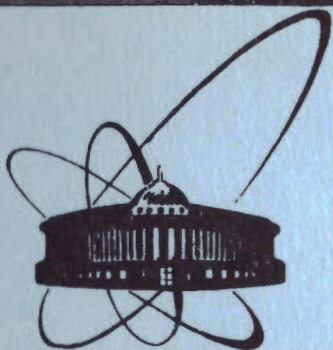


18/07/84



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P1-84-205

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов,
З.В.Метревели*

СТРУИ АДРОНОВ
С УЧАСТИЕМ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
В КУМУЛЯТИВНЫХ Π^- С- ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P=40$ ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ИФВЭ Тбилисского государственного университета

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих работах /1-6/ изучено образование струй заряженных адронов в мягких пион-протонных, пион-углеродных и кумулятивных π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Характеристики струй сравнивались с аналогичными данными для процессов e^+e^- -аннигиляции и глубоконеупругих лептон-адронных соударений. В результате было показано, что струи заряженных частиц в этих различных процессах обладают целым рядом универсальных свойств, что, по-видимому, связано с существованием некоторого единого механизма адронизации кварков как в мягких, так и в жестких взаимодействиях частиц.

На рис. 1 представлены диаграммы фрагментационного рождения струй адронов в π^-p -, e^+e^- - и кумулятивных π^-C -столкновениях. Образование струй вторичных частиц в π^-p -столкновениях можно рассматривать, в основном, как результат фрагментации непр-взаимодействовавших кварков и дикуарков, входящих в состав первичных частиц^{/6/}. Струи же в кумулятивных π^-C -взаимодействиях, как показано в^{/5/}, образуются в процессах фрагментации непр-взаимодействовавших кварков ($\bar{u}, d$), входящих в состав первичных π^- -мезонов /передняя полусфера в с.с.и./, и в результате адронизации кварков из мультикварковых состояний, имеющих в ядрамишенях /задняя полусфера в с.с.и./.

Мультикварковые состояния в ядрах обсуждаются в /7,8/.

В настоящей работе изучаются свойства струй адронов с участием нейтральных странных частиц: K^0 -мезонов и Λ -гиперонов, в кумулятивных π^-C -столкновениях при импульсе 40 ГэВ/с. Полученные данные сравниваются с аналогичными характеристиками странных частиц, рождающихся в π^-p -и e^+e^- -взаимодействиях.

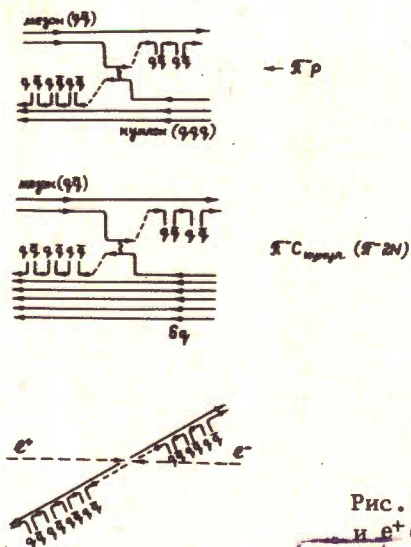


Рис.1. Диаграммы π^-p , кумулятивных π^-C и e^+e^- взаимодействий.

Вопросы, связанные с образованием кумулятивных Λ -гиперонов в π^- -С-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с, рассматривались в /9/. В данной работе кумулятивные струи адронов с участием нейтральных каонов и Λ -гиперонов выделяются аналогично тому, как это было сделано в /5/.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные данные получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной пучком π^- -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФБЗ /Серпухов/.

Всего в анализе использовано 5586 π^- -С-взаимодействий, в которых было идентифицировано 550 K_S^0 -мезонов ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) и 234 Λ -гиперона ($\Lambda \rightarrow p \pi^-$)*. Для сравнения использовались также 11688 неупругих π^- -р-событий, в которых были зарегистрированы 753 K_S^0 -мезона и 345 Λ -гиперонов. Методические вопросы, связанные с отбором π^- -р и π^- -С-взаимодействий, идентификацией странных частиц и дальнейшей обработкой событий, подробно описаны в /10-16/.

Аналогично предыдущим работам /2,5/, для анализа отбирались многонуклонные π^- -С-взаимодействия с суммарным зарядом вторичных частиц $Q = +1, +2, +3, +4$, где

$$Q = N_+ - N_-, \quad /1/$$

N_+ и N_- - число вторичных положительных и отрицательных частиц в событиях. При этом протоны с импульсом $P_{\text{лаб.}} \leq 300$ МэВ/с исключались, так как в этой области имеется большая примесь испарительных протонов от ядра-мишени.

Для каждой отобранной таким образом группы многонуклонных π^- -С-столкновений с зарядом Q анализ проводился в с.ц.и. налетающего π^- -мезона и соответствующего числа нуклонов (ν), участвующих во взаимодействии. В событиях с зарядом $Q = +1$ во взаимодействии участвовало 2р, с зарядом $Q = +2$ - 3р и т.д. Поскольку в этих соударениях могли принимать участие также и нейтроны, их число оценивалось с помощью закона сохранения импульса в среднем для событий с данным Q в с.ц.и. столкновениях /5/.

Энергия столкновения определялась согласно формуле:

$$E_{\text{с.ц.и.}} = \sqrt{s} = \sqrt{2\nu m_N E_\pi}, \quad /2/$$

где m_N - масса нуклона, E_π - энергия налетающего пиона.

* Взаимодействия пионов с квазисвободными нуклонами ядра исключались.

Отбор кумулятивных событий, аналогично /5/, осуществляется с помощью переменной β_0 :

$$\beta_0 = \sum_i \beta_i = \sum_i \frac{E_i - P_{||i}}{m_N} > 1.0. \quad /3/$$

Здесь E_i , $P_{||i}$ - энергия и продольный импульс вторичных частиц в лаб.системе. Суммирование в формуле /3/ производится по всем частицам, летящим в заднюю полусферу в с.ц.и. $\pi^- \nu$ -столкновений. Группа вторичных частиц, удовлетворяющих условию /3/, считалась кумулятивной струей. Таким образом, в отличие от работ, выполненных с помощью электронной методики, где в основном изучается одна триггерная частица, характеристики которой выходят за пределы кинематики соответствующего адрон-адронного взаимодействия, здесь выделяется и анализируется струя частиц, удовлетворяющая аналогичным условиям.

Полное число отобранных таким образом кумулятивных событий составило 2217. Количество K_S^0 -мезонов и Λ -гиперонов с модой распада на заряженные частицы в этих событиях оказалось равным 264 и 169 соответственно. Доля кумулятивных струй с K^0 -мезонами и Λ -гиперонами составила 8,4% и 10,4% соответственно от всех кумулятивных струй. Если к кумулятивным струям относить частицы, имеющие значения $x = 2P_{||}^* / \sqrt{s} < -0,1$ ($P_{||}^*$ - продольный импульс в с.ц.и./, то доля струй, содержащих K^0 -мезоны и Λ -гипероны, уменьшится до 0,7% и 6,6% соответственно*.

3. МНОЖЕСТВЕННОСТИ K^0 -МЕЗОНОВ И Λ -ГИПЕРОНОВ

В табл.1 представлены средние множественности K^0 -мезонов и Λ -гиперонов в кумулятивных π^- -С-взаимодействиях для двух групп событий: с зарядом $Q = +1, +2$ и $Q = +3, +4$. Здесь же для сравнения приводятся множественности нейтральных странных частиц в π^- -р и π^- -N-столкновениях при той же энергии налетающего пиона**. Как видно из таблицы, множественности K^0 -мезонов и Λ -гиперонов в кумулятивных пион-углеродных столкновениях больше, чем в пион-нуклонных взаимодействиях. Однако множественность нейтральных каонов в обеих группах кумулятивных взаимодействий с зарядом $Q = +1, +2$ и $Q = +3, +4$ увеличивается пропорционально множественности π^0 -мезонов***. Отношение средних

* В области $|x| \leq 0,1$ существенно влияние кварк-кварковых взаимодействий.

** π^- -N-взаимодействия включают равное число π^- -р и π^- -n-событий.

***Предполагается, что γ -кванты в событиях образуются в основном от распадов π^0 -мезонов, поэтому $\langle n_{\pi^0} \rangle = 1/2 \langle n_\gamma \rangle$.

Таблица 1

Множественности К-мезонов и Λ -гиперонов в π^-N -и в кумулятивных π^-C -взаимодействиях

Тип взаимодействия	π^-p		π^-N		$\pi^-C, Q = +1, +2$ $\langle \nu_n \rangle \approx 3, 3$		$\pi^-C, Q = +3, +4$ $\langle \nu_n \rangle \approx 5, 1$	
	K^0	Λ	K^0	Λ	K^0	Λ	K^0	Λ
$\langle N_{K^0\Lambda} \rangle$	$0,23 \pm 0,01$	$0,065 \pm 0,006$	$0,20 \pm 0,02$	$0,062 \pm 0,006$	$0,34 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,06$	$0,12 \pm 0,02$
$\langle N_{K^0\Lambda} \rangle$	$0,090 \pm 0,006$	$0,025 \pm 0,002$	$0,09 \pm 0,01$	$0,027 \pm 0,003$	$0,098 \pm 0,006$	$0,045 \pm 0,004$	$0,12 \pm 0,02$	$0,029 \pm 0,005$
$\langle N_{\pi^0} \rangle$								
$\langle N_{K^0\Lambda} \rangle$	$0,23 \pm 0,01$	$0,065 \pm 0,006$	$0,20 \pm 0,02$	$0,062 \pm 0,006$	$0,102 \pm 0,006$	$0,047 \pm 0,004$	$0,10 \pm 0,01$	$0,028 \pm 0,004$
$\langle \nu_n \rangle$								

множественностей $\langle n_{K^0} \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$ в пределах экспериментальных ошибок остается постоянным для π^-N и кумулятивных π^-C -столкновений, т.е. в кумулятивных процессах не наблюдается дополнительных источников рождения странных мезонов по сравнению с нейтральными пионами. Множественность Λ -гиперонов в кумулятивных взаимодействиях с зарядом $Q = +1, +2$ увеличивается, по сравнению с множественностью Λ -гиперонов в пион-нуклонных столкновениях, примерно пропорционально числу участвующих во взаимодействии нуклонов. Величина отношения $\langle n_{\Lambda} \rangle / \langle \nu_n \rangle$ для π^-N -и π^-C -взаимодействий с зарядом $Q = +1, +2$ в пределах экспериментальных ошибок одинакова. В событиях с зарядом $Q = +3, +4$ множественность Λ -гиперонов, приходящаяся на один взаимодействующий нуклон, уменьшается по сравнению с их множественностью в π^-N -событиях и кумулятивных π^-C -столкновениях с зарядом $Q = +1, +2$. Это может быть связано с условиями отбора многонуклонных π^-C -соударений. В событиях с зарядом $Q = +3, +4$ увеличивается число протонов в конечном состоянии, приходящихся на один взаимодействующий нуклон, что приводит к уменьшению множественности Λ -гиперонов по закону сохранения энергии импульса.

4. ИНВАРИАНТНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ Λ -ГИПЕРОНОВ В КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЯХ

В^{9/} изучалось поведение инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ для

кумулятивных Λ -гиперонов ($\beta_{\Lambda} > 1,0$) в зависимости от различных переменных: β_{Λ} , T , P_1^2 , где T - кинетическая энергия в лаб. системе, P_1 - поперечный импульс кумулятивных Λ -гиперонов. Представляет интерес исследовать эти инвариантные сечения для всех Λ -гиперонов, рождающихся в кумулятивных струях. Инвариантное сечение $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ в зависимости от переменных β_{Λ} , T и P_1^2 можно записать следующим образом:

$$f = E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \beta_{\Lambda} \frac{d\sigma}{d\beta_{\Lambda} dP_1^2} = \frac{1}{P} \frac{d\sigma}{dT d\Omega} = \frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx dP_1^2}, \quad /4/$$

$$f_1(\beta_{\Lambda}) = \int f dP_1^2 = A_1 \beta_{\Lambda} \frac{d\sigma}{d\beta_{\Lambda}}, \quad /5/$$

$$f_2(T) = \int f d\Omega = A_2 \frac{1}{P} \frac{d\sigma}{dT}, \quad /6/$$

$$f_3(P_1^2) = \int f dx = A_3 \frac{d\sigma}{dP_1^2}. \quad /7/$$

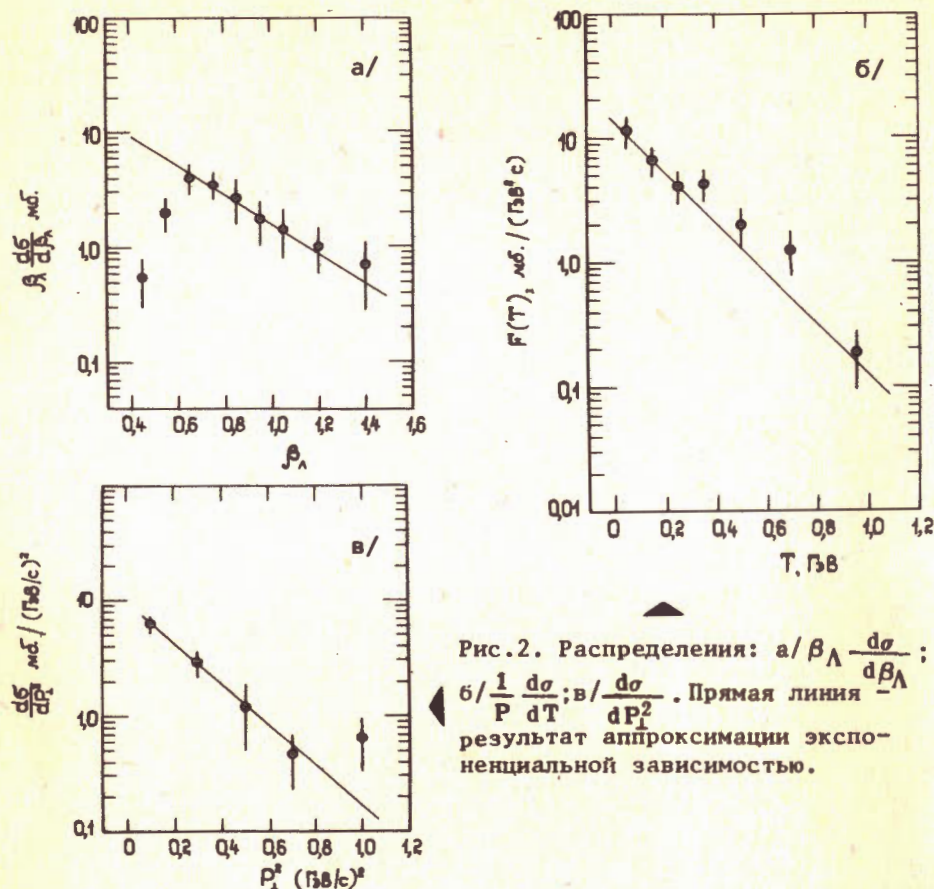


Таблица 2

Значения параметров $C_i(T_\Lambda, \beta_\Lambda, P_1^2)$ для Λ -гиперонов при различных ограничениях по x_Λ .

Параметры	$x_\Lambda \leq 0$	$x_\Lambda \leq -0,1$	$x_\Lambda \leq -0,2$
T_Λ	(597±75) МэВ	(210±20) МэВ	(100±15) МэВ
β_Λ	0,33±0,07	0,34±0,08	0,32±0,13
P_1^2	(0,30±0,04) (ГэВ/с) ²	(0,25±0,03) (ГэВ/с) ²	(0,21±0,05) (ГэВ/с) ²

На рис. 2 показаны зависимости инвариантных сечений /5/-/7/ от переменных β_Λ , T и P_1^2 для Λ -гиперонов, рожденных в кумулятивных взаимодействиях с $x_\Lambda \leq -0,1$. Как известно /7,8/, инва-

риантные сечения для частиц, образующихся в кумулятивных процессах, можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью:

$$f(z) = A \exp(-z/C_i), \quad \text{где } z \equiv \beta_\Lambda, T, P_1^2. \quad /8/$$

В табл. 2 представлены значения параметров C_i , которые получаются при аппроксимации функций /5/-/7/ для Λ -гиперонов зависимостью /8/ при различных условиях отбора кумулятивных струй. Результаты аппроксимации показаны на рис. 2 прямой линией. Значения параметра C для функции /6/ определяют эффективную температуру (T_Λ) испускания Λ -гиперонов. Как видно из таблицы, средняя температура для всех Λ -гиперонов, испущенных в заднюю полусферу в с.ц.и., равна ~600 МэВ. Ее величина существенно уменьшается для Λ -гиперонов с $x_\Lambda \leq -0,2$. В этом случае средняя температура, равная /100±15/ МэВ, в пределах ошибок совпадает со значением T для кумулятивных Λ -частиц: $T_0 = /81±12/$ МэВ /9/.

Наклон распределения $\frac{d\sigma}{dP_1^2}$ Λ -гиперонов, определяемый величиной $\alpha = 1/C$, также согласуется в пределах экспериментальных ошибок с величиной наклона, полученной для всех Λ -гиперонов из π^- -С-взаимодействий /15/, для кумулятивных Λ -частиц $\alpha = 3,5 \pm 0,6$ (ГэВ/с⁻²) /9/.

Таким образом, в кумулятивных струях странные частицы имеют такую же зависимость функций /5/-/7/ от переменных β_Λ , T и P_1^2 , что и кумулятивные странные частицы. Выделение кумулятивных струй позволяет более полно изучать кумулятивные процессы.

Из-за недостатка статистики мы не можем провести аналогичный анализ для K^H -мезонов.

5. ФУНКЦИИ ФРАГМЕНТАЦИИ В КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССАХ И В π^-p -И e^+e^- -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

При сравнении фрагментационных функций для K^H -мезонов и Λ -гиперонов в различных процессах мы будем использовать скейлинговые переменные, в которых проводится анализ данных в e^+e^- -аннигиляции.

Дифференциальное сечение рождения вторичных частиц в e^+e^- -взаимодействиях можно представить в виде /17,18/:

$$\frac{d\sigma}{dx_E} \approx \sigma_{tot}(q\bar{q}) \beta x_E m W_1(x_E), \quad /9/$$

где $\sigma_{tot}(q\bar{q})$ — полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$; $x_E = \frac{2E^*}{\sqrt{s}}$, $\beta = \frac{P^*}{E^*}$, m , P^* , E^* — масса, импульс и энергия рассматриваемого адрона в с.ц.и., $W_1(x_E)$ — структурная функция, зависящая, согласно предсказаниям кварк-партоновых моделей, только от переменной x_E . В релятивистском случае, когда $\sqrt{s} \gg m$ и $\beta \approx 1$, сечение /9/ пере-

ходит в известное выражение:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \sigma_{\text{tot}} (q\bar{q}) 2F_q(x), \quad /10/$$

где $F_q(x)$ - фрагментационная функция, определяющая инклюзивную вероятность того, что первичный кварк фрагментирует в адрон

с относительным импульсом x . В нерелятивистском случае функция

$$\frac{S}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$$

зависит только от переменной x_E :

$$\frac{S}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E} \approx 4\pi\alpha^2 F_q(x_E). \quad /11/$$

1. Фрагментация $\bar{u}$ - и d -кварков

Согласно анализу, проведенному в ^{5,6/}, рождение пионов в передней полусфере в с.ц.и. π^-p - и кумулятивных π^-C -взаимодействий в области $x \geq 0,1$ можно рассматривать как результат фрагментации непроявляющихся кварков $\bar{u}$ или d , входящих в состав первичного пиона /см. также ^{19/} для Λ , K^0 -частиц/. Аналогичные представления можно применить к описанию рождения нейтральных K^0 -мезонов в области $x_E \geq 0,12$ и Λ -гиперонов для $x_E \geq 0,18$ в кумулятивных пион-углеродных столкновениях со средней энергией в с.ц.и. $\sqrt{s} \approx 16,3$ ГэВ. В нашем случае, когда средняя энергия кумулятивных взаимодействий в с.ц.и. равна $\sim 16,3$ ГэВ, а энергия π^-p -столкновений $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ, значения β для K^0 -мезонов и Λ -гиперонов не равны 1 в области малых значений x_E .

Поэтому анализируются функции $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$, зависящие, согласно предсказаниям кварк-партоновых моделей, только от переменной x_E .

На рис.3 и 4 представлены функции $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ в зависимости от x_E для нейтральных K^0 -мезонов и Λ -гиперонов, образующихся в кумулятивных π^-C -событиях в передней полусфере. Здесь же приводятся аналогичные распределения для K^0 - и Λ -частиц в π^-p - и e^+e^- -столкновениях ^{20,21/}. Для Λ -гиперонов сравнение проводится при $\sqrt{s} = 33$ ГэВ*.

Как видно из рисунков, зависимость функций $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ от x_E для K^0 -мезонов и Λ -гиперонов в e^+e^- , π^-p - и кумулятивных π^-C -столкновениях в пределах экспериментальных ошибок одинакова. Распределения $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для K^0 и Λ -частиц аппроксимировались экспоненциальной зависимостью: $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E} = A \exp(-Bx_E)$.

/12/

* При меньшей энергии экспериментальные данные по e^+e^- -аннигиляции отсутствуют.

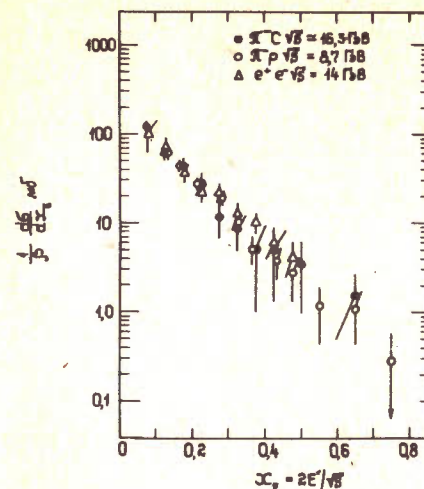


Рис.3. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для K^0 -мезонов в передней полусфере в с.ц.и. π^-p , кумулятивных π^-C и e^+e^- -столкновений. Распределение K^0 -мезонов в e^+e^- -взаимодействиях нормировано так, чтобы площадь под ним в области $x_E \geq 0,1$ была такой же, как и в π^-C -событиях в той же области x_E . Для π^-p -взаимодействий нормировка производится в области $x_E \geq 0,15$.

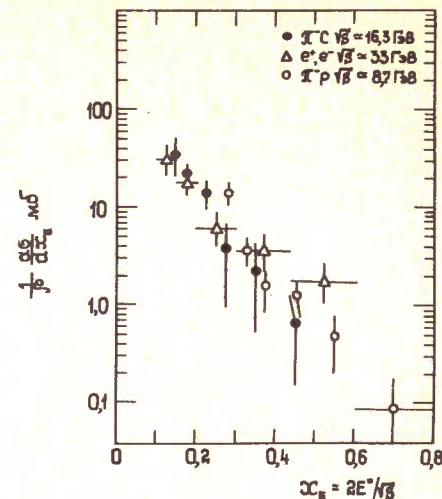


Рис.4. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для Λ -гиперонов в передней полусфере в с.ц.и. π^-p , кумулятивных π^-C и e^+e^- -столкновений. Для e^+e^- -взаимодействий распределение нормировано так, чтобы площадь под ним в области $x_E \geq 0,15$ была такой же, как для π^-C -событий. Для π^-p -взаимодействий нормировка производится в области $x_E \geq 0,3$.

Значения параметра B , а также область аппроксимации в π^-p - и кумулятивных π^-C -взаимодействиях приведены в табл.3. Здесь же представлены результаты аппроксимации для e^+e^- -столкновений.

Наклоны распределений $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для K^0 -мезонов и Λ -гиперонов, образующихся в передней полусфере π^-p - и кумулятивных π^-C -взаимодействий, в пределах ошибок одинаковы и приблизительно совпадают с величиной наклона $B \sim 8$ в e^+e^- -столкновениях ^{21/}.

Интересно также сравнить средние множественности нейтральных каонов и Λ -гиперонов в передней полусфере в этих процессах, что дает представление о вероятности фрагментации кварков в странные мезоны и барионы, а также о влиянии ядерной среды на процесс формирования странных адронов.

Средние множественности K^0 -мезонов в π^-p - и кумулятивных π^-C -событиях в передней полусфере в области $0,2 \leq x_E \leq 0,5$:

Таблица 3

Значения параметра В

Тип частиц, тип событий	вперед в с.д.п.	Область аппроксим.	χ^2/n	Назад в с.д.п.	Область аппроксим.	χ^2/n
K^H -мезоны (π^-C -кумулятив.)	9 ± 2	$\chi_E \geq 0,1$	0,4	8 ± 4	$\chi_E^C \geq 0,15$	0,3
K^H -мезоны π^-p , 40 ГэВ/с	10 ± 1	$\chi_E \geq 0,15$	0,5	9 ± 1	$\chi_E \geq 0,15$	0,73
Λ -гипероны (π^-C -кумулят.)	13 ± 4	$\chi_E \geq 0,15$	0,42	$5,2 \pm 0,7$	$\chi_E^C \geq 0,2$	0,57
Λ -гипероны π^-p , 40 ГэВ/с	8 ± 3	$\chi_E \geq 0,3$	0,6	$3,6 \pm 0,4$	$\chi_E \geq 0,3$	0,4
Λ -гипероны π^-p , 16 ГэВ/с	10 ± 1	$\chi_E \geq 0,45$	0,8	$4,4 \pm 0,3$	$\chi_E \geq 0,45$	0,87
K^H, Λ -частицы e^+e^-	~ 8	$\chi_E \geq 0,1$	-	-	-	-

$$\langle n_{K^H} \rangle_{\pi^-C} = 0,072 \pm 0,014, \quad \sqrt{s} = 16,3 \text{ ГэВ},$$

$$\langle n_{K^H} \rangle_{\pi^-p} = 0,065 \pm 0,005, \quad \sqrt{s} = 8,7 \text{ ГэВ}.$$

/13/

Множественности нейтральных каонов, рождающихся в процессах e^+e^- -аннигиляции в одной струе, в той же области x_E равны /18/:

$$\langle n_{K^H} \rangle_{e^+e^-} = 0,15 \pm 0,02, \quad \sqrt{s} = 14 \text{ ГэВ},$$

$$\langle n_{K^H} \rangle_{e^+e^-} = 0,18 \pm 0,04, \quad \sqrt{s} = 10 \text{ ГэВ}.$$

/14/

Из полученных данных /13/ и /14/ видно, что множественность $\langle n_{K^H} \rangle$ в передней полусфере в π^-p -и кумулятивных π^-C -взаимодействиях в рассматриваемой области x_E одинакова в пределах ошибки. Множественность K^H -мезонов в e^+e^- -аннигиляции примерно в два раза больше. Это можно понять, если учесть, что в e^+e^- -аннигиляции источниками K^H -мезонов являются следующие процессы:

1/ образование K^H -мезонов при фрагментации первичных кварков с подхватом странных кварков моря;

2/ фрагментация первичных $S(\bar{S})$ -кварков;

3/ слабые распады c -и b -кварков.

В π^-p - и кумулятивных π^-C -соударениях образование нейтральных каонов происходит только за счет подхвата странных кварков моря. Как показано в /22/, в e^+e^- -столкновениях при $\sqrt{s} = 14$ ГэВ за счет странных кварков моря образуется около 50% всех K^H -мезонов, при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ их доля составляет ~40%. Тогда множественность K^H -мезонов, образующихся с подхватом морских кварков, составит ~0,075 при $\sqrt{s} = 14$ ГэВ и ~0,072 при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ, т.е. множественности K^H -мезонов, образующихся за счет странных кварков моря, в процессах фрагментации кварков в e^+e^- , π^-p - и кумулятивных π^-C -взаимодействиях в пределах ошибки совпадают.

В кварк-партонных моделях представляет интерес определить отношение $\lambda_S = \langle n_K \rangle / \langle n_\pi \rangle$, которое характеризует подавление процесса подхвата странных кварков моря.

Множественность $\pi^\pm$ -мезонов в кумулятивных π^-C -событиях в передней полусфере в области $0,2 \leq x_E \leq 0,5$ составила $\langle n_{\pi^\pm} \rangle = 0,52 \pm 0,02$. Если предположить, что $\langle n_{\pi^0} \rangle \approx \frac{1}{2} \langle n_{\pi^\pm} \rangle$ и $\langle n_{K^\pm} \rangle \approx \langle n_{K^H} \rangle$,

то коэффициент $\lambda_S = 0,18 \pm 0,03$. Такое же значение коэффициента λ_S получено для π^-p - /19/ и e^+e^- -взаимодействий /20-22/.

Множественность Λ -гиперонов в передней полусфере π^-p -и π^-C -взаимодействий в интервале $0,3 \leq x_E \leq 0,5$ составляет*:

$$\langle n_\Lambda \rangle_{\pi^-p} = 0,006 \pm 0,001, \quad \sqrt{s} = 8,7 \text{ ГэВ},$$

$$\langle n_\Lambda \rangle_{\pi^-C} = 0,006 \pm 0,003, \quad \sqrt{s} = 16,3 \text{ ГэВ}.$$

/15/

* Интервал по x_E ограничен значением 0,5 сверху из-за отсутствия данных для π^-C -взаимодействий при больших x_E .

В e^+e^- -столкновениях множественность Λ -гиперонов в одной струе в том же интервале x_E равна:

$$\langle n_{\Lambda} \rangle_{e^+e^-} = 0,009 \pm 0,003, \sqrt{s} = 33 \text{ ГэВ.} \quad /16/$$

Если предположить, что доля Λ -частиц, образующихся за счет странных кварков моря, такая же, как доля K^H -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 33 \text{ ГэВ}$ /~70%/, то множественность таких Λ -гиперонов составит $\langle n_{\Lambda} \rangle_{e^+e^-} = 0,006 \pm 0,002$, что соответствует /15/.

Зная множественности Λ -гиперонов и K^H -мезонов, можно оценить величину отношения $\lambda_{qq} = \langle n_{\Lambda} \rangle / \langle n_{K^H} \rangle$, которая характеризует относительную вероятность подхвата дикварков из моря и представляет интерес для кварк-партонных моделей. Если полагать, что $\langle n_{K^H} \rangle \approx \langle n_{K^H} \rangle$, то коэффициент λ_{qq} , вычисленный для интервала $0,3 \leq x_E \leq 0,5$, будет равен: $\lambda_{qq} = 0,11 \pm 0,06$. Приблизительно такое же значение λ_{qq} получено для π^-p -взаимодействий /19/: $\lambda_{qq} = 0,14 \pm 0,03$. В кварк-партонных моделях, описывающих e^+e^- -аннигиляцию в барионы, обычно полагают $\lambda_{qq} \approx 0,08$ /21/.

На основе полученных данных можно сказать, что фрагментация непривзаимодействовавших ($\bar{u}, d$) кварков в странные K^H -мезоны и Λ -гипероны в кумулятивных π^-C -взаимодействиях происходит примерно так же, как в π^-p - и e^+e^- -столкновениях.

2. Фрагментация мультикварковых состояний

На рис.5 и 6 показаны распределения $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для K^H -мезонов и Λ -гиперонов, образующихся в задней полусфере в с.ц.и. π^-p - и кумулятивных π^-C -взаимодействий. Здесь же приведены данные для e^+e^- -столкновений. Рождение нейтральных каонов и Λ -гиперонов в задней полусфере в кумулятивных процессах можно рассматривать как результат фрагментации мультикварковых состояний, имеющих в ядрах-мишенях. В π^-p -столкновениях, как уже отмечалось, образование K^H -и Λ -частиц в задней полусфере в с.ц.и. происходит в результате фрагментации дикварков $u\bar{u}$ или $d\bar{d}$, входящих в состав первичных протонов /19/.

Как видно из рисунков, наклон распределения $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для K^H -мезонов и Λ -гиперонов из кумулятивных взаимодействий существенно больше, чем для этих же частиц из π^-p - и e^+e^- -столкновений. Однако эта особенность может быть связана с различиями начальных и конечных состояний в рассматриваемых процессах. В кумулятивных π^-C -соударениях имеется большее число барионов / ≥ 2 / в конечном состоянии, чем в π^-p -взаимодействиях, что, естественно, приводит к кинематическим отличиям в распределениях K^H -и Λ -частиц. Поэтому для более корректного сравнения процессов фрагментации в кумулятивных π^-C -столкновениях необходимо выделить подсистему вторичных частиц, содержащую

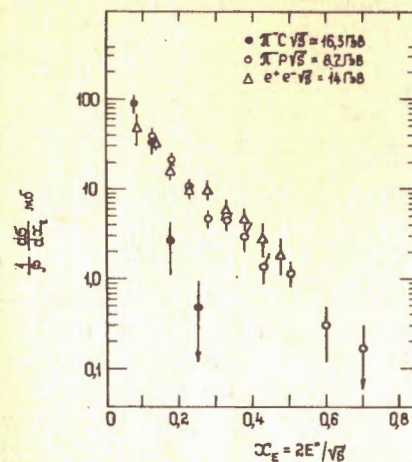


Рис.5. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для K^H -мезонов в задней полусфере в с.ц.и. π^-p , кумулятивных π^-C -и e^+e^- -столкновений. Нормировка для π^-p -и e^+e^- -взаимодействий производится аналогично рис.3.

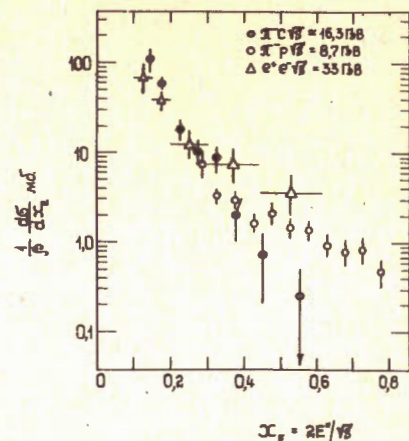


Рис.6. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для Λ -гиперонов в задней полусфере в с.ц.и. π^-p , кумулятивных π^-C -и e^+e^- -столкновений. Нормировка для π^-p -и e^+e^- -взаимодействий производится аналогично рис.4.

только один барион (Λ). Тогда рождение Λ -гиперонов и K^H -мезонов в задней полусфере в системе покоя выделенной подсистемы вторичных частиц можно рассматривать как результат фрагментации дикварков $u\bar{u}$, $u\bar{d}$ и $d\bar{d}$ из мультикварковых состояний ядра углерода, а остальные вторичные барионы - как зрители.

Чтобы осуществить такое сравнение, из кумулятивных π^-C -столкновений отбирались события с $Q = +1$ и одним идентифицированным протоном. Протон из анализа исключался, а энергия оставшейся системы вторичных частиц определялась следующим образом:

$$M_o^2 = (\sqrt{s} - E_p^*)^2 - P_p^{*2}, \quad /17/$$

где E_p^* и P_p^* - энергия и импульс исключенного протона в с.ц.и. (π^-p).

Из кумулятивных взаимодействий с зарядом $Q = +2$ отбирались события с двумя идентифицированными протонами, которые также исключались из анализа. В том случае, когда в событиях не было идентифицированных протонов, π^+ -мезон с наименьшим импульсом считался протоном и также исключался из анализа*. Средняя энер-

* Протоны идентифицируются в интервале импульсов $200 \leq P_{\text{лаб.}} \leq 800 \text{ МэВ/с.}$

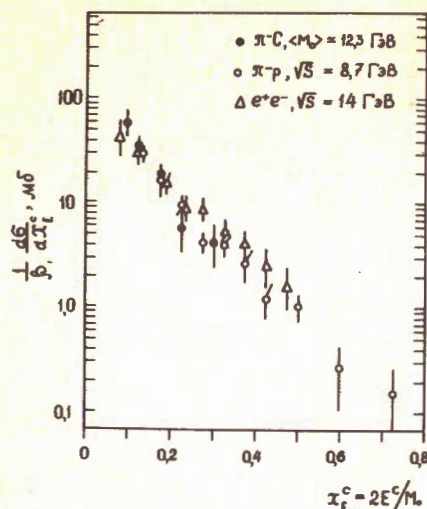


Рис. 7. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E^C}$ для K^H -мезонов в задней полусфере в системе покоя выделенной подсистемы (M_0) в кумулятивных π^-C -взаимодействиях. Сравнение с данными для π^-p -и e^+e^- -столкновений в с.ц.и.

гия выделенной подсистемы составила $\langle M_0 \rangle \approx 12,3$ ГэВ. В формуле /17/ вводилась поправка, связанная с учетом взаимодействующих нейтронов. Предполагалось, что средняя энергия нейтронов в этих событиях равна средней энергии протонов. Тогда средняя энергия $\langle M_0 \rangle$ выделенной подсистемы уменьшается до 11,6 ГэВ, т.е. поправка составила ~6%.

Если бы образование вторичных частиц происходило во взаимодействиях π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами ядра углерода, то величина $\langle M_0 \rangle$ с учетом фермиевского движения составила бы ~9,4 ГэВ. Полученное значение $\langle M_0 \rangle \approx 12$ ГэВ указывает на то, что взаимодействия с квазисвободными нуклонами в этом случае играют несущественную роль.

Выделенная таким образом подсистема вторичных заряженных и нейтральных странных частиц анализировалась в собственной системе покоя. На рис. 7 и 8 показана зависимость функции

* Величина поправки завышена, так как завышено значение энергии нейтронов в с.ц.и., поскольку в нашем эксперименте идентифицируются медленные в лаб.системе протоны.

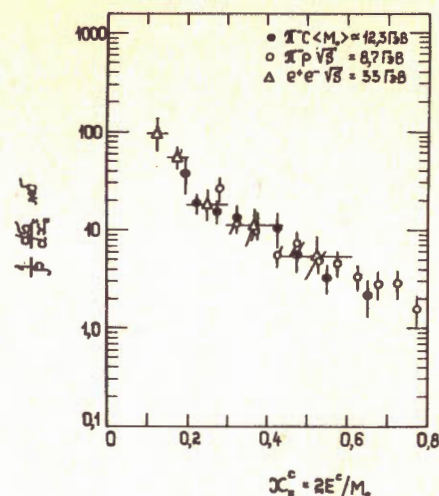


Рис. 8. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E^C}$ для Λ -гиперонов в задней полусфере в системе покоя выделенной подсистемы (M_0) в кумулятивных π^-C -взаимодействиях. Сравнение с данными для π^-p -и e^+e^- -столкновений в с.ц.и.

$\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E^C}$ от переменной x_E^C для K^H -мезонов и Λ -гиперонов, образующихся в кумулятивных событиях с зарядом $Q = +1, +2$ в задней полусфере, где

$$x_E^C = \frac{2E^C}{M_0}, \quad /18/$$

E^C - энергия частиц в выделенной подсистеме (M_0). На рисунках представлены распределения $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E^C}$ для нейтральных странных частиц в e^+e^- столкновениях и в π^-p -взаимодействиях в задней полусфере в с.ц.и. Экспериментальные распределения $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E^C}$ для K^H -мезонов и Λ -гиперонов в рассматриваемой области x_E^C в этих различных процессах в пределах ошибок согласуются. В табл. 3

представлены значения наклонов распределения $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E^C}$ для нейтральных странных частиц, рождающихся в задней полусфере в кумулятивных π^-C -взаимодействиях с зарядом $Q = +1, +2$, которые получаются при аппроксимации этих распределений зависимостью /13/. Из таблицы видно, что значения наклонов B для K^H - и Λ -частиц в кумулятивных событиях в пределах ошибок согласуются с данными для π^-p -взаимодействий и с данными для K^H -мезонов в e^+e^- -аннигиляции.

Для более детального сравнения рождения Λ -гиперонов в кумулятивных адрон-ядерных взаимодействиях и в e^+e^- -аннигиляции необходимы данные e^+e^- -аннигиляции в области $x_E^C \geq 0,6$.

Полученные результаты означают, что фрагментация дикварков из мультикварковых состояний в легких ядрах в нейтральные каоны и Λ -гипероны происходит таким же образом, как и фрагментация дикварков в те же частицы в адрон-адронных взаимодействиях. Фрагментация кварков и дикварков в нейтральные каоны в π^-p -, e^+e^- - и кумулятивных π^-C -взаимодействиях имеет универсальный характер.

Множественность K^H -мезонов в области $x_E^C \geq 0,2$ в кумулятивных π^-C -взаимодействиях в задней полусфере составила:

$$\langle n_{K^H} \rangle = 0,034 \pm 0,009, \quad /19/$$

что в пределах ошибок совпадает со средним значением $\langle n_{K^H} \rangle$ в задней полусфере для π^-p -взаимодействий в той же области x_E^C

$$\langle n_{K^H} \rangle_{\pi^-p} = 0,042 \pm 0,003. \quad /20/$$

Множественность Λ -гиперонов в задней полусфере в кумулятивных π^-C -взаимодействиях в интервале $0,3 \leq x_E^C \leq 0,6$ равна:

$$\langle n_{\Lambda} \rangle = 0,07 \pm 0,01, \quad /21/$$

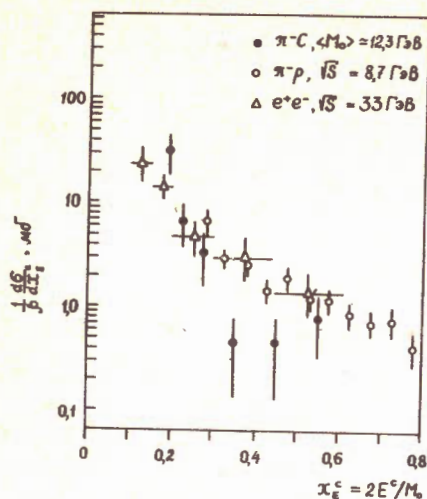


Рис.9. Распределение $\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}$ для Λ -гиперонов в задней полусфере в системе покоя выделенной подсистемы (M_0) в некумулятивных π^-C -взаимодействиях. Сравнение с данными для π^-p - и e^+e^- -столкновений в с.ц.и.

что более чем в 2 раза превышает значение средней множественности $\langle n_\Lambda \rangle$ в π^-p -взаимодействиях в том же интервале x_E :

$$\langle n_\Lambda \rangle_{\pi^-p} = 0,030 \pm 0,002. \quad /22/$$

Представляет интерес сравнение распределений нейтральных странных частиц в кумулятивных и некумулятивных ($\beta_0 < 1,0$) взаимодействиях. На рис.9 для иллюстрации показано распределение $\left(\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx_E}\right)$ Λ -гиперонов в задней полусфере в некумулятивных взаимодействиях, полученное таким же образом, как и в кумулятивных событиях. Видно, что это распределение отличается от аналогичного распределения Λ -гиперонов в π^-p -и e^+e^- -столкновениях.

6. ВЫВОДЫ

На основе полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Функции фрагментации кварков $F_q^{K(\Lambda)}(x_E)$ в K^H -мезоны и Λ -гипероны в кумулятивных π^-C -взаимодействиях, в e^+e^- -аннигиляции и в мягких π^-p -соударениях имеют одинаковую зависимость от x_E .

2. Средние множественности K^H -мезонов и Λ -гиперонов, образованных за счет подхвата странных кварков моря, совпадают в пределах ошибок в этих различных процессах.

Коэффициент подавления подхвата $S(S)$ -кварка из моря по сравнению с u - и d -кварками оказался равным $\lambda_S = 0,18 \pm 0,03$. Относительная вероятность подхвата дикварка (qq) - $\lambda_{qq} = 0,11 \pm 0,06$. Эти значения совпадают с аналогичными результатами для λ_S и λ_{qq} , полученными из данных π^-p -взаимодействий и e^+e^- -аннигиляции.

3. Функции фрагментации дикварков $F_{qq}^{K(\Lambda)}(x_E)$ в K^H -и Λ -частицы из мультикварковых состояний в ядре-мишени /кумулятивные π^-C -взаимодействия/ совпадают с аналогичными данными для π^-p -взаимодействий.

4. Функции фрагментации дикварков $F_{qq}^{K(\Lambda)}(x_E)$ в кумулятивных π^-C -взаимодействиях и кварков $F_q^{K(\Lambda)}(x_E)$ в e^+e^- -аннигиляции одинаковы в области $x_E \leq 0,4$ для K^H -мезонов и $0,2 \leq x_E \leq 0,6$ для Λ -гиперонов /рис.7,8/.

5. Инвариантные сечения образования Λ -гиперонов в кумулятивных струях в зависимости от переменных β_Λ , T и $P_\perp^2$ имеют экспоненциальный вид: $f(z) = A \exp(-z/C_i)$, где $z \equiv \beta_\Lambda, T, P_\perp^2$.

Полученные результаты показывают, что фрагментация кварков и дикварков в странные частицы в кумулятивных взаимодействиях, в мягких адронных соударениях и в e^+e^- -аннигиляции имеет универсальный характер. Механизм фрагментации мультикварковых состояний в легких ядрах подобен фрагментации кварков и дикварков в мягких и жестких соударениях частиц.

Авторы признательны академику А.М.Балдину, Е.Н.Кладницкой, В.М.Поповой и Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения, а также коллективу сотрудничества по 2-метровой пропановой камере за помощь в обработке данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1983, т.37, с.915; ОИЯИ, Р1-81-542, Дубна, 1981.
2. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, Р1-82-393, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, т.38, с.687.
3. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, Р1-83-306, Дубна, 1983.
4. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, Р1-82-754, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, т.38, с.967.
5. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-83-483, Дубна, 1983.
6. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, Р1-83-823, Дубна, 1983.
7. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
8. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.949.
9. Кладницкая Е.Н., Попова В.М. ОИЯИ, Р1-83-229, Дубна, 1983.
10. BBCDSSTTU-BW Collaboration. Phys.Lett., 1972, 398, p.371.
11. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, Р1-6326, Дубна, 1972; ЯФ, 1973, т.18, с.545.
12. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.1013.
13. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-10324, Дубна, 1976.
14. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, Р1-7267, Дубна, 1973; ЯФ, 1973, 18, с.1251; Nucl.Phys., 1974, 879, p.57.

15. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-9648, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, т.25, с.350; ОИЯИ, Р1-9209, Дубна, 1975; ЯФ, 1976, т.24, с.732.
16. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-81-05, Дубна, 1981; ЯФ, 1981, т.34, с.1234.
17. Drell S.D. et al. Phys.Rev., 1969, 187, p.2159; 1970, D1, p.1617.
18. Wolf G. DESY 80/85, September, 1980.
19. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, Р1-84-79, Дубна, 1984.
20. Oberlack H. MPI-PAE/EXP. E1.110, September, 1982.
21. Wolf G. DESY, 81-086, December, 1981.
22. Bartell W. et al. Z.Phys.C, 1983, 20, p.187.

НЕТ ЛИ ПРОВЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1984 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований