

# УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ $\pi$ -МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

(Обзор)

*В. В. Глаголев,*

*К. Д. Толстов*

Объединенный институт ядерных  
исследований, Дубна

Проводится обзор экспериментальных данных, полученных в пион-нуклонных столкновениях при высокой энергии, включающий упругое рассеяние, генерацию частиц и резонансов, импульсные спектры вторичных частиц и поляризацию.

Результаты сопоставляются с теоретическими моделями.

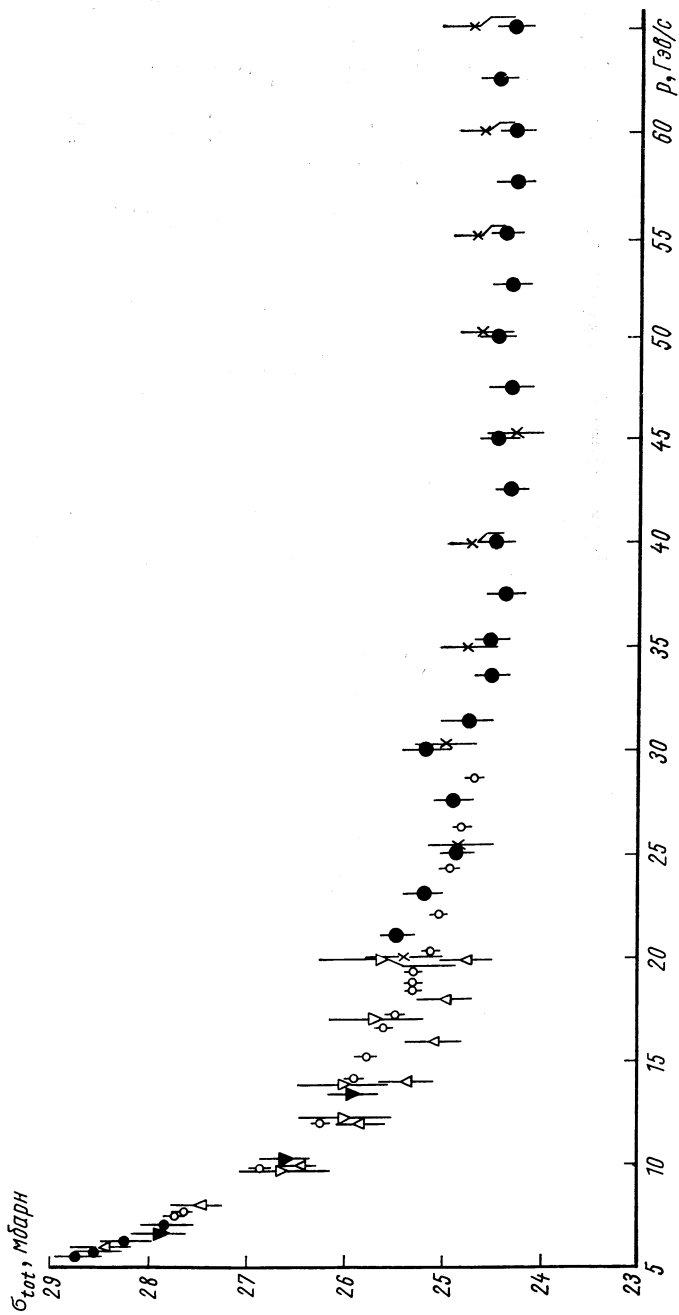
A review of experimental data on elastic scattering, generations of particles and resonances, polarization of barions and momentum spectra of secondaries obtained in pion-nucleon collisions at high energies is given. The results are compared with theoretical models.

## 1. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Одним из важнейших критериев для сравнения с опытом современных теорий сильного взаимодействия является зависимость от энергии и знака заряда полных сечений при столкновении адронов с протонами. Теоретические модели, основанные на аксиоматическом подходе в квантовой теории поля, дают ограничения на асимптотические поведения полных сечений.

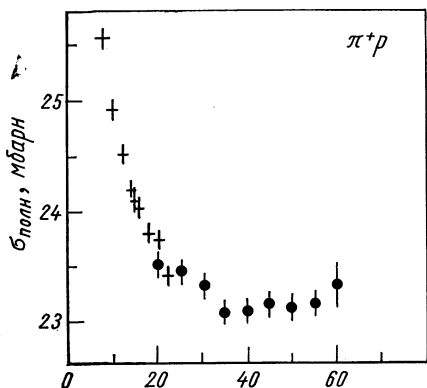
Теорема Померанчука [1] предсказывает уравнивание полных сечений  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -столкновений в пределе с ростом энергии  $\sigma_t^+(\infty) = \sigma_t^-(\infty)$ . На основе модели комплексных угловых моментов получена зависимость полных сечений от энергии в достигнутом энергетическом интервале, а также ход сечений при больших энергиях.

В экспериментальном отношении измерения полных сечений представляют все большие трудности по мере увеличения энергии пионов, так как более сложным становится учет кулоновского рассеяния, состава первичного пучка, геометрических условий и т. д.



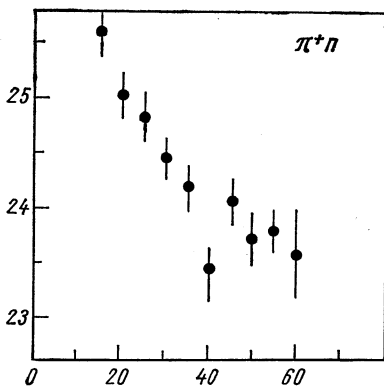
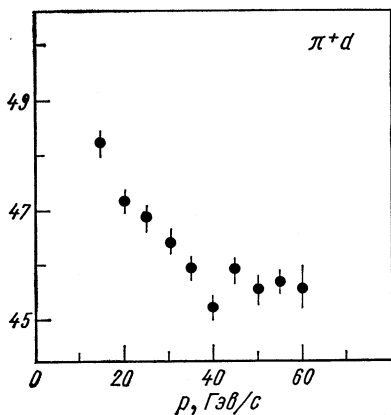
Р и с. 4. Зависимость полного  $\pi^-p$ -сечения от импульса.

В работах [2, 3] на Серпуховском ускорителе полные сечения  $\pi^-p$ -столкновений были определены в интервале импульсов 25—65 Гэв/с и показаны на рис. 1 совместно с данными при мень-



ших импульсах. В работе [4] получены полные  $\pi^+p$ -сечения, а также  $\pi^+n$ -сечения из измерений  $\pi^+d$ -сечений при условии, что в соответствии с принципом зарядовой независимости приняты равными  $\pi^+n$ - и  $\pi^-p$ -сечения, и введена глауберовская поправка на уменьшение  $\pi^+d$ -сечения по сравнению с суммой  $\pi^+n$ - и  $\pi^+p$ -сечений. Результаты этих измерений совместно с более

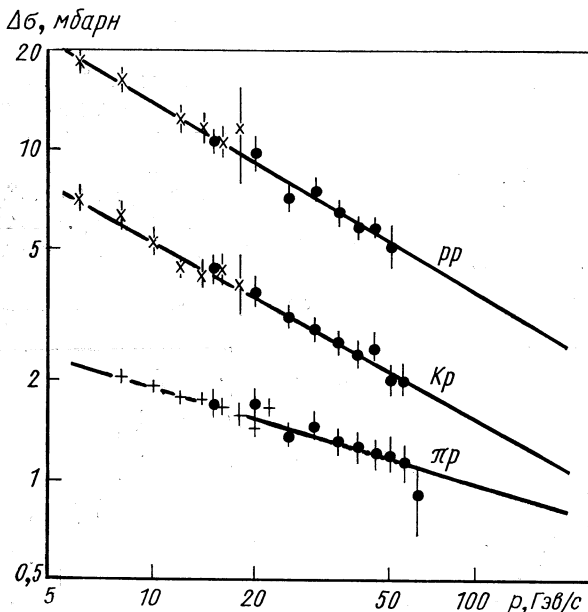
Рис. 2. Зависимость полных  $\pi^+p$ -,  $\pi^+d$ - и  $\pi^+n$ -сечений от импульса.



ранними данными показаны на рис. 2. Согласно работе [3], данные которой имеют большую точность, начиная от 30 Гэв/с с ростом импульса уменьшение полного сечения  $\pi^-p$  имеет наклон:  $\Delta\sigma/\Delta p = -0,005 \pm 0,005$ , т. е. в пределах однократной погрешности полные сечения выходят на плато. По данным работы [4], полное сечение также становится практически постоянным при импульсах выше 30 Гэв/с. На рис. 3 показан ход разности полных сечений взаимодействий частиц и античастиц с протонами, т. е. для  $\pi$ -мезонов  $\Delta\sigma = \sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p}$ .

Экспериментальные данные в работе [4] хорошо описываются формулой  $\Delta\sigma = A p^{-n}$ , где  $p$  — импульс в лабораторной системе

и для  $\pi$ -мезонов  $A = 3,9 \pm 0,4$ ,  $n = 0,31 \pm 0,04$ . Такое поведение  $\Delta\sigma$  согласуется с теоремой Померанчука. Эти результаты привлекают большое внимание и находятся в центре теоретической дискуссии. Так, в ряде моделей полные сечения достигают минимума, затем растут к асимптотическим значениям и выполняется теорема Померанчука. В работах [5, 6] это показано на основе теории комплексных угловых моментов. В работах



Р и с. 3. Зависимость от импульса разности полных сечений  $-\Delta\sigma$ .

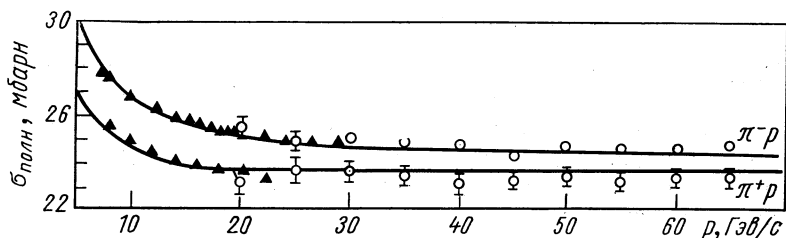
[7, 8] на основе модели редже-диполей получено, что разность сечений  $\sigma_t^- - \sigma_t^+$  не стремится к нулю при увеличении энергии. В работах [9, 10] на основе условия унитарности для парциальных амплитуд показано, что в асимптотике нет роста полных сечений  $\pi^\pm p$ -столкновений и они подходят к предельному значению сверху. Ограничения на асимптотическое поведение полных сечений рассмотрены в работе [11].

На основе аналитичности и унитарности показано, что при неограниченном росте полных сечений имеет место асимптотическое условие  $\sigma_t^+(s)/\sigma_t^-(s) \rightarrow 1$  при  $s \rightarrow \infty$ . Если для полных сечений существует предел, то теорема Померанчука справедлива при выполнении следующего условия для отношения реальной

части амплитуды к мнимой:

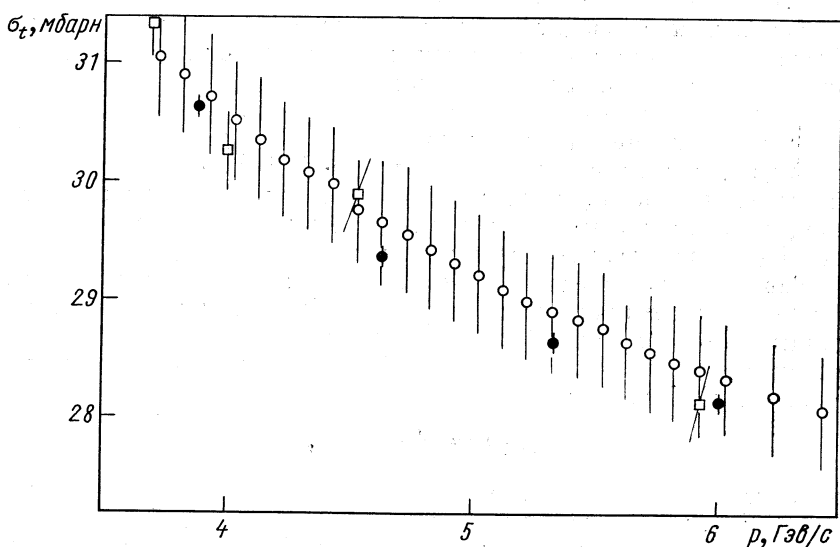
$$\frac{\operatorname{Re} T^{\pm}(s)}{\operatorname{Im} T^{\pm}(s)} \rightarrow 0 \text{ при } s \rightarrow \infty. \quad (1.1)$$

Экспериментальные данные, собранные в работе Линденбаума [12], и теоретические кривые из работы [5] приведены на рис. 4.



Р и с. 4. Зависимость полных  $\pi^-p$ - и  $\pi^+p$ -сечений от импульса и теоретические кривые по работе [5].

Очень существенно уточнение экспериментальных данных. Прогресс в методике был достигнут в работе [13], в которой разработан



Р и с. 5. Зависимость полных  $\pi^-p$ -сечений в интервале импульсов 3,5—6,5 Гэв/с.

способ, сводящий измерения с протяженной мишенью к точечной. Это позволило в интервале импульсов 4—6 Гэв/с снизить сум-

марную погрешность в полном сечении до 50 мкбарн, т. е. примерно до 0,2%. На рис. 5 показаны результаты работы [13] совместно с данными более ранних работ.

## 2. НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

### Множественность частиц

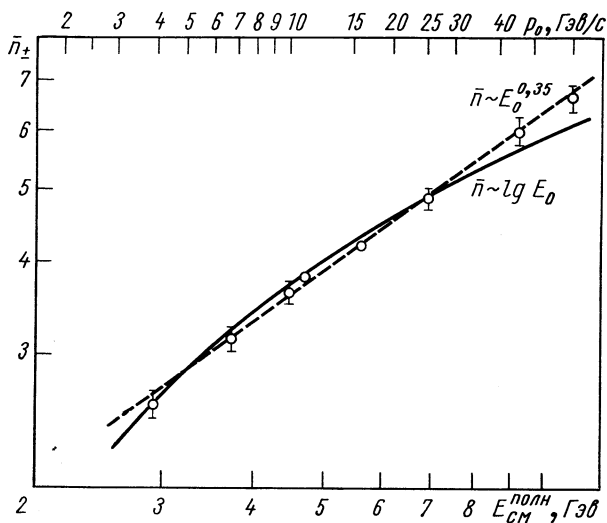
Рассмотрение зависимости множественности вторичных частиц от энергии, распределения по числу частиц, их массам, зарядам, странности и т. д., представляет обширную область для сравнения экспериментальных данных с многими теоретическими моделями генерации частиц. Для адронных столкновений главные из них можно подразделить на модели, рассматривающие генерацию частиц как статистический или гидродинамический процесс [4, 16]. Это направление было развито затем в работах Хагедорна, Е. Л. Фейнберга и др. [17, 18], а также в модели периферических столкновений [19] и дифракционной генерации [20]. Мультипериферическая и реджизованная мультипериферическая модели рассматриваются в работах [21, 22]. В последнее время Фейнманом, Янгом и другими предложены модели [23—25], в которых в рассмотрение вводятся структурные особенности нуклонов. Отдельные модели с большим успехом применяются для описания процессов, выделенных по энергии взаимодействия или множественности генерированных частиц, которые принято подразделять на три категории: двухчастичные процессы типа  $\pi^+p \rightarrow k^+\Sigma^+$ ; квазидвухчастичные, например  $\pi^+p \rightarrow \Delta^+\pi^0 \rightarrow p\pi^+\pi^0$ , и множественная генерация частиц. Подробному рассмотрению этих процессов посвящены специальные разделы, а сейчас остановимся на общих свойствах генерации частиц.

Зависимость среднего числа заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle$  в  $p$ -столкновениях от энергии до 25 Гэв, а также аналогичные данные [26] при 45 и 60 Гэв приведены на рис. 6. В работе [27] выяснено, что в интервале 16—60 Гэв/с зависимость  $\langle n_{\pm} \rangle$  от энергии может иметь следующий вид:

$$\langle n_{\pm} \rangle = E^{0,36 \pm 0,04},$$

если же сопоставить данные при 10 [28] и 60 Гэв, то показатель при  $E$  будет 0,4. Это позволяет сделать заключение, что в таком интервале энергии не имеет места закон  $E^{1/4}$ , следующий из статистической теории Ферми и гидродинамической теории Ландау. Согласно теории Ферми, генерация частиц происходит до достижения равновесного состояния в начальном объеме столкновения частиц с учетом их лоренцева сжатия. Более реалистичной представляется модель Померанчука, так как в ней генерация частиц

рассматривается как процесс, развивающийся во времени и пространстве при разлете частиц вследствие сильного взаимодействия между ними. Генерация частиц считается оконченной, когда они расходятся на расстояния, сравнимые с их радиусами, т. е. равновесие устанавливается в объеме, соответствующем совокупному объему всех генерированных частиц. Это приводит к зависимости  $\langle n \rangle \approx E^{0,5}$ . Отметим, что это предельно возможный рост, когда



Р и с. 6. Зависимость средней множественности заряженных частиц в  $\pi$ - $\pi$ -столкновениях от полной энергии в с.ц.и.

в с. ц. и. энергия целиком расходуется на массу покоя генерируемых частиц. Таким образом, экспериментальная зависимость заключена между оценкой Ферми и значением согласно теории Померанчука. (Это также может быть принято и для эффективного объема взаимодействия.)

В работе [18] Е. Л. Фейнберга теория Померанчука получила развитие, причем для согласования с экспериментальными данными вводится единственный параметр — температура равновесия  $T$ , при которой происходит разлет вторичных частиц. В единицах массы  $\pi$ -мезона она заключена в пределах 0,9—1. В основанных на этом расчетах удалось описать множественность частиц, распределение  $P_{\perp}$ , а также зависимость этого распределения от массы частиц, и состав генерируемых частиц по массам в диапазоне от  $\pi$  до  $\text{He}^3$  в опытах, проведенных на Серпуховском ускорителе при столкновении протонов с ядрами  $\text{Al}$ . Однако независимость  $T$  от первичной энергии приводит к независимости от нее и состава частиц, что не следует из опытов. Е. Л. Фейнберг счи-

тает, что теория справедлива пока не существенно гидродинамическое ускорение, когда число вторичных частиц заключено в пределах  $1 \ll n < 10 \div 15$ .

В работе Ротелли [29] статистическое рассмотрение множественной генерации проводится не на основе концепции слияния сталкивающихся частиц и состояния равновесия с образованием одного или нескольких фэйрболов, а как взрывной процесс. Автор основывается на классическом гран-каноническом распределении, постулируя при высокой энергии независимость от нее энтропии системы. Получено, что  $\langle n \rangle \sim E^{1/3}$ , т. е. находится в согласии с экспериментальным результатом. Вероятность рождения  $2n$  заряженных частиц

$$P(n) = n^{2n} J_0^{-1} \left( \frac{n}{2} \right) / (n!)^2, \quad (2.1)$$

где  $J_0$  — модифицированная функция Бесселя.

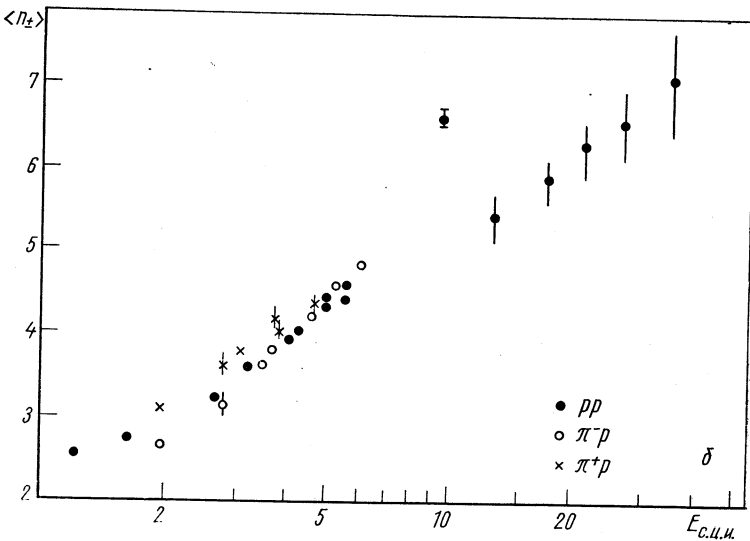
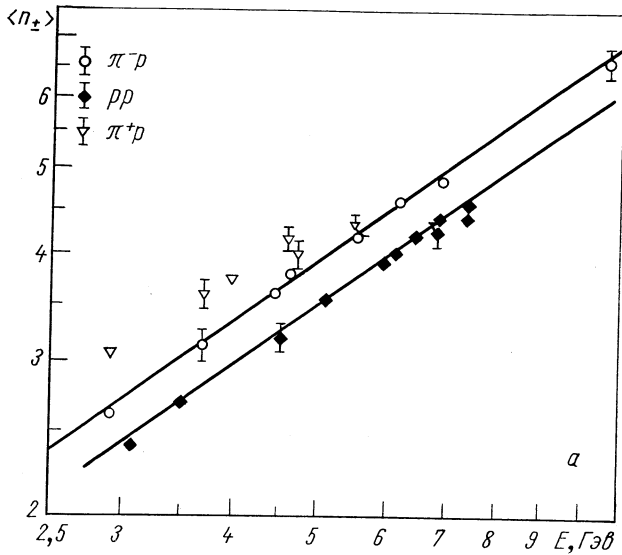
В модели Хагедорна [17] принимается, что множественность генерированных частиц не зависит от коллективного движения по оси столкновения и определяется термодинамическим равновесием с температурой  $T$ , которая достигает насыщения при высокой энергии ( $T_0 \approx 160 \text{ Мэв}$ ) и  $\langle n \rangle \approx \exp\left(-\frac{m}{T}\right)$ . Следовательно, по модели Хагедорна должно наступать насыщение величин  $\langle n \rangle$ , что не следует из опытных данных. Многие модели приводят к логарифмической зависимости  $\langle n \rangle \approx \ln E$ . К ним относятся, например, мультипериферическая модель, а также модель партонов Фейнмана. На рис. 7, а показаны экспериментальные величины  $\langle n_{\pm} \rangle$  для  $\pi^{\pm}p$ - и  $pp$ -неупругих столкновений, которые сопоставлены в работе [30]. Аппроксимируя эти данные формулами  $\langle n_{\pm} \rangle = a_1 E^{b_1}$  и  $\langle n_{\pm} \rangle = a_2 + b_2 \ln E$  и применяя критерий  $\chi^2$ , авторы делают вывод, что степенной закон существенно лучше описывает экспериментальные данные. Если  $E$  взять в с. ц. и., то  $b_1 = 0,70$ . Как следует из рис. 6, при одинаковой начальной энергии  $\langle n_{\pm} \rangle$  несколько выше в  $\pi^{\pm}p$ -столкновениях, чем в  $pp$ . В работе [31] показано, что это связано с большей собственной массой двух нуклонов, и если взять  $\langle n_{\pm} \rangle$  в зависимости от свободной энергии в с. ц. и., то кривые  $\langle n_{\pm} \rangle$  для  $\pi^{\pm}p$ - и  $pp$ -столкновений близки друг к другу, что видно на рис. 7, б.

Рассмотрим далее зависимость от энергии парциальных сечений генерации определенного числа заряженных частиц. На рис. 8 показаны парциальные сечения в  $\pi^-p$ -столкновениях по данным [32].

Поведение парциальных сечений при большой энергии может служить проверкой гипотезы механизма адронных столкновений Янга [24], согласно которой адроны при столкновении возбуждаются и излучают частицы. В последнем варианте этой модели



[25] множественность частиц пропорциональна  $\ln E$ , а спектр в зависимости от продольного импульса  $\rho(p_{\parallel}) \sim \frac{1}{p_{\parallel}}$  и парциаль-



Р и с. 7. Зависимость среднего числа заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle$  от полной энергии (а) и от свободной энергии (б) в с. ц. и.

ные сечения должны при высокой энергии достигать насыщения, что, однако, не следует из рис. 8.

Распределения по числу заряженных частиц для  $\pi^-p$  при 25 Гэв/с, по данным [33], а для 45 и 60 Гэв/с, по данным [26], пока-

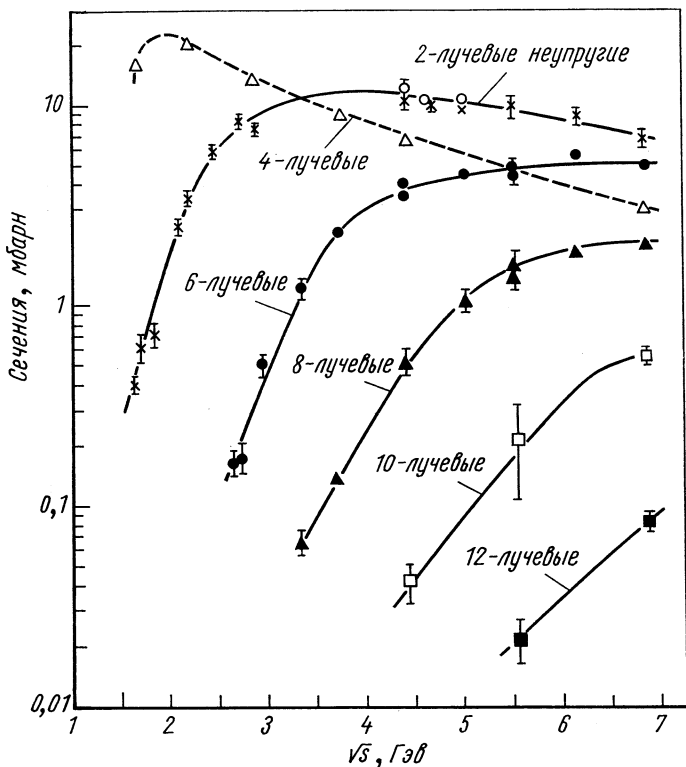


Рис. 8. Зависимость сечений каналов с различным числом заряженных частиц в  $\pi^-p$ -взаимодействиях от полной энергии в с. ц. и.

заны на рис. 9. В гипотезе Ванга [34] число заряженных пионов не зависит от числа нейтральных. Сечение генерации последних в  $\pi^-p$ -столкновениях в интервале 1,4—4 Гэв/с, по данным [35], показано на рис. 10. Видим, что в реакциях с генерацией 3,4 и 5 $\pi^0$  наблюдается малая зависимость сечений от энергии, в отличие от закономерности для заряженных  $\pi^\pm$ , согласно рис. 8.

В работе [33] для  $\pi^-p$ -столкновений при 25 Гэв/с найдено большое расхождение со статистической теорией для зависимости среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа заряженных, что видно из табл. 1.

Однако, по данным таблицы, среднее число  $\pi^0$ -мезонов  $\langle n^0 \rangle = 2,24 \pm 0,2$ , а, по данным работы [33], среднее число заряженных частиц  $\langle n_{\pm} \rangle = 4,76 \pm 0,1$ , т. е.  $\langle n_0 \rangle / \langle n_{\pm} \rangle = 0,47 \pm 0,05$ . Следовательно, для средних величин наблюдается согласие со статистической теорией, согласно которой это отношение равно 0,5.

Зависимость  $\langle n_0 \rangle$  от числа заряженных частиц теоретически рассчитана в мультипериферической «будстрап» модели (МБМ) Чу и Пигноти [36] и в модели изоспиновой независимости. МБМ использует мультиреджевскую схему для неупругих процессов со средней множественностью вторичных частиц, пренебрегая барионным обменом. На рис. 11 приведены результаты из работы [33] для зависимости  $\langle n_0 \rangle$  от  $\langle n_{\pm} \rangle$  и расчеты по МБМ и модели изоспиновой независимости. Как следует из рис. 11, расчеты не согласуются с опытными данными. Однако в работе Ю. А. Будагова и др. [37] для  $\pi^-p$ -реакций при  $5 \text{ ГэВ/с}$  найдено расхождение с этой моделью примерно на 10%.

Многие теоретические модели приводят к пуассоновскому распределению генерированных частиц. Ранее это распределение было получено в модели тормозного излучения Люиса, Опенгеймера и Вотузина [38]. МБМ и

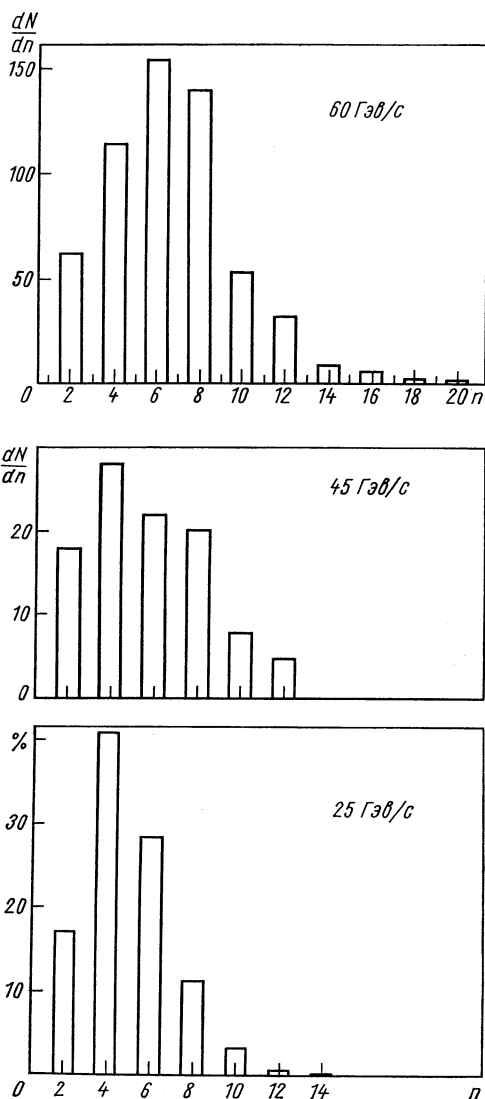
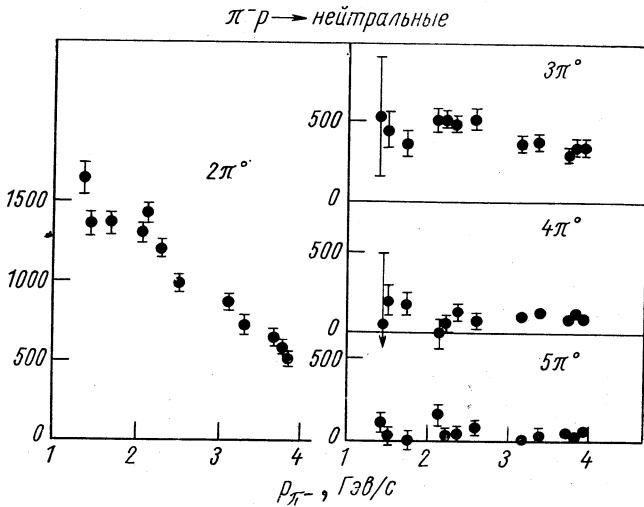


Рис. 9. Распределение по числу заряженных частиц для  $\pi^-p$ -взаимодействий при 25, 45 и 60  $\text{ГэВ/с}$ .



Р и с. 10. Энергетическая зависимость сечений ( $\sigma$ , мкбарн) рождения двух, трех, четырех и пяти  $\pi^0$ -мезонов в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях.

Таблица 1

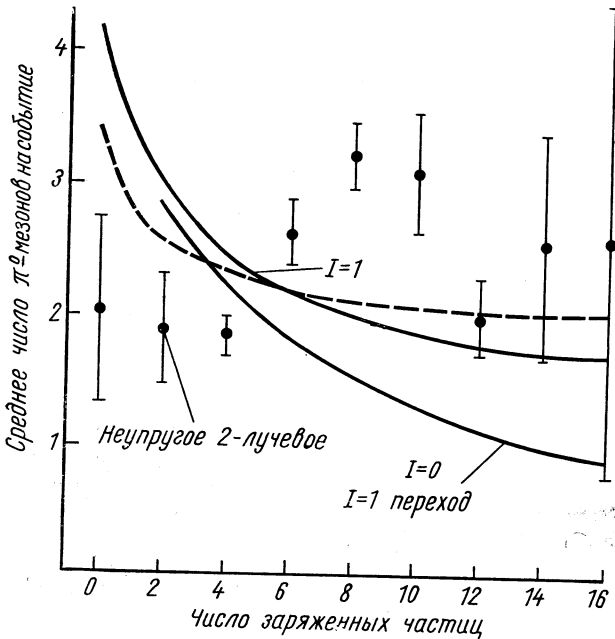
Зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов в неупругих  $\pi$ - $p$ -столкновениях при 25 Гэв/с от числа заряженных частиц в событиях, не содержащих нейтральные странные частицы

Число заряженных частиц	Среднее число $\pi^0$ -мезонов	Парциальные сечения (без $V^0$ -событий), мбарн	Число заряженных частиц	Среднее число $\pi^0$ -мезонов	Парциальные сечения (без $V^0$ -событий), мбарн
0	$2,04 \pm 0,71$	$0,144 \pm 0,021$	10	$3,11 \pm 0,46$	$0,523 \pm 0,025$
2	$1,89 \pm 0,42$	$2,84 \pm 0,42$	12	$2,00 \pm 0,29$	$0,094 \pm 0,006$
4	$1,86 \pm 0,73$	$6,76 \pm 0,20$	14	$2,55 \pm 0,86$	$0,012 \pm 0,002$
6	$2,69 \pm 0,26$	$4,52 \pm 0,15$	16	$2,6 \pm 1,8$	$0,0027 \pm 0,001$
8	$3,25 \pm 0,28$	$1,87 \pm 0,08$			

модель изоспиновой независимости также дают пуассоновское распределение для числа генерированных частиц ( $n + 2$  в конечном состоянии) и парциальное сечение

$$\sigma_n = \sigma_{\text{неупр}} \frac{m^n e^{-m}}{n!},$$

где  $m$  — единственный свободный параметр.



Р и с. 11. Зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа заряженных частиц:

● — экспериментальные значения; — — — МБМ; - - - - модель изоспиновой независимости.

Согласно Вангу [34], закону Пуассона подчиняется а) число заряженных пионов, б) число  $\pi^+\pi^-$ -пар, т. е.

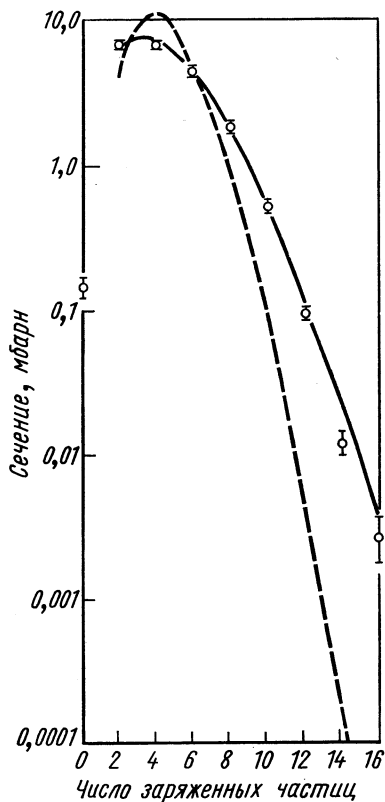
$$P(n_{\pm}) = \frac{\left\langle \frac{1}{2}(n_{\pm} - \alpha) \right\rangle \frac{1}{2} (n_{\pm} - \alpha) e^{-\frac{1}{2} (n_{\pm} - \alpha)}}{\frac{1}{2} (n_{\pm} - \alpha)!}, \quad (2.2)$$

где  $\alpha$  — начальное число заряженных частиц. Для столкновений при 25 Гэв/с данные [33] согласуются с пуассоновским распределением (рис. 12). В работе В. А. Матвеева и А. Н. Тавхелидзе [39] неупругое рассеяние адронов представляется как обмен продольными и поперечными колебаниями четырехмерного релятивистского осциллятора, описываемого когерентными волновыми функциями. Было получено, что вероятность состояний с определенным числом поперечных «квантов» также описывается

формулой Пуассона

$$P(n) = \frac{e^{-bp^2} (bp^2)^n}{n!}.$$

Совокупность данных до энергии примерно 30 Гэв согласуется



Р и с. 12. Распределение по числу заряженных частиц в  $\pi^-p$ -реакции при 25 Гэв/с в сравнении с распределением Пуассона по Вангу:

○ — экспериментальные сечения; —  
— распределение Пуассона для  $n_c/2$ ;  
- - - для  $n_c$ .

действия, так как многие из них приводят к пуассоновскому

распределению. Однако, согласно работе Ванга [34], включение результатов [26] при 60 Гэв действует в пользу распределения (2.2). Далее в работе [30] показано, что в  $\pi^-p$ -столкновениях в интервале 4—60 Гэв и  $pp$ -столкновениях в интервале 4—18 Гэв распределение заряженных частиц хорошо описывается эмпирической формулой, содержащей только один численный параметр  $d$ :

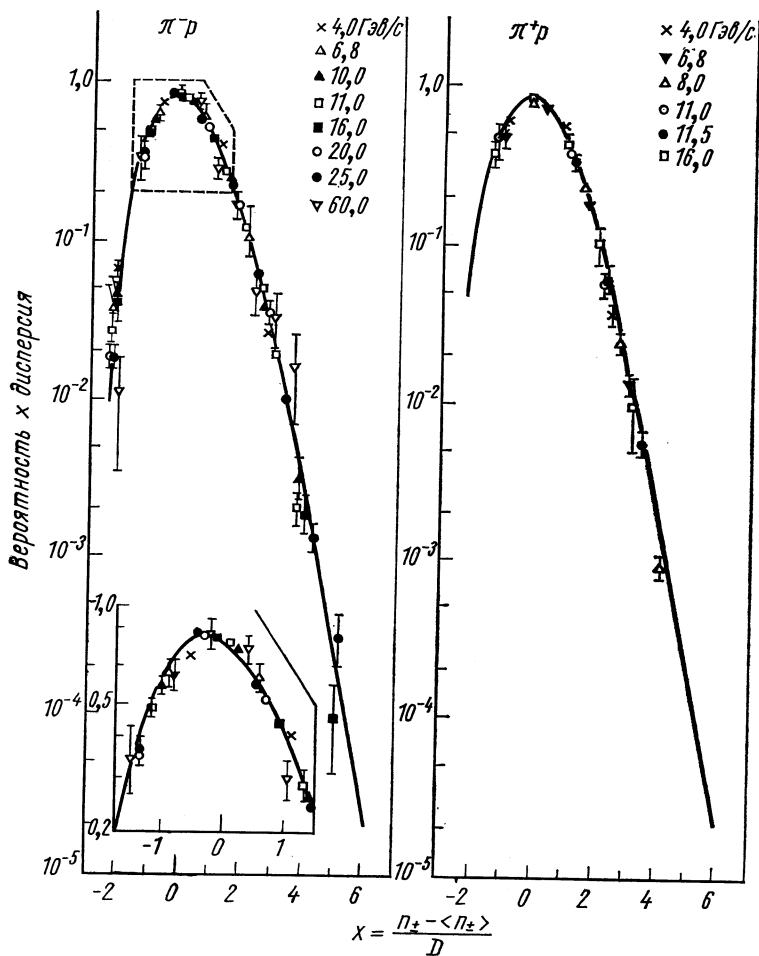
$$y = \frac{c_1 c_2^x}{\Gamma(xd + d^2 + 1)}, \quad (2.3)$$

где  $x = \frac{n_{\pm} - \langle n_{\pm} \rangle}{D}$ ;  $d = 1,8$ ;  $D$  — дисперсия в распределении  $n_{\pm}$ ;

$$y = DP(n_{\pm}); \quad \sum_{n_{\pm}=0}^{\infty} P(n_{\pm}) = 1;$$

$y$  — вероятность распределения, умноженная на дисперсию. Распределение (2.3) является обобщением распределения Пуассона на случай нецелых значений  $x$ , когда факториал заменяется  $\Gamma$ -функцией. Хорошее согласие распределения с опытом показывает рис. 13.

Таким образом, распределение Пуассона и его аналоги подтверждаются экспериментальными данными, однако на этой основе нельзя пока остановиться на определенной теоретической модели взаимому

Р и с. 13. Зависимость произведения вероятности на дисперсию от  $x$ .

### Генерация странных частиц

Для частиц со странностью  $\pm 1$  в  $\pi N$ -столкновениях возможны два процесса генерации:  $K$ -мезон + барион со странностью  $-1$  или  $K, \bar{K}$ -пара ( $K^+ K^-, K^0 \bar{K}^0$ ). Зависимость сечений этих процессов от энергии первичных  $\pi$ -мезонов, по данным работы [40], показана на рис. 14. Как видно, сечение генерации заряженных или нейтральных гиперонов быстро возрастает от порогового значения энергии, а затем постоянно или снижается в пределах погрешностей. Сечение генерации  $K$ -пар монотонно возрастает. Сум-

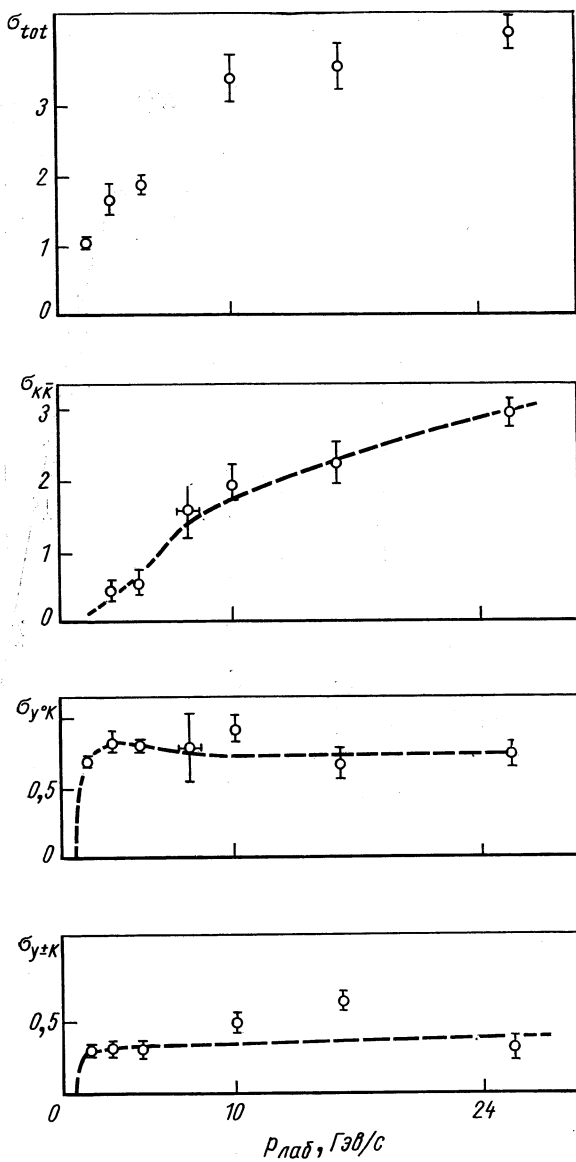
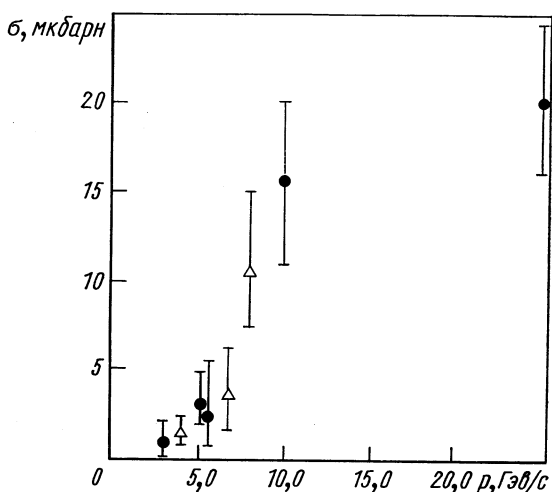


Рис. 14. Зависимость сечения рождения странных частиц в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях (мбари) от импульса  $\pi$ -мезона в лабораторной системе.



марное сечение для странных частиц при  $25 \text{ Гэв/с}$  составляет  $4,0 \pm 0,3 \text{ мбарн}$ , а его отношение к полному неупругому сечению около  $0,2$ . В связи с этим необходимо отметить, что в работе [29] получено, что доля  $K$ -мезонов по отношению к  $\pi$ -мезонам в асимптотическом пределе составляет  $0,43$ .

В работе [41] исследовалось отношение  $K/\pi$  в струях, генерированных на ядрах фотоэмульсии  $\pi$ -мезонами  $60 \text{ Гэв}$ , а также пионами космических лучей с энергией около  $1000 \text{ Гэв}$ . Оказалось,



Р и с. 15. Зависимость сечения рождения  $\Xi^-$ -гиперонов в  $\pi N$ -взаимодействиях от импульса первичных  $\pi^-$ -мезонов.

что для частиц с продольным импульсом в с. ц. и.  $|p_{||}| > > 0,2 \text{ Гэв/с}$  отношение  $K/\pi$  для  $60 \text{ Гэв}$  равно  $0,24 \pm 0,10$ , а для космических струй —  $1,50 \pm 0,62$ . Генерация  $\Xi^-$ -гиперонов, имеющих странность  $-2$ , происходит совместно с парой  $K$ -мезонов, и зависимость сечений в  $\pi^-p$ -столкновениях, по данным работ [40, 42, 43], показана на рис. 15.

### Генерация антибарионов

Имеются пока только разрозненные данные по сечениям генерации антибарионов, часть которых иллюстрирует табл. 2.

### Генерация бозонных резонансов

В настоящее время известно множество бозонных резонансов (более 50), и их число продолжает возрастать. На рис. 16 показан спектр масс бозонов в реакциях  $\pi^-p \rightarrow p + \text{бозон}$ , взятый из работы [47]. Наибольших величин достигают сечения генерации

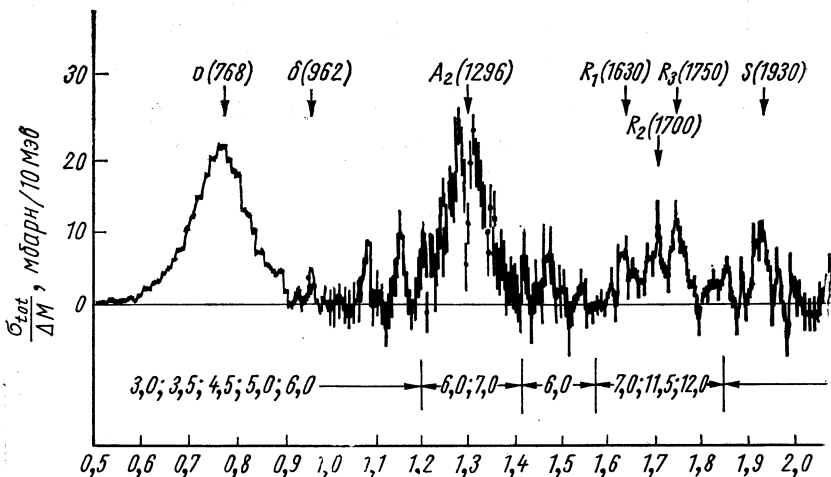
Р и с. 16. Спектр бозонных масс в реакциях  $\pi^- + p \rightarrow p + \text{бозон}$  [48].

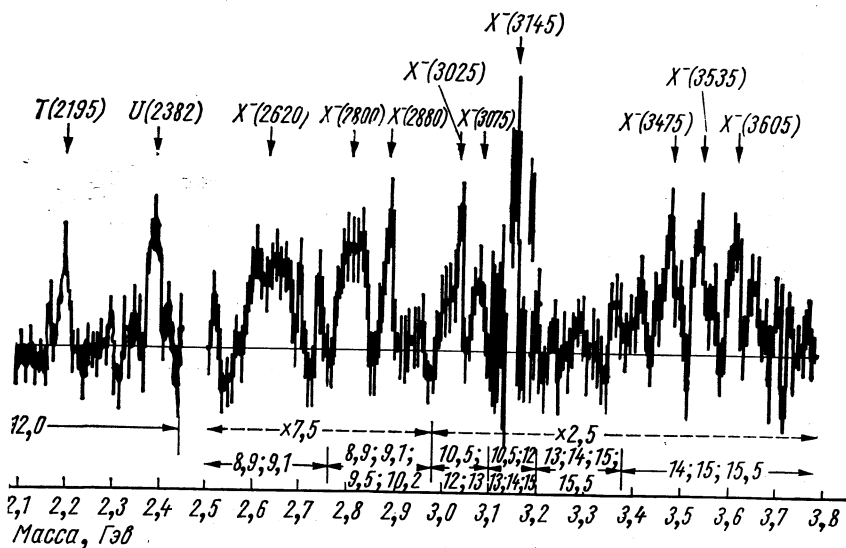
Таблица 2

## Сечения генерации антибарионов для четырехлучевых событий

Реакция	Импульс первичной частицы, Гэв/с	$\sigma$ , мббарн	Литература
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p p \bar{p}$	18,5	$22,5 \pm 8$	[43]
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p p \bar{p}$	18,5	$\leq 17$	[43]
$\pi^- p \rightarrow \bar{\Lambda} + \dots$	7—8	3	[44]
$\pi^- p \rightarrow \bar{\Lambda} + \dots$	20	7,2	[45]

$\rho$ -,  $\omega$ -мезонов в квазидвухчастичных реакциях, и общей тенденцией является уменьшение вклада отдельных бозонных резонансов с увеличением энергии первичной частицы и множественности вторичных. Однако доля  $\rho$ -мезона не уменьшается, что видно из рис. 17.

В отношении поведения суммарного сечения генерации бозонных резонансов с ростом энергии нельзя сделать определенного заключения, так как, например, из рис. 18 видно, что процент пионов, генерируемых через резонансные состояния, не уменьшается с ростом множественности. Необходимо иметь в виду также



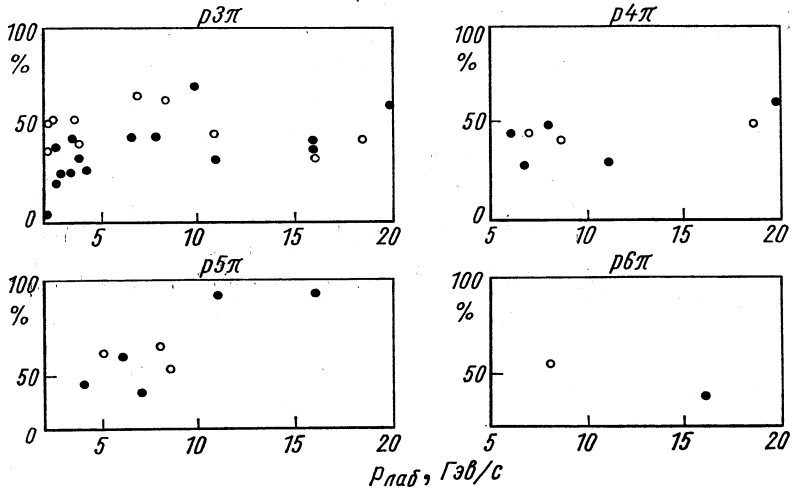
то, что известны не все бозонные резонансы и возможен каскадный распад более тяжелых. Кроме этого, отметим сложность этих исследований, так как рассмотрение комбинаций из четырех и более частиц в событиях с большой множественностью представляет большие трудности даже для современных вычислительных машин. Наконец, отметим вопрос о бозонных резонансах на высшем уровне: проблему так называемых фэйрболов [48].

В работе [49] образование фэйрболов предполагается в процессе кластеризации генерируемых частиц согласно мультипериферической модели, причем последняя дополняется статистической теорией, которая описывает распад кластера. Однако модель фэйрболов требует самостоятельного рассмотрения.

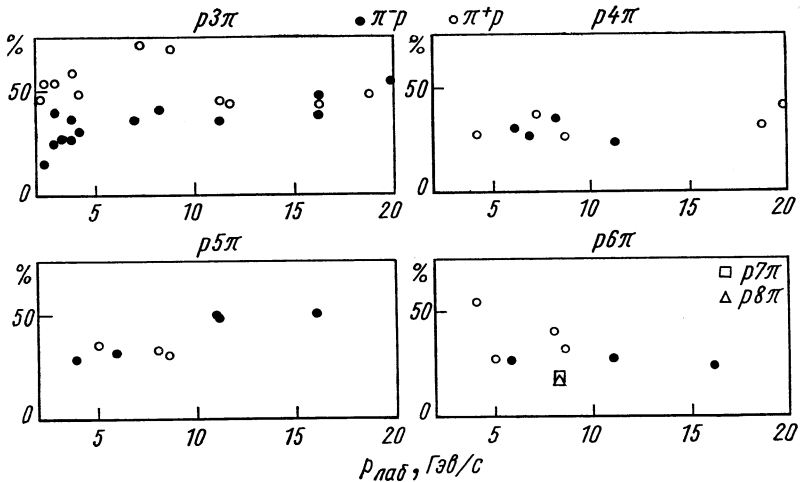
### Генерация барионных резонансов

Пока нет полных данных по генерации барионных резонансов в зависимости от энергии и знака пионов. Более подробно такие данные получены для  $pp$ -столкновений, и, например, в работе [50] показано, что при высокой энергии барионные резонансы образуются в относительно небольшой доле. Аналогия в  $p\pi$ - и  $pp$ -столкновениях для зависимости  $\langle n_{\pm} \rangle (E)$  и распределения по множественности от энергии (см. рис. 6, б) может указывать на то, что нельзя ожидать большого увеличения выхода барионных резонансов в  $p\pi$ -столкновениях по сравнению с  $pp$ .

Остановимся на отдельных резонансах. В  $\pi^+p$ -столкновениях генерация резонанса  $\Delta^{++}$  идет с большим сечением по сравнению с  $\pi^-p$ -столкновениями в соответствии с соотношениями по изото-



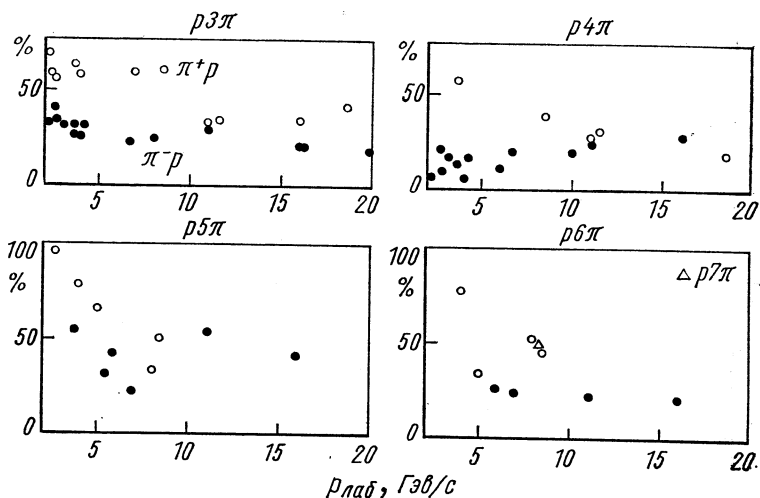
Р и с. 17. Процентный выход  $\rho$ -мезонов в  $\pi^-p$  (●) и  $\pi^+p$  (○)-реакциях.



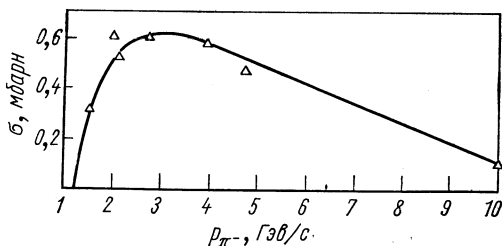
Р и с. 18. Процент пионов, образуемых в  $\pi^\pm p$ -взаимодействиях, через резонансные состояния.

пическому спине, что можно видеть на рис. 19, взятом из работы [31]. В реакциях типа  $\pi^- + p \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + p$  или  $2\pi^- + \pi^+ + \pi^0 + p$  резонанс  $\Delta^{++}$  имеет заметный выход, и энерге-

Тическая зависимость сечения этой реакции показана на рис. 20. По данным работы [51], для  $\pi^+p$ -реакции зависимость  $d\sigma/d|t|$  при 10,02 и 16,02 Гэв/с совпадает, что показано на рис. 21. Оценка сечения генерации резонанса с массой 1,4 Гэв дает  $\sigma \approx 0,16$  мбарн, а с массой 1,69 Гэв —  $\sigma \approx 0,5$  мбарн. Для  $\pi^-p$ -реакций величины

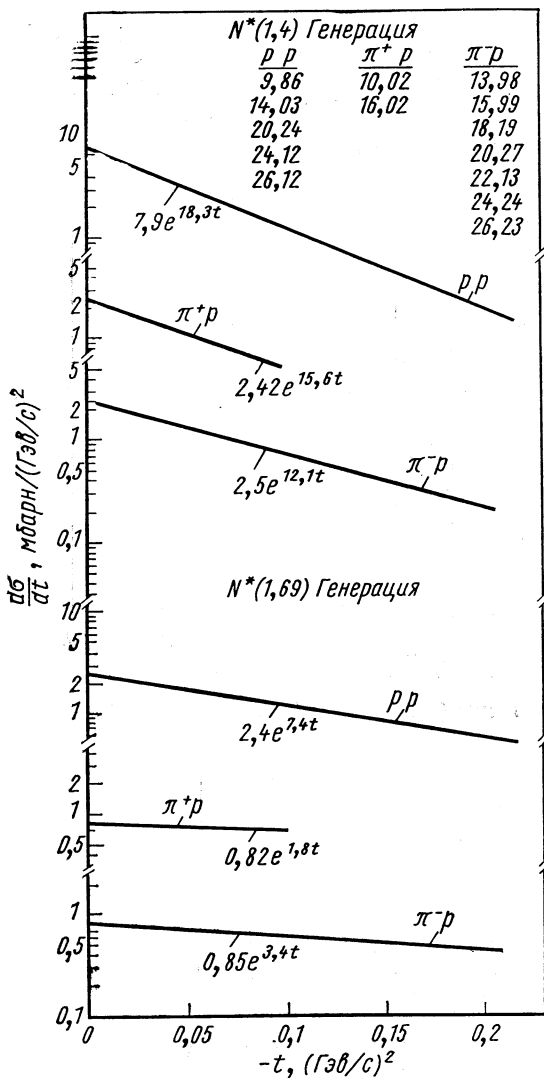


Р и с. 19. Процент  $\Delta^{++}$  в  $\pi^-p$  (●)- и  $\pi^+p$  (○)-взаимодействиях.



Р и с. 20. Зависимость сечения образования  $\Delta$  (1236) от импульса  $\pi^-$ -мезонов.

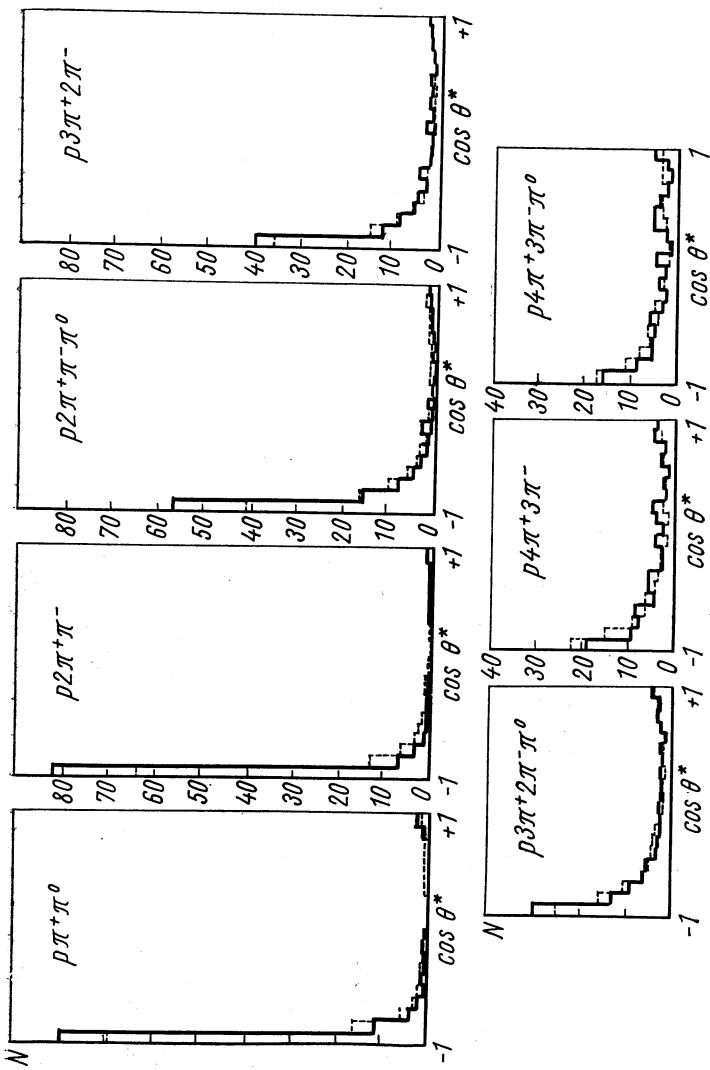
$d\sigma/d|t|$  не зависят от энергии в интервале 14—26 Гэв, и для резонанса с массой 1,4 Гэв  $\sigma \approx 0,21$  мбарн, а с массой 1,69 Гэв  $\sigma \approx 0,25$  мбарн. В  $\pi^+p$ -столкновениях наблюдается значительный выход  $\Delta^{++}$  совместно с  $\rho$ - или  $\omega$ -мезоном. Так, суммарное сечение этих реакций при 4 Гэв/с, по данным работы [52], составляет 1 мбарн, а при 8 Гэв/с, согласно [53], —  $0,59 \pm 0,05$  мбарн.



Р и с. 21. Зависимость дифференциальных сечений  $d\sigma/dt$  от  $t$  для  $N^*(1400)$  и  $N^*(1690)$  в реакциях  $\pi^+ p \rightarrow \pi^\pm N^*$  и  $p p \rightarrow p \tilde{N}^*$ .

**Многочастичные реакции**

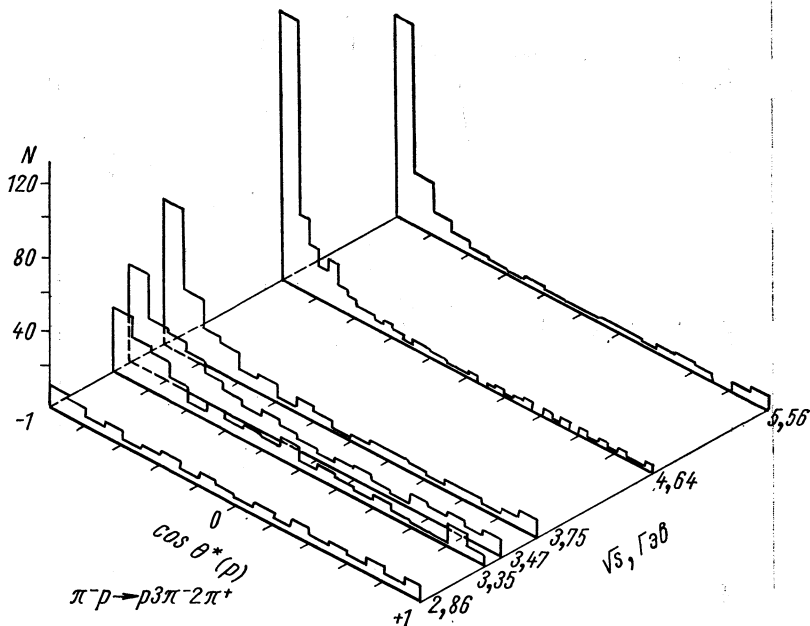
К многочастичным процессам будем относить взаимодействия, которые не удастся свести к двух- или квазидвухчастичным. Такое определение, конечно, условно, так как особенно при большой множественности не всегда отделяются квазидвухчастичные



Р и с. 22. Угловые распределения протонов в с. ц. ж. в  $p^+$ -взаимодействиях при 8 Гэв/с для различных реакций.

процессы. Однако можно предположить, что это не исказит существенно общей качественной картины. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал, относящийся к этому классу взаимодействий, который частично отражен в обзорах [31, 54, 55]. Трудность анализа многочастичных процессов связана с большим числом параметров при выделении наиболее существенных характеристик для сопоставления с теорией.

Данные по угловым распределениям протонов при разных множественностях, представленные на рис. 22, а также изменение



Р и с. 23. Угловые распределения протонов в реакции  $\pi^- p \rightarrow p 3\pi^- 2\pi^+$  для различных значений полной энергии в с. ц. и.

асимметрии распределений одной множественности при увеличении полной энергии в с. ц. и. (рис. 23) [31] показывают, что процесс имеет черты дифракционного характера, которые усиливаются с ростом энергии.

Такая особенность неупругих  $\pi N$ -взаимодействий в свое время пришла в противоречие с классической статистической теорией множественного рождения Ферми [14].

Для описания процессов большой множественности в ряде работ [56—58] используется одна из модификаций статистической теории, так называемая  $F(t)$ -модель [59]. Эта модель предполагает

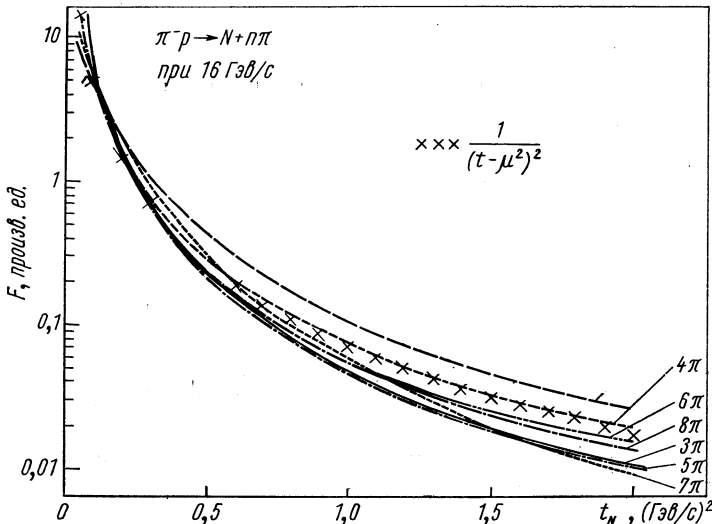


зависимость матричного элемента перехода только от 4-импульса, переданного нуклону:

$$\sigma \sim \int F(t) \delta \left( E - \sum_i E_i \right) \delta \left( \sum_i \mathbf{P}_i \right) \frac{d\mathbf{p}_1}{E_1} \dots \frac{d\mathbf{p}_N}{E_N};$$

$$F(t) = \frac{d\sigma^{\text{эксп}}}{dt} \bigg/ \frac{d\sigma^{\text{LIPS}}}{dt},$$

где  $LIPS$  обозначает лоренц-инвариантное фазовое пространство. Функция  $F(t)$ , учитывающая динамику процесса, аппроксими-



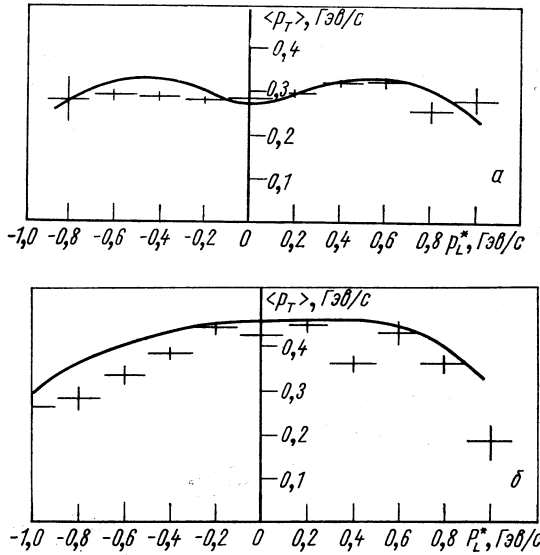
Р и с. 24. Сравнение зависимости  $F(t)$ , вычисленной для каналов с различной множественностью  $\pi$ -мезонов, в реакции  $\pi^- p \rightarrow N + n\pi$  при 16 ГэВ/с с  $\pi$ -мезонным пропагатором  $\frac{1}{(t - \mu^2)^2}$ .

руется, например, функцией  $F(t) = e^{At} + Be^{Ct} + D$  или  $F(t) = \frac{N}{(-t+a)^b}$ . Полученные распределения  $F(t)$  для различных множественностей в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с подобны друг другу и ходу пионного пропагатора  $1/(t - \mu^2)^2$ , как видно из рис. 24 [31].

При меньшей энергии (8 ГэВ [57]) для  $F(t)$  наблюдается несколько большая зависимость от множественности. Модифицированный с помощью  $F(t)$  фазовый объем неплохо описывает отдельные распределения (распределения по эффективным массам, импульсные). Для иллюстрации этого на рис. 25 приводятся

зависимости среднего поперечного импульса от продольного импульса в с. ц. и. [58].

Другой феноменологической моделью, широко применяющейся для описания одночастичных распределений при большой множественности, является модель *CLA* [22], предложенная Чаном, Ложкевичем и Аллисоном. Модель *CLA* является реджезованной

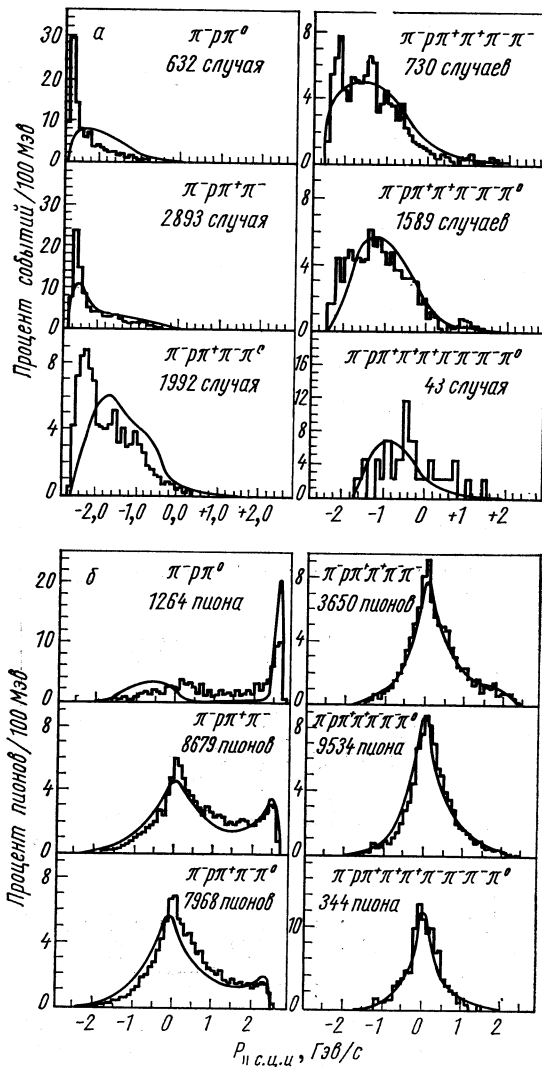


Р и с. 25. Зависимость среднего поперечного импульса в реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-p$  при  $5 \text{ ГэВ/с}$  от продольного: а—для  $\pi$ -мезонов; б—для протонов; — — расчет по  $F(t)$ -модели.

формой мультипериферической модели [21]. Амплитуда процесса рассматривается в данном случае как некогерентная сумма вкладов различных мультипериферических диаграмм. Амплитуда для отдельной диаграммы записывается согласно [60]:

$$|A| \approx \prod_{i=1}^{n-1} \left( \frac{g_i s_i + ca}{s_i + a} \right) \left( \frac{s_i + a}{a} \right)^{\alpha_i} \left( \frac{s_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i},$$

где  $n$  — число частиц в канале;  $a$ ,  $b_i$ ,  $c$  и  $g_i$  — константы;  $\alpha_i$  — точка пересечения  $i$ -й траектории Редже с осью  $t = 0$ ;  $t_i$  — квадрат переданного 4-импульса от падающей частицы к  $i$ -й;  $s_i$  — квадрат инвариантной энергии частиц  $i$  и  $(i + 1)$  за вычетом квадрата суммы их масс покоя. Возможные для рассматриваемой топологии событий диаграммы получаются с учетом всех пере-



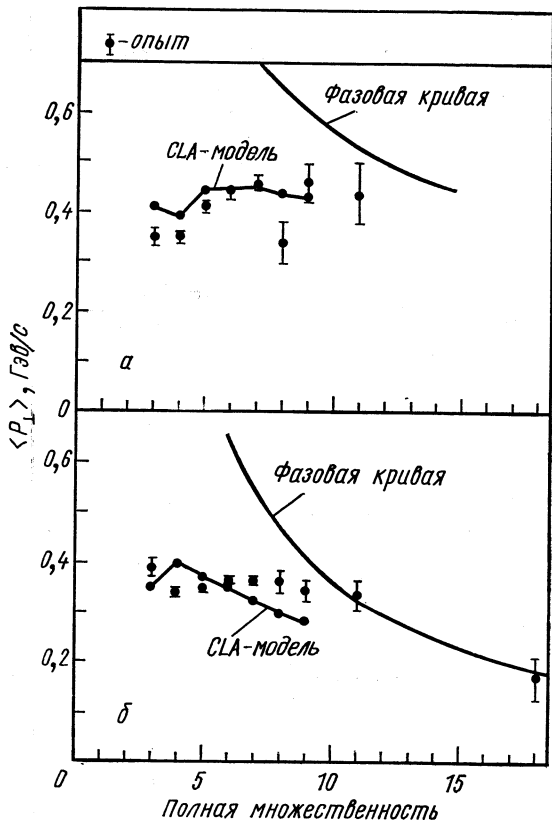
Р и с. 26. Распределение продольных импульсов протонов (а) и  $\pi$ -мезонов (б) в реакции  $\pi^- + p \rightarrow p + \tilde{m}$ . Сплошные кривые рассчитаны по модели *CLA*.

становок вторичных частиц, соответствующих обмену квантовыми числами известных частиц.

На рис. 26, а приводятся распределения продольных импульсов протонов в с. ц. и., а на рис. 26, б — распределения продольных импульсов  $\pi$ -мезонов из работы [32] при 16 Гэв/с. Видно,

что модель согласуется с данными при большой множественности, а при малой — согласия нет. Аналогичную картину можно наблюдать и для дифференциальных сечений (см. рис. 66).

Расчетные кривые идут с меньшим наклоном, чем экспериментальные точки, причем различие уменьшается с ростом



Р и с. 27. Зависимость среднего поперечного импульса протонов (а) и  $\pi$ -мезонов (б) от множественности вторичных частиц в  $p$ - $p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с.

множественности. Наконец, на рис. 27 приводятся средние значения поперечных импульсов протонов и  $\pi$ -мезонов вместе с расчетами по CLA-модели и кривыми фазового объема. Видна подмечавшаяся и в других работах [61] тенденция к описанию распределений фазовым объемом при больших множественностях, т. е. когда средняя энергия в с. ц. и. на одну частицу становится достаточно малой. Такая тенденция для среднего поперечного

импульса, вероятно, связана с ограничениями, накладываемыми на динамическую картину реакции законами сохранения.

В работе [62] данные по реакции  $\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  при 13 и 20 Гэв/с сравниваются с *CLA*-моделью. Модель оказывается в хорошем согласии с импульсными распределениями отдельных частиц и адекватно описывает ход распределений инвариантных масс в нерезонансных областях.

В моделях типа *CLA* резонансы рассматриваются в конечных состояниях как частицы. Поэтому качество сравнения модели с экспериментом зависит от степени нашего знания о выходе в реакциях резонансных состояний. Данные о ходе сечений резонансов были представлены выше.

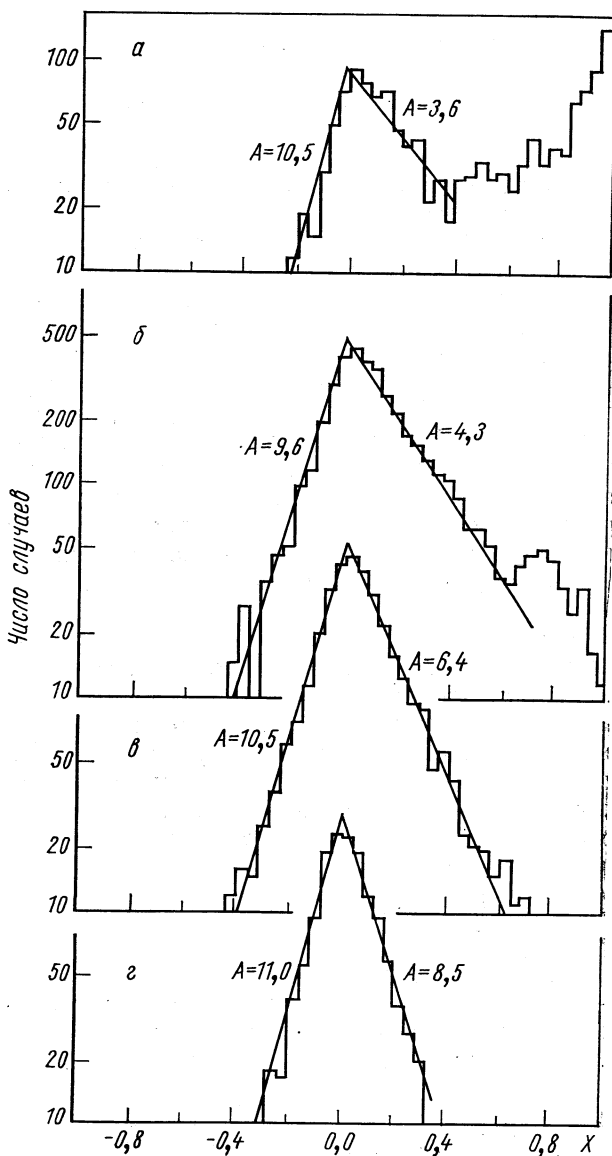
Качественная картина рождения резонансов, просуммированная А. Врублевским [31], сводится к следующему. Наблюдение резонансов в многочастичных реакциях сильно затруднено большим числом комбинаций; при увеличении энергии выход  $\omega$  и  $\Delta^{++}$  уменьшается, а выход  $\rho$  постоянен или возрастает; каналы с нейтроном дают меньший выход резонансов, чем каналы с протоном; нижний предел рождения  $\pi$ -мезонов через резонансы примерно 50%, и имеется тенденция уменьшения его для высоких множественностей.

Обсуждавшиеся модели многочастичных процессов не рассматривали корреляций между частицами в конечных состояниях. Одной из попыток обнаружения такого рода корреляций являлось наблюдение *GGLP*-эффекта [63] для двухпионных корреляций и попытка наблюдения трехпионных корреляций [64]. Отметим, однако, что в работе [65] содержится замечание относительно строгости вывода соотношений в работе [63].

Экспериментальная оценка *GGLP*-эффекта проводилась в некоторых работах, например [58, 66—68 и т. д.]. Определялась величина  $\gamma = \frac{N(\theta_{\pi\pi} > 90^\circ)}{N(\theta_{\pi\pi} < 90^\circ)}$ , где  $N$  — число пар  $\pi$ -мезонов с углом открытия в с. ц. и. всех  $\pi$ -мезонов  $\cong 90^\circ$ . Этот эффект заключается в наличии отличной от нуля разности  $\Delta\gamma = \gamma_l - \gamma_{ul}$ , где  $\gamma_l$  — для пар  $\pi$ -мезонов одного знака;  $\gamma_{ul}$  — для пар разного знака. Он наблюдается только для малой энергии  $\pi$ -мезонов в с. ц. и. Эффект уменьшается с ростом энергии и множественности.

Анализ, проведенный в работе [67], позволяет заключить, что возникновение *GGLP*-эффекта, возможно, связано с рождением резонансов и периферическим характером взаимодействий. Относительно существования трехпионных корреляций пока нельзя сделать определенных выводов.

В связи со сложностью анализа многочастичных процессов при больших энергиях и с возрастанием доли процессов с числом нейтральных вторичных частиц больше двух, а также с тем, что



Р и с. 28. Распределения при  $18,5 \text{ Гэв/с}$   $\pi$ -мезонов по  $x$  (продольный импульс вторичной частицы в с. п. и. в единицах импульса падающей частицы в с. п. и.) для реакции  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \text{любые другие частицы}$ : а — двухлучевые события; б — четырехлучевые события; в — восьмилучевые события; г — восьмилучевые события. Сплошные линии соответствуют функции  $\frac{dn}{dx} = k \exp[-A|x|]$ .

некоторые методы исследования (в частности, электронные) пока не позволяют получить информацию о всех вторичных частицах, продолжался поиск удобной параметризации. В связи с этим, в частности, интересно предложение Фейнмана [69] по исследованию так называемых inclusive-процессов. Основываясь на ограниченности поперечного импульса вторичной частицы  $Q$  и его относительной независимости от продольного импульса, Фейнман предсказал ряд особенностей процессов типа:

$$\pi^+p \rightarrow N \text{ данных } x; \quad Q + \text{любые другие частицы};$$

$$\pi^+p \rightarrow \pi \text{ данных } x; \quad Q + \text{любые другие частицы},$$

где  $x$  — продольный импульс вторичной частицы в с. ц. и. в единицах импульса падающей частицы в с. ц. и.

Для реакций такого рода импульсные распределения должны быть идентичными для  $x < 0$ , сечения при разных импульсах падающих частиц должны быть постоянны, кроме случая, когда для нуклона  $x > 0$ . В последнем случае сечение реакции  $\pi^+ + N \rightarrow N + \text{другие частицы}$  должно падать как  $s^{-1}$ .

В работе [70] показано, что сечения inclusive-реакций при 8, 11 и 16 Гэв/с остаются приблизительно постоянными. Анализ в параметрах  $Q$  и  $x$  проводился также в работе [71] для  $\pi^\pm p$ -взаимодействий при 18,5 Гэв/с.

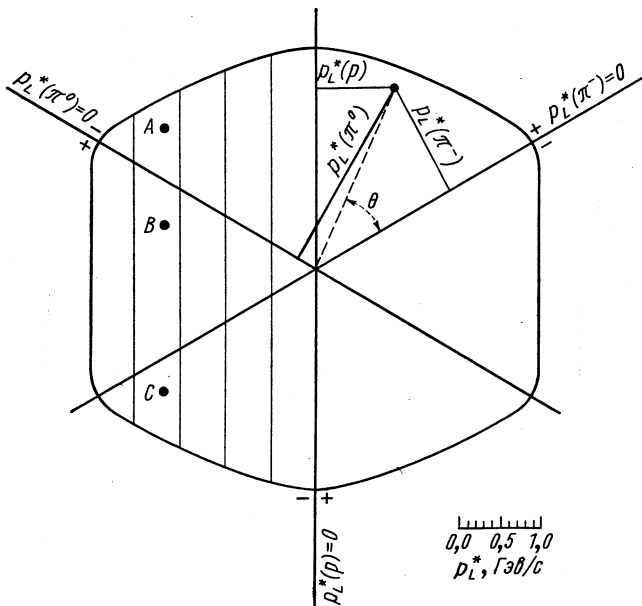
Предварительные результаты этой работы показали, что распределение имеет экспоненциальную форму в широком интервале  $x$ . На рис. 28 приведены типичные  $x$ -распределения для различных множественностей реакции  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \text{другие частицы}$ , сплошные линии представляют функцию  $dn/dx = k \exp[-A|x|]$ . Параметр  $A$  выше для области  $x < 0$  как в  $\pi^-p$ , так и в  $\pi^+p$ -взаимодействиях.

То, что продольная компонента импульса вторичной частицы в с. ц. и. несет основную информацию о динамике процесса, явилось основополагающей идеей в предложенном методе Ван Хова [71, 73]. Введение для представления многочастичных конечных состояний в фазовом пространстве продольных импульсов существенно уменьшает размерность фазового пространства, облегчает изучение корреляций между продольными импульсами различных частиц в конечном состоянии, позволяет производить оценку относительного вклада различных обменных диаграмм. Метод использовался в последнее время в экспериментах с количеством вторичных частиц от трех до шести [60, 74—76]. Наиболее простую форму диаграмма Ван Хова имеет для трех частиц. В этом случае каждое событие представляется точкой на плоскости, ограниченной контуром правильного шестиугольника (предельный случай нулевых масс) в системе с тремя осями, пересекающимися в центре шестиугольника под углом  $120^\circ$ . Координатами точки в этом случае являются продольные импульсы трех вторичных частиц.

Пример диаграммы такого типа приведен на рис. 29, опытные данные — на рис. 30.

Переход к одномерным распределениям производится проектированием точек на периметр ограничивающего контура, и основным параметром при этом является полярный угол  $\theta$ , отсчитываемый

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$$



Р и с. 29. Шестиугольный контур Ван Хова для конечного состояния  $p \pi^- \pi^0$  при  $16 \text{ Гэв/с}$ .

мый против часовой стрелки от оси, соответствующей нулевому продольному импульсу частицы со знаком падающей.

В работе [60] проводится анализ реакций:

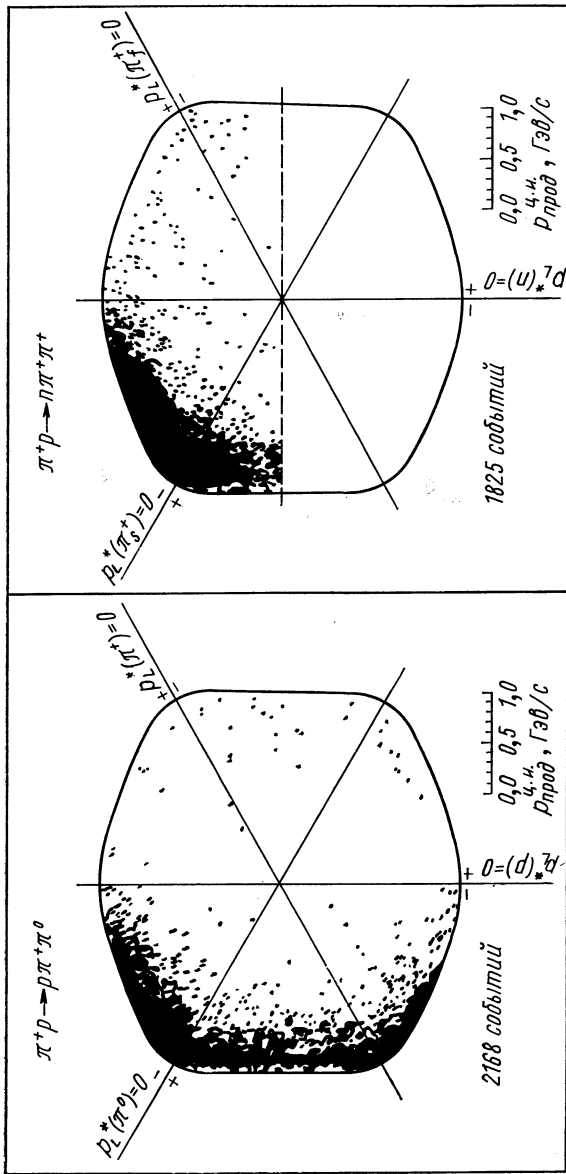
$$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^0; \quad \pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \quad \text{при } 8 \text{ Гэв/с};$$

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0; \quad \pi^- p \rightarrow p \pi^- \omega \quad \text{при } 16 \text{ Гэв/с}$$

и некоторых других. Обработка проводилась в терминах полярного угла  $\theta$ . Расчеты по модели *CLA* показали для некоторых реакций неожиданно большой вклад диаграммы с померон-барионным обменом, что видно на рис. 31.

Для случая четырех частиц в конечном состоянии фазовое пространство продольных импульсов представляет из себя куб-октаэдр. Событие представляется точкой, а расстояния от этой точки до секущих плоскостей — продольные импульсы соответствующих вторичных частиц. Феноменологическое деление собы-



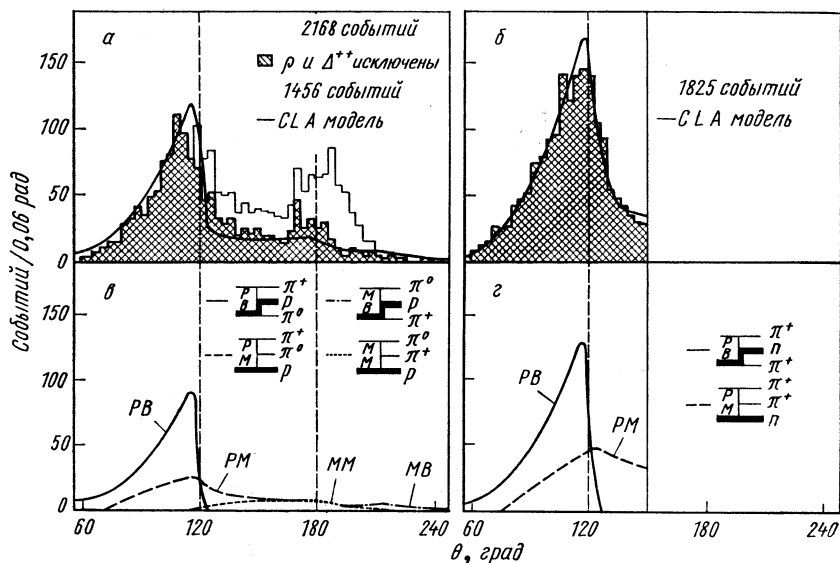


Р и с. 30. Примеры распределений для контура Ван Хова в реакциях  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^0$  и  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+$  при 8 Гэв/с.

тий по диаграммам производится отнесением их к той или иной грани кубооктаэдра при проектировании из центра фигуры.

Анализ получающихся двумерных распределений производится в координатах  $x_i = \frac{2q_i}{\sum_{i=1}^4 |q_i|}$ , где  $q_i$  — продольный импульс  $i$ -й

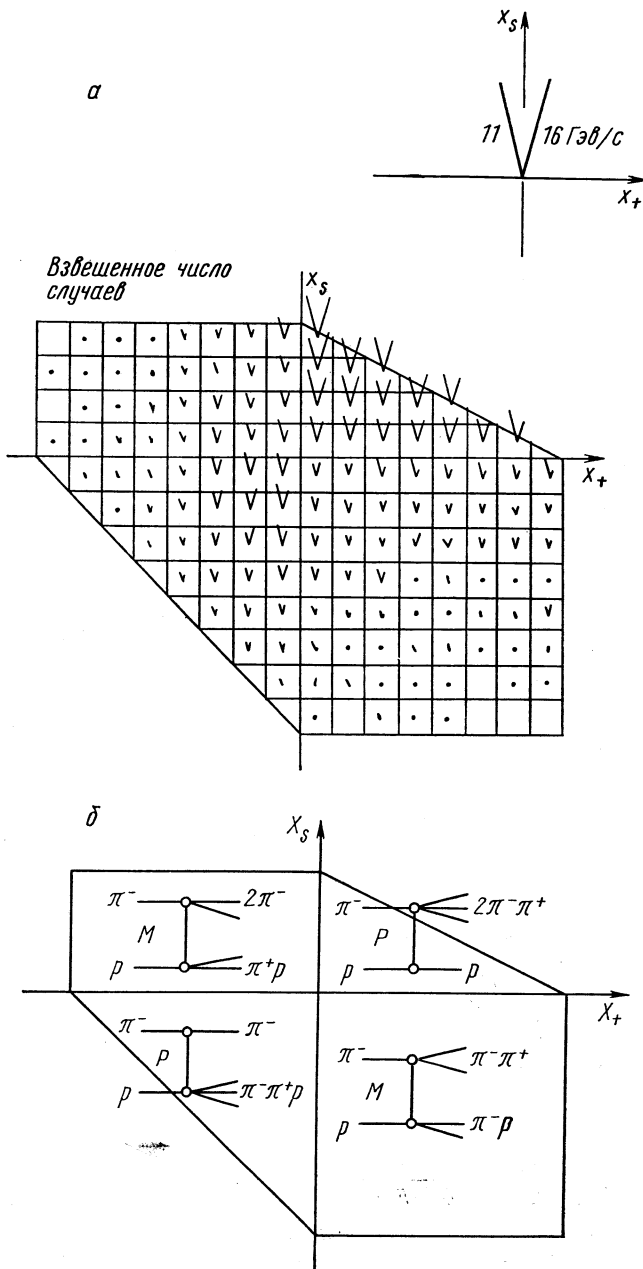
вторичной частицы с с. ц. и. В случае  $n$  частиц фазовое пространство продольных импульсов имеет вид  $(n - 2)$ -мерного полиэдра в  $(n - 1)$  измерении.



Р и с. 31. Полярные распределения  $dN/d\theta$ -событий из реакций  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^0$  (а) и  $\pi^+p \rightarrow n\pi^+\pi^+$  (б) при  $8 \text{ Гэв/с}$ :

— расчеты по модели *CLA*. На рисунках (в) и (г) показан вклад отдельных диаграмм.

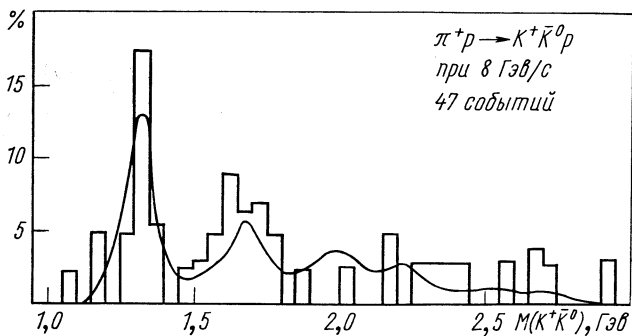
В работе [75] проводится анализ взаимодействий  $\pi^-p \rightarrow 2\pi^- \pi^+p$  и  $\pi^-p \rightarrow 2\pi^- \pi^+\pi^0p$  при 11 и 16  $\text{Гэв/с}$ . На рис. 32 приведен пример анализа четырехчастичной реакции в координатах  $x_s$  и  $x_+$ , относящихся к медленному  $\pi^-$ -мезону и  $\pi^+$ -мезону соответственно. Видны два максимума, относящиеся к дифракционной диссоциации  $\pi^-$ -мезона и протона, причем второй максимум меньше и картина слабо изменяется с ростом энергии. При анализе пятичастичной реакции кроме дифракционной диссоциации протона обнаружена двойная диссоциация, т. е. диссоциация протона и  $\pi^-$ -мезона, а также сильный  $\omega$ -обмен.



Р и с. 32. Результаты анализа реакции  $\pi^-p \rightarrow \rho\pi^+\pi^-\pi^-$  при 11 и 16 Гэв/с методом Ван Хофа в координатах

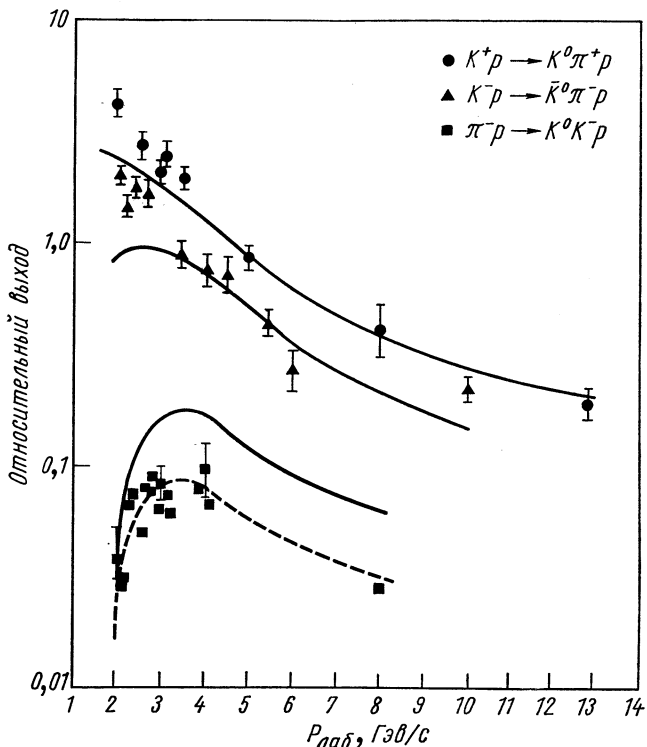
$x_i = \frac{2q_i}{4}$  (а) и приписываемые им диаграммы (б).

$$\sum_{j=1}^4 |q_j|$$



Р и с. 33. Спектр эффективных масс  $K^+K^0$  из реакции  $\pi^+p \rightarrow K^+K^0p$  при  $8 \text{ ГэВ/с}$ :

— — расчет по модели Венециано.



Р и с. 34. Зависимость полных сечений реакций  $K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$ ,  $K^-p \rightarrow K^0\pi^-p$  и  $\pi^-p \rightarrow K^0K^-p$  от импульса падающей частицы в лабораторной системе координат и расчеты по модели Венециано (сплошные линии).

Если говорить о взаимодействиях с тремя частицами в конечном состоянии, то для описания экспериментальных распределений использовался расчет по модели однопионного обмена, мультиреджевский анализ, анализ по модели *CLA* (см., например, рис. 31 [60]), а в последнее время по модели Венециано [77]. Эта модель представляет собой запись амплитуды рассеяния с реджевским поведением во всех каналах одновременно, что обеспечивает автоматическое выполнение кроссинг-симметрии, и с резонансами во всех каналах. Формула Венециано содержит лишь один свободный параметр, который приходится определять из экспериментальной точки для полного сечения [78]. Расчеты по обобщенной модели Венециано довольно сложны, и к настоящему времени разработана техника счета только пятиточечных диаграмм, т. е. взаимодействий с тремя частицами в конечном состоянии. Пример анализа с помощью модели Венециано можно видеть в работах [79, 80]. Экспериментальные распределения импульсов частиц, а также распределения эффективных масс комбинаций частиц довольно хорошо описываются расчетами по модели Венециано. По крайней мере, налицо качественное согласие (рис. 33). Однако нормировка, проводимая по одной из реакций, не является универсальной. Это можно видеть из рис. 34 [79], где расчеты для полного сечения реакции  $\pi^-p \rightarrow K^0K^-p$  дают завышенное значение, если нормировка проводилась по полным сечениям реакции  $K^+p \rightarrow K^0\pi^+p$ .

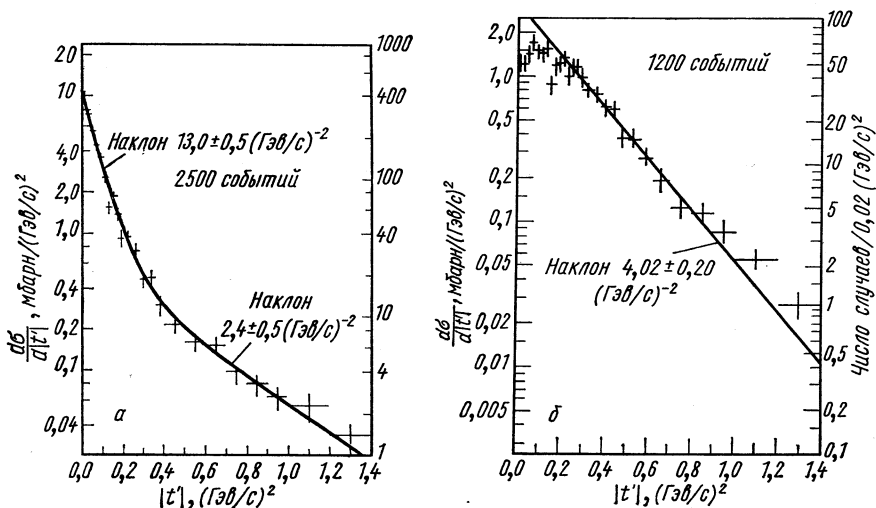
### Квазидвухчастичные реакции

Двухчастичные и квазидвухчастичные реакции более легко поддаются теоретическим расчетам. К квазидвухчастичным обычно относят такие реакции, где в промежуточном состоянии образуется один или два резонансных состояния.

Заметим, что это определение условно, так как в некоторых моделях [81] можно почти все взаимодействия классифицировать как квазидвухчастичные. В рамках принятого нами определения значительная часть взаимодействий является квазидвухчастичными. Так, в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при  $5 \text{ Гэв/с}$  [82, 83] из числа всех двухлучевых взаимодействий около 45% можно отнести к двух- и квазидвухчастичным, а из всех четырехлучевых взаимодействий примерно 22% классифицируется как квазидвухчастичные.

Для описания и параметризации квазидвухчастичных процессов применяются модели одночастичного обмена, в которых после разложения амплитуды реакции по спиральным амплитудам в каждую из них вводятся факторы, учитывающие уменьшение амплитуд, обусловленное наличием открытых каналов для двух начальных и двух частиц в конечном состоянии (так называемые

обменные модели с учетом поглощения). Примером модели такого типа является абсорбционная модель Дара — Вайскопфа [84], являющаяся модификацией модели Готфрида — Джексона [85]. Применяются различные модификации теории полюсов Редже (см., например, обзор [86]), связанные с концепцией дуализма

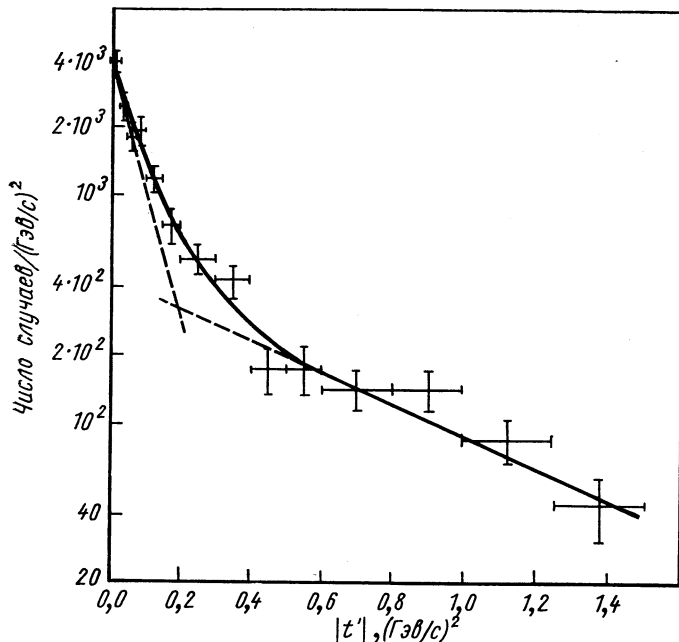


Р и с. 35. Зависимость дифференциального сечения от  $|t'|$ , исправленное на нерезонансный фон для различных реакций при 3,7 Гэв/с:  
 а —  $\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Delta^{++}$ ; б —  $\pi^+ p \rightarrow \omega^+ \Delta^{++}$ .

правило сумм при конечной энергии [87] и модель Венециано [77], квазипотенциальный подход и пр. [88].

Экспериментально изучался широкий класс квазидвухчастичных реакций. Например, только по  $\pi^+ p$ -взаимодействиям в диапазоне от 1,5 до 18,5 Гэв/с на Киевскую конференцию по физике высоких энергий (1970 г.) было представлено более 15 работ, в которых исследовалось семь каналов реакций [81]. Общим свойством всех квазидвухчастичных реакций является дифракционный характер, проявляющийся через наличие заметного наклона в зависимости дифференциального сечения от переданного 4-импульса в области малых значений. В отличие от упругого рассеяния для широких резонансов используется величина  $|t'| = |t - t_{\text{мин}}|$ , где  $t_{\text{мин}}$  — минимальный кинематически разрешенный передаваемый 4-импульс для данного значения инвариантной массы рассматриваемой комбинации частиц. На рис. 35—38 приведены примеры зависимости  $d\sigma/d|t'|$  от  $|t'|$  для реакций  $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0$ ,  $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$ ,  $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} f^0$  и  $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \pi^0$  из работ при 3,7 и 5,0 Гэв/с [82, 83, 89].

Ход дифференциальных сечений в области малых  $|t'|$  для большинства квазидвухчастичных реакций может быть представлен как  $\exp(-\lambda |t'|)$ , где параметр наклона  $\lambda$  — разный для различных реакций и принимает значения в диапазоне от 3 до 20  $(Гэв/c)^{-2}$ . Наклон несколько увеличивается с ростом энергии.

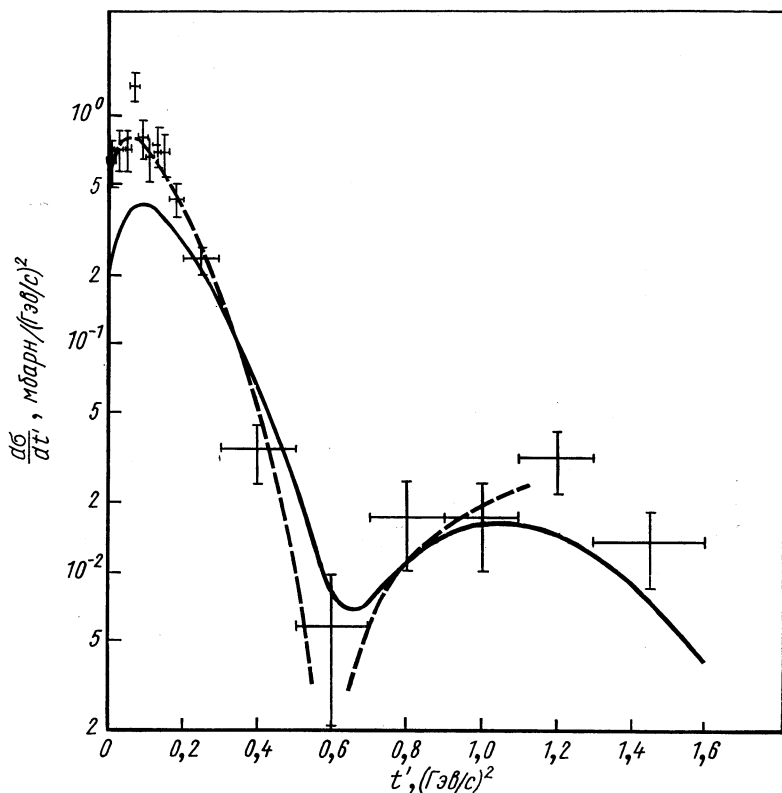


Р и с. 36. Зависимость дифференциального сечения реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}f^0$  от  $|t'|$  при 5  $Гэв/с$ .

Ход  $d\sigma/d|t'|$  для реакций  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\rho^0$  и  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}f^0$  (см. рис. 35 и 36) параметризуется подобно упругому рассеянию двумя экспонентами:

$$\frac{d\sigma}{d|t'|} \sim A e^{-\lambda_1 |t'|} + B e^{-\lambda_2 |t'|}.$$

Значения параметров наклона из работ [82, 83] при 5  $Гэв/с$  для этих двух реакций приведены в табл. 3 (там же приведены данные из работы [90] при 8  $Гэв/с$ ). Для сравнения в эту же таблицу включены данные по упругому  $\pi^+p$ -рассеянию. В области передач 4-импульса  $|t'| > 1 (Гэв/с)^2$  для всех двухчастичных процессов параметр наклона примерно 2—3  $(Гэв/с)^{-2}$ . Наблюдаются также некоторые другие особенности поведения  $d\sigma/d|t'|$ . На рис. 35, б для реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$  виден про-



Р и с. 37. Зависимость дифференциального сечения реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\pi^0$  от  $|t'|$  при  $5 \text{ ГэВ/с}$ :

— — — — — предсказание модели Дара — Вайскопфа, - - - - - модели Крамера — Маора [5].

Таблица 3

## Значения параметров наклона

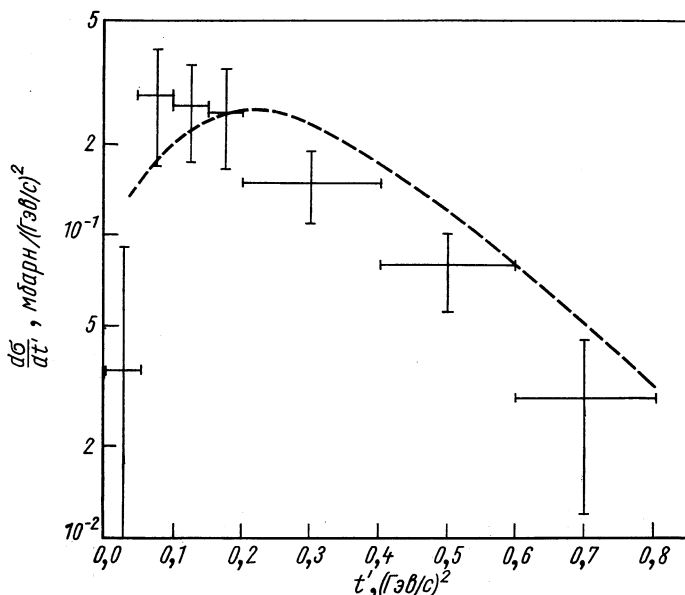
Канал реакции	5 ГэВ/с		8 ГэВ/с	
	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_1$	$\lambda_2$
$\Delta^{++}\rho^0$	$16,7 \pm 0,9$	$2,7 \pm 0,2$	$19,1 \pm 2,0$	$3,2 \pm 0,7$
$\Delta^{++}f^0$	$11,9 \pm 1,9$	$1,6 \pm 0,3$	$14,1 \pm 2,0$	$2,8 \pm 0,5$
$\rho\pi^+$	$7,0 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,5$	$7,9 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,5$

вал при  $|t'| = 0 \text{ (ГэВ/с)}^2$ . Такое же поведение замечено для реакций  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$  (см. рис. 38) и  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}A_2^0$ . Все эти три реакции не могут идти через  $\pi$ -мезонный обмен. Наиболее



прямым объяснением уменьшения  $d\sigma/d|t'|$  при малых  $|t'|$  является предположение, что имеется большой вклад амплитуды обмена векторным мезоном с поворотом спина. В ходе  $d\sigma/d|t'|$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$  наблюдается также провал в области  $|t'| \approx 0,15$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>.

Если рассматривать одновременно зависимость от  $|t'|$  элементов матрицы спиновой плотности, то видно, что этот провал



Р и с. 38. Зависимость дифференциального сечения реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$  от  $|t'|$  при 5  $\text{Гэв}/c$ :

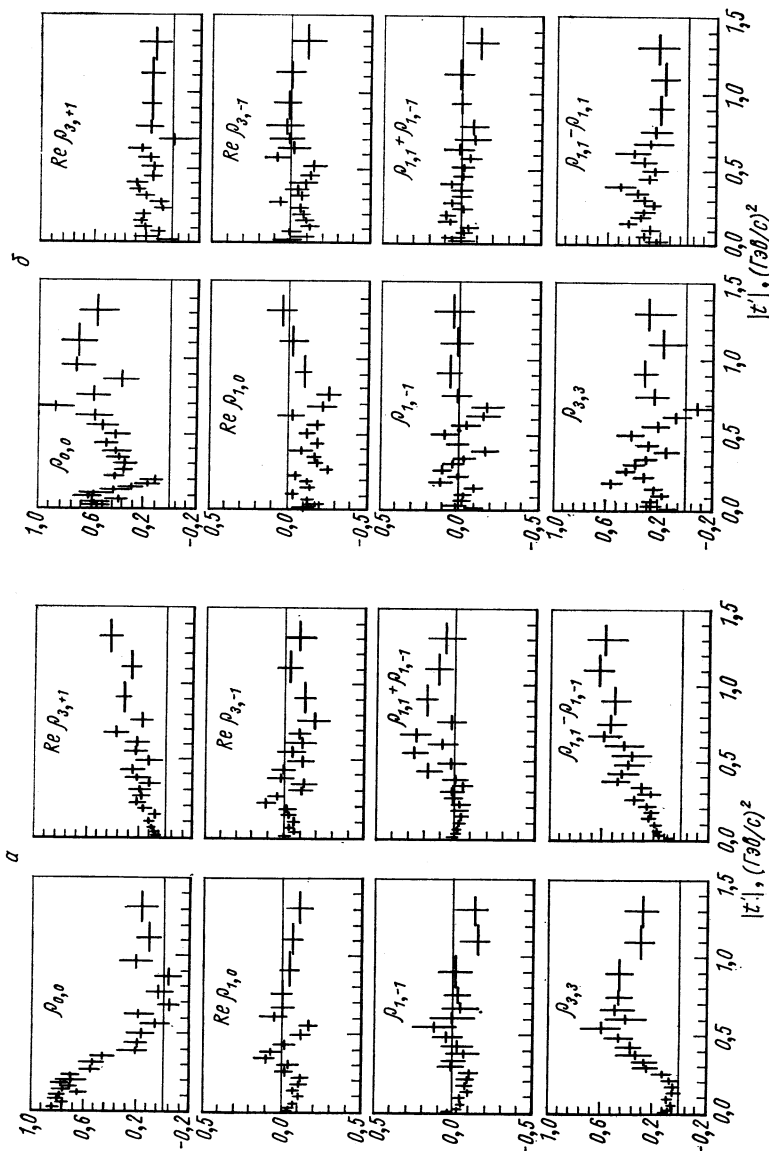
— — — рассчитана по модели полюсов Редже Краммером и Маором.

виден и в ходе  $\rho_{0,0}$  (рис. 39, б). Это указывает на вклад обмена ненатуральной четностью ( $B$ -обмен). Но это же указывает и значительная величина  $\rho_{0,0}$  [82, 83].

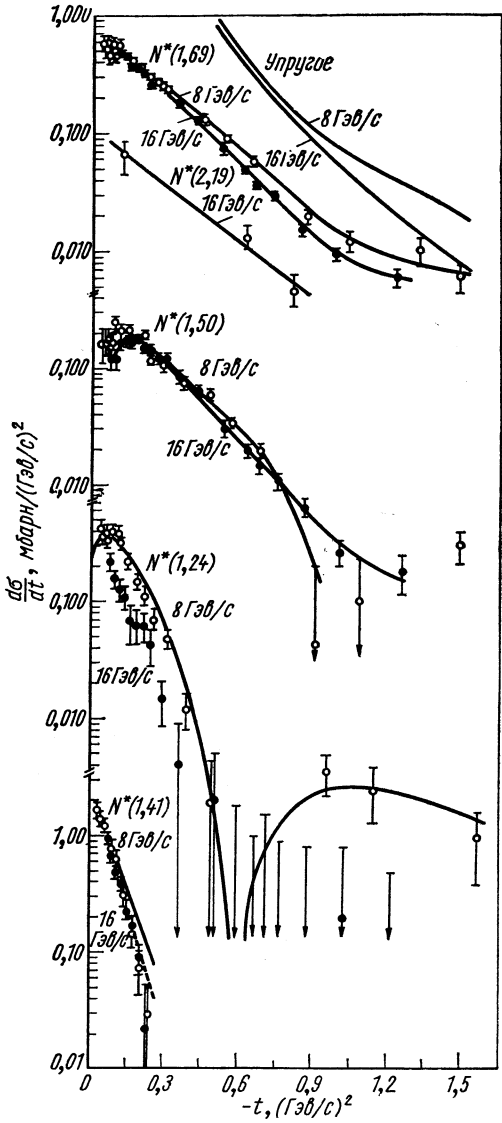
Провал при  $|t'| \approx 0,6$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> для реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^0\Delta^{++}$  [82] в  $d\sigma/d|t'|$ -распределении говорит в пользу обмена  $\rho$ -траекторией Редже. Этот эффект наблюдался также в работе [91].

Группа квазидвухчастичных реакций типа  $\pi p \rightarrow \pi^-N^*$  при 8 и 16  $\text{Гэв}/c$  изучалась в Брукхейвене в области передач от 0,05 до 1,5 ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> (рис. 40) [92]. В случае, когда  $N^* = \Delta^{++}$ , в ходе  $d\sigma/d|t'|$  наблюдается характерный провал в области  $|t'| \sim 0,6$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>. Ход  $d\sigma/d|t'|$  хорошо описывается моделью с обменом  $\rho$ -траекторией Редже.

Как видно из рис. 39, а, для канала  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\rho^0$  при малых переданных 4-импульсах [ $|t'| < 0,2$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>] преобладает мат-



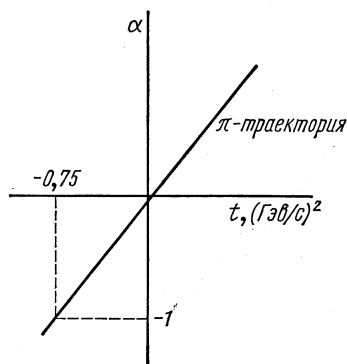
Р и с. 39. Зависимость элементов матрицы спиновой плотности от  $|t'|$  для различных реакций при  $3,7 \text{ ГэВ}/c$ :  
 а —  $\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Delta^{++}$ ; б —  $\pi^+ p \rightarrow \omega^+ \Delta^{++}$ .



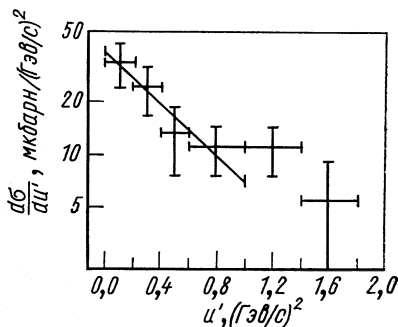
Р и с. 40. Зависимость дифференциальных сечений для различных  $N^*$  в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^- N^*$  при 8 и 16 ГэВ/с от  $|t|$ . Приведен ход сечений упругого рассеяния.

ричный элемент  $\rho_{0,0}$  (80%), что находится в качественном согласии с предсказаниями модели  $\pi$ -мезонного обмена для этой реакции. Такой же результат получен и при  $18,5 \text{ Гэв}/c$  [93].

Интересным результатом является наличие нуля для  $\rho_{0,0}$  в районе  $|t'| \approx 0,75 \text{ (Гэв}/c)^2$  (см. также рис. 39, а). Такое поведение предсказывается простыми моделями полюсов Редже, а также моделями с интерферирующими полюсами, с включением разрезов и др., но отсутствует, например, в простой форм-факторной



Р и с. 41. Прямолинейная  $\pi$ -мезонная траектория Редже. Иллюстрируется возможная особенность при  $t = -0,75 \text{ (Гэв}/c)^2$ , соответствующем  $\alpha(t) = -1$ .



Р и с. 42. Дифференциальное сечение реакций  $\pi^+p \rightarrow p\rho^+$  при  $5 \text{ Гэв}/c$  в рассеянии назад.

модели. Этот нуль в предположении линейности траектории Редже может соответствовать также  $\alpha_\pi(t) = -1$  и несуществующему состоянию (качественная иллюстрация приведена на рис. 41).

Такого же рода результат был получен для реакции  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\eta$ , для которой возможен только обмен траекторией  $A_2$ . Особенность наблюдается при значении  $|t'| = 1,4 \text{ (Гэв}/c)^2$ , которое для линейной траектории  $A_2$  также соответствует  $\alpha(t) = -1$  [91]. Другим интересным результатом этой работы явилось то, что параметр наклона  $A_2$ -траектории получен значительно большим, чем для реакции  $\pi^-p \rightarrow n\eta$ , для которой  $A_2$ -обмен является тоже единственно разрешенным.

Резюмируя сказанное о поведении квазидвухчастичных реакций в области не очень больших  $|t'| \leq 1,5 \text{ (Гэв}/c)^2$ , можно заключить, что большинство наблюдаемых особенностей объясняется предсказаниями моделей, основанных на обмене полюсами Редже.

В области больших передач 4-импульса, где не очень много данных, имеются свои особенности. Так, ряд провалов в ходе  $d\sigma/d|t'|$  показан в работе Батона и др. [94] для двухлучевых реакций в  $\pi^-p$  при  $2,77 \text{ Гэв}/c$  (табл. 4). В области предельно боль-

ших передач (рассеяние назад) большинство наблюдавшихся квазидвухчастичных реакций показало наличие пика в области рассеяния назад. Типичный пример приведен на рис. 42 для реакции  $\pi^+p \rightarrow p\rho^+$  при  $5 \text{ Гэв/с}$  [82].

Величина сечения при рассеянии назад при  $5 \text{ Гэв/с}$  составляет около  $10 \text{ мкбарн}$  для большинства исследованных реакций. К сожалению, пока мало данных относительно поведения этих сечений с увеличением энергии.

Таблица 4

Положения провалов в  $d\sigma/d|t'|$  при  $2,77 \text{ Гэв/с}$

Канал	$t', (\text{Гэв/с})^2$			Канал	$t', (\text{Гэв/с})^2$		
$p\rho^-$	0,6	1,9	3,0	$\Delta^0\pi^0$	0,5	2,9	—
$p\rho^0$	0,6	1,9	3,2	$\Delta^-\pi^+$	0,6	2,5—3,0	—
$\Delta^+\pi^-$	0,5	2,5	—	$\Delta^+\pi^-$	0,6	2,7	—

### Двухчастичные неупругие реакции и перезарядка

Рассмотрим неупругие двухчастичные реакции, а именно рождение странных частиц и перезарядку. В силу кроссинг-симметрии перезарядка также связана с упругим рассеянием назад (см. ниже).

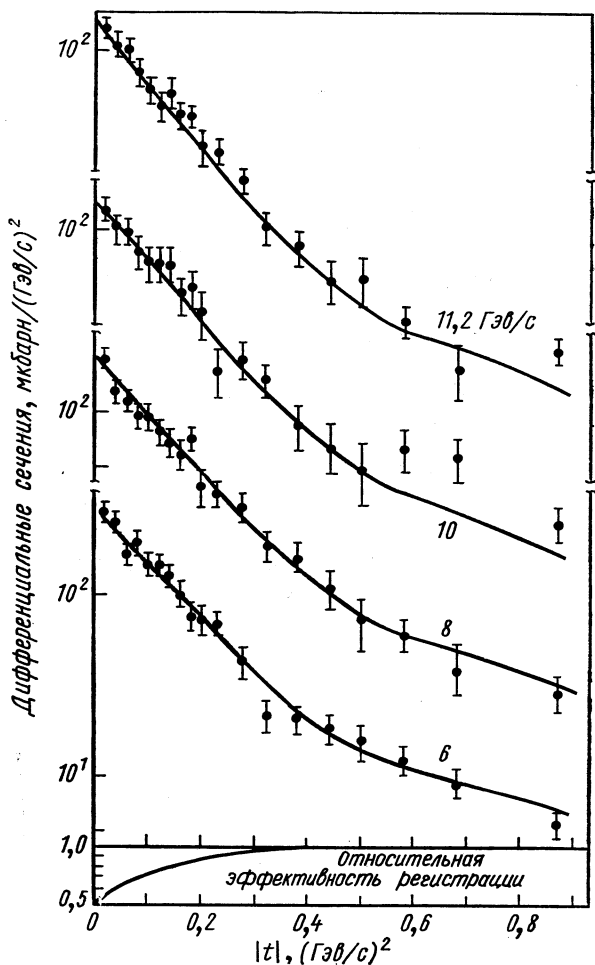
В работе [96], выполненной с помощью магнитного спектрометра с искровыми камерами, исследовались реакции  $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda^0$  и  $\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$  при  $8, 10,7$  и  $15,7 \text{ Гэв/с}$ . В области малых  $|t| \gtrsim 0,3 (\text{Гэв/с})^2$  поведение дифференциальных сечений такое же, как для квазидвухчастичных реакций, т. е. носит дифракционный характер. Полученные данные для параметров наклона представлены в табл. 5 и не позволяют сделать заключения об изменении наклона с энергией.

Таблица 5

Параметр наклона  $\lambda$  для  $d\sigma/d|t| \sim \exp(-\lambda|t|)$  при различных энергиях ( $\text{Гэв/с}$ )

Канал реакции	8,0	10,7	15,7
$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda^0$	$6,8 \pm 0,4$	$8,2 \pm 0,4$	—
$\pi^-p \rightarrow K^0\Sigma^0$	$11,5 \pm 0,6$	$9,9 \pm 0,7$	—
$\pi^-p \rightarrow \begin{cases} K^0\Lambda^0 \\ K^0\Sigma^0 \end{cases}$	$8,3 \pm 0,4$	$9,0 \pm 0,4$	$8,6 \pm 0,3$

В области  $|t| \geq 0,4$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> в ходе дифференциального сечения наблюдается излом (наклон уменьшается). Излом наблюдался



Р и с. 43. Зависимость дифференциальных сечений реакций  $\pi^- p \rightarrow K^0 + \lambda/\Sigma^0$  от  $t$  при различных импульсах падающего  $\pi$ -мезона.

и при других импульсах  $\pi$ -мезона в работах [97, 98], как это можно видеть, например, из рис. 43.

Поведение дифференциального сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$  при больших переданных 4-импульсах изучалось в работе [99] при 3,4 и 5  $\text{Гэв}/c$ , а также в работе [100] при 3, 4, 5 и 7  $\text{Гэв}/c$ . Ход

сечения в области  $|t|$  от 0,3 до 3,0  $(\text{Гэв}/c)^2$  показан на рис. 44. Видны характерный провал или излом при  $|t| \sim 0,5$   $(\text{Гэв}/c)^2$  и второй максимум, после которого сечение довольно медленно

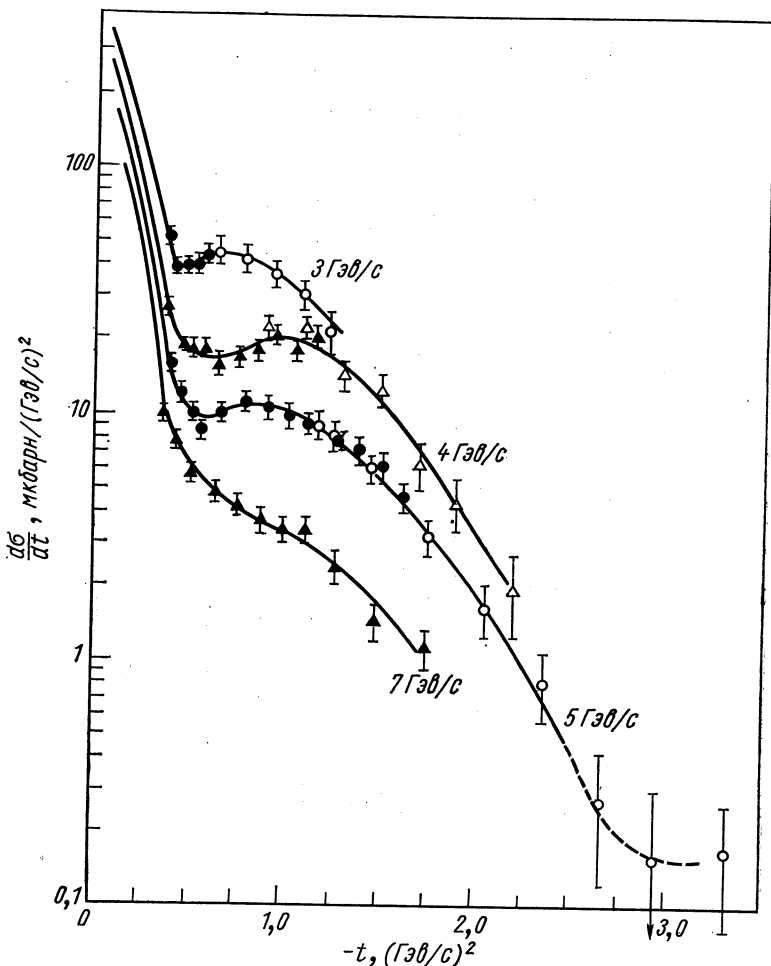
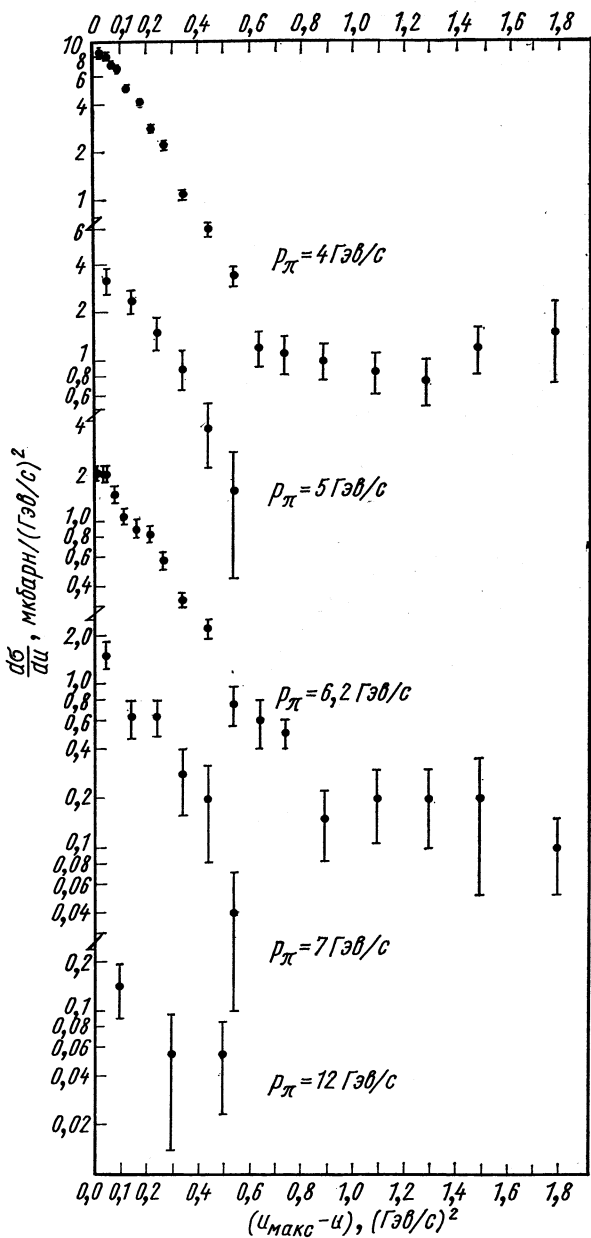


Рис. 44. Зависимость дифференциального сечения реакции  $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$  от  $t$  при различных импульсах падающего  $\pi$ -мезона.

спадает с ростом переданных  $|t|$ . Это поведение до некоторой степени подобно тому, что наблюдается в упругом рассеянии.

В области «рассеяния назад» в дифференциальном сечении  $d\sigma/du$  реакций  $\pi^-p \rightarrow \Sigma^-K^+$ ,  $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0K^0$  наблюдаются излом и пик [97, 101]. Они хорошо видны на рис. 45, где приведены



Р и с. 45. Зависимость дифференциального сечения  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  от  $|u'|$  в пике назад для реакции  $\pi^- p \rightarrow \lambda K^0$  при различных импульсах падающего  $\pi$ -мезона.



данные при импульсах падающего  $\pi$ -мезона в диапазоне от 4 до 12  $\text{Гэв}/c$  из работы [101] для реакции  $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$ . При интегрировании в диапазоне  $0 \leq |u| \leq 2,0$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> получено падение сечения реакции от  $2,0 \pm 0,45$  мкбарн при 4  $\text{Гэв}/c$  до  $0,5 \pm 0,12$  мкбарн при 6,2  $\text{Гэв}/c$  и  $0,05 \pm 0,02$  мкбарн при 12  $\text{Гэв}/c$ . Такое поведение может быть выражено формулой

$$\frac{d\sigma}{du} \Big|_{u_{\text{макс}}} \propto S^{2\alpha-2},$$

где  $\alpha = -0,7 \pm 0,1$ .

Наблюдена большая величина поляризации барионов в двухчастичных реакциях [101—103]. Картина такова, что для большинства импульсов первичных  $\pi$ -мезонов в области  $|t| \leq 0,3$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> поляризация бариона близка к нулю, а затем возрастает до максимально возможной (рис. 46). В области пика назад поляризация также около +1. Большинство изложенных фактов в области малых и средних  $|t|$  достаточно хорошо описывается на основе предложенной в работе [104] редже-модели, основанной на обмене невырожденными траекториями  $K^*$  (890) и  $K^*$  (1420). Предсказания этой модели хорошо описывают общую картину поведения дифференциального сечения и поляризации до  $|t| \sim 1,5$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>. Однако предсказанный моделью глубокий провал и изменение знака поляризации при  $|t| \sim 1,8$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> не наблюдаются на опыте.

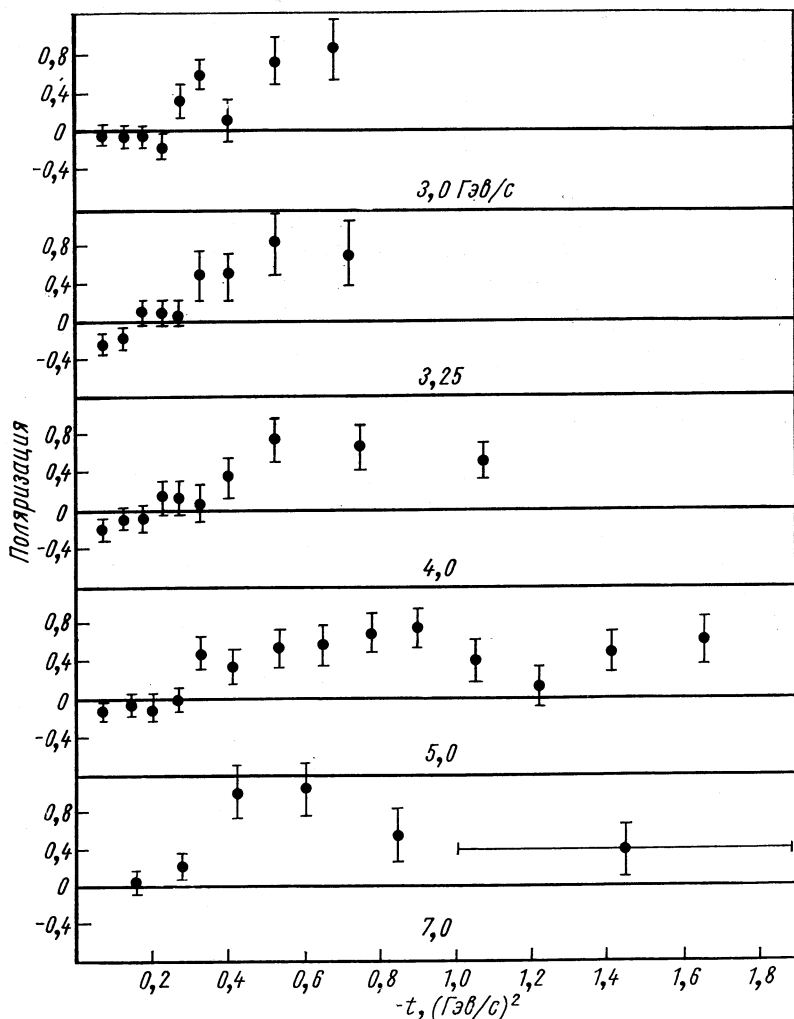
Обмен  $K^*$  (890) и  $K^*$  (1420) с дополнительным предположением обменного вырождения приводит к следствию, что дифференциальные сечения реакций  $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$  и  $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$  должны быть одинаковыми. Это выполняется в области  $|t| \leq 0,4$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> [103].

Согласие с опытными данными в области пика назад указывает на возможный обмен двумя фермионами. В работе [105] анализ данных проведен с учетом доминирующей ( $\Sigma_\alpha$ ,  $\Sigma_\gamma$ ) амплитуды с обменным вырождением траекторий. При этом излом в ходе дифференциальных сечений при  $|u| \approx 0,7$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> может быть связан с нулем  $\Sigma_\gamma$ -амплитуды при  $\alpha = -2/3$ .

Реакция  $\pi^- p$ -рассеяния с перезарядкой  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  характерна тем, что ей соответствует в  $t$ -канале реакция  $\pi^- \pi^0 \rightarrow p n$ , допускающая только состояния с квантовыми числами  $\rho$ -мезона.

Ход дифференциального сечения реакции перезарядки в области импульсов 3—18  $\text{Гэв}/c$  представлен на рис. 47 [106]. Структура одна и та же во всем диапазоне импульсов, т. е. пик вперед, минимум в районе  $|t| \approx 0,6$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> и второй максимум при  $|t| \approx 1$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>. Все результаты достаточно хорошо описываются однополюсной моделью Редже, а прямолинейная экстраполяция траектории в область  $t > 0$  согласуется с положением реального  $\rho$ -мезона [107].

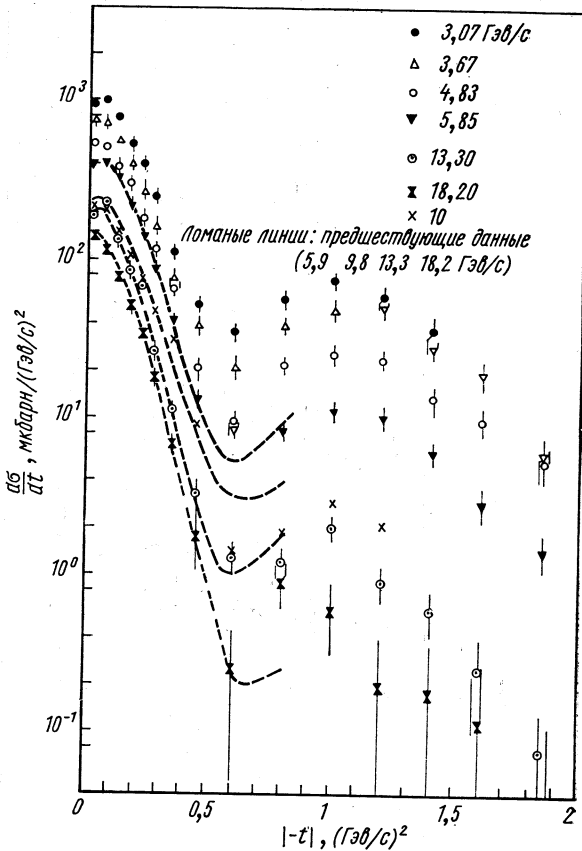
В области рассеяния назад в реакции с перезарядкой наблюдается пик с провалом при  $|u| \approx 0,15$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>. Данные для импульсов 2—6  $\text{Гэв}/c$  приведены на рис. 48 [108, 109].



Р и с. 46. Зависимость поляризации  $\Sigma$  от переданного 4-импульса  $t$  в реакции  $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+$  при различных импульсах падающего  $\pi$ -мезона.

В работах [109, 110] приводятся сечения  $d\sigma/d\Omega$  назад ( $180^\circ$ ) в широком диапазоне первичных импульсов. Эти результаты показаны на рис. 49 вместе с соответствующими сечениями  $\pi^+p$

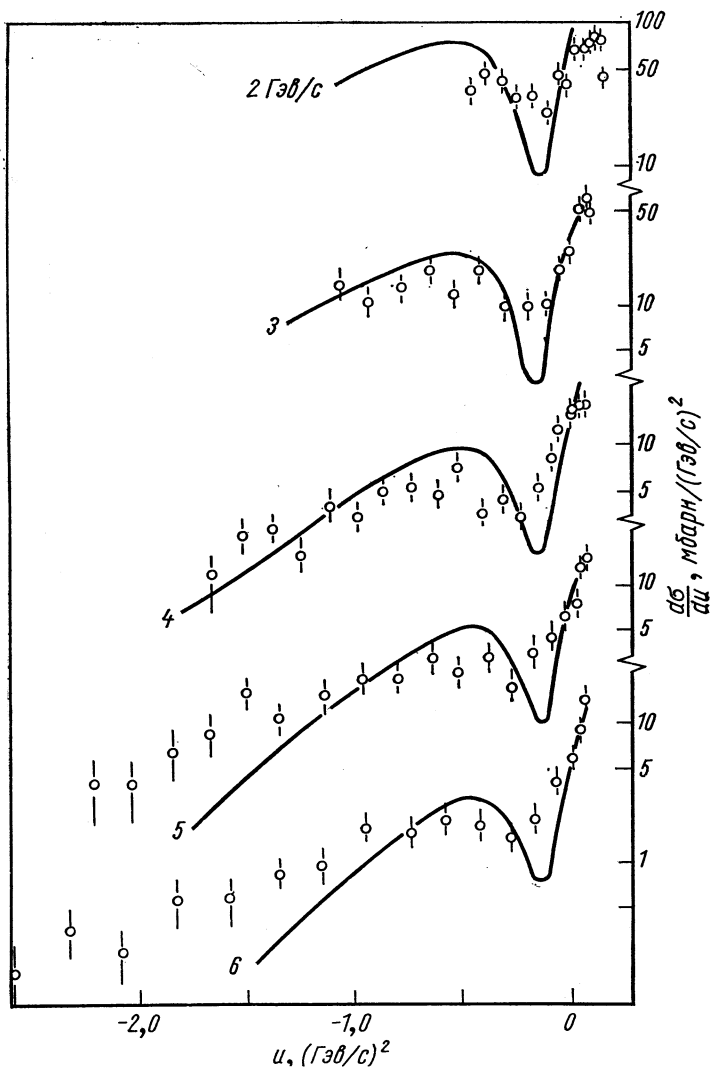
упругого рассеяния. Как видно, ход сечений всех реакций очень подобен. Имеется значительный провал при значении импульса около  $2,1 \text{ Гэв/с}$ . Предположение, что этот провал может иметь



Р и с. 47. Зависимость дифференциального сечения перезарядки от  $t$  в реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$  для различных импульсов падающего  $\pi$ -мезона.

отношение к резонансу  $N^*(1290)$ ,  $I = -1/2$ , противоречит существованию провала при том же импульсе в  $\pi^+p$ -рассеянии, так как здесь реализуется чистое состояние  $I = 3/2$ .

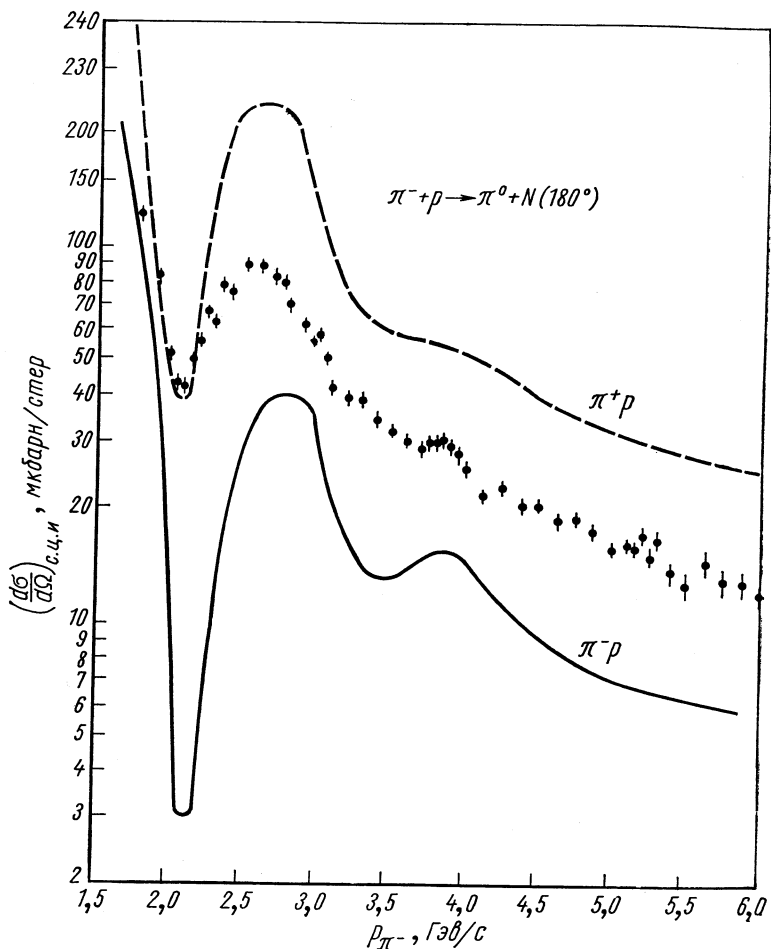
Провал в  $\pi^+p$ -рассеянии пытались объяснить деструктивной интерференцией резонансов  $\Delta(1920)$  и  $\Delta(2420)$  с  $I = 3/2$ . Однако объяснение этой особенности возможно и на основе общего механизма. В работе [111] было предположено, что данные при  $180^\circ$  могут быть отражением эффекта в  $t$ -канале. Действительно,



Р и с. 48. Зависимость дифференциального сечения реакции перезарядки в рассеянии назад для различных импульсов падающего  $\lambda$ -мезона:

— — предсказания обмена траекториями  $N_\alpha$  и  $\Delta_\delta$ .

$p_{\text{лаб}} = 2,1 \text{ Гэв/с}$  соответствует  $|t| (180^\circ) \sim 3 (\text{Гэв/с})^2$ , и при этом значении  $|t|$  в  $d\sigma/d|t|$  наблюдается провал при больших импульсах (см., например, рис. 55). В этой же связи интересен факт,



Р и с. 49. Зависимость сечений перезарядки при  $180^\circ$  от импульса падающего  $\pi$ -мезона. Совместно с сечениями упругого  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -рассеяний назад.

что для  $p_{\text{лаб}} \geq 5 \text{ Гэв/с}$  отношение  $d\sigma/d\Omega$  для упругого  $\pi^+p$ -рассеяния и  $\pi^-p$ -перезарядки приблизительно равно двум в согласии с доминирующим  $I = 1/2$  обменом в  $u$ -канале (см. также ниже в гл. 3).

### Импульсные закономерности

Остановимся вначале на общих свойствах импульсных спектров барионов. Наблюдается сильная коллимация вторичных барионов в с. ц. и. в направлении их движения до столкновения. Эта коллимация слабо зависит от массы барионов и их странности, но уменьшается с ростом множественности вторичных частиц. Для углового распределения протонов в зависимости от множественности в  $\pi^+p$ -столкновениях при  $8 \text{ Гэв/с}$  это иллюстрировал рис. 22. Усиление асимметрии протонов в реакции  $\pi^-p \rightarrow p^3\pi^-2\pi^+$  при увеличении первичной энергии показывал рис. 23. Наблюдается слабая зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от энергии первичных пионов и некоторый рост с множественностью вторичных частиц. Для протонов эти закономерности впервые были показаны в работе [113], где изучались  $\pi^-N$ -столкновения при  $7 \text{ Гэв/с}$ . Наблюдается рост  $\langle p_{\perp} \rangle$  с увеличением массы вторичных барионов.

Выше было показано, что генерация барионных резонансов происходит с относительно малым сечением, и в соответствии с этим можно заключить, что на импульсный спектр вторичных барионов мало влияет распад резонансов и спектр обусловливается главным образом первичным  $\pi p$ -взаимодействием.

Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  протонов от множественности вторичных частиц для  $\pi^-p$ -столкновений при  $16 \text{ Гэв/с}$  была дана на рис. 27, а сопоставление этих результатов с расчетами по фазовому объему показывало, что наблюдается совпадение только для больших множественностей, когда уменьшается энергия, приходящаяся на одну частицу. В работе [114] было показано, что в  $\pi^-N$ -столкновениях при  $7 \text{ Гэв/с}$  составляющие импульса протонов по осям координат распределены по гауссову закону и в соответствии с этим для  $p_{\perp}$  имеем

$$P(p_{\perp}) = c p_{\perp} \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{\langle p_{\perp}^2 \rangle}\right). \quad (2.4)$$

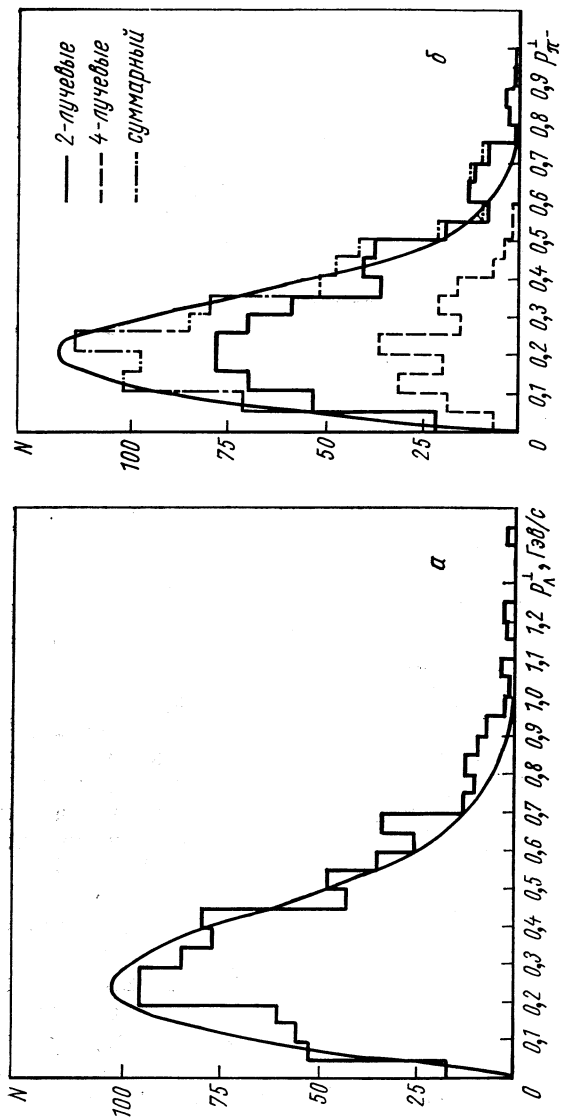
В работах [115, 116] было показано, что в  $\pi^-N$ -столкновениях при  $4$  и  $8 \text{ Гэв/с}$  формула (2.4) описывает спектр поперечных импульсов  $\Lambda^0$ , что видно на рис. 50, а, а также спектр  $\pi^{\pm}$ -мезонов — на рис. 50, б.

В работе [31] на основании данных многих работ сделано заключение, что их результаты в основном совпадают с выводами Д. Смита [117] и И. Эльберта [118]: для распределений продольных и поперечных импульсов имеют место формулы:

$$\begin{aligned} dN(p_{\parallel}^*) &\sim \exp(-ap_{\parallel}^*) dp_{\parallel}^*; \\ dN(p_{\perp}) &\sim p_{\perp}^{3/2} \exp(-bp_{\perp}) dp_{\perp}, \end{aligned}$$

если  $\langle p_{\perp} \rangle \ll p_{\parallel}^* < E^*$ .

Однако коэффициенты  $a$  и  $b$  в этих формулах зависят от начальной энергии и множественности. Очень существенны для сопостав-

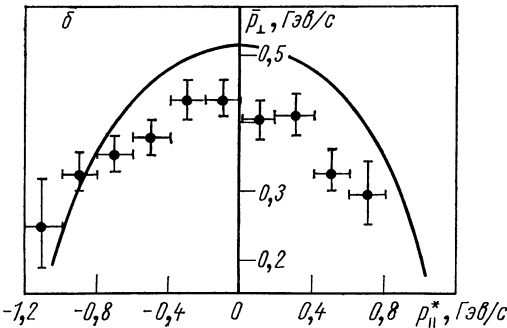
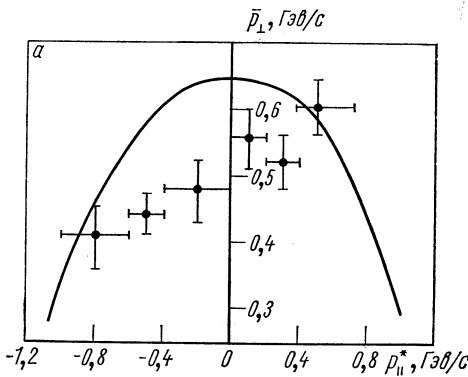


Р и с. 50. Спектр поперечных импульсов:

а —  $\lambda^+$ ; б —  $\pi^+$  в  $\pi$ -N-столкновениях при  $8 \text{ ГэВ/с}$ ; ———— — рассчитаны по формуле (2.4).

ления с моделями взаимодействия корреляции между  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$ . В модели Ван Хоа [119] предполагается, что при высокой энергии между вторичными частицами в конечном состоянии нет корреляций помимо законов сохранения. Если сверх того принять, что распределение  $p_{\perp}$  не зависит от энергии, то будут отсутствовать корреляции между  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$ . В мультипериферической модели [21] спектр  $p_{\perp}$  для вторичных частиц не зависит от их энергии и угла вылета, а также от первичной энергии.

В модели скейлинг-инвариантности Фейнмана [69] предполагается, что при множественном рождении для распределения по  $p_{\perp}$  и  $p_{\parallel}$  справедлива формула  $dN = dp_{\perp} \frac{dx}{x} f(p_{\perp}, x)$ , где  $x =$



Р и с. 51. Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  от  $p_{\parallel}$ :

$a$  — протоны;  $b$  —  $\lambda$  в  $\pi$ -N-столкновениях при  $\epsilon$  и  $\delta$  Гэв/с.

речного импульсов  $\langle \Delta p_{\parallel}^2 \rangle$  и  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  ( $\Delta p_{\perp}^2 = p_{\perp}^2$ , так как  $\langle p_{\perp} \rangle = 0$ ) имеем

$$2 \frac{\langle \Delta p_{\parallel}^2 \rangle^{1/2}}{\langle p_{\perp}^2 \rangle^{1/2}} = \gamma_c, \tag{2.5}$$

где  $\gamma_c$  — лоренц-фактор системы центра инерции.

$= \frac{p_{\parallel}}{\sqrt{s}} \sim \frac{p_{\parallel}}{p^*}$ , а при  $s \rightarrow \infty f(p_{\perp}, x) \rightarrow \text{const}$ , т. е. не зависит от  $s$ .

В работе Д. С. Чернавского [120] отмечается, что мультипериферическая модель согласуется со схемой скейлинга, которая для вторичных нуклонов означает независимость от первичной энергии распределения коэффициентов неупругости ( $x_N \approx 1 - k$ ).

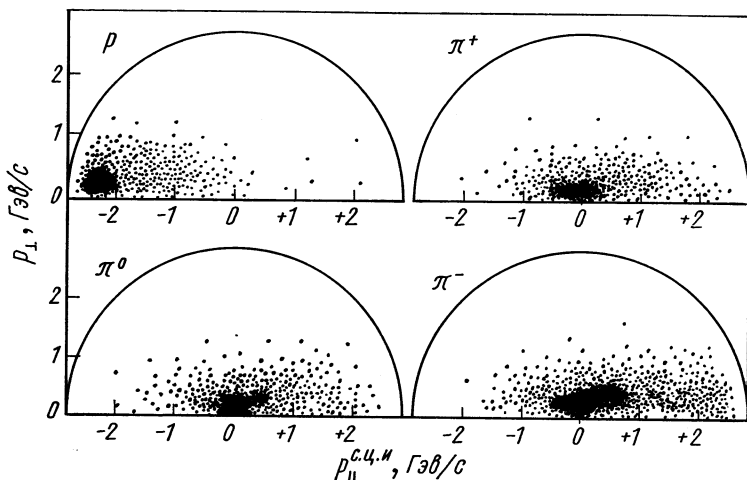
Экспериментальные данные по корреляции  $\langle p_{\perp} \rangle$  и  $p_{\parallel}$  из [161] показаны на рис. 51, и, как видно для протонов и  $\Lambda^0$ , наблюдается некоторое отличие от фазовой кривой.

В работе [114] на основе принципа неопределенности было получено, что для дисперсий продольного и поперечного импульсов



В работах [114, 115] было показано, что формула (2.5) справедлива в пределах экспериментальных погрешностей для спектров вторичных протонов в  $\pi^-N$ -столкновениях при  $7 \text{ Гэв/с}$  и спектров  $\Lambda^0$  в  $\pi^-N$ -столкновениях при  $4 \text{ Гэв/с}$ . Остановимся на сопоставлении импульсных спектров протонов и  $\pi^\pm$ -мезонов, что иллюстрирует диаграмма Пейру из работы [32] (рис. 52).

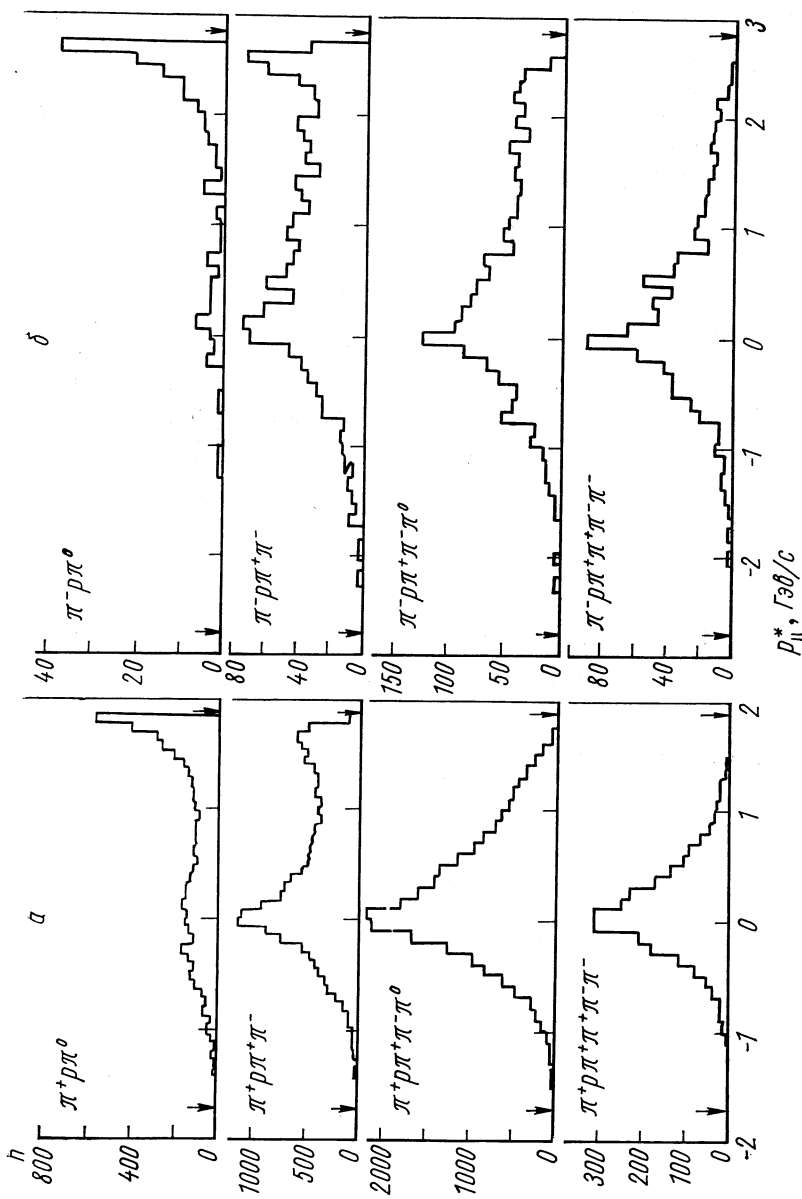
Как отмечает О. Чижевский [121], в отличие от протонов, для  $\pi^\pm$ -мезонов наблюдается концентрация около малых значений



Р и с. 52. Зависимость поперечного импульса от продольного для протонов и  $\pi$ -мезонов из реакции  $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  при  $16 \text{ Гэв/с}$ .

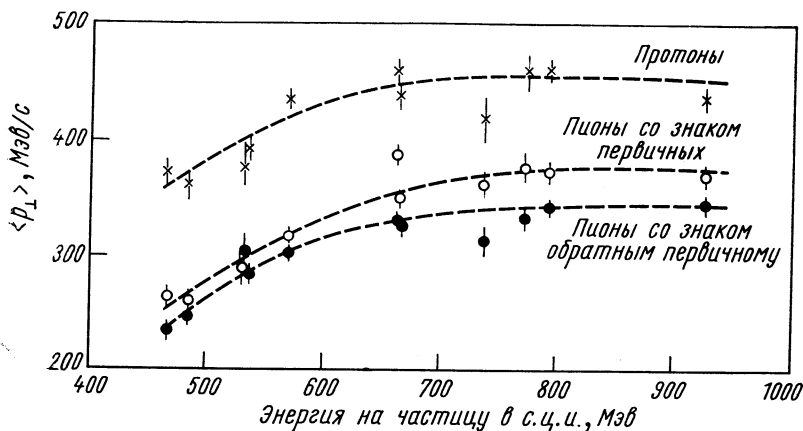
$p_{\parallel}$  и наличие некоторого количества «ведущих»  $\pi$ -мезонов, совпадающих по знаку с падающими. Эта картина плавно меняется с энергией, и на рис. 53 приведено сравнение спектров  $p_{\parallel}$   $\pi^\pm$ -мезонов в  $\pi^+p$ -столкновениях при  $8 \text{ Гэв/с}$  и  $\pi^-p$ -столкновениях при  $16 \text{ Гэв/с}$ . Как отмечается в работе [121], для данного числа вторичных пионов распределения при  $16 \text{ Гэв/с}$  группа ведущих пионов лучше видна, чем при  $8 \text{ Гэв/с}$ , а при большой множественности ведущих пион теряется среди других.

По данным работы [122], очень интересна зависимость  $p_{\perp}$  для протонов и мезонов от энергии, приходящейся на одну частицу. Это показано на рис. 54, где видна систематическая разница в величинах  $\langle p_{\perp} \rangle$  для пионов «пучковых», знак заряда которых совпадает со знаком первичных, и «антипучковых», знак заряда которых является противоположным. Величины  $\langle p_{\perp} \rangle$  достигают насыщения при средней энергии на частицу  $\sim 0,8 \text{ Гэв}$ , а разность между крайними значениями сравнительно невелика ( $\sim 25\%$ ).



Р и с. 53. Распределение  $p_{||}^*$  для  $\pi^\pm$ -мезонов в реакциях с рождением от 1 до 4  $\pi$ -мезонов: а —  $\pi^+\pi^-\pi^0$  при 8 Гэв/с; б —  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  при 16 Гэв/с.

Как указывает Дилейла [111], этот способ представления позволяет свести воедино данные для различных состояний и различной энергии. Во многих работах получен согласующийся вывод о том, что  $\langle p_{\perp} \rangle$  пионов практически не зависит от энергии первичных  $\pi^{\pm}$ ,



Р и с. 54. Средний поперечный импульс в зависимости от энергии в с. ц. и., деленной на число вылетающих частиц.

но наблюдается уменьшение  $\langle p_{\perp} \rangle$  пионов, а также и  $K$ -мезонов с ростом множественности. Это показывают, например, данные табл. 6 [115].

Т а б л и ц а 6

Зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle$  и  $\langle p_{\parallel} \rangle$  от числа заряженных частиц в  $\pi$ -столкновениях

Число заряженных частиц	$\langle p_{\perp} \rangle, \text{Мэв/с}$			$\langle p_{\parallel} \rangle, \text{Мэв/с}$		
	$\Lambda$	$K^0$	$\pi^-$	$\Lambda$	$K^0$	$\pi^-$
0	$381 \pm 16$	$365 \pm 11$	—	$-686 \pm 18$	$333 \pm 22$	—
2	$378 \pm 9$	$363 \pm 8$	$290 \pm 7$	$-343 \pm 13$	$100 \pm 15$	$86 \pm 10$
4	$382 \pm 21$	$320 \pm 22$	$245 \pm 11$	$-465 \pm 21$	$-129 \pm 24$	$5 \pm 1$

Эта закономерность, аналогично данным рис. 54, обуславливается уменьшением энергии, приходящейся на одну частицу. Импульсные спектры пионов формируются в процессе первичного столкновения и при распаде образованных при этом бозонных и барионных резонансов. Если все факторы, влияющие на формирование спектров пионов, считать независимыми, то при их суперпозиции следует ожидать гауссова распределения для составляющих по осям и, следовательно, формулу (2.4) для  $p_{\perp}$ .

В работе Фридлендера [123] были проанализированы многочисленные данные по спектрам  $p_{\perp}$  пионов и сделан вывод, что формула (2.4) описывает опытные данные. В работе [115] было показано, что эта формула описывает  $p_{\perp}\pi_{\pm}$ -мезонов, а также  $K$ -мезонов в  $\pi^-p$ -столкновениях при  $4 \text{ Гэв}/c$ .

На основе изложенного можно заключить, что есть аналогия в поведении импульсных спектров вторичных пионов и протонов в зависимости от первичной энергии и множественности частиц. Теоретические модели описывают некоторые закономерности спектров, однако недостаточная точность и систематичность экспериментальных данных не позволяют однозначно отнести или выбрать лучшую модель взаимодействия.

### 3. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Сопоставление с теорией экспериментальных данных по упругому рассеянию позволяет проверить фундаментальные положения современной теории. Н. Н. Боголюбовым строго обоснованы дисперсионные соотношения для упругого  $\pi p$ -рассеяния [124]. Для соблюдения дисперсионных соотношений необходимо выполнение условий аналитичности, унитарности и кроссинг-симметрии и на основе дисперсионных соотношений возможна проверка микропричинности. Многие принципиальные вопросы современной теории и их связь с упругим рассеянием рассмотрены, например, Нгуен Ван Хьеу [125].

Упругое рассеяние связано условием унитарности со всеми неупругими процессами. Матрица рассеяния  $T$  в общем случае комплексна:

$$T = D + iA,$$

где  $D$  — действительная;  $A$  — мнимая часть амплитуды рассеяния. В упругом  $\pi N$ -рассеянии имеем дело с бозон-фермионным рассеянием, и дифференциальное сечение связано с  $T$  формулой

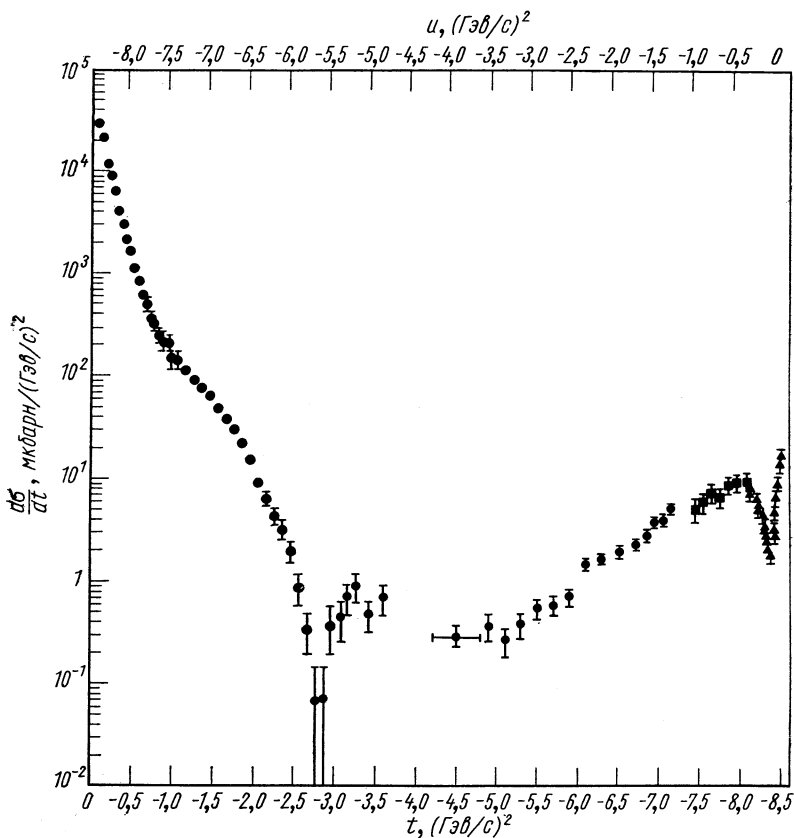
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{m^2}{4s} |T^2|,$$

где  $m$  — масса фермиона;  $s$  — квадрат полной энергии в с. ц. и. Имеем следующие связи:

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{\pi}{p_c^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}; t = -2p_c^2(1 - \cos \theta).$$

Однозначные кинематические соотношения в упругом рассеянии очевидно облегчают проведение экспериментов, которые в настоящее время с помощью электронной методики позволяют практически перекрыть весь диапазон углов рассеяния в с. ц. и. На рис. 55 показаны дифференциальные сечения упругого  $\pi^+p$ -рассеяния при импульсе  $5 \text{ Гэв}/c$ . Интервал углов рассеяния  $0 \leq \theta \leq$

$\leq 180^\circ$  в с. ц. и. принято подразделять на три части: дифракционную область, широкую область больших углов и рассеяние  $\pi$ -мезонов назад (углы близки к  $180^\circ$ ). Целесообразность такого под-



Р и с. 55. Зависимость дифференциальных сечений упругого  $\pi^+p$ -рассеяния при  $5 \text{ ГэВ}/\text{с}$  от  $t$  или  $u$ .

разделения иллюстрирует рис. 55, который показывает характерные особенности дифференциальных сечений  $d\sigma/d|t|$  в этих областях. В соответствии с этим и проводится дальнейшее рассмотрение. Однако необходимо отметить, что такое подразделение является условным.

### Рассеяние на малые углы

Если происходит рассеяние на нулевой угол, а действительная часть амплитуды рассеяния равна нулю, то, согласно оптической теореме, дифференциальное сечение упругого рассеяния и полное

сечение взаимодействия связаны формулой

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} = \left(\frac{p_c \sigma_t}{4\pi}\right)^2 \quad (\hbar = 1).$$

Описание рассеяния элементарных частиц на основе оптической модели было предложено в работах Д. И. Блохинцева [126, 127] и др. Дифференциальное сечение для  $0^\circ$  называется оптическим значением. В области малых передач четырехмерного импульса существенные успехи в объяснении экспериментальных результатов связаны с теорией комплексных угловых моментов. Сопоставление с теорией дифференциальных сечений при малых углах рассеяния и экстраполяция к оптическому значению позволяют определить действительную часть амплитуды рассеяния. Действительная и мнимая части амплитуды упругого рассеяния связаны дисперсионными соотношениями, следовательно, опытные данные по значениям  $D$  и  $A$  являются средством проверки дисперсионных соотношений.

В исследовании упругого рассеяния на малые углы интересны опыты в области углов, соответствующих интерференции кулоновского и ядерного рассеяний. Амплитуда кулоновского рассеяния  $D_c$  в борновском приближении чисто действительна, и для  $d\sigma/d|t|$  имеет место формула

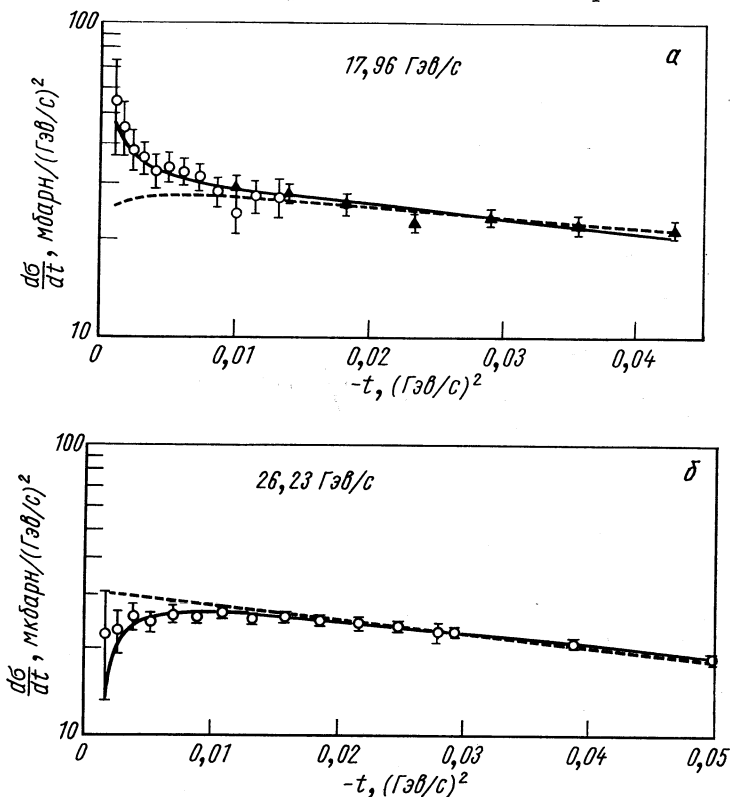
$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{m^2}{16\pi p_c^2 s} [D^2 + D_c^2 + 2DD_c + A^2]. \quad (3.1)$$

Знак интерференционного члена  $2DD_c$  в (3.1) зависит от знака  $D$ , так как  $D_c$  отрицателен, если знаки рассеивающихся частиц одинаковы, и положителен, если различны. Измерения дифференциальных сечений на малых углах рассеяния позволяют определить отношение реальной и мнимой частей амплитуды рассеяния  $\alpha = D/A$  и интерференционный член, что, в свою очередь, позволяет определить реальную часть амплитуды ядерного рассеяния.

По оптической теореме, величина амплитуды рассеяния вперед чисто мнимая и она может быть независимо определена из полного сечения. На рис. 56, *a* [128] показаны результаты измерений дифференциальных сечений упругого  $\pi^+p$ -рассеяния при  $17,96 \text{ Гэв}/c$  в области малых значений  $|t|$ . Пунктирная линия на рис. 56, *a* иллюстрирует ход сечения, если вычесть кулоновский член и считать, что нет действительной части амплитуды ядерного рассеяния. В сопоставлении с этим рисунок показывает конструктивную интерференцию ядерного и кулоновского рассеяния и, следовательно, отрицательный знак ядерной амплитуды (отталкивание). На рис. 56, *б* даны дифференциальные сечения для  $\pi^-p$ -рассеяния при  $26,23 \text{ Гэв}/c$ , и аналогичные рассуждения указывают на деструктивную интерференцию, т. е. также на отрицательный знак действительной части ядерной амплитуды.

Параметр  $\alpha(s, t) = D(s, t)/A(s, t)$  на малых углах рассеяния определяется в предположениях, что амплитуда рассеяния не зависит от  $t$  и от спина. Однако в работе [88] отмечается: «представление о том, что учет спина вносит лишь «несущественные» осложнения, постепенно уходит в прошлое».

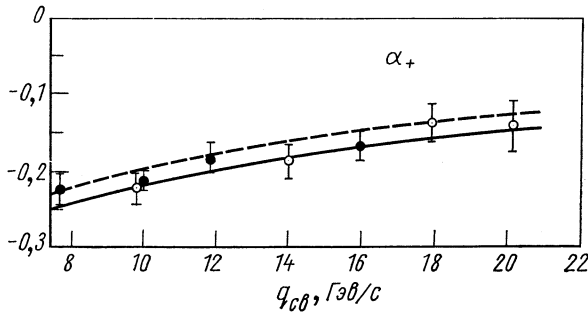
На рис. 57 показана зависимость  $\alpha(s)$  для  $\pi^+p$ -рассеяния [129], а на рис. 58 — для  $\pi^-p$ -рассеяния [130], где приведены также



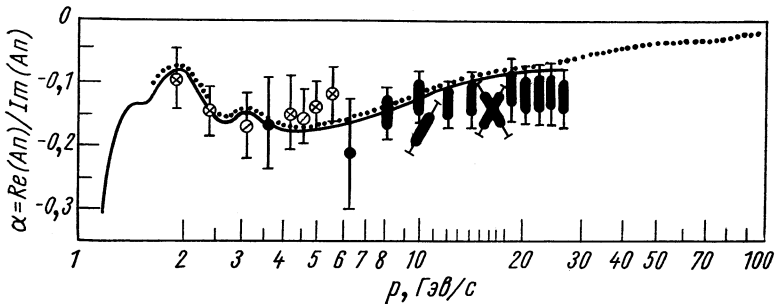
Р и с. 56. Зависимость  $d\sigma/dt$  для упругого  $\pi^+p$ -рассеяния (а) и  $\pi^-p$ -рассеяния (б).

результаты работы [128] и расчеты на основе дисперсионных соотношений [131, 132]. Как следует из рисунков  $\alpha(s) < 0$ , абсолютная величина уменьшается с ростом энергии. На основании этих рисунков можно заключить, что нет расхождения с дисперсионными соотношениями. Далее эти закономерности для  $\alpha_+$  и  $\alpha_-$  интересно сопоставить с важными выводами работы [11] относительно теоремы Померанчука. Отметим также, что анализ, прове-

денный в работе [133], приводит автора к заключению, что данные по  $\pi^\pm N$ -рассеянию вперед не обнаруживают нарушения теоремы Померанчука.



Р и с. 57. Зависимость для упругого  $\pi^+p$ -рассеяния параметра  $\alpha_+$  от импульса.



Р и с. 58. Зависимость для упругого  $\pi^-p$ -рассеяния параметра  $\alpha_-$  от импульса.

В области дифракционного пика до величин  $|t| < 1$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> дифференциальное сечение аппроксимируется феноменологической формулой

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \left( \frac{d\sigma}{d|t|} \right)_{t=0} \exp(bt + ct^2). \quad (3.2)$$

Величины  $b$  и  $c$  в зависимости от импульса и знака мезонов приведены в табл. 7 [134]. Как следует из таблицы, при  $|t| < 1$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> главное значение в формуле (3.2) имеет член  $bt$ .

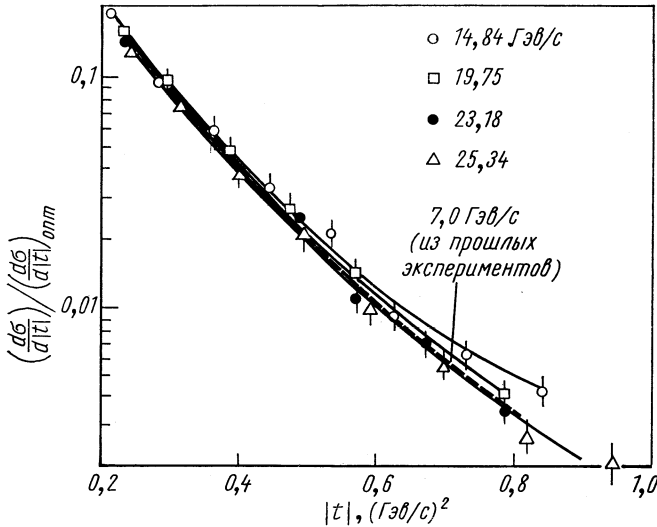
Однополюсная теория комплексных угловых моментов предсказывала уменьшение сечений при заданном  $|t|$  с увеличением импульса, т. е. рост параметра  $b$  и, следовательно, сжатие дифракционного конуса, что не следует из данных табл. 7. Более наглядно это иллюстрируется для  $\pi^-p$ -рассеяния на рис. 59 [135], показывающем, что для  $0,2 < |t| < 0,4$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> в интервале первичных импульсов  $7 < p < 25$   $\text{Гэв}/c$  кривые для нормированных



Таблица 7

Зависимость параметров  $b$  и  $c$  от импульса

Реакция	Импульс, Гэв/с	$b$ , (Гэв/с) <sup>-2</sup>	$c$ , (Гэв/с) <sup>-4</sup>	Реакция	Импульс, Гэв/с	$b$ , (Гэв/с) <sup>-2</sup>	$c$ , (Гэв/с) <sup>-4</sup>
$\pi^-p$	7,0	9,45± ±0,25	2,75± ±0,34	$\pi^+p$	6,8	8,58± ±0,23	2,24± ±2,29
	12,4	8,74± ±0,21	1,94± ±0,26		8,8	8,79± ±0,23	2,38± ±0,32
	14,84	10,20± ±0,96	4,02± ±1,07		12,4	8,23± ±0,78	2,20± ±0,90
	19,75	8,98± ±0,65	2,44± ±0,73		14,8	8,98± ±0,31	2,27± ±0,40
	25,34	9,46± ±0,71	2,83± ±0,72		16,7	8,94± ±0,35	2,82± ±0,43



Р и с. 59. Зависимость относительных сечений  $\frac{d\sigma}{d|t|} / \left( \frac{d\sigma}{d|t|} \right)_{\text{опт}}$  от  $|t|$  для упругого  $\pi^-p$ -рассеяния при различных импульсах.

сечений совпадают, а отличие в пределах только двукратных погрешностей заметно при  $|t| > 0,8$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Отсутствие сжатия дифракционного конуса в теории комплексных угловых моментов достигается в многополюсном варианте (пять и более полюсов) с включением разрезов. В последних вариантах [136, 137] предла-

гается модель редже-диполей, характеризуемая параметром  $\alpha(0) = 1$ . В отличие от предыдущих эта модель дает пересечение параметров  $\alpha_+$  и  $\alpha_-$  при импульсах первичных пионов  $\sim 100$  Гэв/с и сужение дифракционного пика максимально возможным образом:

$$b^{-1}(s) \sim \frac{c}{(\ln(s))^2}.$$

Обобщение оптической модели для рассеяния частиц приведено в работе [138] на основе квазипотенциального уравнения для амплитуды рассеяния, описывающего движения частицы в поле комплексного квазипотенциала, зависящего от энергии. Для рассеяния на малые углы в работе [139] использовался чисто мнимый гауссов квазипотенциал. В работе [140] получено квазипотенциальное уравнение для волновой функции в случае рассеяния частиц со спинами 0 и 1/2:

$$\left[ E\gamma_0 - (\gamma p + M) \left( 1 + \frac{\omega}{W} \right) \right] \Psi(p) = \frac{1}{\omega} \int V_E(p, k) \Psi(k) dk, \quad (3.3)$$

где  $\omega = \sqrt{m^2 + p^2}$ ;  $W = \sqrt{M^2 + p^2}$ ;  $m$  — масса мезона;  $M$  — масса протона;  $E$  — полная энергия;  $p$  — импульс в с. ц. и.;  $\gamma_0, \gamma$  — матрицы Дирака. Показано, что в пределе высоких энергий это уравнение для локального квазипотенциала переходит в уравнение типа Дирака.

### Рассеяние на большие углы

В широком интервале углов рассеяния после дифракционного пика ( $\geq 30^\circ$ ) дифференциальные сечения  $\pi^\pm p$ -рассеяния имеют сложную зависимость от первичного импульса и  $t$ , что видно на рис. 55. При меньших значениях первичного импульса характерно наличие второго максимума. Этот максимум, по данным, суммированным в докладе Аллаби [141], исчезает с ростом импульса, что иллюстрирует рис. 60 [134] для  $\pi^- p$ -рассеяния в интервале импульсов  $\pi^-$ -мезона 1,58—18 Гэв/с и интервале значений  $|t| \sim 0,4 \div 2,8$  (Гэв/с)<sup>2</sup>.

Естественно, что столь сложный характер зависимости дифференциальных сечений от  $p$  и  $t$  встречает трудности для теоретического объяснения. Так, по заключению авторов работы [142], многополюсная теория Редже не дает возможности описать экспериментальные данные в столь широком интервале первичного импульса и значений  $|t|$ .

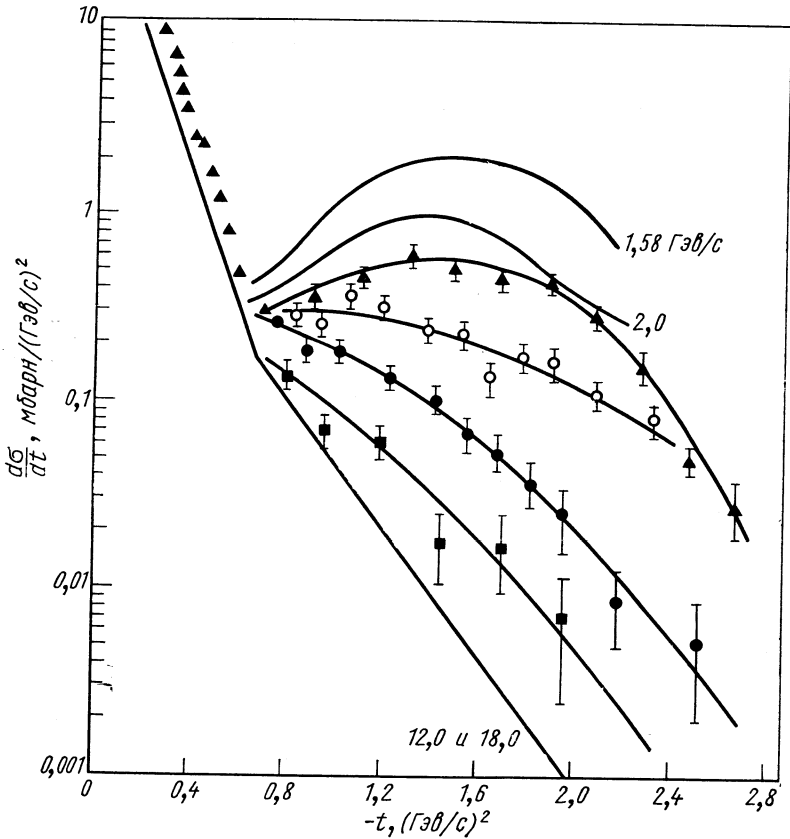
В этой связи достоинством квазипотенциального уравнения (3.3), как отмечается в работах [88, 140], является то, что оно позволяет дать формулы для описания рассеяния и на боль-

шие углы. В работе [143] приводится приближенная формула для дифференциальных сечений рассеяния на большие углы:

$$d\sigma/d|t| \sim f(t) \exp(-c \sqrt{|t|}),$$

где  $f(t)$  — полином.

Из рис. 55 и 59 следует, что основной вклад в полное сечение упругого рассеяния дает рассеяние на малые углы и примыкаю-



Р и с. 60. Зависимость дифференциальных сечений упругого  $\pi p$ -рассеяния от  $|t|$  при различных импульсах:

▲ — 2,5 ГэВ/с; ○ — 3,0 ГэВ/с; ● — 4,0 ГэВ/с; ■ — 6,0 ГэВ/с.

щая к ним область больших углов. В табл. 8 приведены данные, обобщенные в работе [144] по полным сечениям упругого  $\pi^\pm p$ -рассеяния.

Полные сечения упругого  $\pi^\pm p$ -рассеяния

Частица	Импульс, Гэв/с	Полное сечение упругого рас- сеяния, мбарн	Частица	Импульс, Гэв/с	Полное сечение упругого рас- сеяния, мбарн
$\pi^-$	3,15	$6,1 \pm 0,7$	$\pi^+$	18,90	$4,39 \pm 0,20$
	4,00	$6,62 \pm 0,22$		4,00	$6,42 \pm 0,20$
	7,0	$5,37 \pm 0,14$		6,80	$5,47 \pm 0,14$
	10,00	$4,59 \pm 0,16$		10,80	$4,75 \pm 0,10$
	13,00	$4,72 \pm 0,12$		12,80	$4,54 \pm 0,13$
	15,00	$4,62 \pm 0,15$		16,70	$3,98 \pm 0,15$
	17,00	$4,11 \pm 0,14$			

## Рассеяние назад

$\pi^\pm p$ -Рассеяние на углы, близкие к  $180^\circ$ , имеет ряд характерных особенностей [141, 145]. Первой из них является наличие пика в ходе дифференциального сечения  $d\sigma/d|u|$ , так же как в двухчастичных и квазидвухчастичных процессах. Величина пика назад примерно в  $10^4$  раз меньше пика вперед и падает с ростом энергии примерно как  $s^{-2}$ . Второй особенностью является различное поведение  $\pi^-p$ - и  $\pi^+p$ -дифференциальных сечений. Это видно из сравнения данных в области 5—16 Гэв/с для  $\pi^-p$ -рассеяния [146] и  $\pi^+p$ -рассеяния [147].

$\pi^-p$ -Рассеяние в области  $|u| < 1$  (Гэв/с)<sup>2</sup> показывает монотонный подъем с наклоном  $\sim 4$  (Гэв/с)<sup>-2</sup> во всей области импульсов и тенденцию к уменьшению наклона с увеличением  $|u|$ .

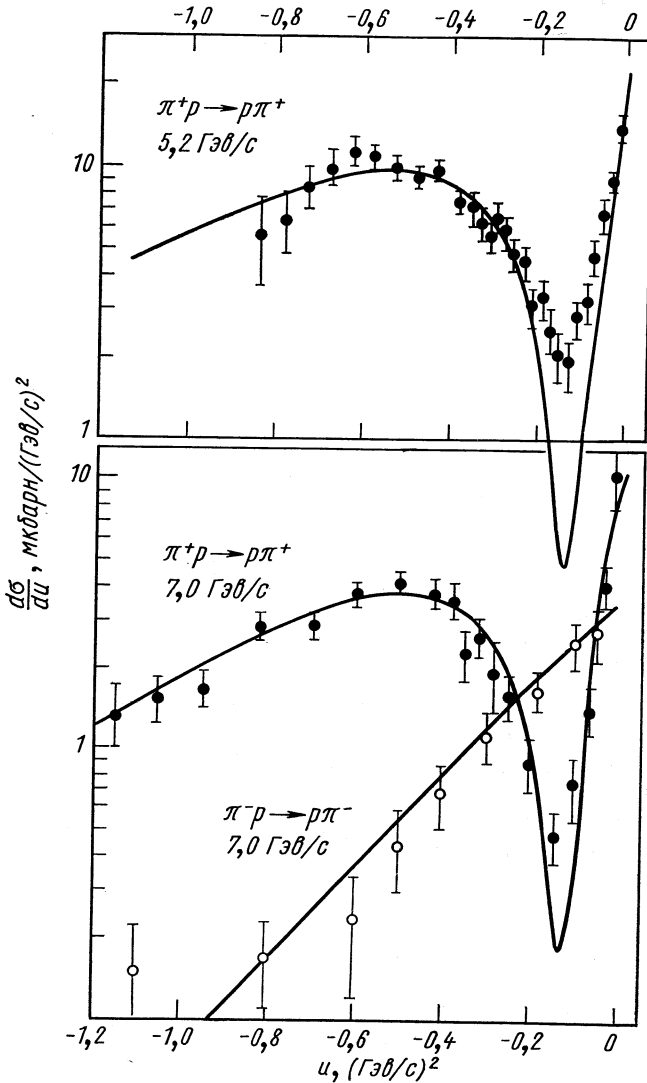
Данные по  $\pi^+p$ -рассеянию при всех изученных импульсах показывают острый минимум при  $|u| \approx 0,15$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Параметр наклона увеличивается от 13 (Гэв/с)<sup>-2</sup> до  $\sim 18$  (Гэв/с)<sup>-2</sup> при увеличении импульса падающего  $\pi^+$ -мезона от 6 до 14 Гэв/с.

Пример поведения  $d\sigma/d|u|$  при 5 и 7 Гэв/с приведен на рис. 61 [148]. Описанные особенности неплохо объясняются моделью полюсов Редже с одновременным учетом резонансов в прямом и перекрестном каналах [149]. В частности, минимум в дифференциальном сечении  $\pi^+p$ -рассеяния при  $|u| \approx 0,15$  (Гэв/с)<sup>2</sup> объясняется нулем в обменной  $N_\alpha$ -амплитуде при  $\alpha_N = -1/2$ .

С наличием доминирующего вклада  $N_\alpha$ - и  $\Delta_\delta$ -амплитуд согласуется также тот факт, что отношение  $d\sigma/d|u|$  для  $\pi^-p$ -рассеяния к  $d\sigma/d|u|$  для  $\pi^+p$ -рассеяния в области минимума в  $\pi^+p$ -рассеянии близко к девяти [150], что предсказывается расчетами. Возможный вклад  $N_\gamma$ -амплитуды должен быть мал.

Однако такого рода расчеты [149] предсказывают минимум в дифференциальном сечении  $\pi^-p$ -рассеяния при величине  $|u| \approx$

$\approx 1,9$ , соответствующей нулю  $\Delta_\delta$ -амплитуды при  $\alpha = -3/2$ . Такого минимума в экспериментах не наблюдали. Не исключена вероятность, что это связано с фоном при измерении очень малых



Р и с. 61. Зависимость дифференциальных сечений  $d\sigma/d\Omega$  упругого  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -рассеяния от  $u$  в области рассеяния назад. Сплошные кривые рассчитаны по модели полюсов Редже.

сечений. Если же ход дифференциального сечения  $d\sigma/d|u|$  действительно не имеет минимума, то такое поведение можно описать модификациями теории полюсов Редже. В любом случае важны точные измерения  $d\sigma/d|u|$  как для  $\pi^+p$ -, так и для  $\pi^+p$ -рассеяния в области  $|u| > 1,5$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>.

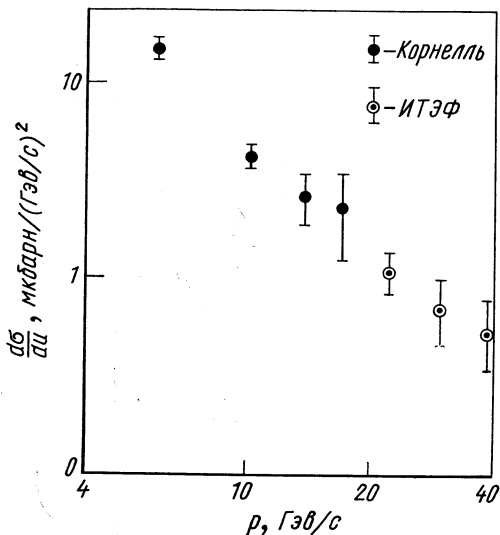


Рис. 62. Зависимость дифференциального сечения упругого  $\pi^-p$ -рассеяния назад при больших импульсах падающего  $\pi$ -мезона.

пульсов. В работе [153] исследовалось упругое  $\pi^-p$ -рассеяние назад в области 2,38—3,00  $\text{Гэв}/c$ . Для рассеяния на  $180^\circ$  при импульсах 2,1—2,5  $\text{Гэв}/c$  (рис. 63) наблюдался отчетливый минимум, а при импульсах выше 2,5  $\text{Гэв}/c$  — острый пик. Указанную особенность удалось описать на основе модели, предложенной в работе [154] с использованием резонансов только в прямом канале.

### Поляризация в упругом $\pi p$ -рассеянии

В упругом рассеянии  $\pi$ -мезонов на нуклонах возникает поляризация  $P$  нуклонов отдачи, которая определяется выражением

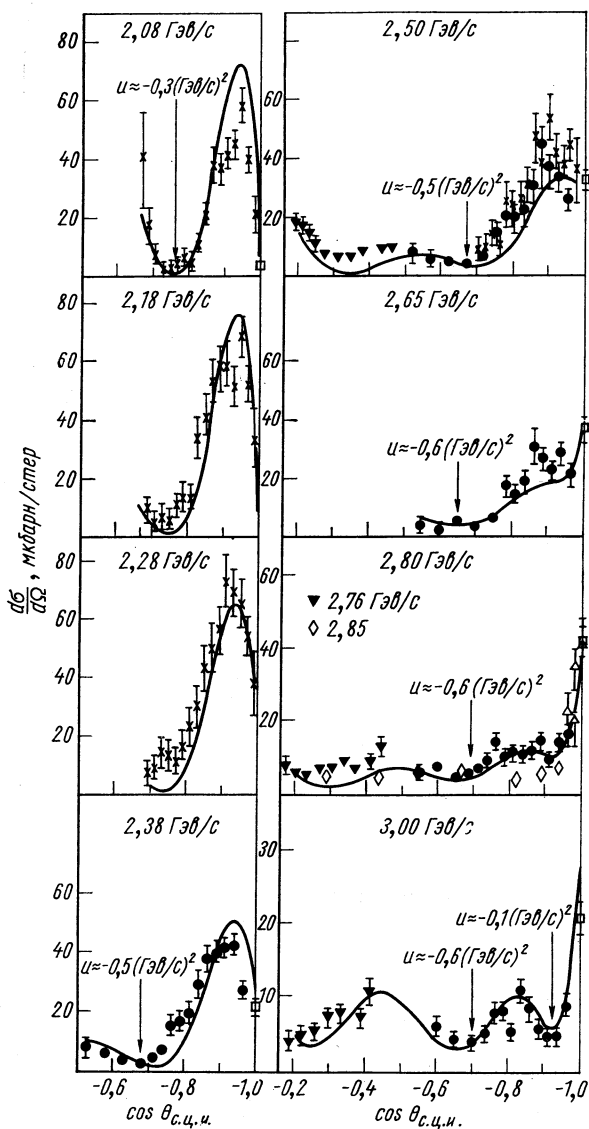
$$P \frac{d\sigma}{dt} \sim \text{Im } A^*B,$$

где  $A$  — амплитуда рассеяния без переворота спина;  $B$  — с переворотом спина. Для проверки моделей взаимодействия важ-

В последнее время была предпринята попытка измерить упругое  $\pi^-n$ -рассеяние назад в области импульсов 20—40  $\text{Гэв}/c$  [151].

Ход  $d\sigma/d|u|$  при 23  $\text{Гэв}/c$  хорошо согласуется с измерениями  $\pi^+p$ -рассеяния при 17  $\text{Гэв}/c$  [152]. Энергетическая зависимость сечения назад показана на рис. 62. Результаты указывают на сохранение имеющихся тенденций и в новой области импульсов.

Затронем еще одну наблюдаемую особенность в области не слишком больших им-



Р и с. 63. Угловые распределения в области больших углов для упругого  $p$ - $p$ -рассеяния в диапазоне импульсов  $2,0$ — $3,0 \text{ GeV}/c$ .

но проследить ход поляризации с передаваемым нуклону 4-импульсом.

В настоящее время имеется относительно небольшое количество данных по поляризации протонов в упругом  $\pi p$ -рассеянии. Данные эти относятся в основном к диапазону импульсов  $2-5 \text{ Гэв/с}$  и охватывают интервал по переданному 4-импульсу  $0 < |t| < 2,0 (\text{Гэв/с})^2$ . Такого рода измерения для  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -рассеяний приведены, например, в работе [155]. Результаты для

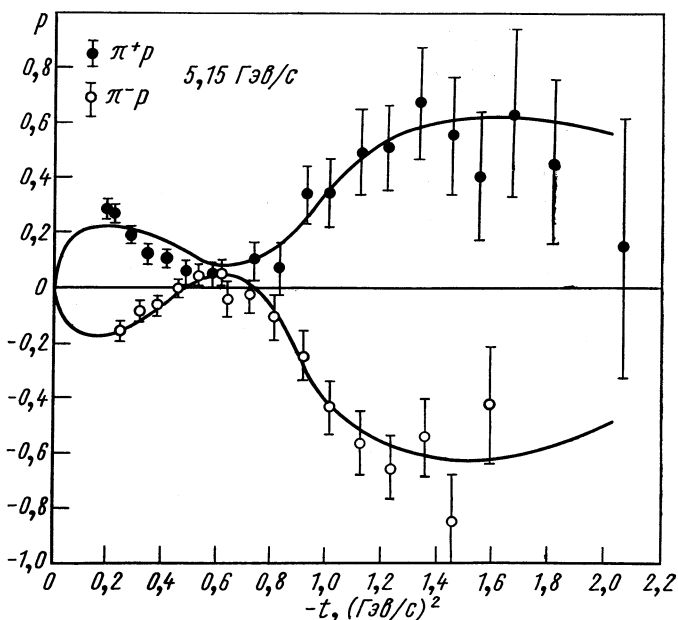


Рис. 64. Поляризация в упругом  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -рассеянии при 5, 15  $\text{Гэв/с}$ . Кривые рассчитаны при пятиполюсной параметризации.

импульса  $5,15 \text{ Гэв/с}$  приведены на рис. 64. Видно, что картина примерно симметрична:  $P_+(t) \approx -P_-(t)$ , т. е. поляризация протонов в  $\pi^+p$ -столкновениях равна поляризации в  $\pi^-p$ -столкновениях с обратным знаком. Как  $P_+(t)$ , так и  $P_-(t)$  имеют минимум в районе  $|t| \approx 0,6 (\text{Гэв/с})^2$  и принимают большие значения после минимума. После максимума в районе  $|t| \approx 1,0 (\text{Гэв/с})^2$  поляризация медленно падает. Величина  $P_+(t)$  положительна, а  $P_-(t)$  отрицательна до  $|t| \approx 0,6 (\text{Гэв/с})^2$ . Точную картину можно описать трехполюсной моделью Редже, включающей  $P$ -,  $P^-$ - и  $\rho$ -траектории. Картина не меняется в диапазоне  $2,75-5,15 \text{ Гэв/с}$ . Однако более детальное рассмотрение показывает, что при малых



переданных импульсах  $|P_+(t)| > |P_-(t)|$ , а при  $|\vec{t}| = 0,6$   $P_+(t) = P_-(t) > 0$ , причем эти особенности более отчетливо заметны при импульсе  $2,75 \text{ ГэВ/с}$ .

Параметризовать такую картину удалось в рамках многополюсного приближения с использованием пяти полюсов  $P$ ,  $P'$ ,  $\rho$ ,  $P''$  и  $\rho'$  [156]. Расчеты по этой модели до импульсов около  $300 \text{ ГэВ/с}$  предсказывают уменьшение поляризации при сохранении той же качественной картины [156, 88].

Недавно появились данные по измерениям поляризации в упругом  $\pi^+p$ -рассеянии назад для импульсов  $2,50$ — $3,75 \text{ ГэВ/с}$  [157] в области  $u$  от  $-0,5$  до  $+0,1 (\text{ГэВ/с})^2$  (рис. 65). Интересной особенностью является наличие пика в области  $|u| \approx 0,2$ , т. е. в том месте, где результаты расчетов по моделям полюсов Редже с доминирующим вкладом  $N_\alpha$ - и  $\Delta_\delta$ -траекторий предсказывают нуль.

Качественное описание картины удается получить включением  $N_\gamma$ -траекторий [154, 158]. При переходе от меньших импульсов к большим, как видно из рис. 65, резонансный эффект уменьшается. Это качественно согласуется с описанным ранее поведением дифференциального сечения в  $\pi^-p$ -рассеянии назад в том же диапазоне импульсов.

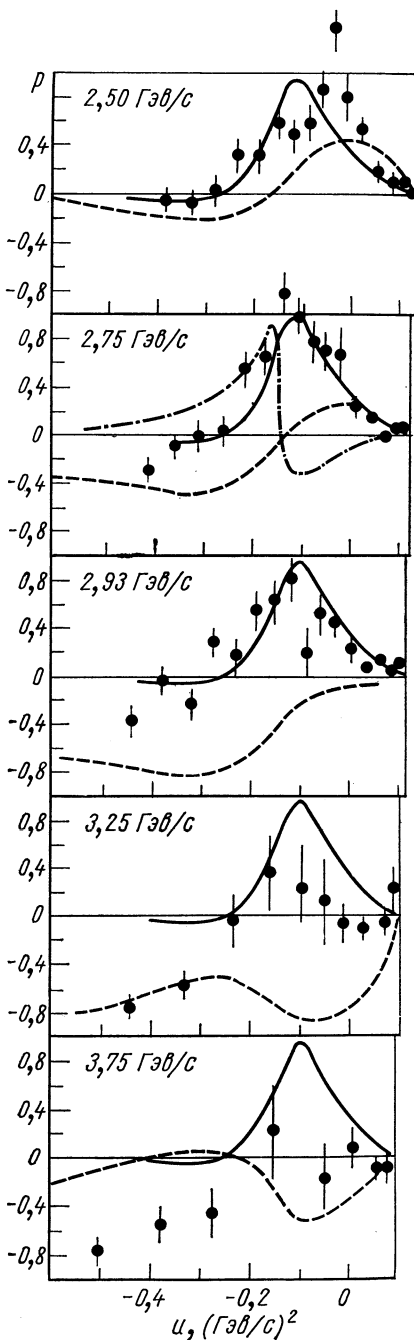


Рис. 65. Поляризация в упругом  $\pi^+p$ -рассеянии назад в области импульсов  $2,50$ — $3,75 \text{ ГэВ/с}$ .

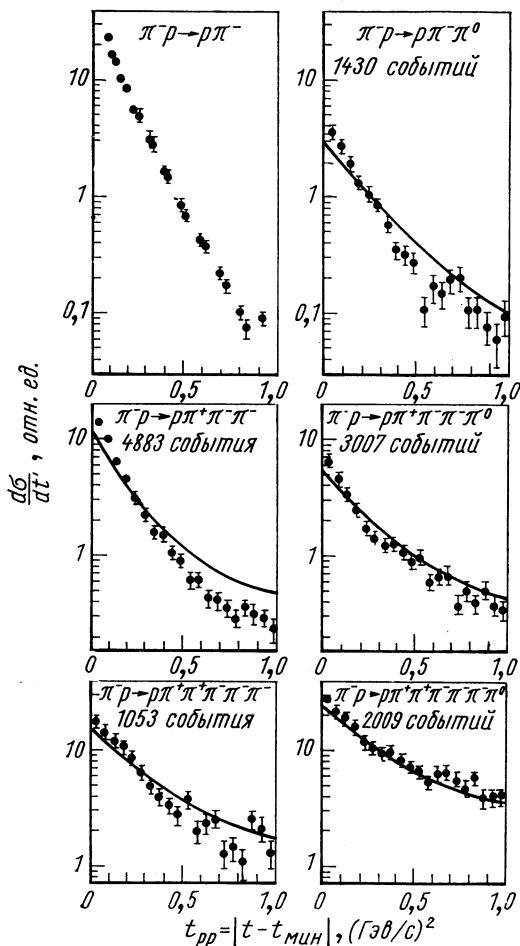
## 4. О МОДЕЛЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Сопоставление многих характеристик пион-нуклонных столкновений с аналогичными для нуклон-нуклонных указывает на их близость. Действительно, подобны зависимости  $\langle n_{\pm} \rangle (E)$  и распределения по множественности (см. рис. 7, б). В обоих случаях наблюдается асимметрия вылета вторичных барионов в с. ц. и. и постепенное уменьшение этой асимметрии с ростом числа вторичных частиц. Наблюдается практически постоянство среднего поперечного импульса вторичных барионов при увеличении импульса первичной частицы. В обоих случаях выход барионных резонансов относительно невелик. Рис. 24 показывает, что для нуклона функция  $F(t)$ , связанная с матрицей перехода  $T$ , т. е. динамическим фактором взаимодействия, имеет похожий вид при различных множественностях вторичных частиц [ $F(t)$ -модель].

В свете этих фактов, аналогично тому что отмечалось в работе [159] для нуклонных столкновений, для пион-нуклонных столкновений пока нельзя провести грани, разделяющей взаимодействия на периферические и центральные. В связи с этим уместно привести высказывание Чана в работе [160] о том, что, не зная динамики адронных столкновений, нельзя подразделять события по множественности и деление между двухчастичными и многочастичными процессами есть только реликт истории. Этот тезис, например, рельефно иллюстрирует рис. 66, на котором, по данным [32], приведена зависимость дифференциальных сечений от  $t'_{pp} = |t - t_{\min}|$  для различных реакций в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях при  $16 \text{ Гэв}/c$ . Как следует из рис. 66, при переходе от упругого рассеяния к реакции с семью частицами в конечном состоянии зависимость дифференциальных сечений от  $t'$  имеет подобный вид с плавным изменением наклона. Это также указывает на отсутствие демаркационной линии между процессами с малой и большой множественностью частиц.

Одним из важнейших критериев для сравнения с опытом моделей: мультипериферической,  $F(t)$ , фейнмановского скейлинга и других — являются данные в области больших передач четырехмерного импульса. Уместно и здесь сопоставить  $\pi^{\pm}p$ - и  $pp$ -столкновения. Для последних в работах [161, 162] найдены изломы в сечениях неупругих реакций, аналогично тому что имеет место в упругом рассеянии. Подобная зависимость наблюдалась и для некоторых квазидвухчастичных реакций (см. рис. 35, а и 36). Однако в случае многочастичных реакций нет однозначных кинематических соотношений, а дифференциальные сечения для больших передач  $|t|$  снижаются на много порядков. Однако в упругих  $\pi^{\pm}p$ -столкновениях при больших  $|t|$  наблюдается (см. рис. 55 и 60) еще более сложная зависимость дифференциальных сечений от  $t$ , чем для  $pp$ -столкновений. Эти изломы и нерегулярности

в сечениях трудно согласовать с перечисленными моделями взаимодействия, каждая из которых более подходит для описания определенной области явлений. Д. Моррисон [81], сопоставляя опыт



Р и с. 66. Зависимость дифференциальных сечений от  $|t - t_{\min}|$  в  $\pi$ - $p$ -взаимодействиях при 16 Гэв/с:

Кривые, рассчитанные по модели CLA.

с теорией, считает, что господствует принцип мультидуальности: все эксперименты объясняются всеми теориями. Это считает и Д. С. Чернавский [120], сравнивая выводы теории с опытными данными для распределений продольных и поперечных импульсов.

В некоторых моделях [23, 24, 127] при рассмотрении динамики взаимодействия адронов вводится их внутренняя структура. В рамках квазипотенциального подхода намечается единое описание упругого рассеяния на малые и большие углы, а также неупругого взаимодействия [140].

В заключение приведем замечание Н. Н. Боголюбова на XV Международной конференции по физике высоких энергий в Киеве (1970), о том, что каждая из моделей описывает часть данных и их можно рассматривать как эвристические средства для построения динамической теории адронных взаимодействий.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Померанчук И. Я. ЖЭТФ, 1956, 30, 429.
2. Allaby Y. A. e. a. Phys., Lett., 1969, 30, 500.
3. Васильев Л. М. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
4. Горин Ю. П. и др. «Ядерная физика» (в печати).
5. Barger V., Phillips R. Phys. Rev., Lett., 1970, 24, 291.
6. Лендъел А. И., Тер-Мартirosян К. А. «Письма ЖЭТФ», 1970, 11, 70.
7. Finkelstein Y. Phys. Rev., Lett., 1970, 24, 172.
8. Barger V., Phillips R. Phys., Lett., 1970, 31, 643.
9. Саврин В. И. и др. Препринт ИТФ 70-49, Киев, 1970.
10. Хрусталев О. А. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
11. Логунов А. А. и др. Препринт ИФВЭ 69-110, 1969; Логунов А. А. и др. ЭЧАЯ, 1972, 3, 1, 3.
12. Lindenbaum S. Preprint BNL-14878, 1970.
13. Гиорденеску Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-5460, 1970.
14. Fermi E. Progr. Theor. Phys., 1950, 5, 570.
15. Померанчук И. Я. «Докл. АН СССР», 1951, 78, 889.
16. Ландау Л. Д. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1953, 17, 51.
17. Hegedorn R. Suppl. Nuovo cimento, 1968, 6, 311.
18. Feinberg E. L. Multiple Hadron Prod. and Statis. Theor. Preprint Fian, 1970.
19. Дремин И. М., Чернавский Д. С. ЖЭТФ, 1960, 38, 229.
20. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л. Suppl. Nuovo cimento, 1956, 3, 652.
21. Amati D. e. a. Nuovo cimento, 1961, 22, 569; Nuovo cimento, 1962, 26, 896.
22. Chan H. e. a. Nuovo cimento, 1968, 57, 93.
23. Feinman R. Preprint CALTECH, 1969.
24. Veneske J., Yang C. Phys. Rev., 1969, 188, 2159.
25. Yang C. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
26. A-ABCDMSTU-B. Collaboration Phys., Lett., 1970, 31, 237.
27. Далхажав Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-5326, 1970.
28. Daronian P. e. a. Top. conf. on High Energy Coll. CERN, 226 (1968).
29. Rotelly P. Phys. Rev., 1969, 182, 1622.
30. Szyzewski O., Rubicki R. JNP 703/PH Cracow, 1970.
31. Врублевский А. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
32. ABVCSHW Collaboration Nucl. Phys., 1969, 13, 571.

33. Elbert J. e. a. Nucl. Phys., 1970, **19**, 85.
34. Wang C. Phys. Rev., 1969, **180**, 1463.
35. Crouch H. e. a. 14 Intern. Conf. High Energies Phys. Vienna, 1968.
36. Chew C., Pignotti A. Phys. Rev., 1968, **176**, 2112.
37. Будагов Ю. А. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
38. Liwis N. e. a. Phys. Rev., 1948, **79**, 127.
39. Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ Е2-5141, 1970.
40. Elbert J. e. a. Nucl. Phys., 1970, **17**, 445.
41. Babecki Y., Farmanska B. Nuovo cimento, Lett., 1970, **4**, 521.
42. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 1971, **40**, 734.
43. Будагов Ю. А. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
44. Biswas N. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
45. Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 1960, **11**, 976.
46. Valea E. e. a. Preprint Bucharest H-E-66, 1970.
47. Damgord G. Phys., Lett., 1970, **33**, 72.
48. Материалы симпозиума по файерболам. «Изв. АН СССР», 1969, **33**, 9.
49. Czyzewski O. CERN/TC, Physics 66-28 (1966).
50. Aachen — Berlin — Bonn — CERN — Cracow — Heidelberg — Warsaw Collaboration. Kiev (1970), 3a (56).
51. Ziemiński A. Nucl. Phys., 1969, **14**, 75.
52. ABVHLM Collaboration. Phys. Rev., 1965, **138**, 897.
53. ABCPL Collaboration. Phys., Lett., 1965, **18**, 951.
54. Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С. УНФ, 1964, **82**, 3.
55. Czyzewski O. CERN/TC, Physics 66-28 (1966).
56. ABVCSHW Collaboration. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
57. Ziemiński A. Nucl. Phys., 1969, **14**, 75.
58. Глаголев В. В. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
59. Bialkowski G., Sosnowski F. Phys., Lett., 1967, **25**, 519.
60. AABVCHLV Collaboration. Nucl. Phys., 1970, **19**, 381.
61. Valea E. e. a. Preprint IFA, Bucharest, H.E.-74 (1970).
62. Brandenburg C. W. e. a. Nucl. Phys., 1970, **22**, 157.
63. Goldhaber G. e. a. Phys. Rev., 1960, **120**, 300.
64. Bartke J. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
65. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ P1-5315, 1970.
66. ABVCSW Collaboration. Nucl. Phys., 1968, **8**, 471.
67. Hulubei e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, 3a (26).
68. Ricciarcelli V. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, 3a (9).
69. Feynman R. P. Phys. Rev., Lett., 1969, **23**, 1415.
70. Piotrowska H. Phys., Lett., 1970, **32**, 71.
71. Biswas N. N. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
72. Van Nove L. Phys., Lett., 1969, **28**, 429; Nucl. Phys., 1969, **9**, 331.
73. Bialas A. e. a. Nucl. Phys., 1969, **11**, 479.
74. BDNP (E. P.)T Collaboration. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
75. Kittel W., Ratti S., Van Nove L. Preprint CERN/D.PH. 11/PHYS 70-19 (1970).

76. Caso C. e. a. *Nuovo cimento*, 1970, **66**, 41.
77. Veneziano G. *Nuovo cimento*, 1968, **57**, 190.
78. Енковски Л. Л., Кухтин В. В., Шелест В. П. Препринт ИТФ-70-43, Киев, 1970.
79. Chan Hong Mo e. a. *Nucl. Phys.*, 1970, **19**, 173.
80. Badewitz R. C. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, За (18).
81. Morrison D. R. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
82. DNPT Collaboration. *Nucl. Phys.* B22, 45 (1970).
83. DNPT Collaboration. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970. 2а (20).
84. Dar A., Watts T. L., Weiskopf V. *Nucl. Phys.*, 1969, **13**, 177.
85. Gottfried K., Jackson J. D. *Nuovo cimento*, 1965, **34**, 735.
86. Hite G. E. *Rev. Mod. Phys.*, 1969, **49**, 669.
87. Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N. *Phys. Lett.*, 1967, **24B**, 181.
88. Тавхелидзе А. Н. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
89. Abrams G. S. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1970, **25**, 617.
90. Aderholz M. e. a. *Nucl. Phys.*, 1968, **B8**, 45.
91. Gidal G. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1969, **23**, 994.
92. Anderson E. W. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, 2а (15).
93. Biswas N. N. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, 2а (23).
94. Baton T. P., Laurens G. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, 1а (29).
95. Grammer H., Maor U. *Nucl. Phys.*, 1969, **13**, 651.
96. Ozaki S. e. a. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, 3а (57).
97. Dahl O. I. e. a. *Phys. Rev.*, 1967, **163**, 1430.
98. Bertolucci E. e. a. *Nuovo cimento, Lett.*, 1969, **2**, 149.
99. Han K. S. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1970, **24**, 1353.
100. Pruss S. M. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1969, **23**, 189.
101. Bensch W. e. a. *Nucl. Phys.*, 1970, **19**, 546.
102. Bashian A. e. a. *Proceedings of 3rd High Energy Collisions Conf. at Stony Brook*, Gordon and Breach, 1970.
103. Kirz J. *Proceedings of 3rd High Energy Collisions Conf. at Stony Brook*, Gordon and Breach, 1970.
104. Reeder D. D., Sarma K. V. L. *Phys. Rev.*, 1968, **172**, 1566.
105. Barger V., Cline D., Matos J. *Phys., Lett.*, 1969, 121.
106. Sonderegger P. e. a. *Phys., Lett.*, 1966, **20**, 75.
107. Hohler G. e. a. *Phys., Lett.*, 1966, **20**, 79.
108. Chase R. C. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1969, **22**, 1137.
109. Barger V., Cline D. *Phys., Lett.*, 1968, **27**, 312.
110. Kistiakowsky V. e. a. *Proc. of the Lund. Conf.*, 1969.
111. Di Leilla L. *Proc. of the Lund. High Energy Conf.*, 1969.
112. Booth N. *Phys. Rev., Lett.*, 1968, **21**, 465.
113. Беляков В. А. и др. *ЖЭТФ*, 1960, **39**, 937.
114. Толстов К. Д. Препринт ОИЯИ Р-1469, 1963.
115. Банник Б. П. и др. «Ядерная физика», 1969, **9**, 1025.
116. Банник Б. П. и др. Препринт ОИЯИ Р-3682, 1968.
117. Smith D. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1969, **23**, 1064.
118. Elbert Y. e. a. *Phys. Rev., Lett.*, 1968, **20**, 129.
119. Van Hove L. *Nuovo cimento*, 1963, **28**, 798.

120. Чернявский Д. С. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
121. Чижевский О. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1969, **33**, 1532.
122. Bardadin-Otwinowski S. Conf. Lund. report No. 101, 1969.
123. Friedlander E. Nuovo cimento, 1966, **41**, 417.
124. Боголюбов Н. Н. и др. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М., Гостехиздат, 1958.
125. Нгуен Ван Хъеу. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
126. Blokhintsev D. Nucl. Phys., 1959, **31**, 328.
127. Блохинцев Д. И. и др. УФН, 1959, **28**, 417.
128. Foley R. e. a. Phys. Rev., Lett., 1967, **19**, 193.
129. Moorhouse R. Ann. Science, 1969, **19**, 301.
130. Воробьев Г. Г. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
131. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ P2-3850, 1964.
132. Höler G. e. a. Z. Aür. Phys., 1964, **189**, 430.
133. Wit R. Nuovo cimento, 1970, **69**, 312.
134. Bertocchi L., Ferrari E. High Energy Phys. VII, 71 N.Y., London (1967).
135. Foley K. e.a. Phys. Rev., Lett., 1965, **15**, 45.
136. Finkelstein Y. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 172.
137. Barger V., Phillips R. Phys., Lett., 1970, **31**, 643.
138. Logunov A., Tavkhelidze A. Nuovo cimento, 1963, **29**, 380.
139. Garsevanishvili V. e. a. Phys., Lett., 1969, **29**, 191.
140. Гарсеванишвили В. Р. и др. ЭЧАЯ, т. 1, вып. 1, М., Атомиздат, 1970, с. 92.
141. Allaby Y. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
142. Джгаркава М. И. и др. Препринт ОИЯИ P2-5320, 1970.
143. Eden R. High Energy Collisions of Elementary Particles. Cambridge, 1967.
144. Giakomelli G. e.a. Preprint CERN-HERA 69-1, 1969.
145. Belletini G. Proc. XIV Intern. Conf. High Energy Phys. Vienna, 1968.
146. Anderson E. W. e. a. Phys. Rev., Lett., 1968, **20**, 1529.
147. Orear J. e. a. Phys. Rev., Lett., 1968, **21**, 392.
148. Lundby A. Proc. III High Energy Collisions Conf. at Stony Brook, Gordon & Breach, 1970.
149. Barger V., Cline D. Phys. Rev., Lett., 1968, **21**, 392; Phys. Rev., 1967, **155**, 1792.
150. Ashmore A. e.a. Phys. Rev., Lett., 1967, **19**, 460.
151. Бабаев А. И. и др. Тр. XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
152. Owen D. P. e.a. Phys. Rev., 1969, **181**, 1794.
153. Crittenden R. R. e.a. Phys. Rev., 1970, **D1**, 3050.
154. Crittenden R. R. e.a. Phys. Rev., 1970, **D1**, 169.
155. Booth N. E. e.a. Proceedings of 3rd High Energy Collisions Conf. at Stony Brook, Gordon and Breach, 1970.
156. Barger V., Phillips J. N. Phys. Rev., Lett., 1969, **22**, 116; Phys., Lett., 1969, **29B**, 503; Phys. Rev., 1969, **187**, 2210.
157. Sherden D. J. e.a. Phys. Rev., Lett., 1970, **25**, 898.
158. Berger E. L., Fox G. C. Phys. Rev., 1969, **188**, 2120.
159. Толстов К. Д. ЭЧАЯ, т. 2, вып. 1. М., Атомиздат, 1971, с. 231.
160. Chan H. M. Preprint 1089 CERN (1969).
161. Asbury S. Bull. Amer. Phys. Soc., 1969, **14**, 29, 61.
162. Satz H. Nucl. Phys., 1969, **14**, 366.