

СЗ46.У6

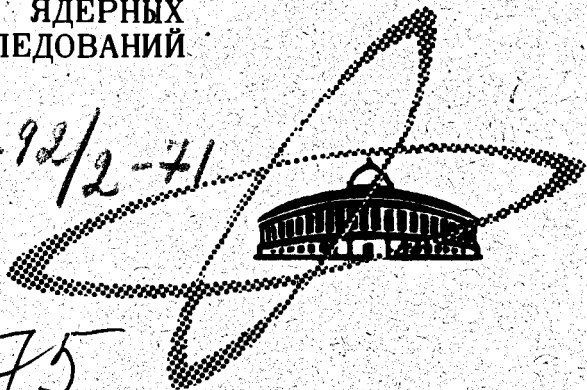
A-355

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2292/2-71

P1 - 5775



5775

С.А. Азимов, Е.В. Бетер, В.Г. Гришин,
У.Г. Гулямов, К.Г. Гуламов,
А.Я. Левин, Г.М. Чернов.

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КОГЕРЕНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 17 И 45 ГЭВ

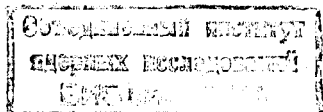
1971

P1 - 5775

С.А. Азимов,* Е.В. Бетер,* В.Г. Гришин,
У.Г. Гулямов,* К.Г. Гулямов,
А.Я. Левин,* Г.М. Чернов*

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КОГЕРЕНТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 17 И 45 ГЭВ

* Институт ядерной физики АН УзССР



1. В^{1/} мы произвели отбор реакций дифракционного когерентного рождения пионов пионами



на ядрах фотоэмульсии при энергиях 17 и 45 Гэв. В настоящей работе мы обсудим некоторые динамические характеристики этих реакций.

2. Значительный интерес представляет изучение распределения эффективных масс M^* системы вторичных пионов из реакций (1), (2) и его зависимости от энергии первичной частицы. Как известно (напр., ^{1,2/}), распределение $M_{3\pi}^*$ из реакций (1) при энергиях ≤ 15 Гэв имеет пик в области массы A_1 -мезона (значительно более широкий, однако, чем ширина A_1 -резонанса); в недавно выполненных работах при $E_0 = 60$ Гэв ^{3,4/} было получено указание на то, что с ростом энергии M^* почти не возрастает.

Имеется простая кинематическая связь между эффективной массой M^* и передаваемыми ядру-мишени продольным ($q_{||}$) и поперечным (q_{\perp}): импульсами:

$$M^{*2} = 2 p_0 q_{||} + \mu^2 - \left(1 + \frac{p_0}{M_A}\right) q_{\perp}^2 \quad (3)$$

(M_A , μ - массы ядра-мишени и пиона, p_0 - импульс первичного пиона в л.с.к.). Относительная погрешность $\Delta M^{*2} / M^{*2} \approx \Delta q_{||} / q_{||}$, т.к. последний член в формуле (3) в среднем значительно меньше суммы двух других при наших энергиях. Используя полученные в^{1/} оценки $q_{||}$ и q_{\perp} , основанные на угловых измерениях, можно получить следующую формулу для событий без нейтральных частиц в конечном состоянии:

$$M^{*2} \approx p_0 \mu \left(\frac{\langle p_{\perp} \rangle}{\mu} + \frac{\pi \mu}{2 \langle p_{\perp} \rangle} \right) \sum_{i=1}^n \sin \theta_i -$$

$$- \left(1 + \frac{p_0}{M_A} \right) \langle p_{\perp} \rangle^2 \left[\left(\sum_{i=1}^n \sin \phi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos \phi_i \right)^2 \right], \quad (4)$$

где θ_i , ϕ_i - пространственные и азимутальные углы вторичных пионов, а $\langle p_{\perp} \rangle$ - среднее значение их поперечного импульса^{x/}. Как видно из рис. 1, формула (4) дает хорошую оценку эффективной массы M^* (средние значения M^{*2} , полученные при использовании импульсных измерений и по формуле (4), равны соответственно $1,33 \pm 0,08$ и $1,34 \pm 0,06$, а средний относительный разброс оцениваемых значений M^{*2} равен 16%).

На рис. 2 показаны распределения $M_{3\pi}^{*2}$ для реакций (1) при энергиях 17 и 45 Гэв, полученные по формуле (4) при $A=14$ (среднее легкое ядро фотоэмульсии) и $A=94$ (среднее тяжелое ядро). Число реакций (1) при $E_0=17$ Гэв было найдено нами^{1/} равным 145, а при $E_0=45$ Гэв - 80 (пробеги в фотоэмульсии соответственно 53_{-5}^{+7} м и 36_{-4}^{+6} м). Некогерентный фон среди чистых трехлучевых событий в области $q_{||} < q_{||}^{\max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{\max}$ ($q_{||}^{\max}$ и q_{\perp}^{\max} - "предельные" значения передаваемых ядру-мишени в когерентном процессе $q_{||}$ и q_{\perp}) вычитался в предположении, что кинематические характеристики вторичных частиц из "чистых" и "грязных" некогерентных событий одинаковы.

^{x/} Если второй член в (4) значительно меньше первого, зависимость M^* от параметра $\langle p_{\perp} \rangle$ довольно слаба.

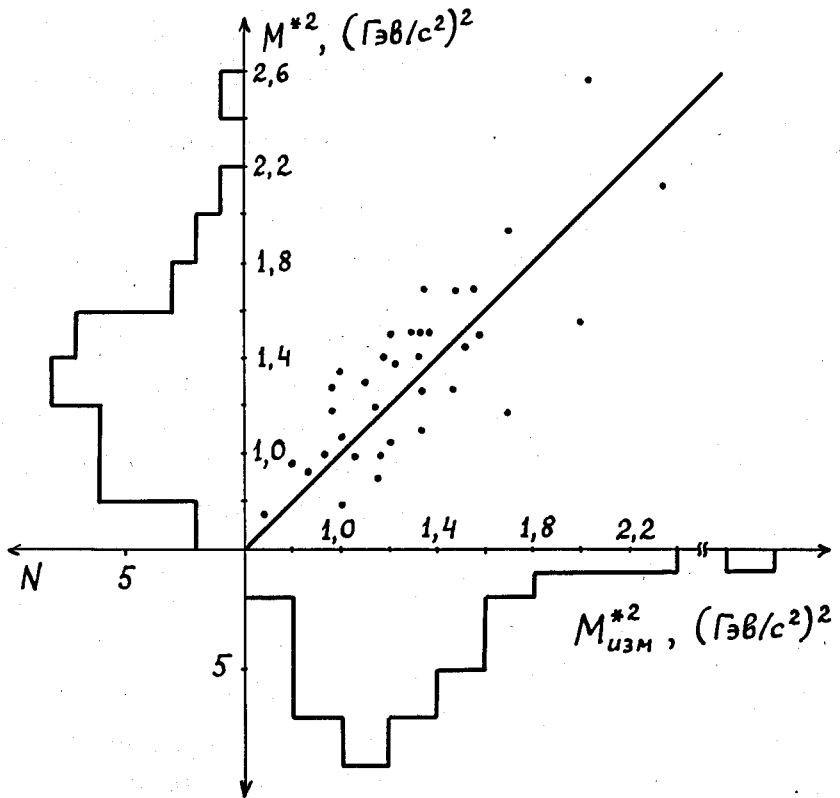


Рис. 1. Зависимость оцененной по формуле (4) эффективной массы M^{*2} от ее значения M^{*2} , полученного на основе импульсных измерений^{1/1}, при $E_0 = 17$ ГэВ.

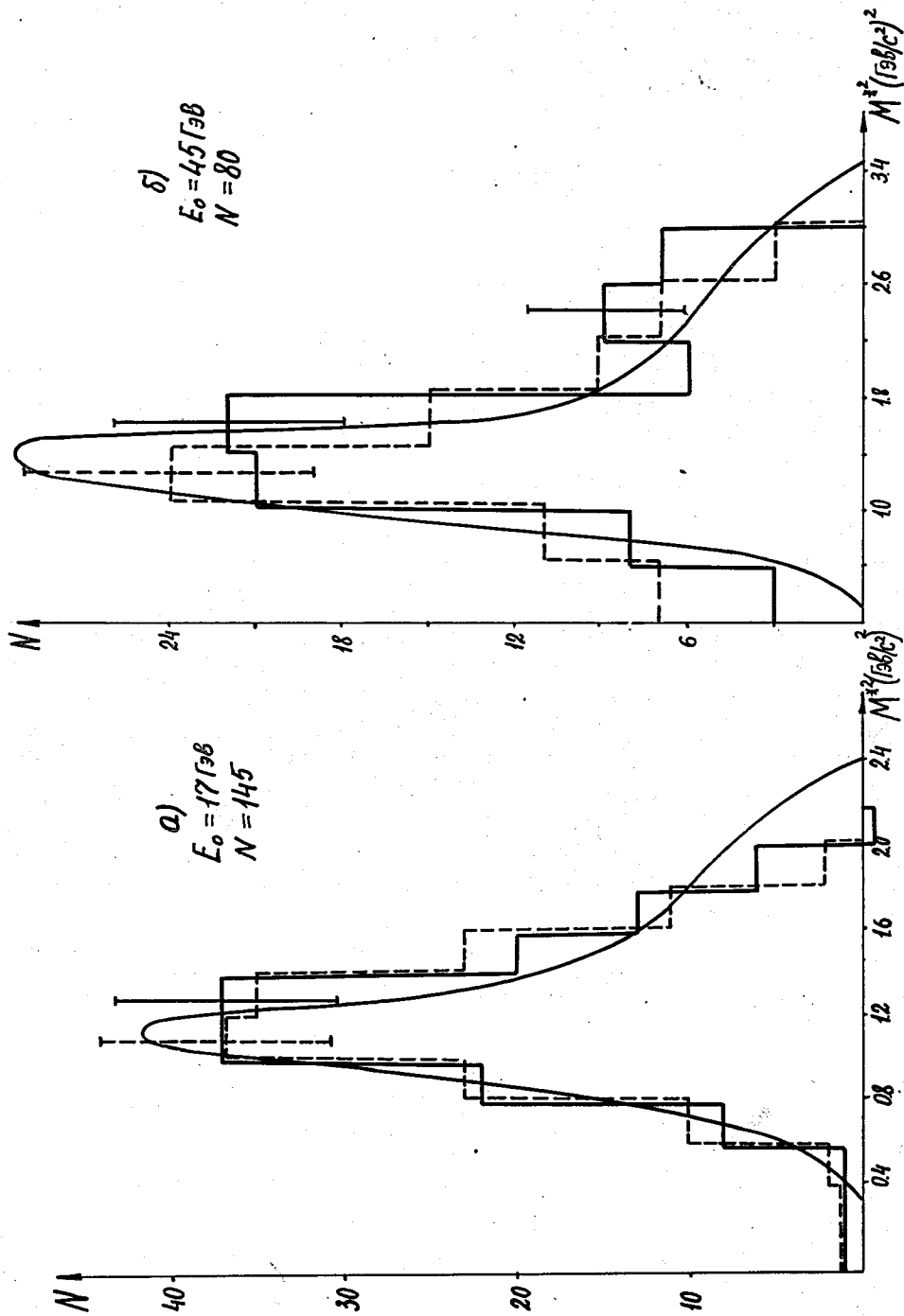


Рис. 2. Распределения $M_{3.7}^2$ в реакциях (1) при $E_0 = 17$ (а) и 45 (б) для $A = 14$ (пунктир) и $A = 94$ (сплошная линия). Кривые - расчёт по формуле (8) с учётом экспериментального обрезания по $q_{||}$ и q_{\perp} .

Из данных рис. 2 следует, что:

а) M^{*2} -распределения слабо зависят от A (это непосредственно следует и из формул (3) и (4));

б) в реакциях (1) доминирует канал с ρ -мезоном в конечном состоянии (это следует из практического отсутствия событий с $M^* < M^*(\rho\pi)$ и согласуется с хорошо известным фактом из области энергий ≤ 17 Гэв);

в) положение максимума и верхняя граница M^{*2} -распределения с ростом энергии медленно смещаются в область больших M^{*2} (средние значения $\langle M^{*2} \rangle$ равны соответственно $1,16 \pm 0,03$ ($A = 14$) и $1,20 \pm 0,03$ (Гэв)² ($A = 94$) при $E_0 = 17$ Гэв и $1,41 \pm 0,07$ ($A = 14$) и $1,57 \pm 0,07$ (Гэв)² ($A = 94$) при $E_0 = 45$ Гэв), этот рост, однако, гораздо слабее, чем зависимость $M^{*2} \propto E_0^{1/5}$;

г) ширина M^{*2} -распределения возрастает с ростом энергии (эмпирические стандартные отклонения распределений рис. 2 равны соответственно $0,35 \pm 0,02$ ($A = 14$) и $0,38 \pm 0,02$ (Гэв)² ($A = 94$) при $E_0 = 17$ Гэв и $0,590 \pm 0,05$ ($A = 14$) и $0,64 \pm 0,05$ (Гэв)² ($A = 94$) при $E_0 = 45$ Гэв.

3. Для интерпретации полученных данных по реакциям когерентного рождения частиц мы произвели расчёт диаграмм рис. 3 (в литературе их обычно называют диаграммами Дека^{16/}).

Обозначим $t^2 = (p'' - p)^2$, $r^2 = (p' - p)^2$, $m'^2 = -p'^2$, $s^2 = -(p + q)^2$, $\mu'^2 = -q_\rho^2$, $M^{*2} = -(\sum f_i + h)^2$, где $p' = p'' + h$ (значения масс и 4-импульсов участвующих во взаимодействии частиц показаны на рис. 3). Нижние вершины диаграмм рис. 3 представляют собой дифракционное рассеяние пиона на ядре. Тогда

$$|M_2|^2 = 16 \pi \lambda (m'^2) \frac{d\sigma}{dt^2} = \lambda (m'^2) \sigma_{tot}^2 (\pi A) \exp(-at^2), \quad (5)$$

$$\lambda (m'^2) = [m'^2 - (m'' + \mu)^2] [m'^2 - (m'' - \mu)^2],$$

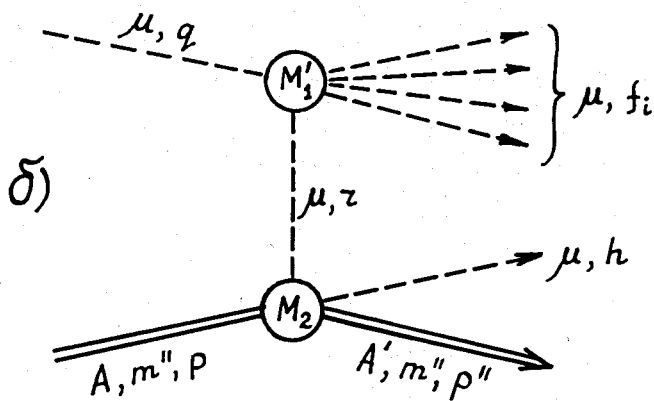
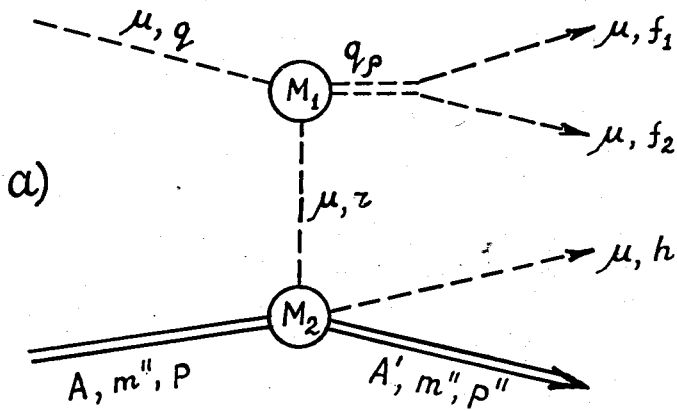


Рис. 3. Диаграмма Дека для реакций (1), (2),

где σ_{tot} - полное сечение взаимодействия пион-ядро. Для верхних вершин диаграмм рис. 3 положим соответственно

$$|M_1|^2 = \frac{16 g^4}{(q_\rho^2 + \mu'^2)^2} (\vec{q} \cdot \vec{f}_1)_\rho^2 \quad (\text{в с.ц.и. } \rho \text{ - мезона}) \quad (6)$$

$$|M'_1|^2 = \text{const.} \quad (7)$$

Дифференциальное сечение реакций (1), (2) равно

$$d\sigma = \text{const} |M_1|^2 (r^2 + \mu^2)^{-2} |F(r^2)|^2 |M_2|^2 \frac{d\rho}{(\vec{p} \vec{s})_{\text{с.ц.и.}}}, \quad (8)$$

где $F(r^2)$ - некоторый формфактор, $1/(\vec{p} \vec{s})_{\text{с.ц.и.}}$ - инвариантный поток и $d\rho$ - элемент фазового объема. Полагая $|F(r^2)|^2 = 1$ и преобразуя $d\rho$ к переменным t^2 , m'^2 , μ'^2 , M'^2 и $x = \cos \theta$, где θ - угол между \vec{p} и \vec{p}' в общей с.ц.и., можно получить для диаграммы рис. 3а

$$d\sigma/dM'^2 = \text{const} \sigma_{tot}^2 F_1 \int F_2 d\mu'^2 \int F_3 dm'^2 \int F_4 dt^2, \quad (9)$$

где

$$F_1 = [(s^2 + m'^2 - \mu^2)^2 - 4s^2 m'^2]^{-1/2} s^{-1},$$

$$F_2 = \mu' \Gamma_{\mu'} [(\mu'^2 - \mu_0'^2)^2 - \mu_0'^2 \Gamma_{\mu'}^2]^{-1}, \quad (10)$$

$$F_3 = \lambda (m'^2) Q[D(p', h) | c_1 |]^{-1},$$

$$F_4 = \exp(-at^2) I(x).$$

Здесь

$$Q = \left[\frac{(m'^2 + \mu^2 - m''^2) h_0 - 2\mu^2 p_0'}{2\tilde{h}^2 s} \right], \quad (11)$$

$$D(p', h) = p_0' - \tilde{p}' (h_0 / \tilde{h}) \cos \delta,$$

$$\cos \delta = (m''^2 - m'^2 - \mu^2 + 2p_0' h_0) / 2\tilde{p}' \tilde{h}$$

и

$$I(x) = \int \left[\left(\frac{\tilde{q} \tilde{q}_p}{\mu'} \right)^2 x^2 - 2 \frac{q q_\rho q_0 q_{\rho 0}}{\mu'^2} x + \right. \\ \left. + \left(\frac{q_0^2 q_\rho^2}{\mu'^2} - \mu^2 \right) \right] dx / (c_0 + c_1 x) \sqrt{D_0 - D_1 x + D_2 x^2}, \quad (12)$$

где

$$c_0 = 2p_0' p_0 - m'^2 + \mu^2 - m''^2, \quad c_1 = -2\tilde{p}' \tilde{p}'$$

$$D_0 = (2\tilde{p}' \tilde{h} \sin \delta)^2 - (2p_0 p_0'' - 2m''^2 - t^2)^2, \quad (13)$$

$$D_1 = -4\tilde{p}' (\tilde{p}' - \tilde{h} \cos \delta) (2p_0 p_0'' - 2m''^2 - t^2),$$

$$D_2 = -[4\tilde{p}'^2 (\tilde{p}' - \tilde{h} \cos \delta)^2 + 4\tilde{p}'^2 \tilde{h}^2 \sin^2 \delta].$$

Пределы интегрирования в (9) по соответствующим переменным таковы:

$$\begin{aligned}
 M^{*2} &: \text{от } 9\mu^2 && \text{до } (s - m'')^2, \\
 \mu'^2 &: \text{от } 4\mu^2 && \text{до } (M^* - \mu)^2, \\
 t^2 &: \text{от } 2(p_0'' p_0 - m''^2 - \bar{p}'' \bar{p}) && \text{до } 2(p_0'' p_0 - m''^2 + \bar{p}'' \bar{p}), \\
 m'^2 &: \text{от } (m''^2 + \mu^2 + 2d_1 d_2) - 2\tilde{d}_1 \tilde{d}_2 && \text{до } (m''^2 + \mu^2 + 2d_1 d_2) + 2\tilde{d}_1 \tilde{d}_2,
 \end{aligned}$$

где

$$d_1 = \frac{s^2 - m''^2 - M^{*2}}{2M^*}, \quad d_2 = \frac{M^{*2} + \mu^2 - \mu'^2}{2M^*},$$

$$\tilde{d}_1 = \sqrt{d_1^2 - m''^2}, \quad \tilde{d}_2 = \sqrt{d_2^2 - \mu'^2}.$$

Выражение для сечения реакции (2) (диаграмма 3б) совпадает по форме с (9), если переопределить

$$F_2 = R(\mu'), \quad (14)$$

который мы брали в ультрарелятивистском приближении $R(\mu') = \mu'^{2(n-2)}$ (n - число пионов в верхней вершине диаграммы 3б), и

$$I(x) = \int \frac{dx}{(c_0 + c_1 x)^2 \sqrt{D_0 - D_1 x + D_2 x^2}}. \quad (15)$$

4. В работе^{/1/} отбор когерентных событий (1) и (2) производился нами по критериям $q_{||} < q_{||}^{\max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{\max}$ (напомним, что $q_{||}$ и q_{\perp} в когерентных событиях приближенно независимы). Так как $q_{||}$ и M^* связаны соотношением (3), выражение $q_{||} < q_{||}^{\max}$ равносильно $M^* < M^{*\max}$. Для учёта экспериментального обрезания по $q_{||}$ (различного при разных E_0) мы преобразовали формулу (9) к переменным $q_{||}$ и q_{\perp} (вместо x и $t^2 \approx q_{||}^2 + q_{\perp}^2$). Рассчитанные по новой формуле распре-

деления $d\sigma/dM^{*2}$ совпадают с полученными по (9) при обрезании последних при M^{*max} , соответствующих $q_{||}^{max}$. Так как фотоэмульсия представляет собой набор различных ядер, полученные нами в^{1/} значения $q_{||}^{max}$ и q_{\perp}^{max} при $E_0 = 17$ и 45 Гэв следует отнести к наиболее легкому ядру (^{12}C). Для определения предельных значений $q_{||}^{max}$ для тяжелых ядер мы предположили, что зависимость $q_{||}^{max}(A)$ дается выражением $q_{||}^{max} = \alpha A^{-1/3}$ с коэффициентом α , зависящим от энергии в соответствии с экспериментальными данными^{1/}.

Расчёт M^{*2} -спектров с учётом экспериментальных критериев отбора производился нами отдельно для легких и тяжелых ядер фотоэмульсии с последующим их суммированием. Наклон дифракционного пика в нижней вершине диаграмм рис. 3а, б и $\sigma_{tot}(\pi A)$ брался согласно оптической модели однородной сферы ($R = 1,35 A^{1/3}$). Как видно из рис. 2, теоретические спектры $M^*(\rho\pi)$, полученные по описанной модели, хорошо описывают все характеристики M^{*2} -распределения в реакциях (1) при обеих энергиях.

Одной из наиболее характерных черт реакций дифракционной когерентной генерации пионов пионами является быстрое возрастание их сечений в области ускорительных энергий. В работе^{1/} указывалось, что этот рост не может быть объяснен только кинематическими причинами (например, за счёт появления новых каналов при значительном росте эффективной массы M^* ^{5/} или по причине увеличения доступного фазового объема вследствие уменьшения с энергией нижней границы передаваемого ядру 4-импульса^{4/}), а связан, по-видимому, с динамикой этих реакций.

На рис. 4 представлена экспериментальная зависимость величины $\sigma_0 = \sigma A^{-2/3}$ для реакций (1) и (2) от энергии. Использовались эмульсионные данные^{1,3,4,7,8/} и камерные данные из обзора^{9/} и работ^{10,11/}, усредненные при одинаковых или близких энергиях с учётом экспериментальных погрешностей. На этом же рисунке показаны теоретические кривые, полученные для реакций (1) и (2) по описанной выше модели (интеграцией формулы (9)) с учётом уменьшения $q_{||}^{max}$ при возрастании E_0 . Пунктирная кривая на рис. 4 дает предсказание модели для реакции (1) при допущении, что $q_{||}^{max}$ и q_{\perp}^{max} не зависят от энергии первичной

частицы (это равносильно предположению, что $M^{*2} \propto E_0$) и равны соответственно 60 и 240 Мэв/с^{1/2}. Как видно из рис. 4, при учёте экспериментальных границ обрезания по $q_{||}$ модель хорошо описывает наблюдаемый рост сечения реакций (1) и (2) в области ускорительных энергий.

Наконец, на рис. 5 показана зависимость сечения реакции (1) от числа нуклонов A ядра-мишени, полученная по описанной выше модели. Эта зависимость довольно близка к зависимости $\sigma \approx A^{2/3}$, которая, как известно, описывает экспериментальные данные с точностью $\approx 15\%$ (см., напр., /12/).

Таким образом, с помощью диаграмм рис. 3 возможно удовлетворительное описание рассмотренных выше динамических характеристик когерентных реакций (1) и (2) в области ускорительных энергий.

Литература

1. С.А. Азимов, Е.С. Басова, В.Г. Гришин, У.Г. Гулямов, К.Г. Гуламов, Е.И. Прозорова, Л.Н. Свечникова, Т.П. Трофимова, Г.М. Чернов. Препринт ОИЯИ Р1-5565, Дубна, 1971.
2. Orsay-Milan-Saclay-Berkeley- Collaboration. Nuovo Cim., 46A, 737, 1966.
3. А.Х. Виноцкий, В.Г. Воинов, И.С. Стрельцов, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников. ДАН СССР, 194, 544, 1970.
4. И.М. Дремин, Н.В. Масленникова, Л.Н. Мирошниченко, М.И. Третьякова, М.М. Чернявский. Доклад на XV Межд. конф. по физ. выс. энергий, Киев, 1970.
5. Alma-Ata-Budapest-Cracow-Dubna-Moscow-Sofia-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration. Phys.Lett., 31B, 241, 1970.
6. R.T. Deck, Phys.Rev.Lett., 13, 169, 1964.
7. A. Caforio, D. Ferraro, S. Semeraro et al. Nuovo Cim., 32, 1471, 1964.
8. А.Х. Виноцкий, И.С. Стрельцов, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников. Изв. АН КазССР, сер. физ.мат., №2, 90, 1967.

9. G. Bellini, in "Hadrons and their interactions" edited by A. Zichichi. N-Y-L., 1968, p.337.
10. F.R. Huson, H.J. Lubatti, J. Six et al. Phys.Lett., 28 B, 208, 1968.
11. К.Н. Абдуллаева, С.А. Азимов, М. Азимова и др. ДАН УзССР, №2, 17, 1969.
12. F. Wysotzki. Monatsber.Dtsck.Acad.Wiss.Berlin, 10, 776, 1068.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1971 года.

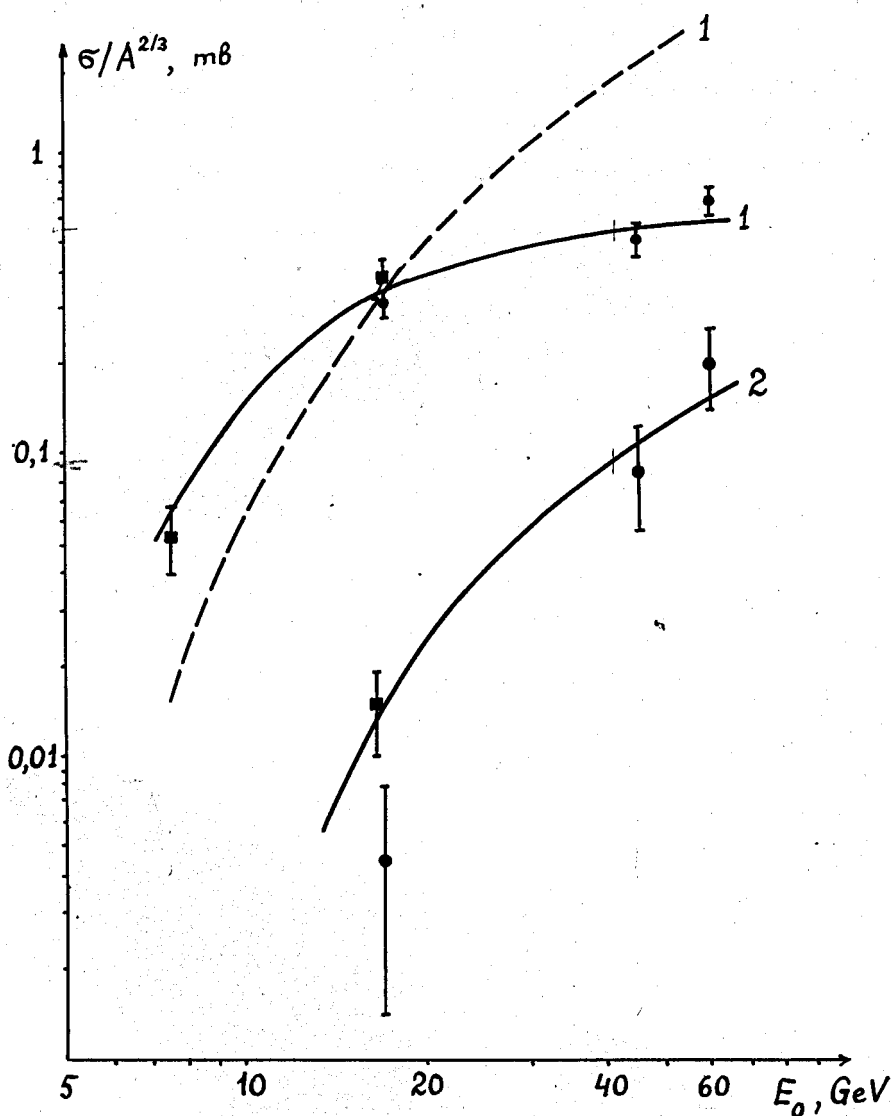


Рис. 4. Зависимость $\sigma_0 = \sigma/A^{2/3}$ от E_0 для реакций (1) и (2). Пунктир - зависимость $\sigma_0(E_0)$ для реакций (1) при $M_{\pi}^* \propto E_0$; сплошные линии - зависимость $\sigma_0(E_0)$ с учётом экспериментальной зависимости $q_{\parallel}^{\max}(E_0)$. Кружки - эмульсионные, квадраты - камерные данные.

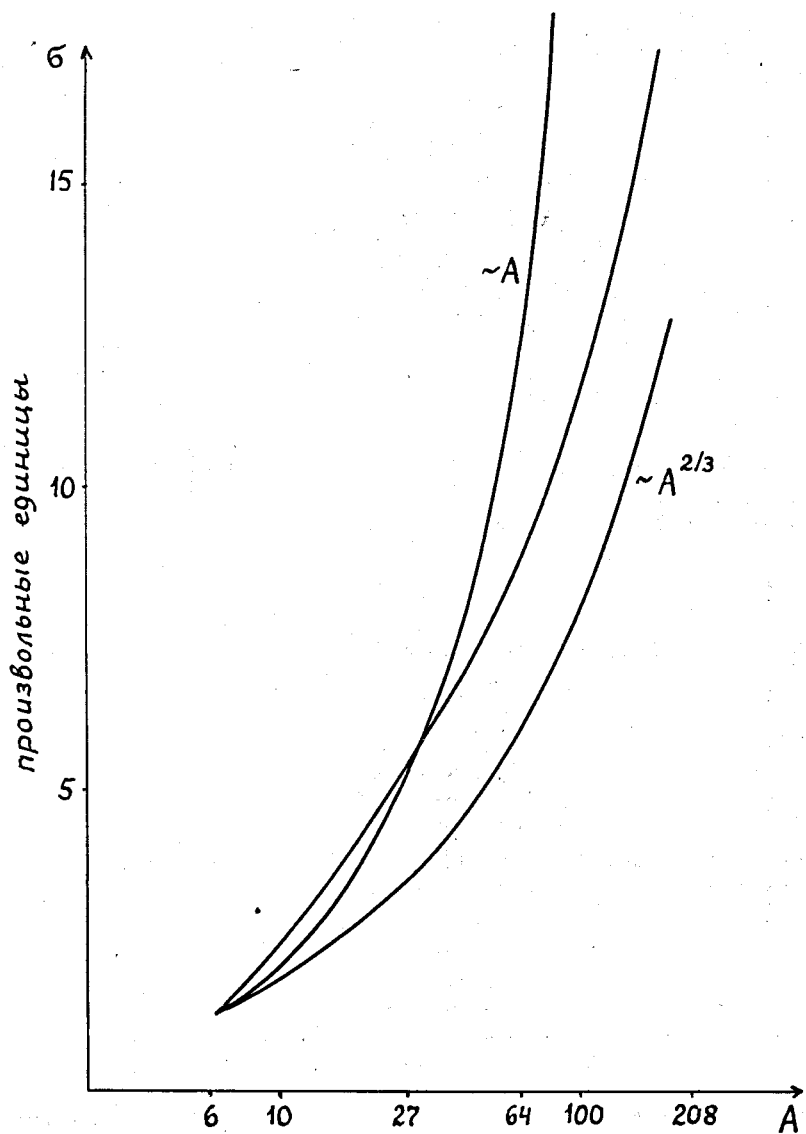


Рис. 5. Зависимость $\sigma(A)$ по модели рис. 3 для реакции (1).