

**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна**

2-84-426

М.Г. Долидзе, Г.И. Лыкасов

**ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОННЫХ ПАР  
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

**1984**

Процессы образования адронов с большими поперечными импульсами  $P_{\perp}$  в ядерных реакциях при высоких энергиях привлекают к себе все не ослабевающее внимание. Особый интерес представляет аномальная зависимость  $P_{\perp}$ -спектров адронов, образующихся в  $h-A$  столкновениях, от атомного номера ядра-мишени  $A$ . Если  $P_{\perp}$ -спектр таких адронов представить в виде  $A^{\alpha(P_{\perp})}$ , то, как следует из ряда экспериментальных данных <sup>/1,2/</sup>, при  $P_{\perp} \geq 1$  ГэВ/с величина  $\alpha$  с ростом  $P_{\perp}$  ( $P_{\perp} = 1 \div 6$  ГэВ/с) увеличивается от минимального  $\sim 2/3$  до максимального значения, которое несколько превышает 1. При совсем больших  $P_{\perp}$ , например, в случае рождения мезонов значения  $\alpha$  близки к  $1/1,2$ . В ряде работ рост  $\alpha(P_{\perp})$  с увеличением  $P_{\perp}$  объясняется многократными столкновениями начальных адронов <sup>/3/</sup> или кварков <sup>/4-6/</sup> внутри ядра. Как было показано <sup>/6/</sup>, многократные мягкие кварковые соударения дают значительный и определяющий вклад в  $P_{\perp}$ -спектры одиночных частиц, в частности, мезонов, рождающихся в  $h-A$  реакциях с  $P_{\perp} < 3 \div 4$  ГэВ/с.

В случае образования симметричных пар адронов в  $h-A$  взаимодействиях, т.е. пар частиц, вылетающих под  $90^{\circ}$  к начальному пучку адронов в с.ц.м.  $h-N$  с равными и противоположно направленными импульсами, как следует из экспериментальных данных <sup>/7,8/</sup>,  $A$ -зависимость их  $P_{\perp}$ -спектров значительно слабее, чем для одиночных адронов. Другими словами, значения  $\alpha$  для таких адронных пар близки к 1 в широком интервале  $P_{\perp}; P_{\perp} \geq 0,5$  ГэВ/с. Это означает, что вклад многократных мягких кварковых соударений в  $P_{\perp}$ -спектр симметричных адронных пар, образующихся в  $h-A$  взаимодействиях, подавлен. Анализ такого подавления является целью настоящей работы.

Для учета многократных мягких кварковых столкновений внутри ядра при анализе образования пар адронов с  $P_{\perp} = 0,5 \div 2$  ГэВ/с в  $h-A$  взаимодействиях используем одну из модификаций кварк-партоновой модели дуально-топологической унитаризации <sup>/9/</sup>. Согласно этой модели, основной вклад во множественное рождение адронов, например, в  $N-N$  соударении при высоких энергиях дают диаграммы типа рис.1 <sup>/9-11/</sup>. Диаграмму рис.1 можно интерпретировать следующим образом: кварк налетающего нуклона взаимодействует с дикварком нуклона-мишени, а дикварк начального нуклона взаимодействует с кварком нуклона-мишени, после чего между ними, как между цветными объектами в хромозлектрическом поле, натягиваются две струны I и II соответственно. По мере разлета концов струн друг от друга они рвутся, из-за туннельного эффекта образуются кварк-антикварковые пары, которые затем переходят в адроны <sup>/9-11/</sup>. Причем дикварк уносит большую часть импульса налетаю-



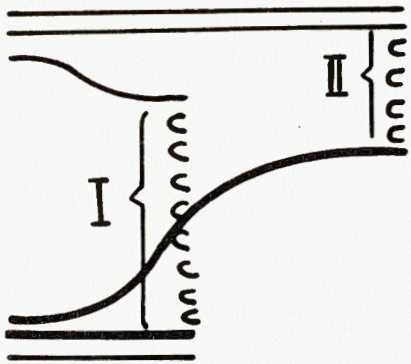


Рис. 1

щего адрона, а кварк - меньшую; из-за этого струна II - энергичная, а струна I - медленная в л.с. /9-11/. Тогда, применительно к адрон-ядерным взаимодействиям, как показано в работах /9/, в л.с. из-за лоренцевского преобразования струна I распадается на  $q\bar{q}$  пары практически мгновенно, не долетев до другого нуклона ядра, а струна II в основном успевает долететь до второго внутриядерного нуклона не развалившись, взаимодействует с ним, а далее процесс может многократно повторяться. Можно оценить вероятность того,

что струна II не распадается на  $q\bar{q}$  пары за среднее время  $t$  прохождения от первого до второго нуклона внутри ядра. Вероятность стабильности вакуума, или того, что не родится ни одной  $q\bar{q}$  на расстоянии  $r_{\perp}$ , равном длине струны II, согласно работам /12/, имеет вид  $\mathcal{P} = e^{-wr_{\perp}t}$ , где  $w$  - вероятность рождения  $q\bar{q}$  пары в единице длины струны и в единице времени /13/. Быстрый дикварк начального адрона, провзаимодействовав с кварком нуклона-мишени, отклонится от него за время  $t \approx r_0 / v$  в системе  $\hbar = c = 1$ , где  $r_0$  - среднее расстояние между нуклонами в ядре, на расстояние  $r_{\perp} = r_0 \sin \theta = r_0 k_{\perp} / k$ , где  $k$  - импульс дикварка. Поперечный импульс  $k_{\perp}$  быстрого дикварка после взаимодействия внутри ядра не может быть больше импульса конечного адрона  $p_{\perp}$ , который образуется при разрыве струны II, из-за закона сохранения энергии-импульса. Поэтому  $\mathcal{P} > e^{-wr_{\perp} p_{\perp} / P_0}$ , где  $P_0$  - импульс начального адрона. Тогда, например, при  $P_0 = 70$  /ГэВ/с/ и  $p_{\perp} = 2$  /ГэВ/с/ имеем  $\mathcal{P} > 0,9$ . Следовательно, при не очень больших  $p_{\perp}$  конечных адронов вероятностью развала струны II при прохождении ее от одного до другого внутриядерного нуклона из-за ее малой величины можно пренебречь.

На рис.2 изображен возможный механизм нуклон-ядерного взаимодействия с образованием пары мезонов с  $x \approx 0$ , где  $x$  - фейнмановская переменная конечного адрона в с.ц.м. N-N. После  $n$  взаимодействий внутри ядра кварки с малыми  $x$  фрагментируют в мезоны  $h_1, h_2$  с  $x \approx 0$ . Фрагментация дикварков в такие мезоны менее вероятна, т.к. оба они - быстрые в с.ц.м. NN /10/, поэтому ею пренебрежем в настоящей работе. Пара нуклонов с  $x \approx 0$  в рассматриваемом процессе может образоваться путем фрагментации дикварков. В рамках дуально-топологической модели кварк-дикварковые взаимодействия рассматриваются без передачи импульса /9-11/. В настоящей работе предположим, что такие взаимодействия происходят с малыми, но конечными передачами. Тогда вклад многократных



Рис. 2

мягких кварковых процессов внутри ядра, изображенных на рис.2, в спектр, например, пары мезонов с малыми  $x$  и большими  $p_{\perp}$  в N-A взаимодействии при высоких энергиях запишем в виде /5,6/

$$\mathcal{F}_A^S(x, p_{\perp}) = \sum_{n, q} F_{h_1}^{(n)}(x, p_{\perp}) F_{h_2}^{(n)}(x, p_{\perp}), \quad /1/$$

где  $N_n = \frac{1}{n!} \int (\sigma T(b))^n \exp(-\sigma T(b)) d^2b$  - так называемые "эффективные" числа взаимодействий /3/;  $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz$ ;  $\int \rho(r) d^3r = 1$ ;  $\rho(r)$  - ядерная плотность. Функции  $F_{h_1}^{(n)}, F_{h_2}^{(n)}$  обусловлены  $n$ -кратными мягкими кварковыми взаимодействиями, изображенными на рис.2; они вычисляются так же, как и в /5,6/:

$$F_{h_1}^{(n)}(x, p_{\perp}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int d^2k_{1\perp} d^2k_{2\perp} G_{q_1}^{(n)}(x_1, p_{1\perp}) * D_{q_1 \rightarrow h_1}(x_2, k_{2\perp}) \delta(x - x_1 x_2) \delta^{(2)}(p_{1\perp} - k_{1\perp} - k_{2\perp}); \quad /2/$$

здесь  $G_{q_1}^{(n)}(x_1, k_{1\perp})$  - функция распределения кварка  $q_1$  после  $n$  мягких взаимодействий, изображенных на рис.2, ее вычисление аналогично проведенному в работах /5,6/,  $x_1$  - фейнмановская переменная кварка  $q_1$  в с.ц.м. N-N,  $k_{1\perp}$  - его поперечный импульс.

$$G_{q_1}^{(n)}(x, k_{\perp}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int d^2p_{1\perp} d^2p_2 G_{q_1}(x_1, p_{1\perp}) * f_{q_1}^{(n)}(x_2, p_{2\perp}) \delta(x - x_1 x_2) \delta^{(2)}(k_{\perp} - p_{1\perp} - p_{2\perp}), \quad /3/$$

где  $f_{q_1}^{(n)}(x, p_{\perp})$  - вероятность для кварка  $q_1$  иметь после  $n$  взаимодействий струны II /см. рис.2/ внутри ядра долю продольного импульса  $x$  и поперечный импульс  $p_{\perp}$ ; она вычисляется так же, как и в /5,6/.

При вычислении  $G_{q_1}^{(n)}$  по формуле /3/ распределение кварков в нуклоне  $G_q(x, p_{\perp})$  бралось в таком же виде, как и в /14/, а вид спектра кварков после взаимодействия быстрой струны II с нуклоном предполагался таким же, как и спектр нуклонов из реакции  $NN \rightarrow NX$  /3/. Выражение для  $F_{h_2}^{(n)}$  аналогично /2/.

Проанализируем теперь вклад мягких кварковых соударений внутри ядра, изображенных на рис.2, в инклюзивный спектр симметричной пары мезонов с большими  $p_{\perp} / p_{\perp} > 0,5$  /ГэВ/с/ и с малыми  $x, x \approx 0$ . Выражение /1/ для  $\mathcal{F}_A^S$  тогда запишется в следующем виде:

$$\mathcal{F}_A^S(x, p_{\perp}) = \sum_{n, q} N_n (F^{(n)}(x))^2 (\Phi^{(n)}(p_{\perp}))^2, \quad /4/$$

где

$$\Phi^{(n)}(p_{\perp}) = \frac{B^2}{2\pi\Gamma(\frac{3}{2}n+3)} \left(\frac{Bp_{\perp}}{2}\right)^{\frac{3}{2}n+2} K_{\frac{3}{2}n+2}(Bp_{\perp}),$$

$$F^{(n)}(x) = \int_{\tilde{x}}^1 q^{(n)}(x_1) \tilde{D}_{q \rightarrow h}\left(\frac{x}{x_1}\right) dx_1, \text{ здесь } \tilde{D}_{q \rightarrow h}(z) = z D_{q \rightarrow h}(z).$$

Функция фрагментации  $D_{q \rightarrow h}(z)$  кварка в мезон при вычислении /4/ бралась из работы /14/.

Вклад мягких кварковых соударений  $\mathcal{F}_A^S$  в инклюзивный спектр пар мезонов, рассмотренный выше, можно вычислить и в рамках аддитивной модели кварков /15/. Два кварка налетающего адрона, например нуклона, независимо друг от друга взаимодействуют с нуклонами внутри ядра, а затем фрагментируют в адроны с малыми  $x$ ,  $x \approx 0$  и большими  $p_{\perp}$ . Для  $\mathcal{F}_A^S$  тогда запишем следующее выражение:

$$\mathcal{F}_A^S(x, p_{1\perp}, p_{2\perp}) = \sum_{n,q} N'_n \sum_{\nu=0}^n C_n^{\nu} \int G_{q_1}^{(\nu)}(x_1, p'_{1\perp}) D_{q_1 \rightarrow h_1}(x_2, p'_{2\perp}) *$$

$$* \delta(x - x_1 x_2) \delta^{(2)}(p_{1\perp} - p'_{1\perp} - p'_{2\perp}) G_{q_2}^{(n-\nu)}(z_1, k_{1\perp}) *$$

$$D_{q_2 \rightarrow h_2}(z_2, k_{2\perp}) \delta(x - z_1 z_2) \delta^{(2)}(p_{2\perp} - k_{1\perp} - k_{2\perp}) \prod_{i=1}^2 d^2 p'_i d^2 k_{i\perp} dx_i dz_i, /5/$$

где  $C_n^{\nu}$  - число сочетаний из  $n$  по  $\nu$ ,  $G_{q_1}^{(\nu)}$ ,  $G_{q_2}^{(n-\nu)}$  - функции распределения кварков  $q_1, q_2$  после  $\nu$  и  $n-\nu$  соударений внутри ядра соответственно;

$$N'_n = \frac{1}{n!} \int (\sigma_{qN} T(b))^n e^{-2\sigma_{qN} T(b)} d^2 b$$

- эффективные числа  $n$  взаимодействий кварка, когда два других составляющих кварка налетающего нуклона не взаимодействуют внутри ядра;  $\sigma_{qN}$  - полное сечение неупругого кварк-нуклонного столкновения /15/. Остальные обозначения в /5/ такие же, как и в выражении /1/ для  $\mathcal{F}_A^S$ . Физический смысл /5/ состоит в том, что из трех составляющих кварков начального нуклона один взаимодействует  $\nu$  раз, а другой  $n-\nu$  раз внутри ядра, а затем они оба фрагментируют в адроны  $h_1$  и  $h_2$ .

В случае рождения симметричной мезонной пары,  $p_{1\perp} = p_{2\perp} = p_{\perp}$ , в  $p$ - $A$  соударении выражение для  $\mathcal{F}_A^S$  будет иметь следующий вид:

$$\mathcal{F}_A^S(x, p_{\perp}) = \sum_{n,q} N'_n \sum_{\nu=0}^n C_n^{\nu} F_1^{(\nu)}(x) F_2^{(n-\nu)}(x) \Phi_1^{(\nu)}(p_{\perp}) \Phi_2^{(n-\nu)}(p_{\perp}). /6/$$

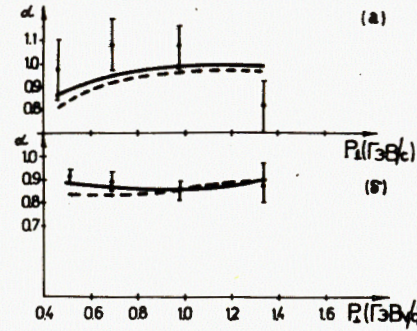


Рис.3. Значения  $\alpha$  для рождения симметричных мезонных пар  $\pi^+K^+$  /а/ и  $\pi^+\pi^+$  /б/ в  $p$ - $A$  столкновении при  $E_0 = 70$  ГэВ, в зависимости от  $p_{\perp}$ ,  $A_1 = {}^9\text{Be}$ ,  $A_2 = {}^{207}\text{Pb}$ ; сплошные кривые - результаты расчета по /4/, пунктирные кривые - расчет в рамках аддитивной кварковой модели по /6/.  $\bullet$  - экспериментальные данные /7/.

Выражения для  $\Phi_1^{(\nu)}(p_{\perp})$ ,  $\Phi_2^{(n-\nu)}(p_{\perp})$  и  $F_1^{(\nu)}(x)$ ,  $F_2^{(n-\nu)}(x)$  такие же, как и для  $\Phi^{(n)}(p_{\perp})$  и  $F^{(n)}(x)$  в /4/, только с заменой  $n$  на  $\nu$  и  $n$  на  $n-\nu$  соответственно.

Как в случае модели, схематично изображенной на рис.2, так и в случае аддитивной кварковой модели при рождении двух симметричных мезонов в  $p$ - $A$  реакциях двум кваркам необходимо набрать одновременно большой поперечный импульс, вероятность чего мала. Поэтому вклад многократных мягких кварковых соударений внутри ядра меньше, чем в случае образования одиночных мезонов. Количественный расчет  $\mathcal{F}_A^S(p_{\perp})$  подтверждает такой вывод.

На рис.3 приведены значения  $\alpha(p_{\perp}) = \ln \frac{\mathcal{F}_A^S(p_{\perp})}{\mathcal{F}_A^S(p_{\perp})} / \ln \frac{A_1}{A_2}$  для рождения

симметричных мезонных пар  $\pi^+\pi^+, \pi^+K^+$  в протон-ядерных реакциях, рассчитанные в рамках модели, изображенной на рис.2, по формуле /4/ и в рамках аддитивной кварковой модели - по /6/. Приведены соответствующие экспериментальные данные об  $\alpha$  при начальной энергии  $E_0 = 70$  ГэВ в зависимости от  $p_{\perp}$ ,  $p_{\perp} = 0,5 \div 1,4$  ГэВ/с.

Из рис.3 видно неплохое согласие теоретических расчетов с экспериментальными данными. В эксперименте /7/ регистрировался каждый из мезонов под углом 160 мрад к оси пучка протонов, что соответствует при  $E_0 = 70$  ГэВ в с.ц.м.  $N$ - $N$  углу вылета  $\pi$ -мезона  $\theta^{\circ} \approx 90^{\circ}$  и углом  $K$ -мезона -  $\theta^* = 120 \div 93^{\circ}$  при  $p = 0,5 \div 2,3$  ГэВ/с. Другими словами, пара  $\pi^+K^+$ -мезонов не точно симметрична в отличие от  $\pi^+\pi^+$ -пары, т.е. для  $\pi$ -мезона  $x \approx 0$ , а для  $K$ -мезона  $x \neq 0$ , но малая величина. Вследствие этого и возникает некоторое различие в поведении  $\alpha(p)$  для  $\pi^+\pi^+$  и  $\pi^+K^+$  пар, которое на рис.3 видно из результатов теоретического расчета и экспериментальных данных.

Имеется некоторое количественное различие в результатах расчета  $\mathcal{F}_A^S$  по модели, схематически изображенной на рис.2, и по аддитивной кварковой модели, как видно из рис.3, однако оно несущественное.

Заметим, что рассмотренный механизм, обусловленный мягкими кварковыми соударениями, описывает рождение адронных пар в  $p$ - $A$

взаимодействиях при не очень больших поперечных импульсах  $p_{\perp}$ . При больших  $p_{\perp}$  необходимо учитывать жесткие столкновения кварков /16/. Анализ процессов образования как мезонных, так и протонных пар с  $p_{\perp} > 2$  ГэВ/с в соударениях при высоких энергиях - предмет дальнейшего исследования.

В заключение авторам приятно поблагодарить А.Б.Кайдалова, Р.М.Суляева и В.В.Ужинского за плодотворные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cronin J.W. et al. Phys.Rev., 1975, vol. D11, p. 3105; Ibid. 1979, vol. D19, p. 764.
2. Kluber K. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, vol. 38, p. 670.
3. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, т. 25, с. 666.
4. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1981, т.33, с. 1673.
5. Лыкасов Г.И., Шерхонов Б.Х. ЯФ, 1983, т. 38, с. 704.
6. Lykasov G.I. Acta Phys.Pol., 1984, vol. B15, p.489;1984.
7. Abramov V.V. IHEP 83-119, Serpukhov, 1983.
8. Macarthy R.L. Phys.Rev.Lett., 1978, vol. 40, p. 213.
9. Chiu C.B. Phys.Rev.Lett., 1980, vol. 44, p. 518; Proc. of the Europhysics study Conference, Erice, Italy, 1981, p. 279.
10. Capella A. Zeitschrift für Physik, 1980, vol. C3, p. 329.
11. Кайдалов А.Б. В сб.: Материалы VII школы физики ИТЭФ. "Наука", М., 1980, вып. 2, с. 38.
12. Casher A., Neuberger H., Nussinov S. Phys.Rev., 1979, D20, p.179.  
Casher A., Kogut J. and Susskind L. Ibid, 1979, vol. D10, p. 732.
13. Gurvich E.G. Phys.Lett., 1979, vol. 87B, No. 4, p. 386.
14. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1977, vol. D15, p.2590.
15. Шабельский Ю.М. ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып. 5, с. 1070.
16. Gunion John F., Peterson B. Phys.Rev., 1980, vol. D22, p. 629.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 июня 1984 года.

Долидзе М.Г., Лыкасов Г.И.

2-84-426

Образование мезонных пар с большими поперечными импульсами в адрон-ядерных взаимодействиях

Анализируется зависимость спектров симметричных пар мезонов, образующихся в  $h$ -А реакциях, от атомного номера ядра-мишени  $A$  в кварковой модели. Показывается, что из-за подавления вклада многократных кварковых соударений в таких процессах  $A$ -зависимость  $p_{\perp}$ -спектров пар мезонов, где  $p_{\perp}$  - их поперечный импульс, слабее, чем в случае рождения одиночных мезонов. Проводится сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными при  $E_0 = 70$  ГэВ и  $p_{\perp} \geq 0,5$  ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Dolidze M.G., Lykasov G.I.

2-84-426

Production of Meson Pairs with Large Transverse Momenta in Hadron-Nuclear Interactions

The dependence of symmetric meson pairs on the target atomic number produced in  $h$ -A reactions is analysed in the framework of the quark model. It is shown that the  $A$  dependence of meson pair  $p_{\perp}$ -spectra is weaker than it appears to be in the case of a single meson production due to suppression of the contribution of multiple quark collisions ( $p_{\perp}$  is the meson transverse momentum). The comparison of theoretical calculations with experimental data at  $E_0 = 70$  (GeV) and  $p_{\perp} \geq 0.5$  (GeV/c) is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984