÷2.0	0.07 ± 0.26	0.45 ± 0.67	2.1 ± 1.46
2.0÷3.0	0.023 ± 0.15	0.097 ± 0.31	0.52 ± 0.59
3.0÷4.0	–	0.013 ± 0.11	0.35 ± 0.85
4.0÷5.0	0.001 ± 0.034	0.002 ± 0.04	0.007 ± 0.085

Таблица 6. Дифференциальные инклюзивные сечения K_S^0 -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с в зависимости от быстроты в с.ц.м.

Интервал y^*	$d\sigma/dy^*, \text{мбн}$		
	pC	pSi	pPb
-1.0÷-0.4	0.38 ± 0.61	33.8 ± 5.8	53 ± 7
-0.4÷-0.2	7.0 ± 2.6	87.3 ± 9.3	334 ± 18
-0.2÷-0.1	9.4 ± 8.3	167.4 ± 12.9	957 ± 31
-0.1÷-0.0	12.0 ± 10.6	458.2 ± 21.4	1842 ± 43
0.0÷0.1	16.6 ± 11.5	405.2 ± 20.1	2283 ± 48
0.1÷0.2	16.0 ± 11.1	360.0 ± 19.0	2194 ± 47
0.2÷0.3	15.3 ± 9.6	320.1 ± 17.9	1452 ± 38
0.3÷0.4	12.7 ± 8.0	200.5 ± 14.2	1061 ± 32
0.4÷0.6	10.8 ± 6.7	145.1 ± 12.0	812 ± 28
0.6÷0.8	5.9 ± 5.1	91.9 ± 9.6	438 ± 21
0.8÷1.0	3.2 ± 3.8	41.7 ± 6.5	204 ± 14
1.0÷1.6	0.84 ± 2.3	20.0 ± 4.5	88 ± 9
1.6÷2.4	0.04 ± 1.0	8.59 ± 2.93	31 ± 5

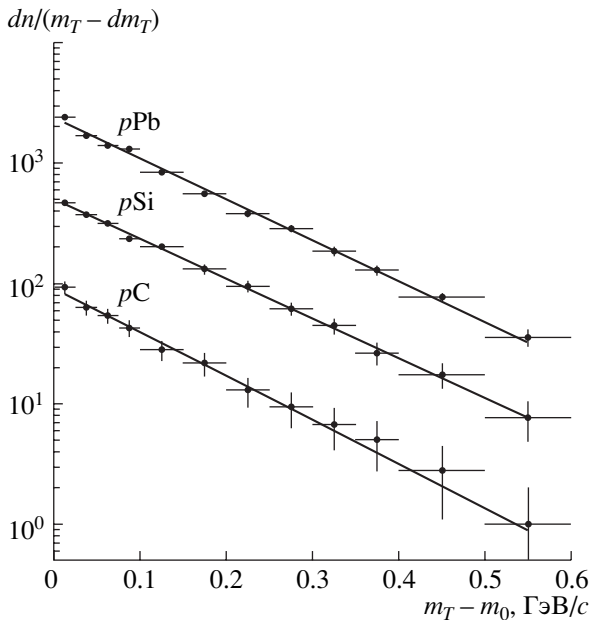


Рис. 8. Дифференциальные спектры каонов в зависимости от разницы между поперечной массой нейтральных каонов и их массой покоя. Линии — результат фита.

Для нашей энергии температура K_S^0 -мезонов измерена в pp -эксперименте и равна $T(pp) = 148.3 \pm 10.5$ МэВ [23]. Для сравнения с результатом pp -эксперимента мы измерили температуру каонов в той же кинематической области по поперечному импульсу и скорости.

На рис. 8 приведены дифференциальные спектры каонов для $p_T \leq 0.945$ ГэВ/с и быстроты в с.ц.м. $0 \leq y^* \leq 2.4$ в зависимости от разницы между поперечной массой нейтральных каонов и их массой. Эти спектры для всех реакций хорошо описываются выражением $(1/m_T)dn/dm_T = A \exp(-m_T/T)$ в интервале $0 \leq m_T \leq 0.6$ ГэВ. Получены следующие результаты: $T(pC) = 119 \pm 10$ МэВ, $T(pSi) = 132 \pm 6$ МэВ и $T(pPb) = 128 \pm 3$ МэВ. Средневзвешенное значение равно $T(pA) = 128 \pm 3$ МэВ. В области малых значений $m_T - m_0 \leq 0.25$ ГэВ $T(pA) = 117 \pm 3$ МэВ, при $m_T - m_0 > 0.25$ ГэВ температура возрастает: $T(pA) = 137 \pm 8$ МэВ.

Измеренные в эксперименте дифференциальные сечения K_S^0 -мезонов в зависимости от быстроты в с.ц.м. y^* приведены в табл. 6.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из исследования инклюзивного образования нейтральных K_S^0 -мезонов в реакциях (1)–(3) при 70 ГэВ/с и сравнения измеренных сечений с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD, а также с экспериментальными данными при той же энергии для pp -взаимодействий и с данными для протон-ядерных взаимодействий при других энергиях можно сделать следующие выводы:

1. Параметр наклона A -зависимости полных инклюзивных сечений K_S^0 -мезонов равен $\alpha = 0.913 \pm 0.017$ и в пределах ошибок совпадает с параметрами наклона при больших энергиях.

2. Сравнение дифференциальных инклюзивных сечений K_S^0 -мезонов по переменной x_F с результатами для pp -взаимодействий из работы [18] показывает, что при 70 ГэВ/с выход K_S^0 -мезонов в пределах ошибок совпадает со значением полусуммы выходов для K^+ - и K^- -мезонов.

3. Дифференциальные инклюзивные сечения K_S^0 -мезонов в зависимости от поперечного импульса p_T описываются функцией Тсаллиса.

4. Дифференциальные инклюзивные сечения K_S^0 -мезонов для реакций (1)–(3) по переменной p_T^2 в области малых значений $p_T^2 \leq 0.8$ (ГэВ/с)² хорошо описываются одной экспонентой с близкими параметрами наклона, в пределах ошибок согласующимися с аналогичными параметрами в pAu и pp -взаимодействиях при близких энергиях.

5. Сравнение измеренных дифференциальных сечений $d\sigma/dx_F$ и $d\sigma/dp_T^2$ для K_S^0 -мезонов с предсказаниями моделей FRITIOF и UrQMD показывает, что выход K_S^0 -мезонов в зависимости от x_F очень хорошо согласуется с предсказаниями модели UrQMD, учитывающей каскадные внутриядерные перерасеяния частиц. Заметно хуже $d\sigma/dx_F$ -спектры описываются моделью FRITIOF. Дифференциальные сечения $d\sigma/dp_T^2$ для K_S^0 -мезонов согласуются с предсказаниями обеих моделей во всей области p_T^2 .

6. Из фита спектров по поперечной массе не обнаружено заметных различий в температуре K_S^0 -мезонов для реакций (1)–(3) при $m_T - m_0 < 0.6$ ГэВ.

Авторы признательны руководству ГНЦ ИФВЭ за поддержку в проведении исследований, персоналу ускорительного подразделения и отдела пучков за эффективную работу У-70 и канала 22.

Работа была поддержана грантами РФФИ № 06.02.16954 и 09.02.00445.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Е. Н. Ардашев и др., Препринт № 96-98 ИФВЭ (Протвино, 1996); <http://web.ihep.su/library/pubs/prep1996/ps/96-98.pdf>
2. В. Н. Рядовиков (от имени Сотрудничества СВД-2), ЯФ **73**, 1585 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 1539 (2010)]; <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2009/ps/2009-09.pdf>
3. Е. Н. Ардашев и др., ПТЭ, № 5, 75 (2007) [Instrum. Exp. Tech. **50**, 646 (2007)]; А. П. Воробьев и др., Препринт № 2008-17, ИФВЭ (Протвино, 2008); <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2008/ps/2008-17.pdf>; В. Н. Рядовиков (от имени Сотрудничества СВД-2), ЯФ **74**, 342 (2011) [Phys. Atom. Nucl. **74**, 324 (2011)]; <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2010/ps/2010-2.pdf>
4. I. Abt *et al.*, Eur. Phys. J. C **61**, 207 (2009).
5. K. Khachatryan *et al.*, JHEP **1105**, 64 (2011); K. Aamodt *et al.*, Eur. Phys. J. C **71**, 1594 (2011); G. Aad *et al.*, Phys. Rev. D **85**, 012001 (2012).
6. J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982); **56**, 2334 (1986); P. Koch, B. Müller, and J. Rafelski, Phys. Rept. **142**, 167 (1986).
7. G. S. F. Stephans, J. Phys. G **32**, S447 (2006).
8. J. Dainton *et al.*, CERN-SPSC-2005-010, SPS-M-730 (CERN, 2005).
9. Ю. П. Горин и др., ЯФ **18**, 336 (1973) [Sov. J. Nucl. Phys. **18**, 173 (1974)].
10. J. R. Letaw, R. Silberberg, and C. H. Tsao, Astrophys. J. Suppl. Ser. **51**, 271 (1983).
11. H. Pi, Comput. Phys. Commun. **71**, 173 (1992).
12. GEANT3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.
13. S. A. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998); M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G **25**, 1859 (1999).
14. V. V. Ammosov *et al.*, Nucl. Phys. B **115**, 269 (1976).
15. G. Giacomelli, Roman. Rep. Phys. **60**, 193 (2008).
16. F. Botterweck *et al.*, Z. Phys. C **55**, 373 (1992).
17. V. V. Abramov *et al.*, Nucl. Phys. B **173**, 348 (1980).
18. T. Anticic *et al.*, Report CERN-PH-EP/2009-029 (CERN, 2009).
19. S. Bass and A. Dumitru, Phys. Rev. C **61**, 064909 (2000).
20. C. Tsallis, J. Statist. Phys. **52**, 479 (1988).
21. A. Bamberger *et al.*, Z. Phys. C **43**, 25 (1989).
22. S. V. Afanasiev *et al.* (NA49 Collab.), Phys. Rev. C **66**, 054902 (2002); L. Ahle *et al.* (E866 and E917 Collabs.), Phys. Lett. B **490**, 53 (2000).
23. M. Kliemant *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 044903 (2004).

STUDY OF NEUTRAL KAON PRODUCTION IN pC , pSi , AND pPb COLLISIONS AT 70 GeV/c

V. M. Ronjin
(On behalf of the SVD-2 Collaboration¹⁾)

The results of inclusive cross sections for three targets (C, Si, Pb), Feynman x_F and transverse momentum distributions for K_S^0 -meson production in 70-GeV/c pA collisions are presented. The measurements were performed by SVD-2 spectrometer in the range $-0.08 \leq x_F \leq 0.4$ and $p_T \leq 2.5$ GeV/c. We study the atomic number dependence for the total K_S^0 cross sections. The measured value of slope parameter α in A dependence is the same as at bigger energies. Using the A dependence, the yield of K_S^0 mesons at $x_F = 0$ is compared with K^+ - and K^- -meson yield in pp reaction at our energy. The measured differential cross sections are presented and compared with FRITIOF and UrQMD model predictions.

¹⁾ A. N. Aleev, E. N. Ardashev, A. G. Afonin, S. G. Basiladze, S. F. Berezhnev, G. A. Bogdanova, M. Yu. Bogolyubsky, P. F. Ermolov, N. F. Furmanec, V. F. Golovkin, S. N. Golovnia, S. A. Gorokhov, N. I. Grishin, Ya. V. Grishkevich, D. E. Karmanov, A. G. Kholodenko, V. I. Kireev, A. A. Kiriakov, N. A. Kouzmine, V. N. Kramarenko, A. V. Kubarovsky, L. L. Kurchaninov, G. I. Lanshikov, A. K. Leflat, S. I. Lyutov, M. M. Merkin, G. Ya. Mitrofanov, V. S. Petrov, Yu. P. Petukhov, A. V. Pleskach, V. V. Popov, V. N. Ryadovikov, V. A. Senko, N. A. Shalanda, M. M. Soldatov, L. A. Tikhonova, Yu. P. Tsyupa, A. M. Vischnevskaya, V. Yu. Volkov, A. P. Vorobiev, A. G. Voronin, V. I. Yakimchuk, A. I. Yukaev, V. N. Zapolsky, E. G. Zverev.