

# ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ПИОНОВ РАЗНОГО ЗНАКА НА УГЛЕ НАБЛЮДЕНИЯ $180^\circ$ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

*У. Броса, Менг Та-чунг, Е. Моелер*

Институт теоретической физики, Западный Берлин

В работе предпринята попытка понять неожиданные особенности экспериментальных данных по рождению пионов под углом  $180^\circ$  в протон-ядерных столкновениях в рамках двухкомпонентной  $EP - ET$ -модели\*.

Показано: а) несмотря на то что характерные особенности в двух областях по первичной энергии ( $\varepsilon$ )  $0,8 \leq \varepsilon \leq 4$  ГэВ и  $\varepsilon > 4$  ГэВ существенно различаются, механизм реакции один и тот же; б)  $\varepsilon$ -зависимость параметра наклона спектров, так же как и  $\pi^-/\pi^+$ -отношение выходов, имеет кинематическую природу; в) будущие эксперименты по изучению корреляций между частицами, вылетающими назад и вперед, будут информативны для понимания механизмов возбуждения и распада излучающей пионы эффективной мишени.

An attempt is made to understand the striking features of the recent  $180^\circ$  pion-production data in proton-nucleus collisions in the framework of the two-component  $EP-ET$ -picture. It is shown: a) although the characteristic features in the two kinematical regions:  $0,8 \text{ GeV} \leq \varepsilon \leq 4 \text{ GeV}$  and  $4 \text{ GeV} > \varepsilon$  ( $\varepsilon$  is the incident kinetic energy in the lab-frame) are qualitatively different, the reaction mechanisms in these two regions are the same; b) the  $\varepsilon$ -dependence of the spectrum-slope as well as that of the  $\pi^-/\pi^+$  ratio are of kinematical nature; c) further experiments, especially forward-backward correlation measurements will be helpful in studying the excitation and the decay mechanisms of the pion emitting effective-target.

Пионы больших энергий, излучаемые в направлении «назад» в релятивистских ядерных реакциях, наблюдались различными экспериментальными группами [1—4]. Одной из главных целей этих экспериментов являлось выяснение, образуются ли пионы с энергиями выше кинематического предела свободных нуклон-нуклонных столкновений и если они рождаются, то есть ли основания рассматривать коллективные эффекты нуклонов внутри ядерной мишени. Было замечено [5], что имеется связь между обсуждаемой проблемой и множеством новых удивительных особенностей адрон-ядерных

\* В этой модели рассматривается столкновение ядер как взаимодействие эффективного снаряда ( $EP$ ) с эффективной мишенью ( $ET$ ), «трубкой». — *Прим. пер.*

и ядро-ядерных столкновений при больших энергиях. Фактически было показано, что основные черты существующих экспериментальных данных ядерных реакций при высоких энергиях можно понять в рамках простой физической картины — двухкомпонентной  $EP$  —  $ET$ -модели [6].

Шредером и др. [4] в систематических исследованиях энергетической зависимости (кинетическая энергия бомбардирующих протонов  $\epsilon$  варьировалась от 0,80 до 4,89 ГэВ) сечения рождения пионов с кинетической энергией  $E_{\text{лаб}}^{\text{кин}} \geq 100$  МэВ и углом эмиссии  $\theta_{\text{лаб}} = 180^\circ$  были найдены следующие характерные особенности этого процесса при указанных первичных энергиях:

а) при всех указанных первичных энергиях наблюдаемые пионы превышают допустимый предел для свободной кинематики нуклон-нуклонных столкновений;

б) инвариантное инклюзивное сечение рождения пионов описывается простой экспоненциальной зависимостью

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C \exp\{-E_{\text{лаб}}^{\text{кин}}/T_0(\epsilon)\}, \quad (1)$$

где коэффициент  $C$  слабо зависит только от первичной энергии  $\epsilon$ . «Параметр наклона»  $T_0(\epsilon)$  сильно зависит от первичной энергии для  $\epsilon < 4$  ГэВ, причем наблюдается выход на константу при  $\epsilon \geq 4$  ГэВ;

в) параметр наклона слабо зависит от массы ядра мишени;

г) отношение выходов  $\pi^-/\pi^+$  обнаруживает подобную с параметром наклона зависимость от первичной энергии. При энергии 0,8 ГэВ это отношение равно 0,25, при энергии  $\epsilon \geq 4$  ГэВ оно равно единице.

Данные Шредера и др. [4], взятые вместе с более ранними экспериментальными данными А. М. Балдина и др. [1], Хаяширо и др. [2], а также данные Паппа и др. [7], полученные в системе координат, где фрагментирующее ядро быстро движется, а пионы наблюдаются под углом примерно  $0^\circ$ , были использованы для решения следующих вопросов:

1) содержатся ли экспериментальные доказательства коллективного участия нуклонов внутри ядерной мишени в этом типе экспериментов?

2) существует ли взаимосвязь между измерениями в направлении назад [1—4] и в направлении вперед?

3) каким большим или малым передачам импульса соответствуют наблюдаемые энергичные пионы под углом  $180^\circ$ ? Соответствуют ли они — особенно это относится к рождению протонов, дейтонов и ядер трития — «жестким» или «мягким» процессам?

Если в решении этих вопросов есть определенный прогресс, то ряд других проблем остается открытым [4].

1. Существуют ли разные механизмы реакции при низких и высоких ( $\epsilon > 4$  ГэВ) энергиях?

2. Если существуют, то какая между ними взаимосвязь? Если механизм реакций единый, то как можно качественно понять разницу

зависимостей параметров в этих двух энергетических интервалах?

3. Почему отношение  $\pi^-/\pi^+$  падает с уменьшением  $\epsilon$ ? Почему эта зависимость аналогична зависимости от энергии «параметра наклона»?

4. Что можно понять по поводу механизма реакции по существующей  $\epsilon$ -зависимости отношения  $\pi^-/\pi^+$ ? Будут ли дальнейшие исследования отношения  $\pi^-/\pi^+$  полезны?

В настоящей работе предпринята попытка дать ответ на вопросы 1—4 и показано следующее. Во-первых, механизм реакции при больших и малых энергиях один и тот же! Во-вторых,  $\epsilon$ -зависимость параметра наклона и отношения  $\pi^-/\pi^+$  имеет кинематическую природу. В-третьих, измерения отношения  $\pi^-/\pi^+$  полезны для изучения механизма реакции при низких и промежуточных энергиях.

В [5, 6] была предложена двухкомпонентная  $EP-ET$ -модель, согласно которой рождение пионов на угол  $180^\circ$  в протон-ядерных столкновениях происходит в результате мягких (с малой передачей импульса\*) процессов между первичным протоном и эффективной мишенью  $ET$ , причем найденные удивительные особенности высокоэнергичных данных ядерных реакций становятся прямым следствием тривиальной кинематики\*\*.

Напомним, что  $ET$  есть группа нуклонов, расположенных вдоль траектории первичного адрона внутри ядерной мишени. Эту группу нуклонов можно в первом приближении рассмотреть как ядерный адронный объект с массой  $\nu_{ET}M$ , где  $M$  — масса нуклона;  $\nu_{ET}$  — число нуклонов эффективной  $ET$ -мишени. Такое допущение возможно, так как время формирования конечных многочастичных состояний в столкновениях адронов больших энергий *много больше* времени пролета первичной частицы через ядро. В этом смысле нуклоны вдоль траектории первичного адрона можно рассматривать как единый объект.

В динамической картине *фрагментации снаряда  $ET$*  движется с кинетической энергией  $\nu_{ET}\epsilon$  до акта взаимодействия, если снаряд имеет энергию  $\epsilon$  на один нуклон. После столкновения частица  $ET$  (в общем случае возбужденная), потеряв относительно небольшие порции энергии и импульса (только *мягкие* столкновения), имеет скорость, близкую к начальной. Ранее было показано [5], что  $E_p^{кин}/\nu_{ET}\epsilon$  является хорошей масштабной переменной. Для ядерной мишени (с массовым числом  $A_T$ ) инклюзивное сечение рождения пионов при различных первичных энергиях описывается зависимостью

$$Ed^3\sigma/d^3p = C \exp\{-E_p^{кин}/(\alpha\nu_{ET}\epsilon)\}, \quad (2)$$

\* Это заключение верно для передачи поперечного импульса в процессе столкновения частиц, но, с другой стороны, допущение  $EP-ET$ -модели о существовании эффективной ( $ET$ ) мишени из нескольких нуклонов предполагает большие передачи к инклюзивной частице продольного импульса, продольного импульса всех составляющих  $ET$ -образование нуклонов.— *Прим. пер.*

\*\* См. ссылки в [1—4, 7], дополнительные ссылки могут быть найдены в [5, 6].

где обе константы  $C$  и  $\alpha$  не зависят от  $\varepsilon$  и, кроме того, не зависят от  $A_T$ . Соотношение (2) в работе [5] было интерпретировано в терминах статистической модели, в которой  $\alpha v_{ET}$   $\varepsilon$  — средняя кинетическая энергия излучающей системы. Таким образом, по аналогии с свободным бoльцмановским газом температура пропорциональна полной кинетической энергии системы. (Заметим, что по абсолютным значениям температура достаточно высока, так что использование бoльцмановского распределения оправдано.)

В рассматриваемом случае, поскольку наблюдаемые пионы для  $\theta_{\text{лаб}} = 180^\circ$  были достаточно энергичные ( $E_{\text{лаб}}^{\text{кин}} \geq 100$  МэВ), их энергия и импульс близки не только в системе снаряда, но и в лабораторной системе, т. е. пионы в первом приближении можно рассматривать безмассовыми и

$$E_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = \sqrt{(1-\beta)/(1+\beta)} E_p^{\text{кин}}, \quad (3)$$

где  $\beta = \sqrt{\varepsilon(\varepsilon + 2M)/(\varepsilon + M)}$  — скорость снаряда относительно мишени;  $M$  — масса нуклона.

Из соотношений (1)–(3) легко получить

$$T_0(\varepsilon) = \alpha v_{ET} (\varepsilon/M) \{ [E + M - \sqrt{\varepsilon(\varepsilon + 2M)}] \}. \quad (4)$$

Функция (4) очень хорошо \* аппроксимирует кривую на рис. 1, а в работе [4]. Необходимо отметить, что а) форма не зависит от константы  $\alpha v_{ET}$ ; б) константа  $\alpha v_{ET}$  непосредственно определяется из экспериментальных данных работы [1].

Удивительно хорошее согласие между экспериментом и теорией вместе с объяснением других характерных черт ядерных реакций при высоких энергиях дает уверенность в том, что мы на правильном пути. Фактически, можно надеяться, что настоящая модель дает естественное объяснение и других свойств (см. пп. 1–4, приведенные выше) так же хорошо.

Теперь вычислим отношение  $\pi^-/\pi^+$ . При высоких энергиях ( $\varepsilon > 4$ ) это отношение равно единице, в связи с чем возникает вопрос: какие эффекты необходимо ввести в рассмотрение при переходе к низкоэнергетической области.

Наиболее важный и также наиболее тривиальный эффект — рассмотрение влияния кинематики! Действительно, когда первичная энергия  $\varepsilon$  возрастает, увеличивается не только относительная скорость между  $ET$  и снарядом, но и максимальное значение имеющейся в распоряжении кинетической энергии для рождения частиц. Таким образом, множественность пионов при малых бомбардирующих энергиях мала. Фактически, простые оценки показывают, что при  $\varepsilon = 0,80$  ГэВ] энергичных ( $E_{\text{лаб}}^{\text{кин}} \geq 100$  МэВ) пионов рождается при

\* Предсказания для эксперимента Шредера и др. [4] были сделаны в [5], где вычислено инклюзивное поперечное сечение для различных мишеней и различных первичных энергий, используя универсальную кривую, обнаруженную при  $180^\circ$  [1], и  $2,5^\circ$ –[7] в терминах нашей масштабной переменной. Было найдено приближенное выражение для  $T_0(\varepsilon)$ .

угле наблюдения  $180^\circ$  не более двух. Это означает, что пионы, наблюдаемые при наименьших бомбардирующих энергиях в эксперименте Шредера и др., образованы в реакциях с рождением одного или двух пионов. В противоположность высокоэнергетическому случаю состояния с определенным изоспином играют существенную роль в малоадронных системах.

Важность этих эффектов можно продемонстрировать следующим простым вычислением. Во-первых, напомним следующее:

а) в двухкомпонентной  $EP - ET$ -модели в первом приближении  $ET$  ведет себя как единый адрон с большой массой;

б) возбуждение сталкивающихся объектов в протон-протонном взаимодействии, т. е.  $EP - ET$ -протон, обусловлено обменом

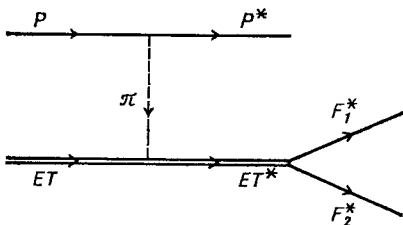


Рисунок. Снаряд  $P$  — эффективная мишень  $ET$ -столкновения однопионного обмена

квантовыми числами вакуума при высоких энергиях и однопионным обменом при малых энергиях [8];

в) среднее число нуклонов в  $ET$ , а именно  $\bar{\nu}_{ET}$ , например для ядра меди, равно приблизительно двум. Согласно работе [9] легко получить для среднего числа нуклонов  $\bar{\nu}_p$ , встречающихся на пути

первичного адрона при прохождении через ядро-мишень с массовым числом  $A$ :  $\bar{\nu}_p = A \sigma_{pp}^{in} / \sigma_{pA}^{in}$ , где  $\sigma_{pp}^{in}$  и  $\sigma_{pA}^{in}$  — неупругие сечения соот-

ветственно  $pp$ - и  $pA$ -взаимодействий. При этом мы полагали, что мягкие столкновения преимущественно периферические\*. Таким образом,  $\bar{\nu}_{ET} < 2,5 < \bar{\nu}_p$  для меди. С другой стороны, из-за того, что нуклоны внутри  $ET$  проявляют себя как единое целое, энергичные пионы, вылетающие назад (какие наблюдались в эксперименте Шредера и др.), есть фрагменты  $ET$  с большим числом нуклонов, т. е.  $\bar{\nu}_{ET} > 1$ .

Факты, отмеченные выше, позволяют заключить: механизм однопионного обмена является разумной аппроксимацией динамики мягких  $P - ET$ -процессов при первичных энергиях, для которых это приближение хорошо описывает  $pp$ -взаимодействия.

В практических расчетах будем основываться на полной аналогии между  $p - ET$  и соответствующих  $pp$ -процессах [10]. Таким образом, мы принимаем следующую картину: 1. После взаимодействия снаряд  $p$  и  $ET$  в общем случае становятся возбужденными (обозначен-

\* Вышеупомянутое среднее есть среднее по всем возможным процессам, именно *мягким* (в основном периферическим) и *жестким* (в основном центральным). Для *мягких* столкновений, ответственных за процессы рождения частиц назад, это среднее значение несколько меньше. Такой эффект обсужден в [5], где также указано, что он становится сильнее с увеличением  $A$ . Таким образом,  $A$ -зависимость величины  $\bar{\nu}_{ET}$  для мягких процессов слабее, чем для  $\bar{\nu}_p$ .

Таблица 1. Вероятность пионной эмиссии из возбужденной двухнуклонной эффективной мишени для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -обмена

ET		ET*		$F_1^* + F_2^*$		$m$	Относительные вероятности для $\pi^+ : \pi^0 : \pi^-$			
$\pi^+$ -обмен										
1/4	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	1/1	$\begin{bmatrix} 2 \\ 2 \end{bmatrix}$	1/1	$\Delta^{++}\Delta^+$	2	1/4	(4/3	2/3	0)
				1/1	$\Delta^{++}p$	1	1/1	(1	0	0)
1/4	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\begin{bmatrix} 2 \\ 1 \end{bmatrix}$	1/1	$\Delta^{++}\Delta^0$	2	1/8	(1	2/3	1/3)
				1/4	$\Delta^{++}n$	1	1/32	(1	0	0)
		3/4	$\Delta^+p$	1	3/32	(1/3	2/3	0)		
		1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	3/5	$\Delta^{++}\Delta^0$	2	3/40	(1	2/3	1/3)
				2/5	$\Delta^+\Delta^+$	2	1/20	(2/3	4/3	0)
		3/4	$\Delta^{++}n$	1	3/32	(1	0	0)		
1/4	$\Delta^+p$	1	1/32	(1/3	2/3	0)				
1/4	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	1/6	$\begin{bmatrix} 2 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\Delta^{++}\Delta^-$	2	1/48	(1	0	1)
				1/2	$\Delta^+\Delta^0$	2	1/48	(1/3	4/3	1/3)
		1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\Delta^+n$	1	1/48	(1/3	2/3	0)
				1/2	$\Delta^0p$	1	1/48	(0	2/3	1/3)
		1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	9/10	$\Delta^{++}\Delta^-$	2	9/80	(1	0	1)
				1/10	$\Delta^+\Delta^0$	2	1/80	(1/3	4/3	1/3)
		1/2	$\Delta^+n$	1	1/16	(1/3	2/3	0)		
		1/2	$\Delta^0p$	1	1/16	(0	2/3	1/3)		
1/3	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\Delta^{++}\Delta^-$	2	1/24	(1	0	1)		
		1/2	$\Delta^+\Delta^0$	2	1/24	(1/3	4/3	1/3)		
1/4	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/1	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	3/5	$\Delta^{++}\Delta^0$	2	3/20	(1	2/3	1/3)
				2/5	$\Delta^+\Delta^+$	2	1/10	(2/3	4/3	0)
3/4	$\Delta^{++}n$	1	3/16	(1	0	0)				
1/4	$\Delta^+p$	1	1/16	(1/3	2/3	0)				
$\pi^-$ -обмен										
1/4	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	1/2	$\begin{bmatrix} 2 \\ 1 \end{bmatrix}$	1/1	$\Delta^{++}\Delta^0$	2	1/8	(1	2/3	1/3)
				1/4	$\Delta^{++}n$	1	1/32	(1	0	0)
		3/4	$\Delta^+p$	1	3/32	(1/3	2/3	0)		
		1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	3/5	$\Delta^{++}\Delta^0$	2	3/40	(1	2/3	1/3)
				2/5	$\Delta^+\Delta^+$	2	1/20	(2/3	4/3	0)
		3/4	$\Delta^{++}n$	1	3/32	(1	0	0)		
1/4	$\Delta^+p$	1	1/32	(1/3	2/3	0)				

Продолжение табл. 1

$ET$	$ET^*$	$F_1^* + F_2^*$	$m$	Относительные вероятности для $\pi^+ : \pi^0 : \pi^-$						
1/4	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	2/3	$\begin{bmatrix} 2 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\Delta^{++}\Delta^-$	2	1/12	(1	0	1)
				1/2	$\Delta^+\Delta^0$	2	1/12	(1/3	4/3	1/3)
		1/3	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\Delta^+n$	1	1/12	(1/3	2/3	0)
				1/2	$\Delta^0p$	1	1/12	(0	2/3	1/3)
		1/2	$\begin{bmatrix} 2 \\ -1 \end{bmatrix}$	1/1	$\Delta^+\Delta^-$	2	1/8	(1/3	2/3	1)
				3/4	$\Delta^0n$	1	3/32	(0	2/3	1/3)
1/4	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	1/4	$\Delta^-p$	1	1/32	(0	0	1)
				3/5	$\Delta^+\Delta^-$	2	3/40	(1/3	2/3	1)
		1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	2/5	$\Delta^0\Delta^0$	2	1/20	(0	4/3	2/3)
				1/4	$\Delta^0n$	1	1/32	(0	2/3	1/3)
1/4	$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/1	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	3/4	$\Delta^-p$	1	3/32	(0	0	1)
				9/10	$\Delta^{++}\Delta^-$	2	9/40	(1	0	1)
				1/10	$\Delta^+\Delta^0$	2	1/40	(1/3	4/3	1/3)
				1/2	$\Delta^+n$	1	1/8	(1/3	2/3	0)
1/2	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	1/2	$\Delta^0p$	1	1/8	(0	2/3	1/3)		

Примечание. Числа в скобках колонок 2 и 4 характеризуют изоспиновые состояния (полный спин и его третья проекция). Вероятности этих состояний даны в колонках 1 и 3. Фрагменты возбужденной  $ET$  ( $ET^*$ ) и соответствующие относительные ширины даны в колонках 6 и 5. Относительные вероятности для  $\pi^+$  и  $\pi^-$  нормированы на  $m$  — число рожденных мезонов. Заметим, что фактор перед каждой скобкой в последней колонке не включает соответствующие веса, приведенные в табл. 2.

ния  $p^*$  и  $ET^*$  соответственно на рисунке) и могут излучать пионы через распад изобар [10]. 2. В этом энергетическом интервале только наимизшие пион-нуклонные резонансы ( $\Delta$ ) играют доминирующую роль. Это означает, например, что для случая, когда  $ET$  — двух-нуклонная система, возможен распад ее на  $F_1^*$  и  $F_2^*$ , т. е. или на нуклон, или на частицу  $\Delta$ . Число частиц  $\Delta$  в конкретном случае зависит от первичной энергии. Для фиксированного числа частиц  $\Delta$  относительная вероятность различных конфигураций определяется коэффициентами Клебша — Гордана. Результат вычислений просуммирован в табл. 1 и 2.

При первичных энергиях ниже порога рождения двух пионов рождается только одна частица  $\Delta$  [11], тогда отношение  $\pi^-/\pi^+$  для пионов, наблюдаемых под углом  $180^\circ$ , равно 0,19, если  $ET$  состоит

Таблица 2. Относительные веса для обмена различными пионами для эмиссии пионов возбужденным снарядом  $P^*$ 

Снаряд		Пион от $P^*$ ( $\pi^+ : \pi^0 : \pi^-$ )			Пион от возбуждения $ET$
$P$	$P^*$				
$p$	1/3 $p$	0	0	0	$\pi^0$
	2/3 $n$	0	0	0	$\pi^+$
	1/2 $\Delta^{++}$	1	0	0	$\pi^-$
	1/3 $\Delta^+$	1/3	2/3	0	$\pi^0$
	1/6 $\Delta^0$	0	2/3	1/3	$\pi^+$
$n$	2/3 $p$	0	0	0	$\pi^-$
	1/3 $n$	0	0	0	$\pi_0$
	1/6 $\Delta^+$	1/3	2/3	0	$\pi^-$
	1/3 $\Delta^0$	0	2/3	1/3	$\pi^0$
	1/2 $\Delta^-$	0	0	1	$\pi^+$

из двух нуклонов. (Заметим, что  $\pi^-/\pi^+$  будет равно 0,09, если  $ET$  — одиночный нуклон, а также что в периферических столкновениях  $ET$  может состоять и более чем из двух нуклонов.) Введем  $g$  — вероятность того, что  $ET$  — одиночный нуклон, и  $1 - g$  — вероятность, что  $ET$  — двухнуклонная система. Тогда число  $\pi^-$  равно  $0,09 g + 0,10 (1 - g)$  и число  $\pi^+$  равно  $0,41g + 0,51 (1 - g)$ .

Следовательно:

$$\pi^-/\pi^+ = [0,11 g + 0,29 (1 - g)]/[1,22g + 1,54 (1 - g)]. \quad (5)$$

Заметим, что  $0,09 \leq \pi^-/\pi^+ \leq 0,19$  в рассматриваемом энергетическом интервале согласуется с тенденцией данных [4]. Далее, поскольку  $\theta_{\text{лаб}} = 180^\circ$ , энергичные пионы ( $\geq 100$  МэВ) с большей вероятностью образуются из  $ET$ , состоящей из двух нуклонов, чем из однонуклонных  $ET$ , так мы ожидаем \*, что  $g \approx 0$ . Следовательно,  $\pi^-/\pi^+ = 0,19$ .

При первичных энергиях, при которых возможно рождение только двух пионов, оба пиона могут быть имитированы возбужденной  $ET$  (см. табл. 1). Заметим, что в этом случае наблюдаемый пион при  $\theta_{\text{лаб}} = 180^\circ$  есть единственная образованная в процессе столкновения частица. В этом случае возможны только  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -обмены для возбуждения  $ET$  (см. рисунок и табл. 2). Таким образом, если первичная частица — нейтрон, то возможны только  $\pi^-$ - и  $\pi^0$ -обмены. Отношение  $\pi^-/\pi^+$  изменяется по отношению к варианту, когда снарядом является протон, т. е. получаем интересный тест проверки этой

\* Это особый случай, когда влияние ферми-движения считается несущественным.



точки зрения в эксперименте, используя нейтронный или тяжелоионный пучок. Заметим также, что в эффективных мишенях (или эффективных снарядах, если используется пучок тяжелых ионов) вероятность встретить нуклоны в виде протона или нейтрона определяется в общем не только массой и зарядовым числом мишени (снаряда) ядра, но также ядерной структурой. Для простоты в наших вычислениях эти вероятности берутся равными (см. колонку 1, табл. 1).

Но более вероятно, что в процессе столкновения оба, снаряд и группа  $ET$ , станут возбужденными и каждый будет излучать один пион. Последний случай имеет интересные следствия. Предположим, что осуществим запуск экспериментальной установки с положительно заряженным пионом вблизи  $\theta_{\text{лаб}} = 0^\circ$  и измерим относительный выход отрицательных и положительных заряженных энергичных пионов около  $\theta_{\text{лаб}} = 180^\circ$ . В этом случае отношение  $\pi^-/\pi^+$  количественно отличается от того, что будем наблюдать в однопионном инклюзивном эксперименте. Фактически отношение  $\pi^-/\pi^+$  вместо значения 0,2 будет порядка 8,8 для фактора  $g$ , равного нулю. Это важное предсказание для «вперед — назад» совпадательных экспериментов.

Отношения  $\pi^-/\pi^+$  в предельных случаях больших и малых энергий, а также энергетическую зависимость  $\pi^-/\pi^+$  в переходной области можно получить статистическим методом Чао и Янга [11]. Так как 1) множественность пионов увеличивается с ростом первичной энергии, 2) изоспиновые эффекты становятся относительно слабыми при большой множественности пионов, то отношение  $\pi^-/\pi^+$  увеличивается монотонно с ростом первичной энергии, достигая предельной величины (единицы) для больших первичных энергий. Практически применение метода Чао — Янга к рассматриваемой задаче состоит в замене конгломерата (образованного снарядом и адроном мишени в чао-янговском случае) возбужденной  $ET$ -системой.

После того как эти заметки были написаны, были опубликованы два препринта (Л. С. Шредера и др. LBL-10899 и LBL-11102) и Сообщение ОИЯИ из Дубны (А. М. Балдин и др. 1-82-28). В работах Беркли получено отношение  $\pi^-/\pi^+$  для пучков тяжелых пионов ( $C$  и  $A$ ) с близкими энергиями. Эти измерения согласуются с предсказаниями. Результаты Дубны по рождению  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов, полученные при облучении легчайших ядерных мишеней высокоэнергичным протонным пучком (8,9 ГэВ/с), содержат угловые и импульсные зависимости, зависимости от поперечной составляющей импульса для пионов и зависимости от массового числа мишени. Эти данные согласуются с предсказаниями двухкомпонентной  $EP - ET$ -модели вообще и настоящей работой в частности (детали  $EP - ET$ -модели, относящиеся к рождению пионов в жестких столкновениях с большими переданными импульсами и/или ассоциативной множественностью, можно найти в работе Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1331).

Авторы благодарят Гросса за полезные дискуссии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Baldin A. M. e.a.**—Yad. Fiz., 1973, Bd. 18, S 79 Sov. J. Nucl. Phys., 1974, v. 18, p. 41; Yad. Fiz., 1975, Bd. 20, S 1204; Sov. J. Nucl. Phys., 1976, v. 20, p. 629.
2. **Hayashiro T. e.a.**—Lett. Nuovo cimento, 1976, v. 16, p. 71.
3. **Perdrisat C. F. e.a.**—Phys. Rev. C, 1978, v. 18, p. 1764.
4. **Schroeder L. S. e.a.**—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1787.
5. **Mathis H. B., Meng Ta-chung.**—Phys. Rev. C, 1978, v. 18, P. 952; **Meng Ta-chung, Moeller E.**—In: Proc. Intern. Seminar on High Energy Physics Problems. Dubna, USSR 1978, p. 300; **Meng Ta-chung, Moeller E.** Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1352; **Moeller E.** (unpublished).
6. **Meng Ta-chung** In: Procs of the Topical Meeting on Multiparticle Production on Nuclei at Very High Energies, Trieste, Italy, 1976, Ed. by G. Bellini e.a. (ICTP, Triest, 1976) p. 435; Phys. Rev. D, 15, 197 (1977).
7. **Papp J. e.a.**—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 600.
8. **König P., Kroll P.** Wuppertal, Preprint WU B 80-17, 1980. Результат этого анализа показывает, что «вклад обмена вакуумными квантовыми числами», доминирующий при высоких энергиях протон-протонных процессов столкновения, невелик при энергии 6 ГэВ.
9. **Busza W.**—In: High Energy Physics and Nuclear Structure, 1975. AIP Conference Proceedings, N 26. Ed. D. E. Nagle e.a., p. 211.
10. Вклад рождения изобар в жестких нуклон-нуклонных процессах для нуклона мишени в свободном состоянии или внутри ядра обсуждался многими авторами много лет назад. См., например: **Peaslee D. C.**—Phys. Rev., 1954, v. 94, p. 1085; **Lindenbaum J. A., Sternheimer R. M.**—Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1894; **Mandelstam S.**—Proc. Roy Soc. A, 1958, v. 244, p. 491; **Silber R. R., Sternheim M. M.**—Phys. Rev. C, 1973, v. 8, p. 492; **Sparrow D. A. e.a.**—Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 2215. Заметим, что изобарная модель также согласуется с масштабным поведением, обсужденным в модели. Для *pp*-столкновений см., например, **Dekkers D. e.a.**—Phys. Rev. B, 1965, v. 137, p. 962 и ссылки там.
11. **Chao A. W., Yang C. N.**—Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 2505.