



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2013–12  
На правах рукописи

Чикилев Олег Гаврилович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
РЕДКИХ РАСПАДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ  
И ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ  
МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико–математических наук

Протвино 2013

УДК 539.1.07

Научный консультант - доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН РФ В.Ф. Образцов.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук А.К. Лиходед (ОТФ, ИФВЭ), доктор физико-математических наук Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ, г. Москва), доктор физико-математических наук В.Н. Роинишвили (ЛВЭ, ОИЯИ, г. Дубна).

Ведущая организация – Лаборатория Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований (г. Дубна).

Защита диссертации состоится “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2013 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета К 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142281, Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2013 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета К 034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт физики высоких энергий, 2013

**Целью диссертационной работы** является представление результатов экспериментальных исследований редких распадов заряженных каонов, полученных автором в эксперименте ИСТРА на ускорителе ИФВЭ [1-3] и феноменологического анализа множественного образования частиц [4-21].

**Актуальность и научная новизна** затронутых в диссертации проблем заключаются в следующем:

Исследования редких распадов открывают возможность проверки ряда предсказаний Стандартной Модели, уточнения матрицы кваркового смешивания, поисков новых типов взаимодействий и новых очень тяжёлых калибровочных бозонов, которые могут приводить к нарушениям Стандартной Модели (несохранению лептонных зарядов, появлению правых токов и другим отступлениям от  $V - A$  теории и т.д.). Массы этих новых бозонов могут быть столь велики, что они не будут рождаться даже на суперколлайдерах следующих поколений. В этом случае они могут быть обнаружены только косвенным образом при наблюдении редких аномальных распадов и новых типов слабых взаимодействий. Поэтому поиски таких явлений являются одной из самых фундаментальных проблем физики элементарных частиц.

Распады каонов представляют собой прекрасную лабораторию для исследования также сильных взаимодействий в наиболее чи-

стных условиях, что открывает широкие перспективы для изучения КХД-эффектов, киральных пертурбативных моделей и других теорий, связанных с сильными взаимодействиями. Значение этого направления трудно переоценить из-за его связи с фундаментальной концепцией конфайнмента.

В диссертации представлено первое наблюдение радиационного распада каона  $K^- \rightarrow \mu^- \pi^0 \gamma \nu$ . Измерены парциальные ширины распада, согласующиеся с теоретическими предсказаниями. Измеренная асимметрия в угловом распределении не отличается в пределах двух стандартных отклонений от предсказания киральных моделей.

В диссертации приведены результаты поиска легкого псевдоскалярного сголдстино в трехчастичном распаде

$K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P$ . Сигнала образования сголдстино не обнаружено. Получены верхние границы на вероятность распада,  $\sim 10^{-5}$  в интервале эффективных масс  $m_P$  от 0 до 200 МэВ. Интерес к подобным поискам связан и с недавним наблюдением узкого димюонного сигнала Сотрудничеством НурегСР в распаде  $\Sigma^+ \rightarrow p \mu^+ \mu^-$  в районе 214 МэВ.

На установке ИСТРА+ были проведены пучковые испытания прототипа мюонной вето системы (МВС), предназначенной для подавления мюонного фона при исследованиях ультраредкого распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ . В диссертации представлены результаты анализа данных испытаний. Измеренные уровни подавления мюона  $\sim 6.0 \times 10^{-6}$  удовлетворяют требованиям эксперимента.

В диссертации также представлен феноменологический анализ множественных процессов. Актуальность такого анализа связана с отсутствием теорий сильных взаимодействий, дающих прямые предсказания для эксперимента, а существующие Монте-Карло модели имеют очень большое число юстируемых параметров.

Проведён феноменологический анализ распределений по множественности в широком диапазоне энергий. Для процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны и лептон-нуклонного рассеяния получено хорошее описание модифицированным отрицательным биномиальным распределением. Для мезон-протонных и протон(антипротон)-протонных взаимодействий получено хорошее описание с помощью

суммы Пуассоно-подобных распределений.

При исследовании  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  и  $pp$ -взаимодействий в эксперименте НА22 на Европейском Гибридном Спектрометре (ЕГС) показано, что максимальная плотность заряженных частиц в заданном интервале быстрот линейно растёт с ростом множественности, не зависит от типа пучковой частицы и практически не зависит от энергии. Обнаружено аномальное  $\pi^+p$ -событие с 10 заряженными частицами внутри очень узкого интервала быстрот.

Проведён анализ инклюзивного образования дейтронов во взаимодействиях  $K^+$  и  $\pi^+$  мезонов с ядрами алюминия и золота при 250 ГэВ/с.

**Практическая ценность** диссертационной работы определяется тем, что описанные в ней результаты могут быть использованы при планировании будущих экспериментов. Например, результаты тестов прототипа МВС уже использованы при подготовке эксперимента НА62 в ЦЕРНе. Данные результаты могут быть использованы и в дальнейшем развитии теорий и теоретических моделей.

**Структура диссертации:** диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы.

**В первой главе** представлено первое наблюдение радиационного  $K_{\mu 3}^-$  распада.

**Вторая глава** посвящена результатам экспериментальных поисков сголдстино.

**В третьей главе** описан анализ тестов прототипа МВС.

**Четвёртая глава** посвящена феноменологическому анализу распределений по множественности заряженных частиц.

В разделе 4.1 описано общее решение для ветвящегося процесса чистого рождения с возможностью множественного образования кластеров во время ветвления. Показано, что при описании данных  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны доля кратного рождения не превышает 0.1. Получены указания на логарифмическую зависимость параметра эволюции ветвящегося процесса от с.ц.и. энергии.

В разделе 4.2 представлены решения для некритических ветвящихся процессов с поглощением и процессов с иммиграцией.

В разделе 4.3 приведено описание имеющихся распределений по множественности в лептон-нуклонном рассеянии модифицированным отрицательным биномиальным распределением.

В разделе 4.4 представлено феноменологическое описание распределений по множественности в ограниченных интервалах быстрот для  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны и  $e^+p$  рассеяния на ускорителе HERA.

В разделе 4.5 представлено описание распределений по множественности в адронных процессах при высоких энергиях суммой Пуассоно-подобных распределений.

**В главе 5** описано наблюдение на Европейском Гибридном Спектрометре (ЕГС) события с аномально высокой плотностью частиц в пространстве быстрот.

**В главе 6** приведены результаты анализа инклюзивного образования дейтронов в мезон-ядерных взаимодействиях при 250 ГэВ/с на ЕГС.

Работы опубликованы в журналах Ядерная Физика, Z.Physik C, Physics Letters B и Physical Review D. Некоторые работы были представлены на Международной Европейской Конференции по физике высоких энергий, Лиссабон(Португалия), 2005, Симпозиуме по многочастичной динамике, Тихани(Венгрия), 2000, 8-ой Международной Конференции по аппаратуре физики на встречных пучках, Новосибирск, 2002.

В главе 1 представлено наблюдение радиационного распада  $K^- \rightarrow \mu^- \pi^0 \gamma \nu$  [1]. Представлено первое наблюдение распада, до этого были известны только верхние пределы (1973г.). Измерены относительные вероятности распада по отношению к  $K_{\mu 3}$  в области энергий фотона от 5 до 30 МэВ и в области энергий от 30 до 60 МэВ. Эти вероятности согласуются с теоретическими ожиданиями. Измерена асимметрия в Т-нечётной переменной  $\xi = \mathbf{p}_\gamma \cdot (\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\pi) / m_K^3$ , предложенной В. Брагудой, А. Чаловым и А. Лиходедом для поиска эффектов вне Стандартной Модели. Измеренная асимметрия в угловом распределении фотона в системе покоя каона, равная  $0.093 \pm 0.141 \pm 0.354$  для области от 5 до 30 МэВ, в пределах двух стандартных отклонений не отличается

от предсказания киральных моделей.

Для отбора событий используются следующие критерии:

0) Один заряженный трек и три ливня в электромагнитном калориметре.

1) z-координата вершины в пределах от 400 до 1600 см.

2) Недостающая энергия больше нуля.

3)  $m(\gamma\gamma)$  в пределах  $\pm 20$  МэВ от массы пиона.

4) Квадрат недостающей массы к  $\pi^0\pi^-$  системе меньше  $0.025 (\text{ГэВ}/c^2)^2$  (при этом мюону приписывается масса пиона).

5) Недостающий импульс указывает в апертуру электромагнитного калориметра.

6) Нет сигнала выше порога в электромагнитном ВЕТО калориметре.

7) Для подавления фона от  $K_{\pi 2}$  используются обрезания  $\cos(\theta) > -0.96$  и  $\varphi < 3.0$ , где  $\theta$  и  $\phi$  и есть полярный и азимутальный углы вылета заряженного пиона по отношению к импульсу пучка в системе покоя каона.

На Рис.1 показан спектр эффективной массы на разных стадиях отбора. Видно, что сигнал от распада становится заметен на последних стадиях.

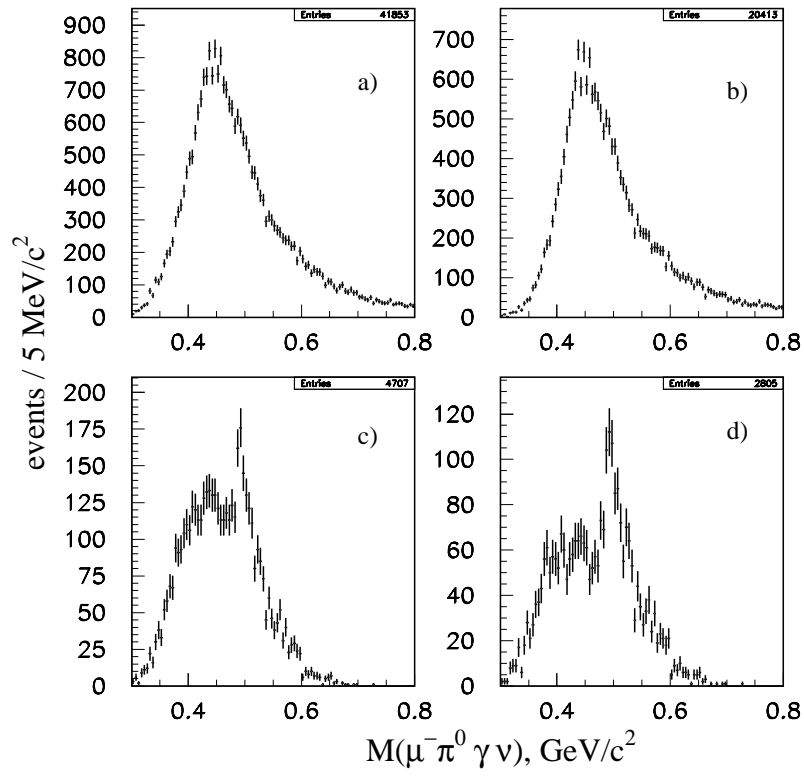


Рис. 1. Спектры  $M(\mu^- \pi^0 \gamma \nu)$  при уровнях обрезающих 1, 4, 6 и 7.



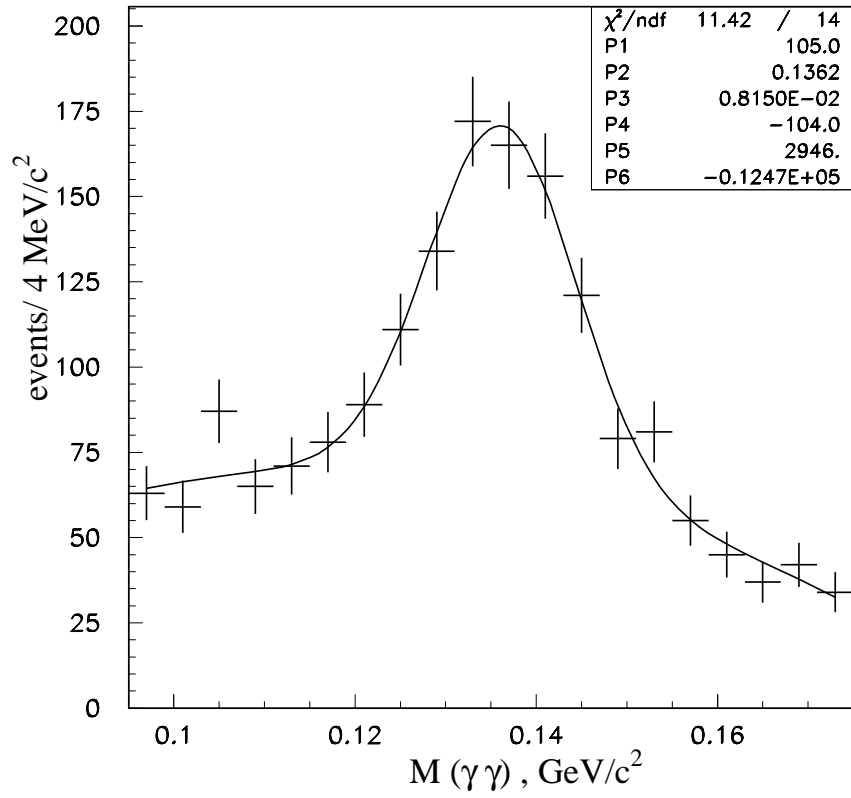


Рис. 2. Спектр  $m(\gamma\gamma)$  при уровне отбора 7 и энергии дополнительного фотона в системе покоя каона меньше 30 МэВ. Центральный интервал  $\pm 20$  МэВ используется для оценки сигнала, боковые полосы — для оценки фона.

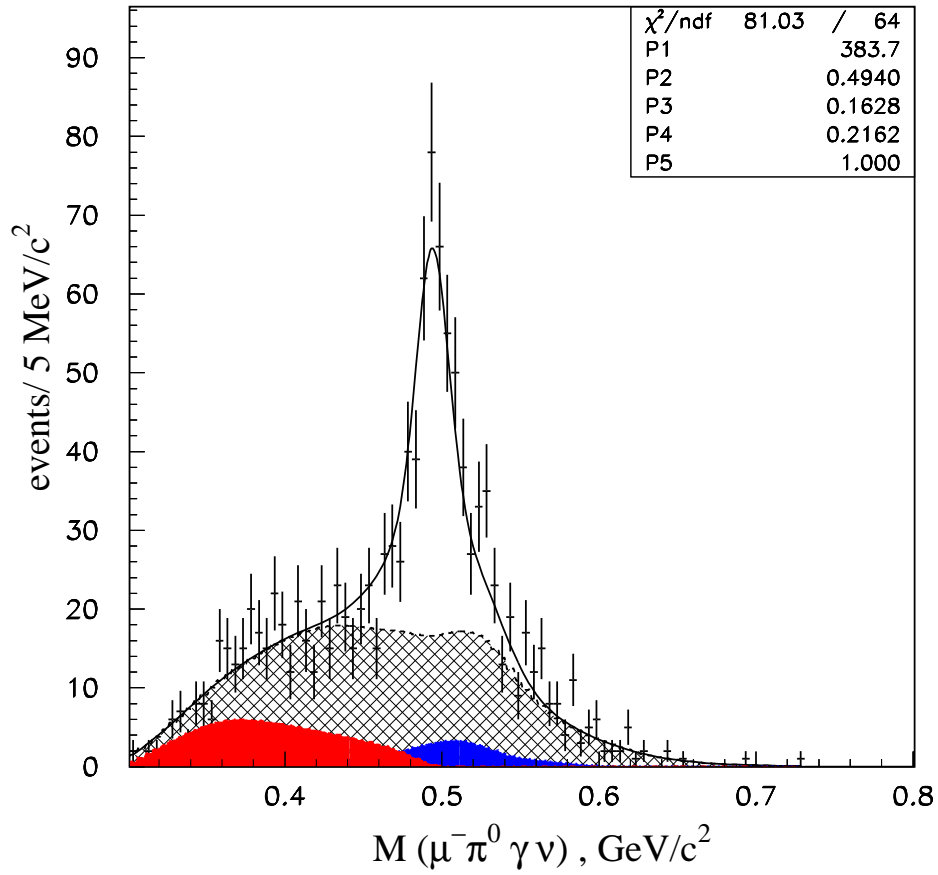


Рис. 3. Спектр  $M(\mu^- \pi^0 \gamma \nu)$  при энергии дополнительного фотона в системе покоя каона от 5 до 30 МэВ. Штриховкой показан фон. Отдельно показаны вклады  $K_{\pi 3}$  (левый фоновый пик) и  $K_{\mu 3}$  (правый фоновый пик). Первый параметр — число событий, второй — положение пика, третий, четвертый и пятый — нормировки вкладов  $K_{\pi 3}$ ,  $K_{\mu 3}$  и оставшегося фона.  $\text{Br}(K_{\mu 3} \gamma) / \text{Br}(K_{\mu 3}) = (2.70 \pm 0.29(\text{stat.}) \pm 0.26(\text{syst.})) \times 10^{-3}$ , теоретическое предсказание равно  $2.1 \times 10^{-3}$ . Относительная вероятность распада равна  $(8.82 \pm 0.94(\text{stat.}) \pm 0.86(\text{syst.})) \times 10^{-5}$ .

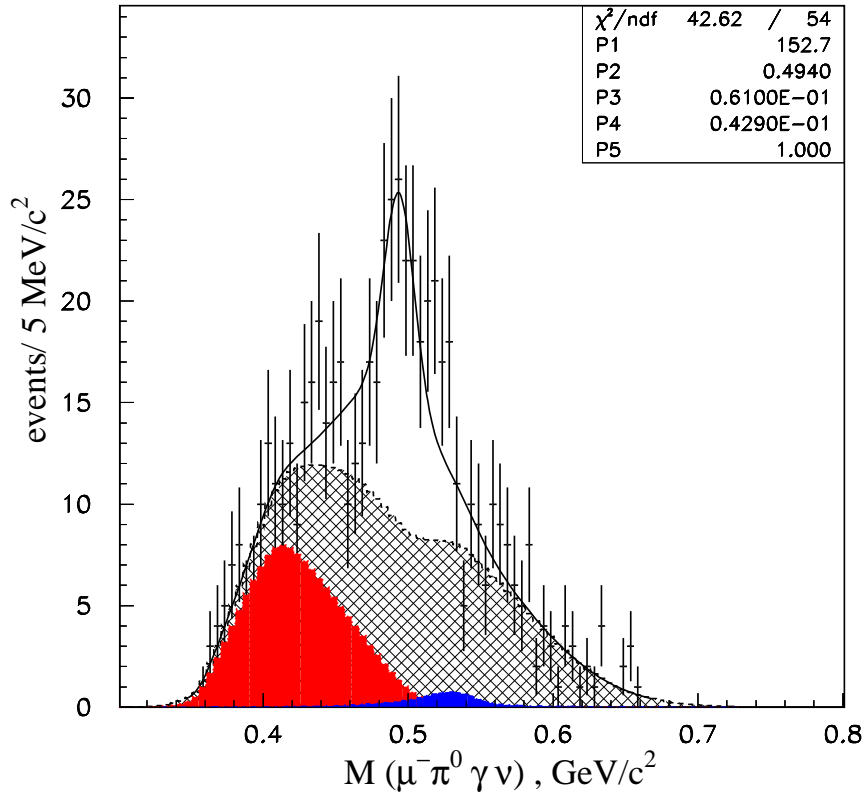


Рис. 4. Спектр эффективных масс для области  $30 < E_\gamma < 60$  МэВ. Для этой области относительная вероятность распада равна  $(1.46 \pm 0.22(\text{stat.}) \pm 0.32(\text{syst.})) \times 10^{-5}$ , что совместимо с измерением Сотрудничества E787 (S. Adler et al., Phys.Rev. D81(2010) 092001) равным  $(1.10 \pm 0.32(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.})) \times 10^{-5}$  и теоретическим предсказанием  $1.53 \times 10^{-5}$ .

На Рис. 2 показан спектр эффективной массы двухфотонной системы. На Рис. 3 и 4 показаны спектры эффективной массы  $M(\mu^- \pi^0 \gamma \nu)$  для двух областей энергий дополнительного фотона.

В главе 2 представлены результаты поиска сголдстино [2] :

В суперсимметричных моделях со спонтанным нарушением симметрии должны существовать суперпартнёры голдстоуновского бозона — сголдстино: скалярное  $S$  и псевдоскалярное  $P$ . При сохранении чётности во взаимодействиях кварк-сголдстино и малой массе сголдстино  $P$  может наблюдаться в трёхчастичных распадах  $K \rightarrow \pi \pi P$  ( D.S.Gorbunov and V.A.Rubakov, Phys.Rev. D64(2001)054008). Диаграмма образования сголдстино приведена на Рис. 5. Предсказания на относительную вероятность распада равны:  $1.5 \times 10^{-6} - 4 \times 10^{-4}$ , экспериментальные ограничения:  $4 \times 10^{-5}$  (E787, BNL).

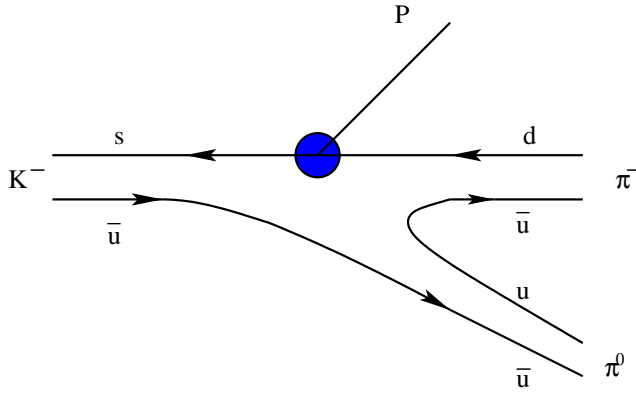


Рис. 5. Диаграмма образования сголдстино.

Используемая статистика: 363 миллиона триггеров(сеанс 1, Март-Апрель 2001г.) и 350 миллионов триггеров(сеанс 2, Ноябрь-Декабрь 2001г.).

Исследуется эффективная масса  $m(\gamma\gamma)$  (см. Рис.6) в каждом интервале недостающих масс к дипионной системе ( $\pi^0 : m(\gamma\gamma)$  в интервале 85-185 МэВ), и вычисляется сигнал от  $\pi^0$ . Число ожидаемых  $N_{sig} \pm \sigma$  событий определяется из подгонки этого сигнала для каждого интервала масс сгодственно постоянным фоном плюс сигнальный Гаусс с шириной 11.1 МэВ, взятой из сигнальной Монте Карло выборки, плюс вклад  $K_{\pi 3}$  распада. Верхний предел вычисляется из формулы  $UL = N_{UL}/N(K_{\pi 2}) = (max(N_{sig}, 0) + 1.28 \cdot \sigma)/N(K_{\pi 2})$ . В таблице представлена статистика для второго сеанса после применения последовательных критериев отбора для реальных данных, фоновых Монте Карло событий и сигнальных Монте Карло событий. На Рис.7 слева показаны верхние пределы, справа показаны ограничения на модуль матричного элемента  $|h_{12}^D|$  модели Рубакова, Горбунова. Эти результаты улучшают данные Сотрудничества E787 и перекрывают коридор теоретических ожиданий.

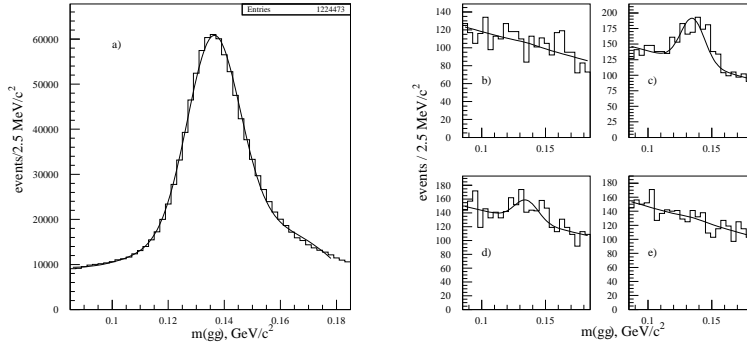


Рис. 6. а) Эффективная масса двухфотонной системы для событий с недостающей энергией больше 3 ГэВ, кривая есть результат подгонки суммой Гаусса и полинома третьей степени; спектры эффективной массы после “Вето” отбора для интервалов недостающей массы  $m_P$  120-130(b), 130-140(c) 140-150(d) и 150-160 МэВ(e).

Cut	real data	$N_{i-1}/N_i$	BG MC	$w_{i-1}/w_i$	MC $m_P = 90$ MeV	$w_{i-1}/w_i$
(0) $1\pi^-$ , $m(\gamma\gamma)$ near $m(\pi^0)$	9943046		5512890		98289	
(1) no $(e,\mu)$	7771606	1.28	4545059	1.19	93470	1.05
(2) $E_{mis} > 3.0$ GeV	1123220	6.92	588735	7.78	82602	1.17
(3) MH filter	939052	1.20	516922	1.19	74744	1.09
(4) conv. gammas	722622	1.30	426286	1.22	56513	1.25
(5) no $K_{e3}$ fit	458338	1.58	201580	2.27	35906	1.69
(6) $p^*(\pi^-) < 180$ MeV	326935	1.40	134706	1.28	35698	1.01
(7) $\pi^-$ identification	122804	2.66	68380	2.06	33401	1.06
(8) $10 < rr < 60$ cm	108992	1.13	60698	1.12	31431	1.06
(9) Veto	31451	3.47	18674	3.58	31104	1.01

Таблица 1. Статистика для второго сеанса, данные, фоновое Монте Карло и сигнальное Монте Карло при  $m_P = 90$  МэВ.

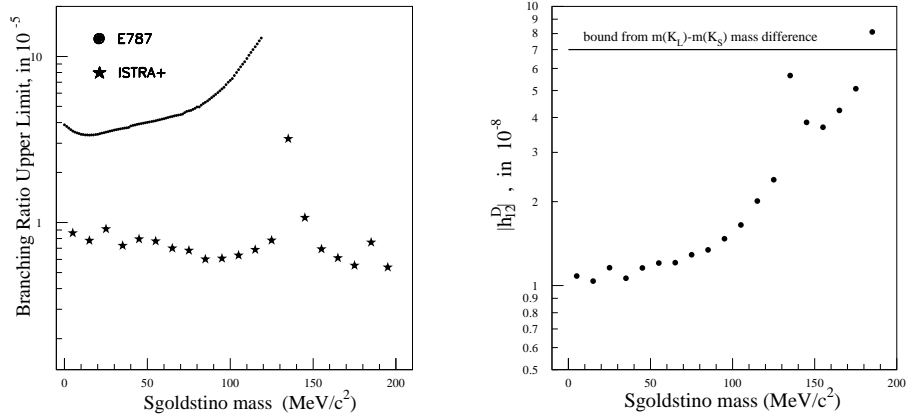


Рис. 7. Верхние пределы для вероятности распада  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P$  в зависимости от массы сголдстино и верхний предел для модуля матричного элемента  $|h_{12}^D|$ . Пик вблизи массы нейтрального пиона обусловлен вкладом распада  $K_{\pi 3}$ .

В главе 3 представлены результаты анализа пучковых тестов прототипа МВС [3].

В экспериментах по поиску редкого распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  (СКМ, NA62) требуется подавление мюона на уровне  $10^{-5} - 10^{-6}$ . Цель данного эксперимента — показать, что это возможно.

Прототип МВС состоит из 27 пластин железа и 26 слоёв сцинтиллятора. В каждом 12 счётчиков, шаг 10мм. Счётчики в последующих слоях сцинтиллятора расположены поочерёдно вертикально и горизонтально. МВС поставлен после охранной системы установки ИСТРА. Следом поставлен большой сцинтилляционный счётчик V для таггирования частиц прошедших МВС. Использовались пучки: пионный, мюонный с малой интенсивностью и мюонный с большой интенсивностью. Используются переменные:  $n_1$  — число слоёв с одним хитом (см. Рис.8), отношение  $E_A/E_{tot}$  энергии в последних 4 слоях к полной энергии (для подавления распадов мюона до МВС) и поперечная ширина ливня  $w_t = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2 E_i + \sum (y_j - \bar{y})^2 E_j}{\sum E_i + \sum E_j}}$  (см. Рис.9). На Рис.10 показан пример инициированного мюоном ливня с фоновым мюоном идущим около края МВС. В таблице 2 показано влияние наших критериев отбора на мюонные данные с высокой интенсивностью (сеансы 104-117), мюонные данные с низкой интенсивностью (сеансы 135 и 136) и пионные данные (сеансы 128-132). Достигнуты желаемые факторы подавления мюонов при эффективности отбора пионов около 87%.

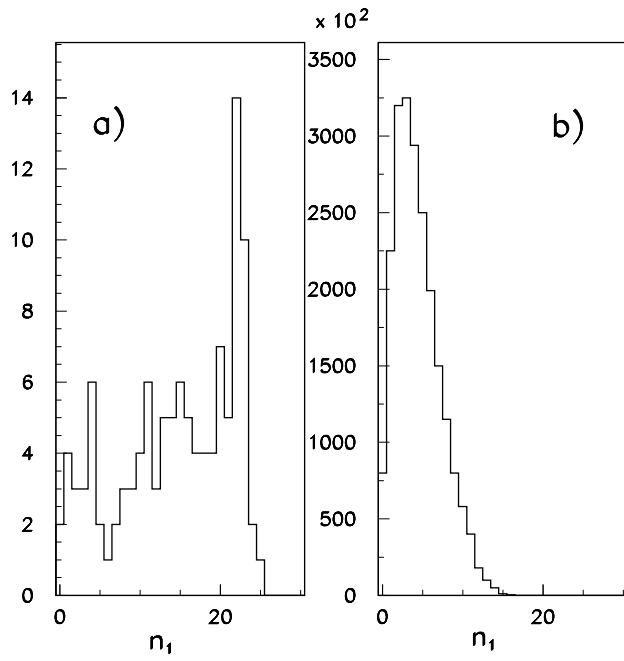


Рис. 8. Распределение переменной  $n_1$  для а) мюонов и б) пионов.

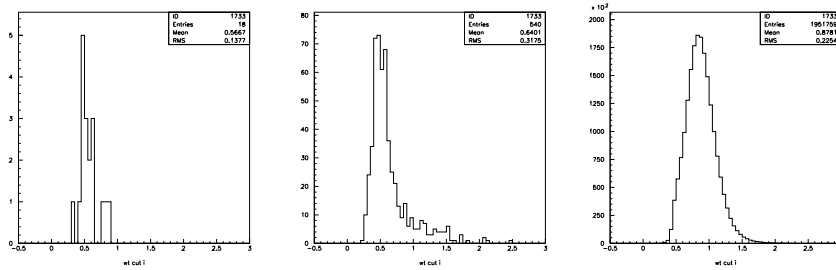


Рис. 9. Распределение переменной  $w_t$  для мюонных сеансов с низкой и высокой интенсивностью и для пионных сеансов.



0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	52	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8	0
0	0	12	0	3	0	0	0	0	0	107	32	0
0	0	5	0	0	0	0	81	0	0	236	0	0
0	0	0	0	0	0	0	38	96	0	0	55	0
0	0	0	0	0	0	266	149	69	0	282	3315	0
88	122	89	224	72	0	305	2932	2508	266	0	0	0
0	0	0	0	0	0	24	329	1747	150	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	38	147	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	4	54	118	0
0	0	0	0	0	0	0	15	0	0	154	0	0
0	0	0	0	83	0	127	42	42	59	56	70	142

Mu ver

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	10	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	166	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	1213	42	0	0
0	0	0	0	0	0	0	77	7	170	0	0	0
91	105	114	76	191	114	0	3250	607	15	142	6	0
0	0	0	0	0	4	150	660	493	595	72	51	0
0	0	0	0	0	89	0	517	464	123	82	0	0
0	0	0	0	0	0	0	17	0	204	0	0	0
0	141	0	0	0	0	218	118	187	0	179	115	0
142	485	56	137	176	125	0	26	0	0	0	0	0

Рис. 10. На рисунке показаны 13 горизонтальных(верх) и вертикальных(низ) плоскостей счётчиков, цифры соответствуют амплитуде сигнала в соответствующем канале в единицах АЦП. Событие на рисунке — либо распад мюона, либо позднее взаимодействие пиона плюс дополнительный мюон на краю детектора.

Runs	104-117	136	135	128-132( $\pi^-$ )
$N_{read}$	1595894	2654965	1065118	3139913
$N_{tr}$	309315	1480664	624489	2366359(-65448)
$N_{LG}$	160474	1327330		
<b>Veto</b> < 15	1799	114	176	2155952
$n_1 < 9$	1104	29	144	2047796
$w_t > 0.55$	512	13	42	1999368
$E_4/E_{tot} < 0.7$	210	6	4	1996800
<b>Efficiency</b>	$5.8 \times 10^{-6}$	$4.5 \times 10^{-6}$	$6.4 \times 10^{-6}$	86.8%

Таблица 2. Числа событий после последовательных отборов для высокоинтенсивных мюонных сеансов(первая колонка), низкоинтенсивных мюонных сеансов(следующие две колонки) и пионных сеансов(последняя колонка).  $N_{tr}$  показывает число событий после отборов пучкового трека, а  $N_{LG}$  — после сепарации мюона с помощью LG отклика. 65448 событий, показанных в скобках в линии  $N_{tr}$  для пионных сеансов, имеют полную энергию ниже 8 ГэВ и, следовательно являются чистыми мюонными событиями. Они были вычтены при вычислениях эффективности.

В главе 4 представлен феноменологический анализ распределений по множественности заряженных частиц.

В работах [5,6,8] показано, что регулярности в распределениях по множественности, типа формулы Врублевского и КНО-скэйлинга, легко объясняются ветвящимися процессами. Поэтому целый цикл работ связан с моделями, связанными с этими процессами.

Для описания распределений для  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны и в лептон-адронном взаимодействии предложено модифицированное отрицательное биномиальное распределение МОБР, с производящей функцией вероятностей  $M(x) = \sum P_n x^n = ((1 + \Delta(1 - x))/(1 + r(1 - x)))^N$ . Модель: в ветвящемся процессе чистого рождения (процесс Фарри-Юла) образуются нейтральные кластеры, распадающиеся в пару заряженных пионов с вероятностью  $-\Delta$  и в пару нейтральных пионов с вероятностью  $1 + \Delta$ .  $N$  — число начальных источников. Также предложена модель с кратным образованием кластеров, разработан математический формализм для всевозможных переходов с дифференциальными вероятностями  $\alpha_i$ . Ниже рассмотрено описание LEP2 данных при ненулевых  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  ( $a = \alpha_2/(\alpha_2 + \alpha_3)$ ). На Рис.11 показана энергетическая зависимость параметров  $N$  и  $\Delta$  для процесса  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны. Параметр  $N$  с ростом энергии выходит на асимптотическое значение, а второй параметр практически не зависит от энергии.

Для адронных процессов предложено: при высоких энергиях исходные кварки  $q$  взаимодействуют независимо друг от друга с вероятностью  $\epsilon$ , каждое  $qq$  взаимодействие приводит к одинаковому распределению по множественности с производящей функцией  $\phi(x)$ . Тогда для мезон-нуклонных взаимодействий  $M(x) = (1 - \epsilon + \epsilon\phi(x))^2$  и для нуклон-нуклонных взаимодействий  $M(x) = (1 - \epsilon + \epsilon\phi(x))^3$ .

Используется  $\phi(x) = \exp(-S(1 - x)/(1 + r(1 - x)))$  (распределение Гупты-Сармы, переходит в распределение Пуассона при  $r = 0$ ). Для  $M^+p$  и  $pp$  взаимодействий используется обрезанное

в нуле распределение с  $\phi'(x) = (\phi(x) - \phi(0))/(1 - \phi(0))$ , чтобы учесть ненулевой заряд исходной  $q\bar{q}$  пары.

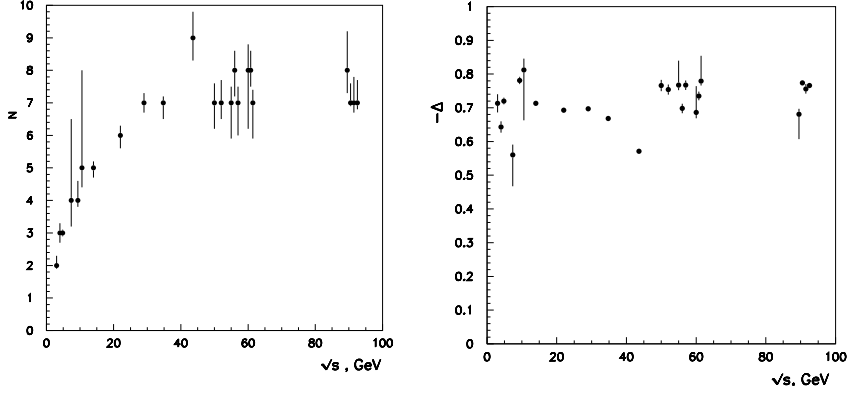


Рис. 11. Энергетическая зависимость параметров  $N$  и  $\Delta$ .

Ветвящиеся процессы: Вероятность перехода  $1 \rightarrow i$  равна  $\alpha_i \delta t$ , обозначим  $\alpha = \sum \alpha_i$  и

$$f(x) = \sum \alpha_i x^i - \alpha x. \quad (1)$$

Для ветвящегося процесса выполняются прямое и обратное уравнения Колмогорова:

$$dm/dt = f(m), \quad (2)$$

и

$$\partial m / \partial t = f(x) \partial m / \partial x. \quad (3)$$

Решение для процессов чистого рождения определяется следующим:  $p_1 = \exp(-\alpha t)$ . Последующие вероятности находятся из уравнения Шрёдера:

$$K(m) = p_1(t) K(x), \quad (4)$$

его общее решение есть:

$$m = Q(p_1 K(x)). \quad (5)$$

с  $b_i = \alpha_i/\alpha$  и степени функций  $K^a(x)$  и  $Q^a(x)$  определяются из следующих уравнений:

$$K^a(x) = x^a(1 + \sum t_j(a)x^j) , \quad (6)$$

$$nt_n(a) = \sum_{j=1}^n (a + n - j)b_j t_{n-j}(a) , \quad t_0 = 1 , \quad t_1 = b_1 a, \quad (7)$$

$$Q^a(x) = x^a(1 + \sum s_j(a)x^j) , \quad (8)$$

$$ns_n(a) = -a \sum_{j=1}^n b_j s_{n-j}(a + j) , \quad s_0 = 1 , \quad s_1 = -b_1 a. \quad (9)$$

Эти уравнения дают рекурсивное решение для любого однородного во времени ветвящегося процесса. Это может быть использовано при компьютерных расчётах.

На Рис.12 представлен пример параметризации данных Сотрудничества OPAL с ненулевой вероятностью кратного образования кластеров (т.е. с  $\alpha_3$  неравным нулю). На Рис.13 показана энергетическая зависимость параметра  $N$  для лептон-адронных взаимодействий.

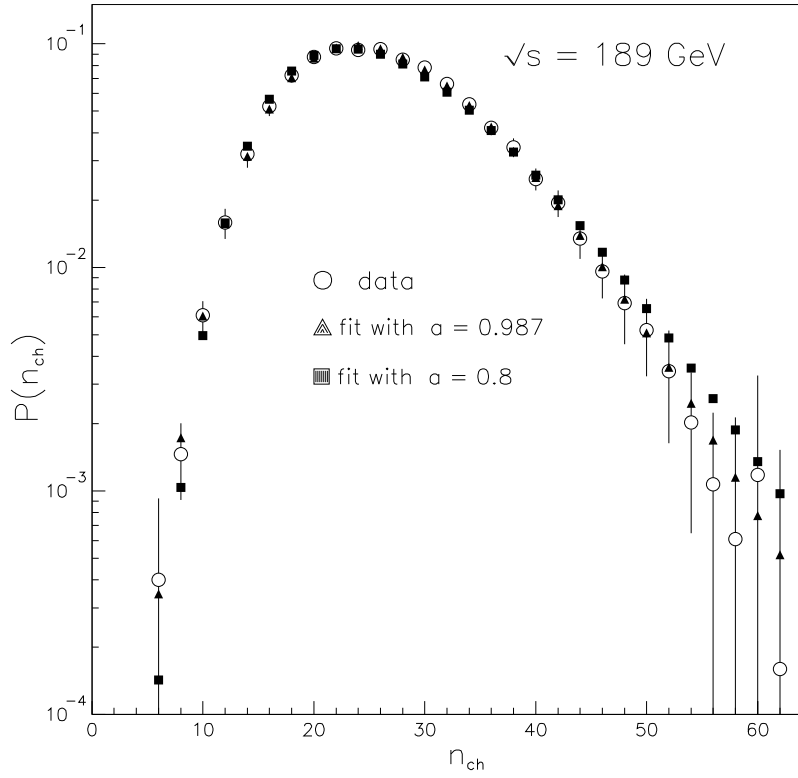


Рис. 12. Параметризации данных Сотрудничества OPAL при  $a=0.987$  и  $a=0.8$ .

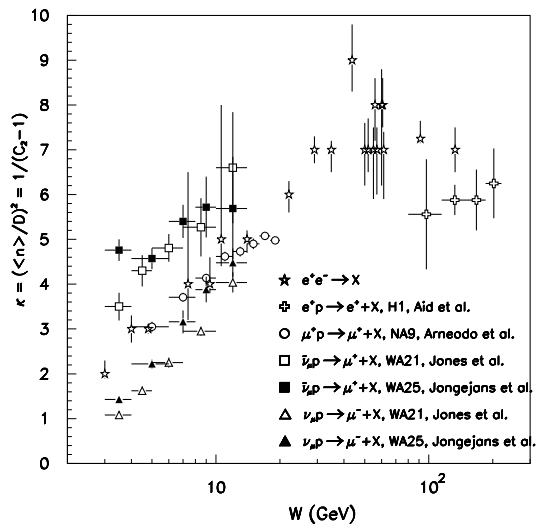
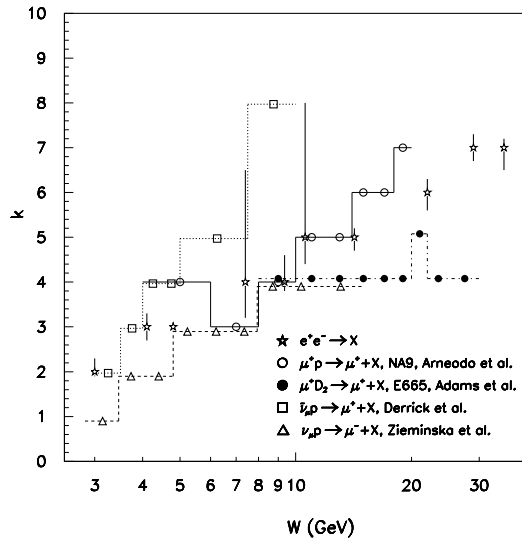


Рис. 13. Сравнение  $N$  для лептон-нуклонных столкновений и  $e^+e^-$  процессов.  $W$  обозначает инвариантную массу системы  $X$ .

events	$\sqrt{s}$ (GeV)	$\varepsilon$	$S$	$S_d$	r	$\chi^2/\text{NDF}$
NSD	200	0.456	$5.965 \pm 0.076$		$0.170 \pm 0.056$	19.7/29
		$0.264 \pm 0.038$	$7.441 \pm 0.304$		$0.297 \pm 0.084$	9.2/28
NSD	546	0.456	$8.429 \pm 0.053$		$0.468 \pm 0.030$	61.3/45
		$0.352 \pm 0.018$	$9.453 \pm 0.187$		$0.558 \pm 0.038$	32.6/44
inel.	546	0.456	$7.410 \pm 0.091$	$11.071 \pm 0.458$	$0.832 \pm 0.075$	39.4/44
		$0.536 \pm 0.027$	$6.743 \pm 0.067$	$11.811 \pm 0.326$	$0.794 \pm 0.067$	29.9/43
NSD	900	0.456	$10.400 \pm 0.100$		$0.703 \pm 0.065$	77.0/52
		$0.304 \pm 0.029$	$12.213 \pm 0.394$		$0.823 \pm 0.095$	20.9/51

Таблица 3. Результаты подгонки распределений по множественности для данных UA5 Сотрудничества.



На Рис.14 и 1в таблице 3 представлены результаты описания UA5 данных и предсказание для LHC энергии.

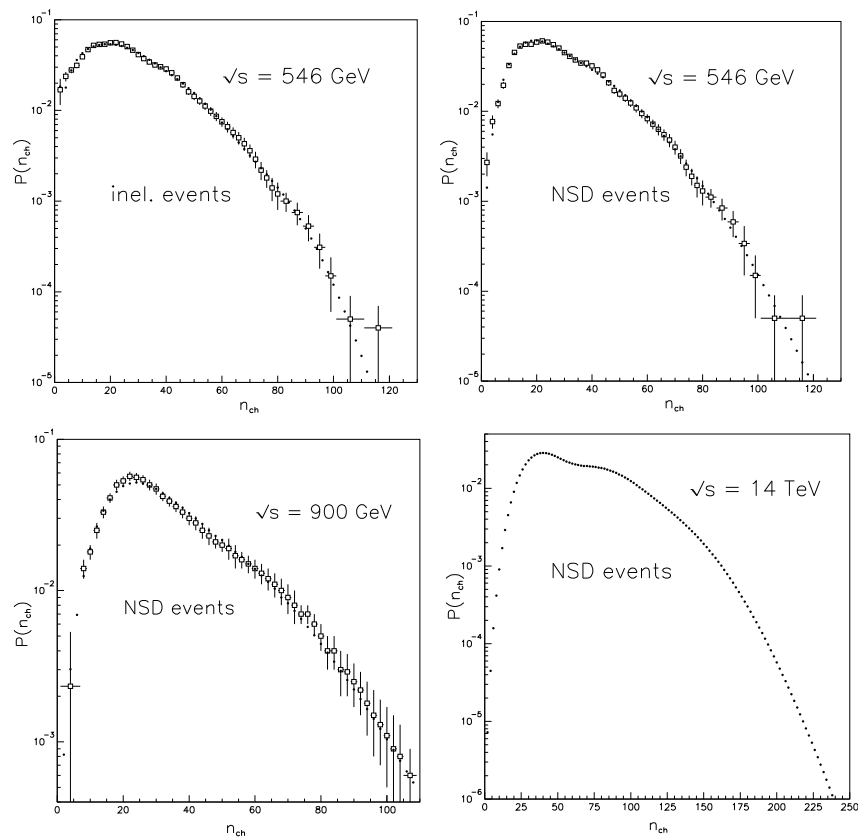


Рис. 14. Описание UA5 данных и предсказание для LHC энергии.

В главе 5 обсуждаются максимальные плотности частиц в пространстве быстрых в  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  и  $pp$  взаимодействиях при 250 ГэВ/с.

В связи с горячей адронной материей и столкновениями тяжёлых ионов возрастает интерес к флуктуациям с высокой плотностью в пространстве быстрых. Сотрудничество UA5 представило

события с 15 или более заряженными частицами, образованными в интервале 0.5 по псевдобыстроте. Это наблюдение привело к гипотезе, что такие замечательные всплески(пики, спайки) могут быть связаны с образованием в адрон-адронных взаимодействиях горячего пятна материи, возможно в кварк-глюонной фазе. С другой стороны, события с такими плотностями частиц воспроизводятся со сравнимыми скоростями выходов в UA5 MC генераторе, так что такие всплески(спайки) можно ожидать на основе наблюдаемых множественностей и распределения быстрот совместно с эффектом кластеризации.

Тем не менее, вдохновлённые наблюдением флуктуаций с большой плотностью и необходимостью калибровки для столкновений тяжёлых ионов, мы провели поиск спайко-подобных событий на данных эксперимента NA22, ЦЕРН. В этом эксперименте используется Европейский Гибридный Спектрометр (ЕГС), с быстроциклирующей пузырьковой водородной камерой (RCBC), в качестве вершинного детектора, экспонированной в пучке положительно заряженных частиц с импульсом 250 ГэВ/с, обогащённом каонами. В наборе данных использовался триггер с минимальным байесом.

Нами отбираются события со всеми восстановленными заряженными частицами и соблюдением баланса заряда. Всем заряженным частицам, за исключением идентифицированных по ионизации медленных протонов, приписывается пионная масса. Выборка состоит из 37127  $\pi^+$ р, 44587  $K^+$ р и 7366 pp событий, соответственно.

Максимальная плотность внутри события  $\langle (\delta n/\delta\eta)_{max} \rangle$  определяется сканированием окошком с фиксированной длиной интервала по псевдобыстроте по всему диапазону. Среднее этой величины  $\langle (\delta n/\delta\eta)_{max} \rangle$  при фиксированной множественности  $n_{ch}$  приведено на Рис.15 для  $\pi^+$ р данных в зависимости от  $n_{ch}$ , в сравнении с UA5 данными при с.ц.и. энергии 540 ГэВ. В обоих случаях окно по псевдобыстроте равно 0.5. В данных UA5,  $\langle (\delta n/\delta\eta)_{max} \rangle$  приблизительно пропорциональна  $n_{ch}$  и

независима от энергии между 200 до 900 ГэВ. Сравнение наших и UA5 данных показывает энергетическую независимость в интервале энергий от 22 до 546 ГэВ при множественности менее 16.

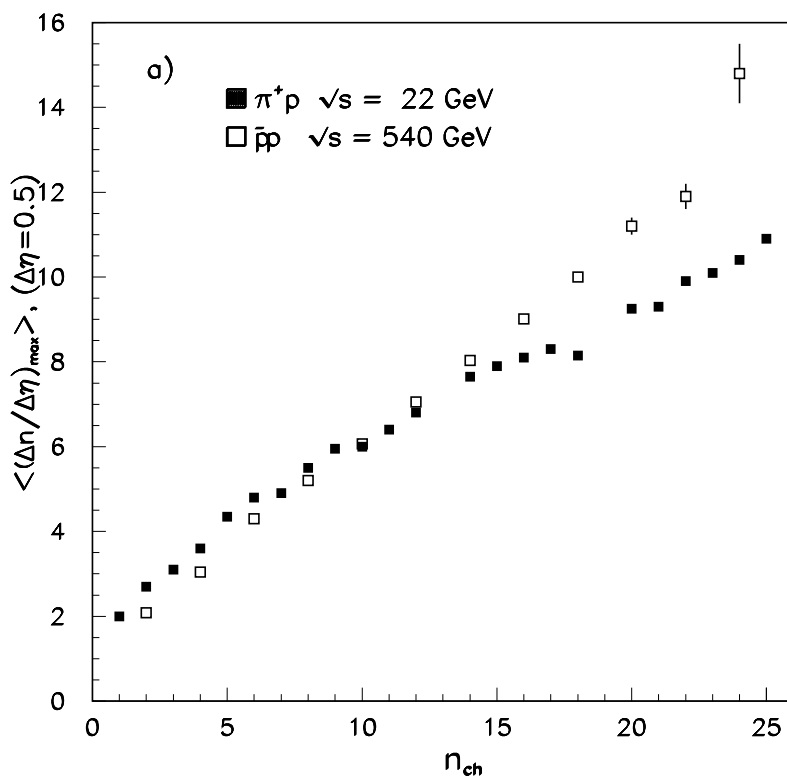


Рис. 15. Максимальная плотность частиц  $\langle (\delta n / \delta \eta)_{max} \rangle$  в зависимости от множественности заряженных частиц для  $\pi^+p$  данных в сравнении с UA5 данными для интервала псевдобыстроты, равного 0.5.

На Рис.16 сравниваются наши результаты для  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  и  $pp$  взаимодействий при 22 ГэВ с окном 0.1. Максимальная плотность частиц становится больше для меньших  $\delta\eta$ , но остаётся

линейной по  $n_{ch}$ . В пределах ошибок она не зависит от типа пучковой частицы. Таким образом, наши данные, совместно с

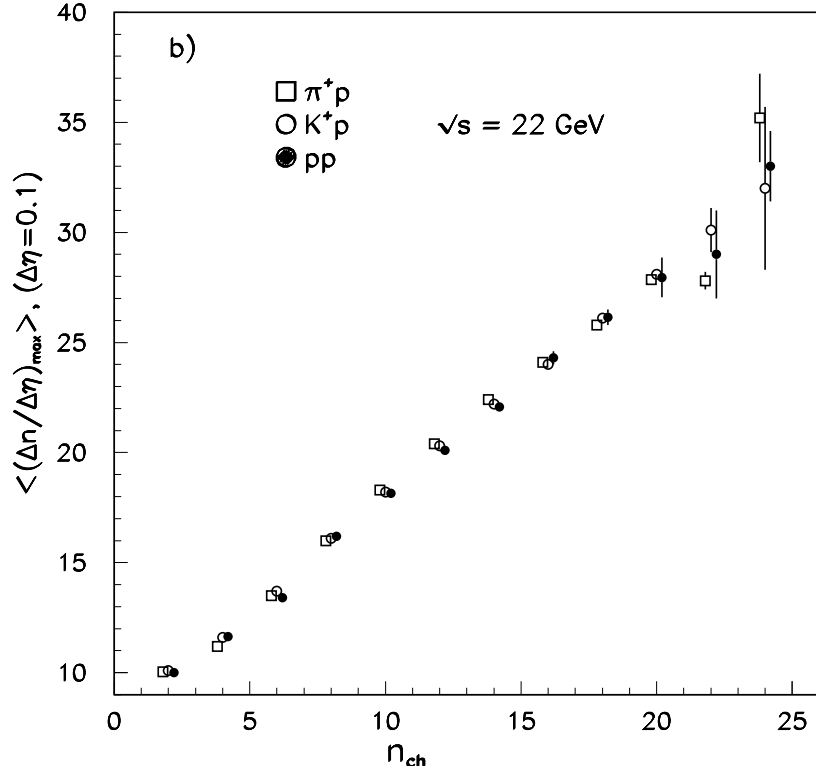


Рис. 16. Максимальная плотность частиц  $\langle (\delta n / \delta \eta)_{max} \rangle$  в зависимости от  $n_{ch}$  для  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  и  $pp$  данных для интервала псевдобыстроты, равного 0.1.

UA5 данными, показывают, что максимальная плотность заряженных частиц возрастает с ростом множественности заряженных частиц, независимо от типа пучковой частицы, и практически независимой от с.ц.и. энергии в очень широком диапазоне энергий.

При сравнении с UA5 данными мы ограничились псевдобыст-

ротой. Спектрометр ЕГС позволяет использовать быстроту  $y$ , более естественно связанную с проблемами горячей адронной материи. В анализе  $\langle (\delta n / \delta \eta)_{max} \rangle$  было найдено несколько событий с очень большой локальной плотностью частиц в узком интервале псевдобыстроты  $\eta$ . Поэтому был предпринят анализ зависимости числа событий от максимального числа частиц в интервале  $\delta y = 0.1$ . Такая зависимость, показанная на Рис.17 демонстрирует экспоненциальную форму  $dN/dn = a \exp(-bn)$ . Подгонки дают для наклона практически одно и тоже значение для  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  и  $pp$  взаимодействий, т.е.  $2.22 \pm 0.05$ ,  $2.28 \pm 0.05$  и  $2.17 \pm 0.10$ , соответственно. Существующие модели для взаимодействий с небольшими поперечными импульсами описывают такое поведение. Однако одно из  $\pi^+p$  событий не согласуется с такой гладкой зависимостью. В событии имеется 10 заряженных частиц в интервале  $\delta y = 0.098$ , т.е. с локальной плотностью 100 частиц на единицу быстроты, что значительно превышает плотности, наблюдаемые Сотрудничеством UA5. Из экстраполяции экспоненциальной зависимостью ожидается  $10^{-3}$  событий с 10 треками в  $\delta y = 0.1$  для суммарной выборки, а наблюдается одно событие. Эта вероятность возрастает до  $3 \times 10^{-3}$  для окна по быстрой равного 0.2. Аномальное событие — это одно из 20 событий с  $n_{ch} = 26$  в суммарной  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  и  $pp$  выборке, оно соответствует сечению 0.2 мкбн. Его вершина хорошо видна в центре пузырьковой камеры, все 26 треков хорошо измерены в камере или реконструированы в спектрометре. Заряженные треки уносят 57% полной энергии. Примерно половина нейтральной энергии восстановлена в электромагнитных калориметрах.

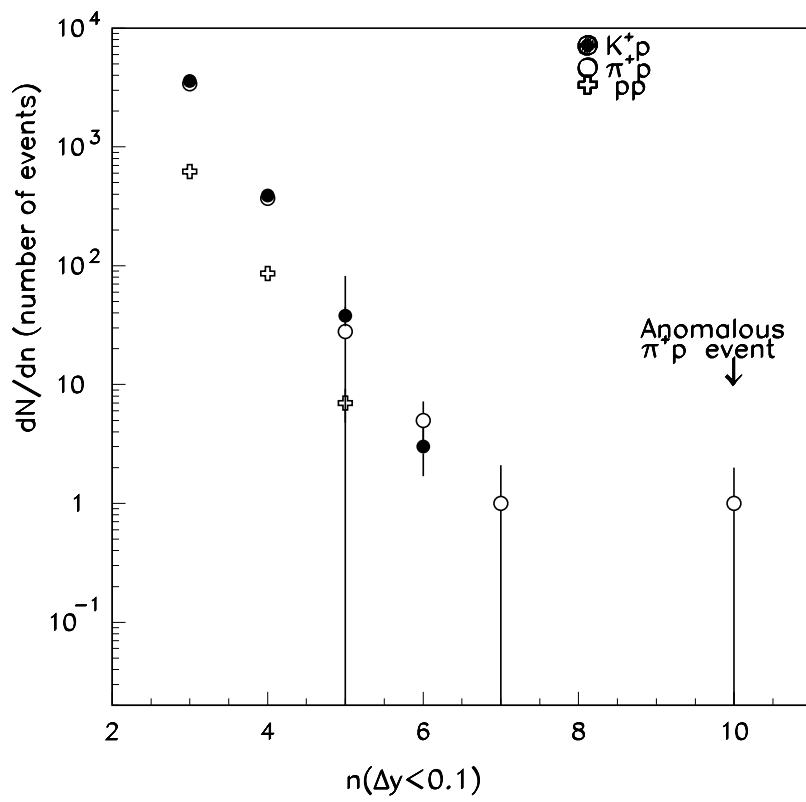


Рис. 17. Распределение числа событий  $N$  с максимальным числом частиц  $n$  в интервале быстроты, равном 0.1, для  $K^+p$ ,  $\pi^+p$  и  $pp$  данных.

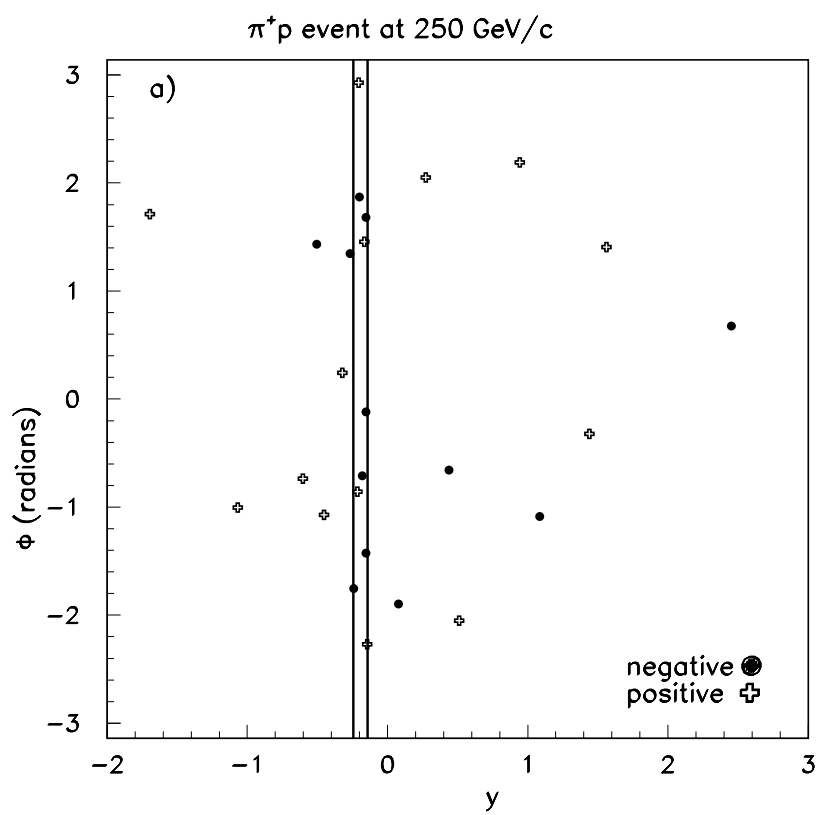


Рис. 18. Двухмерный плот азимутального угла  $\phi$  в зависимости от быст-роты для всех заряженных частиц в аномальном  $\pi^+p$  событии.

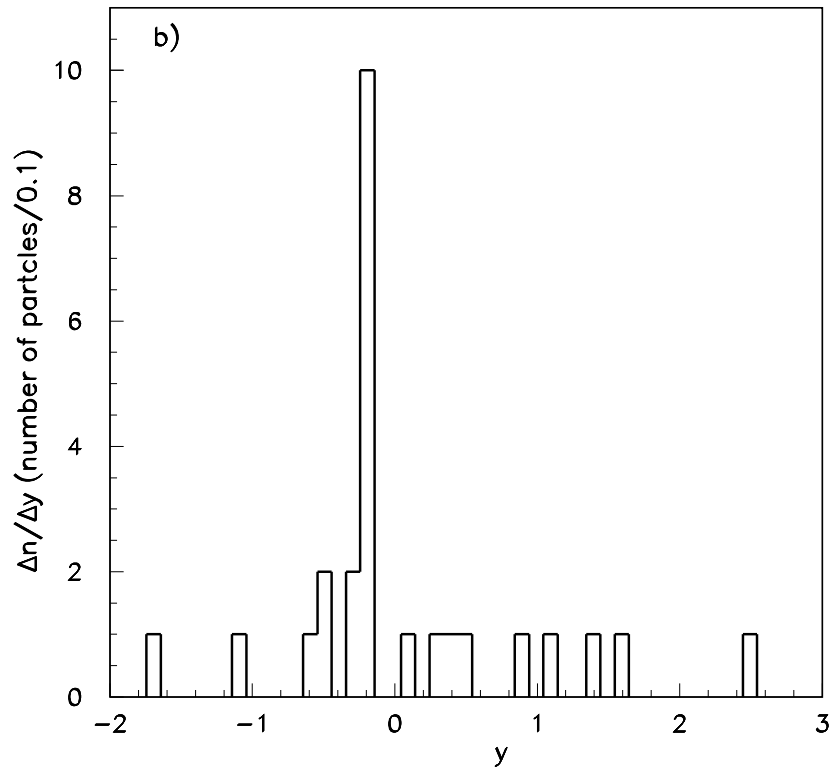


Рис. 19. Проекция двухмерного плота, Рис.18, на ось скорости  $u$ .



Двухмерный плот азимутального угла  $\phi$  в зависимости от быстроты  $u$  для всех заряженных частиц в событии показан на Рис.18, его проекция на ось быстроты показана на Рис.19. Спайк виден при небольшом отрицательном значении быстроты  $u$ . Он никаким образом не ассоциирован с образованием струй. Частицы в спайке распределены случайным образом по азимутальному углу вокруг пучкового направления (Рис.19). Средний поперечный импульс всех заряженных частиц в событии и для частиц в спайке практически один и тот же и составляет 0.25 ГэВ/с. Полный заряд десяти частиц в интервале  $\delta u = 0.1$  равен -2. Эффективная масса десяти частиц составляет 2.46 ГэВ/с<sup>2</sup>.

Пять частиц из десяти в спайке были однозначно идентифицированы в спектрометре как пионы. С неидентифицированными массами других пяти частиц, мы не можем исключить возможности, что некоторые из них не пионы и следовательно имеют быстроту, отличающуюся от положения спайка. Эта возможность менее вероятна для  $\pi^+$  выборки, где обнаружен спайк. Оценки, основанные на модельных вычислениях, указывают, что возможная примесь каонов уменьшила бы статистическую значимость спайка до нескольких  $10^{-3}$ .

Если всё же все частицы в спайке пионы, то интерпретация не очевидна. Мы уже упоминали объяснение больших флуктуаций в плотности быстрот как горячее пятно материи в кварк-глюонной фазе. Существование таких спайков также предсказывается в подходе Дрёмина, предлагающем когерентное излучение глюонов, аналогичное Черенковскому излучению. Этот подход был стимулирован наблюдением (статистически незначимых) спайков в распределении псевдобыстрот вторичных заряженных частиц трёх событий в космических лучах при энергиях  $10^{13}$ ,  $10^{15}$  и  $10^{16}$  эВ. Согласно работе Дрёмина, этот процесс глюонного излучения валентным кварком исходного адрона ожидается, однако, при более высоких энергиях и при больших поперечных импульсах.

В главе 6 обсуждается инклюзивное образование дейтронов. Для выделения дейтронов используется соотношение между пробегом и импульсом, следующая линейная комбинация логарифмов позволяет разделить протоны и дейтроны  $R = 0.96194 \lg p - 0.27328 \lg l$ , для выделения d используется условие  $-0.69 \leq R \leq -0.53$ . Распределение этой переменной приведено на Рис.20.

Зависимость средней множественности протонов и дейтронов от множественности заряженных частиц показана на Рис.21.

На Рис.22 приведены спектры эффективных масс  $d\pi$  систем.

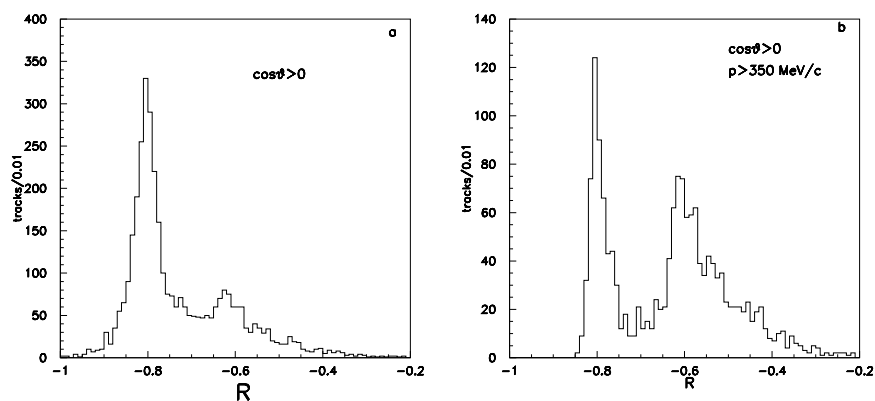


Рис. 20. Распределения  $R$ .

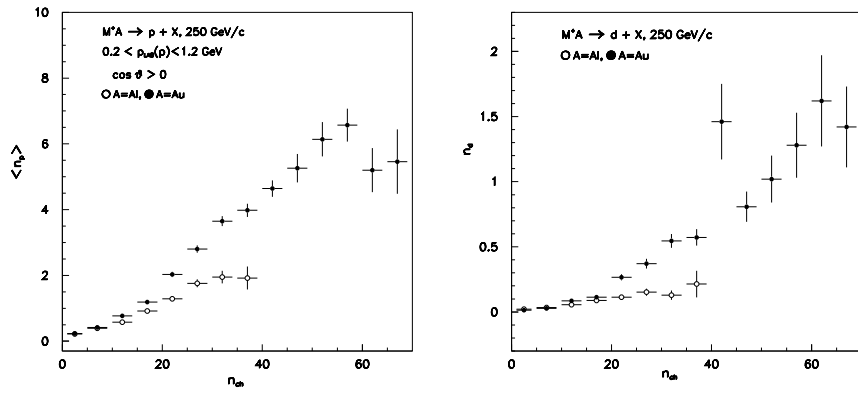


Рис. 21. Зависимости средних множественностей протонов(слева) и дейтронов(справа) от множественности заряженных частиц.

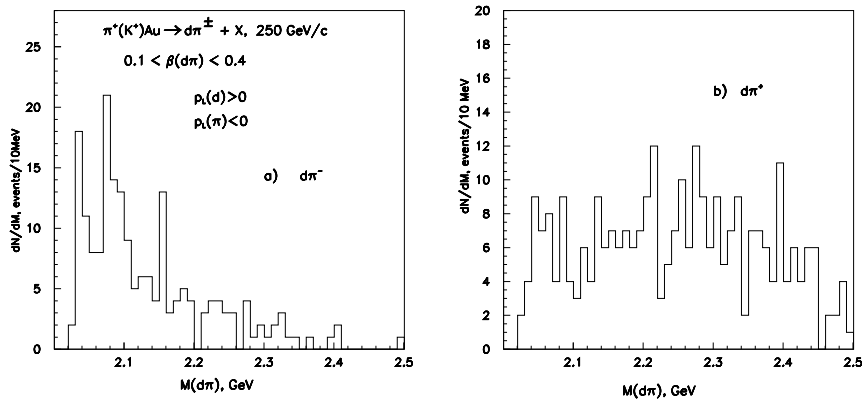


Рис. 22. Спектры эффективной массы  $d\pi$  системы:  $d\pi^-$  слева и  $d\pi^+$  справа.

В этой главе представлены данные по образованию дейтронов в пучке положительно заряженных мезонов при максимальной энергии. Среднее число дейтронов существенно ниже чем для протон-ядерных взаимодействий (НА23). Распределение по числу дейтронов экспоненциальное. Средняя множественность дейтронов растёт линейно с числом протонов, это позволяет отбросить ряд теоретических моделей адрон-ядерных взаимодействий. Отношение средних множественностей для дейтронов и протонов растёт с ростом числа заряженных частиц для ядер золота и практически постоянно для ядер алюминия. Поведение спектров эффективных масс  $M(d\pi^-)$  и  $M(d\pi^+)$  заметно отличаются друг от друга.

Таким образом, проведены экспериментальные исследования редких распадов заряженных каонов; впервые зарегистрирован радиационный распад  $K_{\mu 3\gamma}$  распад, получены верхние пределы на вероятности образования сголдстино, улучшающие данные Сотрудничества E787 и проведён анализ тестов прототипа МВС, показавший возможность достижения высоких факторов подавления мюона. Проведён феноменологический анализ распределений по множественности в доступном диапазоне энергий. Получено хорошее описание для  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны и лептон-адронного рассеяния с помощью Модифицированного Отрицательного Биномиального Распределения, а для адронных процессов - с помощью суммы распределений Гупты-Сармы. Зарегистрировано аномальное событие с большой плотностью частиц в узком интервале по быстроте. Проведён анализ инклюзивного образования дейтронов при максимальной энергии для мезон-ядерных столкновений.

## Список литературы

- [1] O.G. Tchikilev et al. (ISTRA+ Collaboration), Observation of the radiative kaon decay  $K^- \rightarrow \mu^- \pi^0 \gamma \nu$ , **ЯФ 70** (2007) 29-34.
- [2] O.G. Tchikilev et al. (ISTRA+ Collaboration), Search for light pseudoscalar sgoldstino in  $K^-$  decays, Phys.Lett **B602** (2004) 149-156.
- [3] S.A. Akimenko,..., O.G. Tchikilev et al., Beam test studies of the prototype Muon Veto System (MVS), **NIM A494** (2002) 509-513.
- [4] P.V.Chliapnikov and O.G.Tchikilev, Negative binomial distribution and stationary branching processes, Phys.Lett. **B222** (1989) 152-154.
- [5] P.V.Chliapnikov and O.G.Tchikilev, Some regularities of charged particle multiplicity distributions and branching processes, Phys.Lett. **B223** (1989) 119-122.
- [6] P.V.Chliapnikov and O.G.Tchikilev, KNO scaling as a property of stochastic branching processes, Phys.Lett. **B235** (1990) 347-350.
- [7] P.V.Chliapnikov and O.G.Tchikilev, A new regularity for multiplicity distributions in place of the negative binomial, Phys.Lett. **B242** (1990) 275-278.
- [8] О.Г. Чикилёв, П.В. Шляпников, Формула Врублевского как следствие стационарного ветвящегося процесса, **ЯФ 52** (1990) 580-582.
- [9] О.Г. Чикилёв, П.В. Шляпников, Еще одна параметризация распределения по множественности в неупругих  $pp$  и  $\bar{p}p$  взаимодействиях, **ЯФ 53** (1991) 1374-1385.

- [10] О.Г. Чикилёв, П.В. Шляпников, Новое описание распределений по множественности в неупругих мезон-протонных взаимодействиях, **ЯФ** **54** (1991) 820-825.
- [11] О.Г. Чикилёв, П.В. Шляпников, Простая модель для описания распределений по множественности в неупругих  $p^\pm p$  и мезон-протонных взаимодействиях, **ЯФ** **55** (1992) 779-783.
- [12] P.V.Chliapnikov and O.G.Tchikilev, Full multiplicity distributions for  $e^+e^-$  annihilation into hadrons and the modified negative binomial, Phys.Lett. **B282** (1992) 471-474.
- [13] P.V.Chliapnikov, O.G.Tchikilev and V.A.Uvarov, Regularities in multiplicity distributions for  $e^+e^-$  annihilation into hadrons, Phys.Lett. **B352** (1995) 461-466.
- [14] O.G.Tchikilev, Multiplicity distributions at LEP1.5 and LEP2 energies, modified negative binomial and evidence for asymptotic number of clusters, Phys.Lett. **B382** (1996) 296-298.
- [15] O.G.Tchikilev, Modified negative binomial description of the multiplicity distributions in lepton-nucleon scattering, Phys.Lett. **B388** (1996) 848-852.
- [16] O.G.Tchikilev, Phenomenological parametrization of the charged particle multiplicity distributions in restricted rapidity intervals in  $e^+e^-$  annihilation into hadrons and  $e^+p$  scattering at HERA, Phys.Lett. **B393** (1997) 198-204.
- [17] O.G.Tchikilev, Multiplicity distributions at high energies as a sum of Poissonian-like distributions, Phys.Rev. **D59** (1999) 094008.
- [18] O.G.Tchikilev, Multiplicity distributions in  $e^+e^-$  annihilation into hadrons and pure birth branching processes, Phys.Lett. **B471** (2000) 400-405.

- [19] O.G.Tchikilev, Branching processes and Koenigs function, Phys.Lett. **B491** (2000) 36-39.
- [20] M. Adamus,..., O.G. Tchikilev et al. ( EHS-NA22 Collaboration) Maximum particle densities in rapidity space of  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  and  $pp$  collisions at 250 GeV/c, Phys.Lett. **B185** (1987) 200-204.
- [21] N.M.Agababyan,...,O.G.Tchikilev et al. (EHS-NA22 Collaboration) Deuteron production in collisions of 250 GeV/c  $\pi^+$  and  $K^+$  mesons with *Al* and *Au* nuclei, Z.Phys. **C52** (1991) 231-238.

*Рукопись поступила 27 августа 2013 года.*

Автореферат отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

О.Г. Чикилев.

Экспериментальные исследования редких распадов заряженных каонов  
и феноменологический анализ множественных процессов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X**.

---

Подписано к печати 27.08.2013. Формат 60 × 84/16.  
Цифровая печать. Печ.л. 1,48. Уч.-изд.л. 1,26. Тираж 100. Заказ 5.  
Индекс 3649.

---

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ  
142281, Протвино Московской обл.



Индекс 3649

---

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2003–12, И Ф В Э, 2013

---