

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 323.5a

С-408

3705/2-77

19/IX-77

P2 - 10651

А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко

МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ  
СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ  
ОТ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА

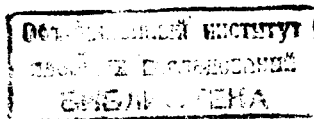
**1977**

P2 - 10651

А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко\*

**МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ  
СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ  
ОТ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА**

*Доклад на Международном совещании "Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях" /Серпухов, 1976/*



---

\*Тбилисский государственный университет.

Сисакян А.Н., Слепченко Л.А.

P2 - 10651

Многокомпонентное описание зависимости средней  
множественности от поперечного импульса

Рассмотрены некоторые вопросы феноменологии многокомпонентного описания зависимости средних множественностей от поперечного импульса в полунклюзивных реакциях. Предложено описание этого явления в рамках модели, предполагающей разбиение вторичных частиц на компоненты в зависимости от характера корреляций между множественностью  $n$  и  $p_{\perp}$  частицы (триггера). Исследуется также ряд других характерных особенностей многокомпонентного описания инклюзивных и полунклюзивных процессов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977**

Sissakian A.N., Slepchenko L.A.

P2 - 10651

Manycomponent Description of the Dependence  
of Mean Multiplicities on the Transverse  
Momentum

We consider some phenomenological problems concerning the manycomponent description of the dependence of mean multiplicities on the transverse momentum in semi-inclusive processes. The description is given in the framework of the model assuming the separation of secondaries into components depending on the character of correlations between the multiplicity of  $n$  and  $p_{\perp}$  particle (trigger). A number of other specific features of the manycomponent description of inclusive and semi-inclusive processes is also investigated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

**Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977**

## ВВЕДЕНИЕ

Интересная особенность инклюзивных процессов в области больших  $p_T$  - появление зависимости средней ассоциативной множественности от поперечного импульса триггера /частицы, детектируемой в инклюзивной реакции/. Изучение этой закономерности<sup>/1-10/</sup> показывает, что для ее понимания весьма плодотворной оказывается идея многокомпонентного описания инклюзивных и полуинклюзивных спектров. Под этим подразумевается такой подход к множественному процессу, при котором вторичные частицы могут быть разбиты на группы, отвечающие различным механизмам их появления /или областям фазового пространства/. Отметим, что существует ряд попыток интерпретации многокомпонентной структуры спектров и множественностей<sup>/5-8/</sup>. В частности, удобно провести классификацию компонент /или механизмов/ в зависимости от характера корреляций между величиной  $p_T$  триггера и множественностью частиц, рожденных в ассоциации с этой детектируемой частицей<sup>/5/</sup>. Ниже мы проследим особенности такой классификации, попытаемся на ее основе выявить физический смысл ряда явлений в области больших поперечных импульсов.

§1. Рассмотрение интересующих нас зависимостей удобно проводить на языке характеристик полуинклюзивных процессов:

$$A + B \rightarrow C(p_T, x) \quad / \text{частица с большим } p_T / + \quad /1.1/$$

+ (n-1) заряженных частиц + произвольное число нейтральных,

т.е. в данном случае в реакции инклюзивным образом выделяется одна из вторичных /заряженных/ частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс /  $C(p_T, x)$  - частица-триггер/.

Среднее число вторичных заряженных частиц /рожденных в ассоциации с триггером/ при фиксированном поперечном импульсе  $p_T$  частицы  $C(p_T, x)$ , т.е. средняя ассоциативная множественность реакции /1.1/, определяется при этом следующим образом:

$$\langle n(p_T) \rangle = \sum_n (n-1) F(n, p_T) / \sum_n F(n, p_T), \quad /1.2/$$

где  $F(n, p_T)$  - дифференциальное одночастичное распределение триггера при заданной топологии /числе заряженных частиц/\*.

Предположим теперь, следуя работе <sup>5/</sup>, что это распределение может быть разбито на компоненты, в соответствии с силой корреляций между множественностью  $(n)$  и поперечным импульсом триггера  $(p_T)$ :

$$F^{\text{tot}}(n, p_T) = F^{\circ}(n, p_T) + F^1(n, p_T). \quad /1.3/$$

В этой формуле первый член, отвечающий отсутствию корреляций, можно представить в виде <sup>\*\*</sup>:

$$F^{\circ}(n, p_T) = c(n) \cdot \phi(p_T), \quad /1.4/$$

а второй, соответствующий сильным корреляциям между  $n$  и  $p_T$ , параметризуем в автомодельной форме<sup>9/</sup>

$$F^1(n, p_T) = a(p_T) \psi(n/f(p_T)). \quad /1.5/$$

Пользуясь определением /1.2/, нетрудно показать, что

\* Более подробно определения, используемые в этой работе, изложены в лекциях<sup>10/</sup>.

\*\* Явно выписываются только зависимости от интересующих нас аргументов  $n, p_T \equiv \{p_x, p_y\}$ . Остальные переменные для простоты можно считать фиксированными.

средняя ассоциативная множественность в этом случае может быть записана следующим образом:

$$\langle n(p_T) \rangle^{\text{tot}} = \langle n^0 \rangle + \langle n^1 \rangle, \quad /1.6/$$

где  $\langle n^0 \rangle \sim \text{const}$ , т.е. не зависит от  $p_T$ , что естественно вытекает из распределения /1.4/, а  $\langle n^1 \rangle \sim f(p_T)$  - корреляционный член средней ассоциативной множественности, порожденный распределением  $F'$ .

Интересно отметить, что построив, используя только первый член в формуле /1.6/, нормированное определенным образом топологическое сечение, мы перейдем к известному скейлингу KNO:

$$\langle n \rangle \frac{\sigma_n}{\sum \sigma_n} = \psi \left( \frac{n}{\langle n \rangle} \right). \quad /1.7/$$

В то же время корреляционный член средней ассоциативной множественности  $\langle n^1 \rangle$  и соответствующее ему распределение /1.5/ дают закон подобия \*

$$\langle n(p_T) \rangle \frac{d\sigma_n / dp_T}{\sum_n d\sigma_n / dp_T} = \psi \left( \frac{n}{\langle n(p_T) \rangle} \right), \quad /1.8/$$

который был предложен в работе /9/ и получил экспериментальное подтверждение /9a/.

Таким образом, с точки зрения корреляций между  $n$  и  $p_T$ , KNO-скейлинг отвечает нулевым /или пренебрежимым/ корреляциям; в случае сильных корреляций можно ожидать выполнения соотношения /1.8/.

\* Этот закон следует, в частности, из представлений о когерентном возбуждении нуклона, которые предсказывают зависимость

$$\langle n(p_T, W) \rangle = a + b p_T^2 + c (W^2 - m^2),$$

где  $W$  - "недостающая" масса,  $m$  - масса нуклона. Справедливость /1.8/ сохраняется для достаточно широкого класса корреляций между  $\langle n(p_T) \rangle$  и  $p_T$ .

Однако следует отметить, что такое разбиение вторичных частиц /по силе корреляций между  $n$  и  $p_T$ / не всегда удобно из физических соображений. К тому же экспериментальные возможности изучения различных компонент и их вклада в множественности /как будет видно из дальнейшего/ часто позволяют проще исследовать другие типы разбиения вторичных частиц. Ниже, пытаясь анализировать различные подходы к многокомпонентному описанию реакций типа /1.1/, мы будем вести рассмотрения, сопоставляя различные способы разбиения с изложенным в этом параграфе.

§2. Рассмотрим сейчас структуру фазового пространства конечного многочастичного состояния реакции /1.1/ и выделим в ней следующие области /компоненты/:

1.  $n_1 \equiv n_\pi$  - совокупность мягких ( $x \sim 0, p_{T_i} \leq p_T^0$ ) частиц, распределенных изотропно в сфере радиуса  $p_T^0$  импульсного пространства /в системе центра масс начальных частиц А и В/.

2.  $n_2 \equiv n_j$ , ( $n_{j1}(\phi=0^\circ), n_{j2}(\phi=180^\circ)$ ) - совокупность частиц с  $p_{T_i} > p_T^0$ , вылетевших в конусе по направлению движения частицы /триггера/ и противоположно этому направлению соответственно. / $\phi$  - азимутальный угол, отсчитываемый от направления детектируемой частицы С\* /.

Считая, что все  $n$ -частицы, родившиеся в конечном состоянии инклюзивной реакции /1.1/, определяются областями  $n_i$  ( $i=1,2$ ), имеем

$$(n-1) = n_\pi + n_{j1}(0^\circ) + n_{j2}(180^\circ). \quad /2.1/$$

Определим парциальные средние множественности вторичных частиц  $\langle n_\pi \rangle$ ,  $\langle n_j \rangle$ , рожденных в ассоциации с детектируемой частицей С в областях фазового пространства с компонентами  $n_i$ . Соответствующие одночастичные распределения  $F_n^i$  ( $i=1,2$ );  $F_n^{\text{tot}}(p_T, x) = F_n^1 + F_n^2$  определены в областях  $p_T < p_T^0$  и  $p_T > p_T^0$ . Тогда полная

\* Отметим, что определение компонент  $n_j$ , вообще говоря, не совпадает с вводимыми в литературе множественностями в сопутствующей-противоположной полусферах  $n^{\text{соп}}$ ;  $n^{\text{прот}}$ . /см. также /11/ /.

средняя ассоциативная множественность выразится через соответствующие вклады  $F^i$  следующим образом:

$$\langle n^{\text{tot}}(p_T, x) \rangle = F^{\text{tot}} = \langle n_{\pi}(p_T, x) \rangle F^1 + \langle n_j(p_T, x) \rangle F^2$$

или

$$\langle n(p_T) \rangle = \alpha \langle n_{\pi} \rangle + \beta \langle n_j \rangle, \quad /2.3/$$

где  $\alpha = F^1 / F^{\text{tot}}$ ,  $\beta = F^2 / F^{\text{tot}}$ ,  $F^{\text{tot}} = F^1 + F^2$ .

Предположим теперь, что каждой компоненте в одно-частичном распределении  $F_n^i(p_T, x)$  отвечают сильные корреляции между величиной поперечного импульса  $p_T$  частицы  $S$  и соответствующей множественностью  $n_i$ ; т.е. имеет место масштабное соотношение <sup>9//см. /1.8//</sup>, т.о.

$$F_n^i(\vec{p}_T) \rightarrow \psi(n / f^i(\vec{p}_T)) = \psi(z^i), \quad /2.4/$$

причем, в зависимости от компоненты  $i = 1, 2$ , корреляции можно подразделить соответственно на два класса. Определим с этой целью т.н. эффективный наклон одно-частичного распределения

$$B(n, s) = \frac{d}{d\vec{p}_T} \left[ \ln \frac{d\sigma^{(n)}}{d\vec{p}_T} \right] \quad /2.5/$$

$p_T$  - фиксирован.

Тогда компонентам  $i = 1, 2$  можно сопоставить два режима <sup>5,9/</sup> поведения /2.5/, соответствующих растущему и убывающему характеру эффективного наклона распределения  $F_n(p_T)$  с увеличением множественности  $n$  : \*

$$B_1^-(n, s) \approx b_1^- n \quad \text{— “сужение” наклона} \quad /2.6/$$

$$B_2^-(n, s) \approx b_2^- \cdot 1/n \quad \text{— “расширение” наклона,}$$

\* Здесь мы ограничились линейной зависимостью от  $n$ ; в общем случае закон  $B(n)$  выражается более сложной формулой.



где коэффициенты  $b_1, b_2$ , могут, вообще говоря, слабо зависеть от энергии.

В терминах /2.6/ автомодельный аргумент полуклюзивного сечения /2.4/ перейдет в

$$Z_i = V^i(n) / f^i(\vec{p}_T).$$

Таким образом, с помощью предположения сильных корреляций парциальной множественности и поперечного импульса в обеих компонентах, можно получить наблюдаемую зависимость, в частности, рост полной ассоциативной множественности  $\langle n^{\text{tot}}(p_T) \rangle$  в области больших поперечных импульсов<sup>/5/</sup>.

Обсудим сейчас связь сделанных предположений о структуре многочастичных конечных состояний с механизмом образования этих состояний в соударениях двух адронов. Рассматривая адроны А и В как совокупность точечных составляющих, удобно проводить классификацию различных механизмов взаимодействия составляющих на основе учета характера их продольного движения внутри адронов<sup>/12/</sup>.

В зависимости от того, находятся ли составляющие в "мягкой" ( $x \sim 0$ ) или "жесткой" ( $x \sim 1$ ) частях спектра, взаимодействие составных адронов можно подразделить на механизм когерентного взаимодействия, ответственный за образование частиц в областях "вперед-назад", и механизм образования "пучков" частиц с большими поперечными импульсами.

Отметим, что подобное деление на два механизма является достаточно грубым приближением. В общем случае значения  $x_i$  составляющих контролируют положение осей пучков, и ввиду того, что значения  $x_i$  пробегают весь спектр  $\{0,1\}$ , четкое разделение двух приближений невозможно. В частности, инклюзивные спектры и ассоциативные множественности  $\langle n(p_T) \rangle \sim \langle n(x, p_T, x_T) \rangle a(x_1) b(x_2)$  сильно зависят от величины  $x_a, x_b, x_c$  и тем самым определяют вклад различных механизмов в компоненты  $n_i$ .

Иллюстрациями возможных механизмов могут служить следующие примеры:

1/ Область фазового пространства конечных частиц, образованных с малыми значениями  $x$  и  $p_T$  ( $x \sim 0, p_T < p_T^\circ$ ).

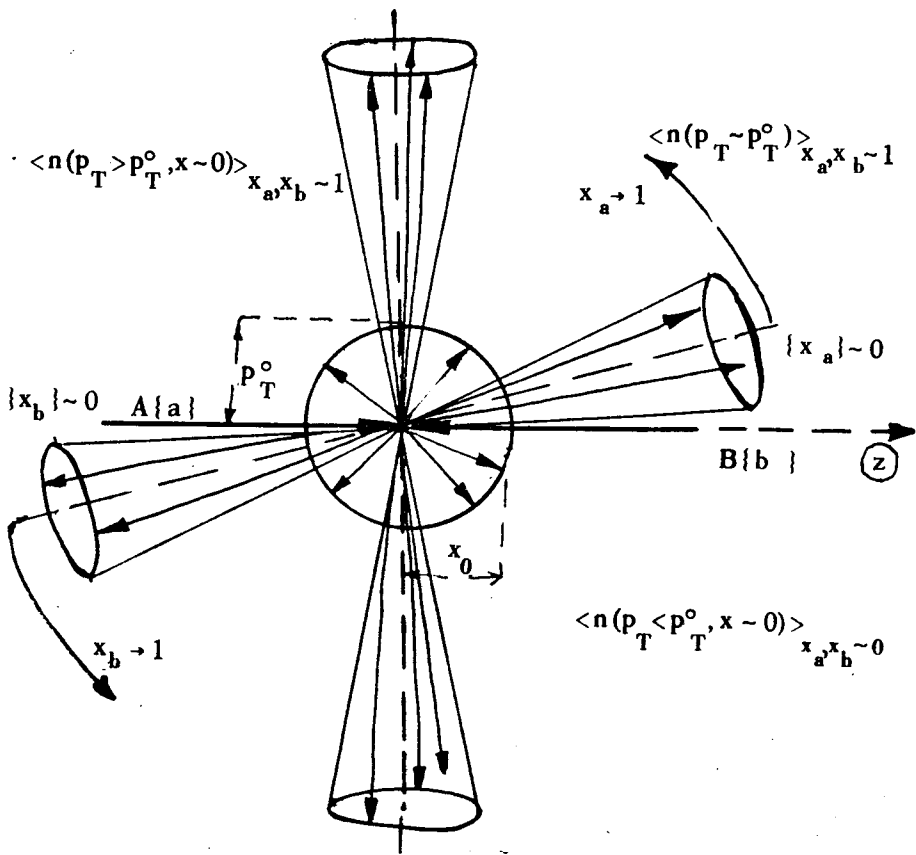


Рис. 1

В этом случае необходимо учитывать механизмы независимого испускания мягких частиц, статистические, мультипериферические вклады. Характерные полуинклюзивные распределения /13,14/:

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{dx} \sim (1-x)^{n-1}, \quad \frac{d\sigma^{(n)}}{dp_T} \sim e^{-np_T}$$

с убывающими ассоциативными моментами /14/

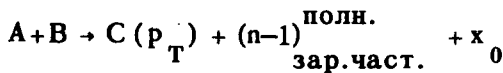
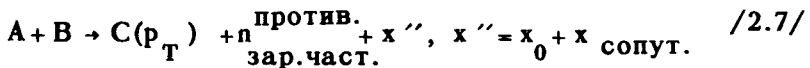
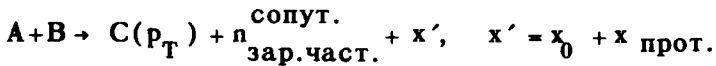
$$\langle n(\vec{p}_T) \rangle \sim [a + b|\vec{p}_T|]^{-1}, \quad a - b|\vec{p}_T|.$$

Отметим, что в эту область дают вклад и мягкие мезоны, образованные в процессах тормозного излучения  $(\langle n \rangle \sim \ln p_T) / 16/$ .

2/ Область промежуточных значений  $p_T$ . Здесь существенны механизмы когерентных взаимодействий /17,15/ составных систем, дифракционного возбуждения адронов /18/, многократных перерассеяний составляющих /19/ и др. В частности, эйкональный режим взаимодействия быстрой частицы с составной системой соответствует "расширению" наклона полуинклюзивного распределения /2.5, 2.6/ и быстрому росту ассоциативной множественности  $\langle n(\Delta) \rangle \sim \Delta^2 / 12/$

Этот же механизм определяет конечные взаимодействия пучков частиц, образованных в соударениях жестких составляющих  $(x_a, x_b \sim 1)$  в области больших углов и поперечных импульсов  $(p_T > p_T^0)$ .

В ряде экспериментов ассоциативные средние множественности определяются из следующих реакций:



Ограничиваясь возможными источниками /компоненты 1,2/ образования частиц /2.1/, с учетом изотропности  $(i=1)$  компоненты множественности, можно записать:

$$n \begin{matrix} \text{сопут.} \\ \end{matrix} = \frac{n\pi}{2} + n_j(0)$$

/2.8/

$$n \begin{matrix} \text{прот.} \\ \end{matrix} = \frac{n\pi}{2} + n_j(180^\circ).$$

Определенные согласно /2.7/ условные средние множественности могут свидетельствовать о присутствии

сильных корреляций  $n \leftrightarrow p_T^c$ , соответствующих механизмам  $i=1,2$  во всей области изменения /включая и  $p_T < p_T^0$  /.

Действительно, предполагая справедливость /2.8/ для средних ассоциативных множественностей, сравним экспериментальные данные /20/ по полной и выборочным /сопутствующим-противоположным/ средним множественностям. Из рис. 2 видно, что наблюдаемый рост и

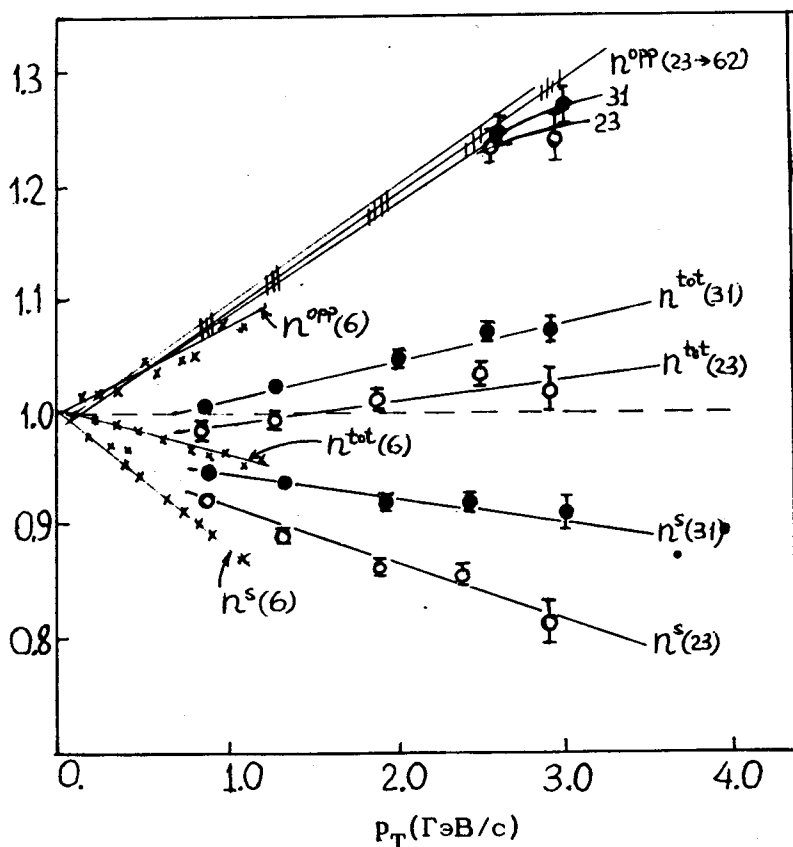


Рис. 2. Поведение ассоциативных множественностей  $\langle n^{tot} \rangle$ ,  $\langle n^c \rangle$ ,  $\langle n^s \rangle$  в зависимости от  $p_T$ . Экспериментальные данные из работ /20,21,24/.

падение с увеличением  $p_T$ , проявляющиеся в условных распределениях /напр.,  $\langle n^{\text{сопут.}} \rangle \sim -0.02p_T$ ,  $\langle n^{\text{прот.}} \rangle \sim 0.1p_T$  при  $\sqrt{s} \sim 23$  ГэВ/ компенсируются в результирующую слабую зависимость  $\bar{n}^{\text{tot}} \sim 0,008p_T$ . Отметим, что эта закономерность проявляется при всех энергиях ISR/ $\sqrt{s} \sim 23 \div 62$  ГэВ/. Сравнение с экспериментальными данными<sup>/21/</sup> при низких энергиях  $\sqrt{s} \sim 6$  ГэВ/указывает на то, что подобная компенсация происходит и в области малых  $p_T$  / $p_T < 1.2$  ГэВ/с/. Опять-таки, наряду со слабой зависимостью  $\langle n^{\text{tot}} \rangle$  от  $p_T$  /в данном случае убывание/ характерный рост компоненты  $n^{\text{прот.}}$  и падение  $n^{\text{сопут.}}$  свидетельствуют о наличии сильных корреляций в конкурирующих механизмах.

Отметим, что количественный анализ соответствующих распределений требует учета весов, с которыми входят сечения отдельных компонент  $\alpha, \beta$  /вместе с единой нормировкой экспериментальных данных/.

Общая картина поведения величины  $\langle n(p_T) \rangle$ , полученная в результате анализа экспериментальных данных<sup>/20-25/</sup> представлена в *таблице*.

Отметим также, что распределения величин  $\langle n^{\text{tot}}(p_T) \rangle$ ,  $\langle n^{\text{прот.}}(p_T) \rangle$  почти не зависят от энергии начальных частиц. Энергетическая зависимость величин  $\langle n^c(p_T) \rangle$ , очевидно, связана с доминирующим вкладом компоненты  $n_{\pi}(p_T, s)$  и может быть параметризована в следующем виде /см. *рис. 3/*:

$$\langle n^c(p_T, s) \rangle \sim 1 - kx_T, \quad x_T = 2p_T / \sqrt{s} \quad /2.9/$$

Следует подчеркнуть, что в измерениях ассоциативных множественностей при больших значениях  $p_T$ , серьезную проблему представляет наличие фона /частиц с малыми  $p_T$  /. Если при соответствующей выборке /2.7/ удастся обрезать импульсы ниже значений  $p \sim p_T^0$ , то появится принципиальная возможность исключить смешивание компонент и выделить механизмы  $(n_{\pi}, n_j)$  в чистом виде.

Так как многие эксперименты по образованию частиц с большими  $p_T$  используют ядерные мишени, возникает интересная возможность изучения влияния величины

Убывание $\bar{n}(p_T)$ "Сужение" $F(n, p_T)$	$\bar{n}(p_T) \sim \text{const}$ $F(n, p_T) \sim F^{(0)}(n)F(p_T)$	Рост $\bar{n}(p_T)$ "Расширение" $F(n, p_T)$
1. $\bar{n}^{\text{tot}}(p_T), p_T < p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow \pi, K, \sqrt{s} = 6 \text{ ГэВ} /21/$	1. $\bar{n}^{\text{tot}}(p_T), p_T < p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow p, \Lambda, \sqrt{s} = 6 \text{ ГэВ} /21/$ $pp \rightarrow p(\pi) + MM, \sqrt{s} = 7,5 \text{ ГэВ} /23/$ $\pi^- p \rightarrow \pi, \sqrt{s} = 9 \text{ ГэВ} /22/$	1. $\bar{n}^{\text{tot}}(p_T), p > p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow \pi, K, \sqrt{s} = 23 \div 62 \text{ ГэВ} /20/$ $pp \rightarrow p(\pi) + MM, \sqrt{s} = 7,5 \text{ ГэВ} /23/$
2. $\bar{n}^c(p_T)$ , весь интервал $p_T$ $pp \rightarrow \pi^0, \pi^\pm, K, \sqrt{s} = 23 \div 62 /20/$ $pp \rightarrow \pi^\pm, \sqrt{s} = 12 \text{ ГэВ} /25/$ $pp \rightarrow \pi^\pm, \sqrt{s} = 6 \text{ ГэВ} /24/$	2. $\bar{n}^c(p_T)$ , весь интервал $p_T$ $pp \rightarrow \pi, \sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ} /20/$ $pp \rightarrow \pi, K, p, \bar{p}, \sqrt{s} = 44 \text{ ГэВ} /26, 27/$	2. $\bar{n}^c(p_T), p > p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow \pi, \sqrt{s} \geq 62 \text{ ГэВ} /20/$
3. $\bar{n}^\pi(p_T), p_T \sim p_{\text{max}}$ $pp \rightarrow \pi, K, \sqrt{s} = 23 \div 62 \text{ ГэВ} /20/$	3. $\bar{n}^\pi(p_T), p_T < p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow \pi, \sqrt{s} = 12$ /25/	3. $\bar{n}^\pi(p_T)$ , (кроме $\sim p_{T \text{ max}}$ ) $pp \rightarrow \pi, K, p, \bar{p}, \sqrt{s} = (6, 12, 23 \div 62) \text{ ГэВ} /20, 25-27/$
4. $\bar{n}(x)$ , весь интервал $x(0, 1)$ $pp \rightarrow \pi, K, p, \Lambda, \sqrt{s} = 6 \text{ ГэВ} /21/$ $\pi^- p \rightarrow \pi, \sqrt{s} = 9 \text{ ГэВ} /22/$	4. $\bar{n}^{\text{jet}}(p_T), p \geq p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow \text{jet}, \sqrt{s} = 23 \div 62 \text{ ГэВ} /26/$	4. $\bar{n}^{\text{jet}}(p_T), p \geq p_T^{(0)}$ $pp \rightarrow \text{jet}, \sqrt{s} = 23 \div 62 \text{ ГэВ} /26/$

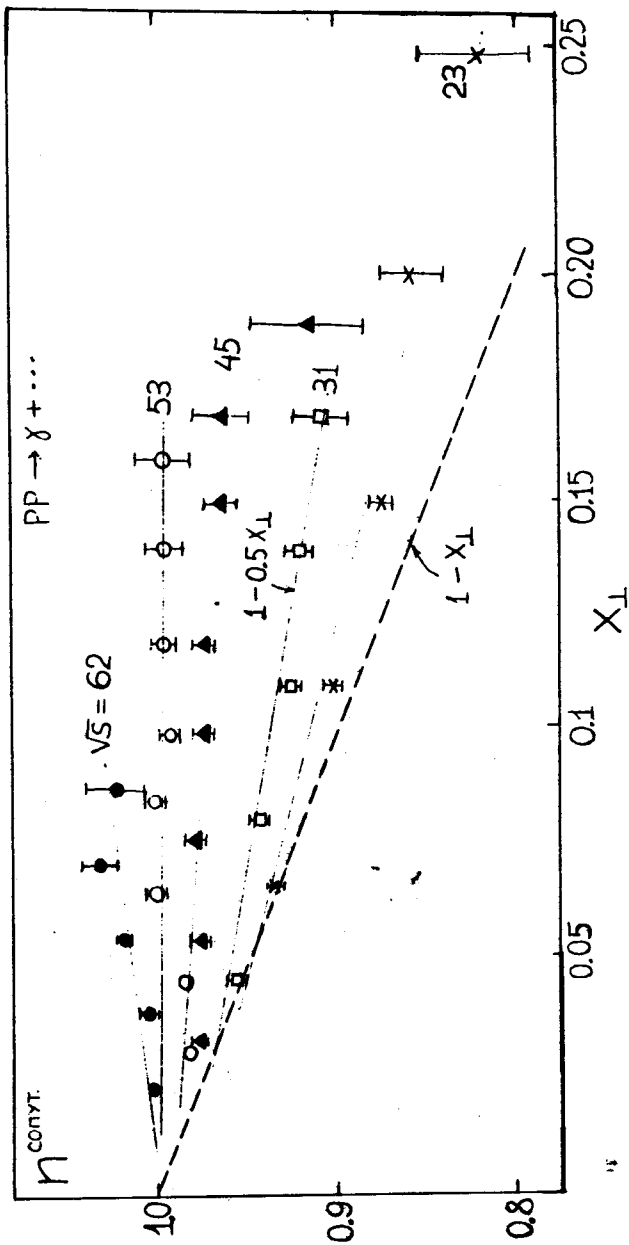


Рис. 3. Зависимость величины  $\langle n^c(p_T, s) \rangle$  от энергии падающего пучка, как функция  $x_L = 2p_T / \sqrt{s}$

поперечных импульсов на характер эффектов ядерного экранирования.

Анализ, проведенный в работах /28/, по данным о взаимодействии пучка протонов с  $p_L = 300 \text{ ГэВ/с}$  для трех типов мишеней  $\text{Be}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Ti}$ , указывает на наблюдаемое ослабление с ростом поперечного импульса, а при  $p_L \geq 2 \text{ ГэВ/с}$  - на полное исчезновение эффектов экранирования одночастичных сечений рождения  $\pi$ -мезонов

$$\frac{d\sigma^A}{d^3p/E} \equiv I(p_T, A) = I(p_T, 1) A^{m(p_T)} \quad /2.10/$$

$$m(p_T \leq 1 \text{ ГэВ/с}) = 0.8 \rightarrow m(p_T \geq 2 \text{ ГэВ/с}) = 1.1.$$

Подобное изменение зависимости инклюзивных сечений от массового номера может свидетельствовать об увеличении роли взаимодействия в глубинных областях ядер и важности учета эффектов перерассеяния.

Отметим, что в рамках соотношения подобия /9/ сечений полуинклюзивных реакций

$$\psi(z) = \langle n(p_T) \frac{d\sigma_n/dp_T}{d\sigma/dp_T} \rangle, \quad /2.11/$$

$$z = n / \langle n(p_T) \rangle,$$

с учетом поведения /2.10/ для полуинклюзивных одночастичных распределений можно получить следующее выражение:

$$\frac{d\sigma^A}{d^3p/E} \sim A^{\alpha(p_T)} \psi_{pp} \left( \frac{n}{\langle n(p_T) \rangle^A} \right) \quad /2.12/$$

$$\alpha(p_T) \rightarrow 0.7 \rightarrow 1.0,$$

где ассоциативная средняя множественность зависит следующим образом от массового номера  $A$ :

$$\langle n(p_T) \rangle^A \sim A^{\beta(p_T)} \langle n(p_T) \rangle \quad /2.13/$$

$$\beta(p_T) = 0 \rightarrow 0.1, \quad p_T > p_T^0.$$



Проведенный феноменологический анализ еще раз показывает, что при изучении инклюзивных и полунклюзивных процессов многокомпонентный подход позволяет достаточно наглядно изучать роль механизмов и их вкладов в различные области фазового объема.

При этом мы не затрагивали вопросов адекватного теоретического описания различных механизмов. Такое рассмотрение в рамках квантовой теории поля представляет одну из принципиальных проблем теории инклюзивных реакций /см., например, /29-31//.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Н.Н.Боголюбова, А.А.Логунова, А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе. Мы искренне признательны Н.С.Амаглобели, В.Г.Кадышевскому, А.Н.Квинихидзе, С.П.Кулешову, Н.К.Куциди, В.А.Матвееву, М.Д.Матееву, Р.М.Мир-Касимову, В.К.Митрюшкину, С.Б.Саакяну, П.Шубелину за обсуждение статьи.

#### Литература

1. Sivers O., Brodsky S.J., Blankenbecler R. SLAC preprint 1595, Stanford (1975).
2. Bjorken J. Proc. of the 1975 Summer Inst. of Particle Physics, SLAC (1975).
3. Ellis S.D., Thun R. Invited talk presented at the IX-th Rencontre de Moriond, CERN TH.1874-Geneva (1974).
4. Nieh H.T., Wang J.M. Phys.Rev., 1972, D5, 2226.
5. Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. Доклад на IV международном семинаре по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-9224, Дубна, 1975.
6. Jabs A. Nuovo Cim. Letters, 1974, 9, 570.
7. Alonso J.L., Wright A.C.D. SLAC preprint 1578, Stanford (1975).
8. Gutay L.J., Suranyi P. Phys.Rev., 1974, D9, 2501.
9. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. ЯФ, 1976, 23, 432; ОИЯИ, P2-8670, Дубна, 1975; JINR preprint E2-9105, Dubna, 1975.
- 9a. Абесалашвили Л.Н. и др. ЯФ, 1976, 24, 1189.
10. Sissakian A.N. Proc. of the 1975 CERN-JINR School of Physics, Alushta; JINR E2-9086, Dubna, 1975.
11. Darriulat P. Rapporteur's talk at the Palermo Conference 1975, CERN preprint (1976) subm. to Nucl. Phys., B.

12. Квинихидзе А.Н., Слепченко Л.А. ОИЯИ, P1,2-8539, Дубна, 1975.
13. Слепченко Л.А. ОИЯИ, P1,2-7642, Дубна, 1973.
14. Дарбаидзе Я.З., Слепченко Л.А. Сообщ. АН ГССР, 1975, 79, №1.
15. Кулешов С.П. и др. ЭЧАЯ, т. 5, вып. 1,3, Атомиздат, Москва /1974/.  
Sissakian A.N. Preprint Research Inst. for Theoretical Physics, Univ. of Helsinki (1974).
16. Contogouris A.P., Holden J.P., Argyres E.N. Phys. Lett., 51B, 251 (1974).
17. Matveev V.A., Tavkhelidze A.N. JINR E2-5141, Dubna, 1970.
18. Hwa R. Phys.Lett., 1972, 42B, 79.
19. Kanofsky A.S., Klenk K.F. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, 1323.
20. Del Prete T. Invited talk given at IX-th Balaton Symposium of Particle Physics, Balatonfured (1974); CERN preprint (1974).  
Finocchiaro G. e.a. Phys.Lett., 1974, 50B, 396.  
Kephart R. e.a., Finocchiaro G. e.a. Proc. of the XVII-th Int. Conf. on High Energy Physics, London (1974).
21. Bøggild H. e.a. Nucl.Phys., 1974, B72, 221.
22. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, P1-8848, Дубна, 1975; ОИЯИ, 1-9406, Дубна, 1975.
23. Ramanauskas A. e.a. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, 1371.  
Anderson E.W. e.a. BNL-19236, Brookhaven (1974).
24. Alper B. e.a. Nuovo Cim.Letters, 1974, 11, 173.
25. Дeppe Ж. и др. Препринт ИФВЭ, М-22, Серпухов, 1975.
26. Belletini G. LNF-75/27 (R), Frascati (1975).
27. Jacob M. CERN ISR Meeting 13 (1975).
28. Gonin J.W. Proc. of the 1974 Summer Inst. of Particle Physics, Vo. II, SLAC-179 (1974).
29. Ежела В.В., Лoгунов А.А., Мествиришвили М.А. Препринт ИФВЭ, СТФ-И, Серпухов, 1971.
30. Квинихидзе А.Н. и др. ОИЯИ, Д2-10297, Дубна, 1976.
31. Дремин И.М. Раппортерский доклад на XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 мая 1977 года.