УДК 537.591:001.1

ОБЗОРЫ

# СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

## А. П. ГАРЯКА, Г. З. ЗАЗЯН, Э. А. МАМИДЖАНЯН Ереванский физический институт

#### (Поступила в редакцию 4 мая 1982 г.)

Дан обзор существующих методов измерения и экспериментальных данных по полным, упругим и неупругим сечениям взаимодействия адронов с нуклонами и ядрами в области высоких и сверхвысоких энергий. Экспериментальные данные анализируются в свете существующих теоретических моделей. Основное внимание уделено новым результатам, не нашедшим отражения в имеющихся обзорах и монографиях.

## Введение

Исследование процессов взаимодействия адронов и ядер является одним из основных путей изучения свойств микромира. При этом особый интерес представляет изучение этих процессов при возможно более высоких энергиях, когда в картине сильных взаимодействий, по-видимому, ярче будут проявляться их основные закономерности, знание которых необходимо для построения будущей теории элементарных частиц.

На сегодняшний день наиболее широко исследованы протон-протонные взаимодействия на ускорителях. Это связано с высокой интенсивностью протонных пучков, а также сооружением ускорителей со встречными пучками, что позволило существенно поднять энергию в системе центра масс. Менее интенсивные пучки других адронов ( $\pi$ , K, n,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\overline{p}$ ) получают путем коллимации и фокусировки частиц, генерированных при столкновениях протонов с ядерной мишенью.

К настоящему времени *pp*-взаимодействия изучены на ускорителях до энергий  $E \sim 2$  ТэВ в системе покоя одной из частиц. Для других частиц достигнута энергия более 300 ГэВ. Начаты эксперименты по *pp*-рассеянию на ISR при эквивалентных энергиях до 2 ТэВ и на SPS при энергии 1,55 · 10<sup>2</sup> ТэВ.

В области  $E_x > 2$  ТэВ эксперименты ведутся только в космических лучах, где зарегистрированы ливни, рожденные частицами с энергией до 10<sup>9</sup> ТэВ. При энергиях, меньших 10<sup>3</sup> ТэВ, для прямого изучения взаимодействия адронов можно использовать поток адронов космического излучения на уровне гор. В области же более высоких энергий единственным источником информации остаются широкие атмосферные ливни, где элементарный акт затушевывается последующими электромагнитными и ядерными процессами, поэтому характеристики изучаются косвенными методами. В настоящей работе дан обзор существующих методов измерения и экспериментальных данных по полным, упругим и неупругим сечениям взаимодействия адронов с нуклонами и ядрами в области высоких и сверхвысоких энергий.

В разделе 1 дается описание экспериментальных методов изучения сечений. В разделе 2 приведены имеющиеся экспериментальные данные, которые анализируются в свете существующих теоретических моделей. Особое внимание уделено новым результатам, не описанным в имеющихся обзорах и монографиях [1—18].

## 1. Экспериментальные методы измерения сечений

Взаимодействие частиц высокой энергии приводит к образованию в конечном состоянии некоторого числа вторичных частиц. Взаимодействие, при котором в конечном состоянии не меняется ни число сталкивающихся частиц, ни их тип, является упругим. Все другие типы взаимодействий являются неупругими.

Неупругие взаимодействия, в которых в конечном состоянии меняется сорт частиц, являются процессами рождения. Особо выделяют процессы дифракционной диссоциации, когда в конечном состоянии рождаются пучки частиц с небольшой массой и квантовыми числами начальных частиц, которые можно рассматривать как их возбужденные состояния.

В случае адрон-ядерных столкновений кроме упругого рассеяния различают процессы квазиупругого рассеяния, сопровождающиеся возбуждением или развалом ядра, и когерентного рождения, когда реакция происходит на ядре как целом. К чисто неупругим взаимодействиям относится многочастичное рождение.

Процессы взаимодействия характеризуются сечениями о, которые определяют число взаимодействий, происходящих в пучках сталкивающихся частиц. В системе покоя мишени число взаимодействий за единицу времени в единице объема дается формулой

$$dN/dtdv = \rho_1 \rho_2 v_{\text{orm}} \sigma, \qquad (1.1)$$

где  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — плотности пучка и мишени,  $v_{oth}$  — относительная скорость частиц пучка и мишени. Релятивистски-инвариантным обобщением этой формулы на случай произвольной системы отсчета является выражение (см., например, [19])

$$dN/dtdv = (\int_1 \cdot \int_2) v_{\rm org} \sigma, \qquad (1.2)$$

где J — 4-вектор тока частиц,

$$J = (\rho, \rho \cdot \mathbf{v}). \tag{1.3}$$

Дифференциальное сечение определяется числом актов рассеяния, при котором импульсы вторичных частиц лежат в элементе импульсного пространства  $\prod_{l} \frac{d^3 p_l}{2E_l}$ :

$$\frac{dN}{dtdv} = (J_1 \cdot J_2) v_{\text{orm}} d\sigma \prod_i \frac{d^3 p_i}{2E_i}.$$
(1.4)

Соответственно типам реакций различают полное и дифференциальное сечения данного канала, упругое и неупругое сечения, сечения поглощения и рождения и т. д. Сечение процесса, включающего как обычное неупругое, так и квазиупругое взаимодействия, а также когерентное рождение.

$$\sigma_{nor} = \sigma_{Heynp} + \sigma_{KB}, ynp + \sigma_{JA}, \qquad (1.5)$$

называется сечением поглощения. Полное сечение σ пол соответствует сумме сечений всех процессов:

$$\sigma_{\text{non}} = \sum_{t} \sigma_{t} = \sigma_{\text{nor}} + \sigma_{\text{ynp}}. \tag{1.6}$$

#### Ускорнтельные методы

#### а) Неподвижная мишень.

На ускорителях полные сечения взаимодействия частиц с неподвижной мишенью в основном измеряются методами выбывания из пучка и путем определения дифференциального сечения упругого рассеяния вперед.

Сущность первого метода состоит в нахождении числа частиц, не провзаимодействовавших с мишенью. Сечение  $\sigma_{пол}$  определяется из выражения

$$N(\mathbf{x}) = N_0 \exp\left(-\sigma_{\text{non}} \frac{\rho N_A}{A} \mathbf{x}\right), \qquad (1.7)$$

где  $\rho$  — плотность мишени,  $N_A$  — число Авогадро, A — атомный номер мишени,  $N_0$  — интенсивность первичного пучка, N(x) — интенсивность частиц, прошедших без взаимодействия через мишень с толщиной х. Чтобы свести к минимуму примесь провзаимодействовавших в мишени и зарегистрированных детектором частиц эксперименты проводят в условиях «хорошей геометрии», когда детектор имеет минимальный размер, определяемый физическими условиями (кулоновским рассеянием в мишени, поперечными размерами пучка и т. д.).

Имеется несколько модификаций использования данного метода [20—24]. В работах [20, 21] для измерения сечений использовалась техника пропускающих счетчиков. Типичная схема такой установки изображена на рис. 1.



Рис. 1. Установка для измерения сечений в условиях «хорошей геометрии» (техника пропускающих счетчиков): О — отклоняющие магниты,  $\lambda$  — квадрупольные линзы, СЧ — сцинтилляционные счетчики,  $\mathcal{A}$  — дифференциальный черенковский счетчик,  $\Pi$  — пороговый черенковский счетчик, A — счетчик антисовпадений, M — мишень,  $\Pi C_1$  —  $\Pi C_{12}$  — пропускающие счетчики, Fe — железный поглотитель.

Система пропускающих счетчиков  $\Pi C_1 - \Pi C_1$  служит для измерения интенсивности рассеянных частиц и сечения рассеяния  $\sigma(t_t)$  на определенный угол ( $t_t$  — квадрат максимального передаваемого 4-импульса в *i*-ом счетчике). Полное сечение получается экстраполяцией измеренных значений  $σ(t_t) \kappa t_t = 0$  по формуле

> $\sigma(t_i) = \sigma_{no.i} \exp(ct_i).$ (1.8)

Эначение параметра с определяется из экспериментальных значений σ (t<sub>i</sub>). В окончательный результат необходимо ввести поправки на неоднооодность первичного пучка, кулоновское рассеяние, кулон-ядерную интерференцию. Подробный анализ таких экспериментов содержится в [22].

Пои измерении нейтронных сечений отсутствие кулоновского рассеяния позволяет использовать детекторы минимальных размеров, задаваемых лишь поперечными размерами пучка, и мишень оптимальной толшины (1-2 ядерных пробега). Однако немонохроматичность нейтронных пучков требует измерения энергии нейтронов. Обычно применяется калориметоический метод измерения энергии [23, 24]. Типичная схема такой установки показана на рис. 2 [23]. Сечение определяется из отношения потоков нейтронов, зарегистрированных калориметром с мишенью и без нее.



Рис. 2. Калориметрический метод изсчетчнки антисовпадений.

Второй метод определения σ пол основан на применении оптической теоремы, согласно которой полное сечение выражается через амплитуду M(s, 0) упругого рассеяния вперед, где  $s = (p_1 + p_2)^2 - \kappa вадрат полной$ энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс. При этом измеояется дифференциальное сечение упругого рассеяния.

Если измерять  $d\sigma_{ynp}/dt$  в дифракционной области (0,01  $\leq t \leq 0,1$ ), то определяется по формуле

$$\sigma_{\text{non}}^2 = \frac{16 \pi \, d\sigma_{\text{ynp}}/dt|_{t=0}}{1 + \beta^2}, \qquad (1.9)$$

где  $\beta = \frac{\operatorname{Re} M_{\operatorname{ynp}}(s, 0)}{\operatorname{Im} M_{\operatorname{ynp}}(s, 0)}$ , а величина  $d\sigma_{\operatorname{ynp}}/dt$  определяется формулой

$$\frac{d\sigma_{\rm ynp}}{dt} = \frac{\pi}{p^2} \frac{d\tau_{\rm ynp}}{d\Omega}, \qquad (1.10)$$

где p — импульс налетающей частицы, 9 — телесный угол.

Третий метод состоит в том, что путем измерения doynp/dt в области кулон-ядерной интерференции (0,001 < t < 0,01) можно определить опол из выражения (см., например, [8])

$$\frac{d\sigma_{\text{ynp}}}{dt} = C^2 + (1+\beta^2) \frac{\sigma_{\text{no.n}}^2}{16\pi} \exp\left(-\beta |t|\right) - 2\left(\beta + \alpha\Phi\right) \times \\ \times \frac{2\alpha G^2}{|t|} \frac{\sigma_{\text{no.n}}}{4\sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{\beta t}{2}\right), \qquad (1.11)$$

где  $C = \frac{2 \alpha}{|t|} G^2 \exp(i\alpha \Phi) - кулоновская амплитуда, <math>\alpha \Phi \approx 0,025 \alpha (\ln 0,08)$ :

: |t| — 0,577) — фаза кулоновской амплитуды, а — постоянная тонкой структуры, G — формфактор частицы.

Величина  $\beta$  в двух последних методах оценивается из дисперсионных соотношений или при  $\beta = 0$  определяется верхний предел сечения.

Адрон-ядерные сечения определяются методом выбывания из пучка. причем полное сечение можно измерить лишь в случае нейтральной налетающей частицы (n, K°).

## б) Встречные пучки.

Здесь используются как методы, основанные на измерении сечения упругого рассеяния вперед, так и прямой метод определения  $\sigma_{\text{пол}}$  по измерению полного числа взаимодействий в единицу времени, связанного с  $\sigma_{\text{пол}}$  и светимостью ускорителя L соотношением (см., например, [8])

$$R = \sigma_{\text{no.t}} \cdot L \tag{1.12}$$

Светимость L является функцией параметров пучков и также должна быть измерена:

$$L = \frac{l_1 I_2}{e^2 c h_{ab} tg(\theta/2)}.$$
 (1.13)

Здесь I<sub>1</sub>, I<sub>2</sub> — токи пучков,  $\theta$  — угол пересечения пучков. Эффективная высота  $h_{9\phi}$  определяется из выражения

$$\frac{1}{h_{\vartheta\varphi}} = \frac{\int \rho_1(z) \rho_2(z) dz}{\int \rho_1(z) dz \int \rho_2(z') dz'},$$
(1.14)

где р<sub>1</sub> и р<sub>2</sub> — плотности пучков.

Полное сечение также можно получить, комбинируя оба метода. Тогда

$$\sigma_{non}^{2} = \frac{16 \pi \frac{dN}{dt}}{R (1 + \beta^{2})}, \qquad (1.15)$$

и светимость можно не измерять.

#### Методы измерения сечений в космических лучах

а) Адрон-ядерные сечения.

В космических лучах, как правило, можно измерять лишь сечение неупругого взаимодействия, которое связано с пробегом неупругого взаимодействия соотношением

$$\lambda_{\text{neynp}}[r. cm^{-2}] = \lambda_{\text{neynp}}[cm] \rho[r. cm^{-3}] = \frac{Am_p}{\sigma_{\text{neynp}}} = \frac{1.67 \cdot 10^{-24}A}{\sigma_{\text{neynp}}}, \quad (1.16)$$

где A — атомный номер,  $m_p$  — масса нуклона.

При определении  $\sigma_{\text{неупр}}^{hA}$  с помощью калориметрических установок обычно применяется метод, основанный на измерении распределения то-

чек взаимодействия по глубине вещества калориметра (см., например. [15]). В таком методе достигаются наименьшие статистические погрешности.

Число частиц, прошедших без взаимодействия слой х и зарегистрированных калориметром глубже этого слоя, дается выражением

$$V(>x,>\epsilon_{\min})=N_{0}(>\epsilon_{\min})\int_{x}^{x_{0}}\exp\left(\frac{x}{\lambda_{ueynp}}\right)\frac{dx}{\lambda_{ueynp}}\times$$
$$\times\int_{0}^{\pi}<[\delta(x)]^{\gamma-1}>W(\delta,x)\ d^{\delta}(x), \qquad (1.17)$$

где  $N_0$  (>  $\varepsilon_{\min}$ ) — число частиц с энергией выше пороговой, зарегистрированных установкой,  $W(\delta, x)$  — вероятность искажения в  $\delta$  раз энергии частицы, испытавшей взаимодействие в калориметре,  $x_0$  — общая толщина поглотителя калориметра,  $\gamma$  — показатель степенного интегрального спектра космических лучей. Показатель степени  $\gamma$  и величина  $< [\delta(x)]^{\tau-1}$  определяются экспериментально. Распределение величины  $< \delta(x) >$  может быть найдено на той же установке или методом Монте-Карло. В табл. 1 приводятся экспериментальные эначения  $< \delta(x) >$  и

$\boldsymbol{n}$		-					-
1	a	D.	Ł	u	u	a	1

(1.18)

Толщина поглотителя (г/см <sup>2</sup> )	< E >	= 800 ГэВ	0 ГэВ Е = 330	
	< 5 >	< 52 >	< 52>	<82 >
80 160 240 320 400 480 560 640 720	0,15 0,43 0,62 0,74 0,83 0,90 0.94 0,96 0,98	0.03 0.21 0.41 0.57 0.71 0.81 0.88 0.93 0.96	0,14 0,40 0,58 0,70 0,80 0,87 0,92 0,94 0,97	0,03 0,19 0,37 0,53 0,66 0,77 0,85 0,90 0,94

 $<\delta^2>$  при разных х и  $<\!E\!>$  [25]. Величина  $\lambda_{\text{неупр}}$  определяется методом максимального правдоподобия.

Из-за смешанного состава космических лучей таким способом измеряется сечение взаимодействия смеси нуклонов и мезонов с ядрами. В настоящее время созданы установки, сочетающие детектор рентгеновского переходного излучения с ионизационным калориметром, что позволяет выделить пионные и протонные события и отдельно исследовать взаимодействия пионов и протонов с ядрами [26, 27].

В случае, когда установка состоит из исследуемой мишени A и калориметрических фильтров, сечение  $\sigma_{\text{неупр}}$  определяется по числу взаимодействий в мишени (см., например, [2]):

$$\lambda_{\text{neynp}}^{hA} = \frac{\Delta x}{\ln \frac{N_1}{N_0} - \frac{\Delta x_1}{\lambda_{\text{neynp}}}},$$

где  $\Delta x$  — толщина мишени,  $N_{o}$  — полное число частиц, упавших на установку,  $N_{1}$  — число частиц, прошедших мишень без взаимодействия,  $\Delta x_{1}/N_{\text{пеупр}}$  — поправка из-за конечной толщины  $\Delta x_{1}$  ионизационных камер.

На практике приходится вводить ряд методических поправок. Одна из них, характерная для метода, обусловлена энергетической зависимостью величин  $N_0$  и  $N_1$ . Кроме того, необходимо учитывать пороговые эффекты и эффект альбедо, неодинаковую эффективность регистрации на разных глубинах калориметра. Поэтому при измерении сечений в космических лучах предпочтительнее использование метода «выбывания из пучка», котогый лишен отмеченных недостатков (см., например, [15]).

## 6) Измерение сечения взаимодействия протонов с воздухом

Наличие свободных протонов в первичном космическом излучении позволяет определить  $\sigma_{\text{неупр}}^{pAir}$  по числу протонов, проскочивших до определенной глубины атмосферы без взаимодействия [28, 29]. Если  $f_p (\geq E, 0)$  — спектр протонов на границе атмосферы,  $f_p^{od} (\geq E, x)$  спектр одиночных протонов, зарегистрированных на глубине x атмосферы, т. е. верхний предел спектра первичных протонов, дошедших до глубины x без взаимодействия, то  $\sigma_{\text{неупр}}^{pAir}$  определяется из выражения

$$\sigma_{\text{neynp}}^{pAir} \ge \frac{m_p A_{Air}}{x} \ln \frac{f_p (\ge E, 0)}{f_p^{0.1} (\ge E, x)}.$$
(1.19)

Выражение (1.19) дает нижнюю границу С<sup>рА1</sup>г, поскольку среди одиночных протонов, регистрируемых на уровне наблюдения, имеются протоны, испытавшие взаимодействие, но ливневое сопровождение которых поглотилось в атмосфере. Хотя с увеличением энергии вероятность таких событий уменьшается, для получения надлежащей точности (порядка нескольких процентов) необходимы установки, с одинаковой эффективностью регистрирующие как одиночные адроны, так и различное сопровождение при разных энергиях.

Поток одиночных адронов, регистрируемый установкой, наряду с первичными протонами содержит также вторичные адроны (p, n,  $\pi$ ). Доля вторичных протонов оценивается из отношения потока нейтральных частиц к потоку заряженных частиц на измеряемой глубине атмосферы. Поправки, связанные с наличием пионов в адронном потоке, оцениваются из отношения числа пионов к числу протонов, которое измерено до  $E_{\pi} \sim$  $\sim 2000 \ \Gamma_{9}B \ [30]$ . При больших энергиях ( $E_{\pi} > 10 \ T_{9}B$ ) экспериментальных данных по  $\pi$  и p нет, однако измерения при  $E_{\pi} \sim 2 \ T_{9}B \ [31]$  и численные расчеты [32, 33] показывают, что доля «одиночных» пионов должна быстро уменьшаться (порядка нуля для  $E_{\pi} \sim 10 \ T_{9}B$ ).

Методические ошибки при таком определении  $\sigma_{\text{неупр}}^{pAlr}$  в основном обусловлены отсутствием точных сведений о первичном спектре космических лучей при высоких энергиях. Поэтому часто используются методы, где первичный спектр учитывается в неявном виде [16]. Тогда сечение  $\sigma_{\text{неупр}}^{pAlr}$  определяется из выражения

$$\sigma_{\text{Heynp}}^{pAir} \ge \frac{Am_p}{L_{\text{Heynp}}^{pAir}} \left[ 1 + \frac{L_{\text{Heynp}}^{pAir}}{x} \ln \left( \frac{1}{1+0,4} \cdot \frac{F_h(\ge E, x)}{F_{\text{og}}(\ge E, x)} \right) \right], \quad (1.20)$$

где  $F_h$  ( $\geq E$ , x) — поток всех адронов, отбираемых установкой,  $F_{ox}(\geq E, x)$  — поток одиночных адронов, регистрируемых на той же установке,  $L_{\text{неупр}}^{pAir}$  — пробег поглощения протонов в атмосфере. Величину  $L_{\text{неупр}}^{pAir}$  можно определить из сравнения потоков нуклонов на двух глубинах атмосферы (например на уровне моря и на высотах гор).

В области энергий выше 50 ТэВ сечение  $\sigma_{\rm неупр}^{p\,Air}$  можно определить только из экспериментов в ШАЛ. Такие измерения основаны на сравнении потока ШАЛ с интенсивностями мюонов  $N_{\mu}$  и электронов  $N_{e}$ , идущих под разными зенитными углами (см., например, [34]). При этом предполагается, что ливни с одинаковым  $N_{\mu}$  генерируются протонами с одинаковой энергией независимо от направления оси ливня, ливни же с одинаковым  $N_{e}$  и первичной энергией  $E_{0}$  проходят одинаковую толщину в атмосфере. Частота ШАЛ уменьшается при увеличении зенитного угла  $\theta$  по закону

$$J_{\mu,e}(\theta) \sim \exp\left(-\sigma_{\text{Heynp}}^{p Air} \sec \theta\right). \qquad (1.21)$$

Отсюда, измеряя частоту ШАЛ под разными углами, можно определить *в Аir*. Для более точного определения сечения необходимо учесть химический состав и опектр первичного излучения, флуктуации в развитии ШАЛ, корреляции между различными характеристиками элементарного акта.

#### в) Изучение адрон-нуклонных сечений.

За исключением работы [35], где использовалась жидководородная мишень для непосредственного измерения  $\sigma_{\text{пеупр}}^{pp}$  по числу взаимодействий в мишени, эксперименты в космических лучах проводятся с ядерной мишенью. Поэтому информация об адрон-адронных сечениях извлекается из измеренных адрон-ядерных сечений с помощью различных моделей. Наиболее часто применяется модель Глаубера [36], в которой считается, что налетающая частица последовательно сталкивается с нуклонами ядра. Такая картина при упрощающих предположениях о волновых функциях ядра дает для  $\sigma_{\text{пол}}$  и  $\sigma_{\text{пст}}$  следующие выражения (см., например, [2]):

$$\sigma_{non}^{hA} = \sigma_{non}^{hp} \sum_{k=1}^{A} \left( \frac{-1\right)^{k+1}}{k} \binom{A}{k} \left[ \frac{\sigma_{non}^{hp}}{2\pi \left( R^2 + 2\beta \right)} \right]^{k-1}, \quad (1.22)$$

$$\sigma_{\rm nog}^{hA} = \frac{\sigma_{\rm nog}^{hp}}{2} \sum_{k=1}^{2A} \frac{(-1)^{k+1}}{k} {2A \choose k} \left[ \frac{\sigma_{\rm nog}^{hp}}{2\pi (R^2 + 2\beta)} \right]^{k-1}, \tag{1.23}$$

где  $R^2$  — среднеквадратичный радиус ядра,  $\beta$  — параметр наклона дифракционного конуса hN-рассеяния,  $\binom{A}{k}$  и  $\binom{2A}{k}$  — биномиальные коэффициенты.

В области высоких энергий наряду с упругим перерассеянием необходимо учитывать и неупругие промежуточные состояния [37—39].

В работе [40] для поправки к полному сечению  $\Delta \sigma_{\text{неу пр}}^{\text{пол}}$  получено выражение

$$\Delta \sigma_{\text{meynp}}^{\text{no.1}} \approx \frac{2}{3} \left( \frac{4\pi R}{\sigma_{\text{no.1}}^{pp}} \right)^2 \left[ 1 - (1 - G) e^{-G} \right] \left[ 0,41 + 0,17 \ln \frac{E}{2mR} \right], \quad (1.24)$$

$$r_{Ae} G = \frac{3A\sigma_{no.1}^{pp}}{4\pi R^2}$$

Выражение для До<sup>пог</sup> является более громоздким [41]. Расчеты [40, 41] показывают, что

$$\Delta \sigma_{\text{neynd}}^{\text{nor}} \approx (0, 2 \div 0, 3) \cdot \Delta \sigma_{\text{neynd}}^{\text{nor}}. \quad (1.25)$$

На рис. З показаны энергетические зависимости  $\Delta J_{\text{пеупр}}^{\text{пол}}$  и  $\Delta \sigma_{\text{неупр}}^{\text{пог}}$ , рассчитанные по формулам (1.24) и (1.25).

Поскольку в космических лучах измеряется сечение неупругого взаимодействия, то при нахождении  $\sigma_{\text{пол}}^{op}$  из формулы (1.22) необходимо учесть квазиупругие и дифракционные поправки. В работе [40] показано, что  $\sigma_{\text{ки, упр}}^{hA}$  и  $\sigma_{\text{лл}}^{hA}$  при





 $E_{a} \sim 100 \ \Gamma_{9}B$  практически не зависят от энергии и соответственноравны

$$\sigma_{\text{ks. ynp}}^{hA} = 0,19 \left( \frac{2}{3} \pi < R >^2 \right) \approx 3,8 \ A^{2/3},$$
 (1.26)

$$\sigma_{AA}^{hA} = \frac{\sigma_{AA}^{NN}}{\sigma_{Heymp}^{NN}} \left[ \frac{2}{3} \pi \langle R \rangle^2 \right] \approx 0.1 \left[ \frac{2}{3} \pi \langle R \rangle^2 \right] \cdot$$
(1.27)

В табл. 2 приведены значения  $\sigma_{KB, ynp}^{NA}$  и  $\sigma_{AA}^{NA}$  при E > 100 Гев для различных ядер.

	Таолица 2			
A	< R >, Ферми	σ <sup><i>pA</i></sup> <sub>кв упр.</sub> , м€	о <sup>рА</sup> , мб	
Air	2,556	26	13	
$C^{12}$	2,536	26	13	
Al	3,072	38	20	
Cu	3,750	56	29,8	
Fe	3,891	60	32	
Pb	5,528	122	60	

В работе [42] для сила было предложено выражение

$$\sigma_{\rm KB, VIII0}^{NA} \approx 13 A^{1/3},$$
 (1.28)

которое согласуется с выражением (1.26) для ядер до  $A \leq 40$  с точностью до нескольких миллибарн. Однако для тяжелых ядер эти выражения дают различные результаты (для  $U^{238}$  они различаются на 66 мб, что приводит к различию о<sub>пеупр</sub> порядка 3%). Экспериментальные данные не позволяют делать выбор между выражениями (1.26) и (1.28) (см., например, [24]).

Для получения полного сечения *pp*-взаимодействия обычно используют <sup>*pAir*</sup>. Связь между <sup>*pp*</sup> и <sup>*pAir*</sup>, рассчитанная на основе (1.22) с учетом неупругого экранирования (формула (1.24)) и поправок на дифракционные и квазиупругие процессы ((1.26), (1.27)), показана на рис. 4 [13].





Рис. 4. Зависимость спол от средат



На рис. 5 [44] показана зависимость величины  $R = \frac{\Delta \sigma_{nor}^{N,A} / \sigma_{nor}^{N,A}}{\Delta \sigma_{noA}^{hA} / \sigma_{noA}^{hA}}$  от

 $\sigma_{noa}^{hh}$ . Из рис. следует, что с ростом  $\sigma_{noa}^{hh}$  величина R уменьшается и при  $\sigma_{noa}^{hh} \ge 50$  мб ( $E = 10^8$  ГэВ) слабо зависит от  $\sigma_{noa}^{hh}$ . Это обстоятельство требует существенно большей точности в измерении  $\sigma_{meynp}^{pAlr}$  (средеквадратичная ошибка—3<sup>0</sup>) для определения энергетической зависимости  $\sigma_{noa}^{pp}$  при  $E_a \sim 10^8 - 10^7$  ГэВ.

#### 2. Экспериментальные данные

#### Адрон-нуклонные сечения

Одним из наиболее интересных результатов в физике высоких энергий явилось экспериментальное обнаружение роста полных сечений взаимодействий при энергиях свыше 100 ГэВ. Первые указания на рост сечения были получены в экспериментах с космическими лучами на горах [45], в дальнейшем рост был обнаружен на спутниках (см., например, [46]) и впоследствии подтвержден на ускорителях. Экспериментальные ускорительные значения  $\sigma_{noa}^{hp}$  [47—51] приведены на рис. 6. Эначения  $\sigma_{noa}^{hp}$  при более высоких энергиях получены в космических лучах. На рис. 7 показаны экспериментальные данные по  $\sigma_{noa}^{pp}$  до  $E_a \sim 10^3$  ТэВ (см., например, [52]). Самые последние данные, полученные на встречных  $p\overline{p}$ -пучках на SPS, дают для полного сечения  $p\overline{p}$ -взаимодействия при энергии 1,55 · 10<sup>2</sup> ТэВ величину 66 $\pm$ 7 мб [53]. В настоящее время нет законченной теории рассеяния адронов. Поэтому при изучении процессов взаимодействия адронов высоких энергий используются теоретические модели, основанные на некоторых предположениях о динамия процесса.





Рис. 6. Энергетическая зависимость полного адрон-нуклонного сечения, измеренная на ускорителе; кривые — расчет согласно реджеонной модели с $\alpha_p(0) > 1$  [55].



Модель полюсов Редже в настоящее время является практически единственной моделью, широко используемой для описания амплитуд двухчастичных и многочастичных процессов с участием адронов. В рамках этой модели амплитуда двухчастичного процесса при высоких энергиях складывается из вкладов полюсов Редже, разрешенных по квантовым числам начального и конечного состояний (см., например, [12]):

$$M(s, t)) = \sum \gamma_R(t) \gamma_i [\alpha_R(t)] \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(t)}, \qquad (2.1)$$

где  $a_R(t)$  — траектория полюса Редже,  $\gamma_R(t)$  — вычет полюса Редже,  $\eta(a_R(t)) = -\frac{1 + \sigma e^{-i\pi a_R(t)}}{\sin \pi a_R(t)}$  — сигнатурный множитель.

В реакциях упругого рассеяния адренов особую роль играет полюс Померанчука с  $\alpha_p(0) = 1$ . Он приводит, согласно оптической теореме, к не зависящему от энергии полному сечению взаимодействия адронов.

Наряду с обменом одним полюсом Редже возможен обмен несколькими полюсами. Наиболее последовательно обмен многими реджеонами учитывается в так называемом «квазиейкональном» приближении, в котором учитывается вклад неупругих перерассеяний адронов [54]. В последние годы получила развитие реджеонная теория поля (РТП), учитывающая взаимодействие реджеонов. При различных предположениях в рамках РТП получено поведение полного сечения в виде [55, 56]

 $\sigma_{no.a} \sim \text{const } \ln^a E,$  (2.2)

## где 0<α≤2.

В области энергий  $E_{a} \sim 100 \div 5000$  ГэВ экспериментальные данные по  $\sigma_{noa}^{sp}$  сөгласуются в пределах ошибок с энергетической зависимостью типа  $\ln^{s}$  s, где  $\alpha \sim 1,8 \div 2$ . Значения  $\sigma_{noa}^{pp}$  при  $E_{a} > 10^{2}$  ГэВ, определенные из экспериментов в ШАЛ (см., например, [34]), указывают не более медленный, логарифмический рост сечения. Однако мезнание химического состава первичного излучения при  $E_{a} > 10^{2}$  ГэВ и наличие флуктуаций в развитии ШАЛ существенно понижают достоверность данных [34, 52].

Такое поведение полных сечений не противоречит теореме Фруассара [57], согласно которой

$$\sigma_{\text{flost}} \leq \text{const } \ln^2 s/s_0, \tag{2.3}$$

где s<sub>0</sub> ~ 1 ГэВ.

Полные сечения  $\pi p$ - и Kp-взаимодействий в измеренной энергетической области показывают такую же зависимость от E, что и  $\sigma_{\text{пол}}^{pp}$  (см., например, [11] и рис. 6). Из экспериментов в космических лучах [26, 27] путем пересчета на основе модели Глаубера полученных значений  $\sigma_{\text{неупр}}^{zFe}$  было показано [27], что в области энергий  $E_a \sim 150-1250$  ГэВ  $\sigma_{\text{пол}}^{zp}$  растет на 10%.

Полные сечения взаимодействия адронов с нейтронами в пределах ошибок не отличаются от  $\sigma_{non}^{hp}$  (см. рис. 8 [51]). На рис. 9 показана энер-



Рис. 8. Полное сечение взаимодействий адронов с нейтронами.





гетическая зависимость  $\sigma_{neynp}^{hp}$  (см., например, [5]). На рис. 10 приведена сводка мировых данных по энергетической зависимости  $\sigma_{ynp}$  и отношения  $\frac{2 \sigma_{ynp}}{\sigma_{non}}$  (см. [5, 8]). Величина  $\frac{2 \sigma_{ynp}}{\sigma_{non}}$  характеризует поглощающую способность адрона (в случае полностью поглощающего адрона из оптической модели следует, что при  $s_{app}$  (см.  $\sigma_{ynp} = \sigma_{neynp}$  и  $\frac{2 \sigma_{ynp}}{\sigma_{non}} = 1$ ).

На рис. 11 показаны экспериментальные данные [46—51] по энергетической зависимости разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с частицами:



Рис. 10. Зависимость  $\sigma_{ynp}^{hp}$  и 2  $\sigma_{ynp}/\sigma_{no.1}$  от *E*.





$$\Delta \sigma_{non}(E) = \sigma_{non}^{-}(E) - \sigma_{non}^{+}(E).$$
(2.4)

На основе совокупности экспериментальных данных можно утверждать, что рост  $\sigma_{non}^{hh}$ , наблюдаемый при  $E_n > 100$  ГэВ, продолжается по крайней мере до  $E_n \sim 10^2$  ТэВ. Как показывает статистический энализ, наиболее приемлемой зависимостью  $\sigma_{non}^{hh}$  от E можно считать зависимость типа  $\ln^a$  s с  $a \sim 1,8+2$ . Величины  $\sigma_{ynp}^{hp}$  и  $\sigma_{heynp}^{hp}$  растут с энергией аналогично  $\sigma_{non}^{hp}$ .

В табл. З приведены данные по сечениям *pp*-взаимодействия, полученные в космических лучах [13] и на ускорителях [49, 51, 59—62] при  $E_{_{A}} > 100 \ \Gamma_{9}$ В. Там же приводятся значения, полученные экстраполяцией ускорительных данных с помощью дисперсионных соотношений [49] ( $\sigma_{noA} \sim \ln^2 s$ ).

Энергетическая зависимость  $\Delta \sigma_{\text{пол}}(E)$  во всей измеренной области энергий хорошо описывается степенной функцией типа  $\Delta \sigma \sim s^{\beta-1}$  [51]. Экспериментальные значения параметра  $\beta$  приведены в табл. 4.

Энергетическая зависимость разности полных сечений взаимодействия находится в хорошем согласии с моделью полюсов Редже. Для всех

Таблица З

<i>Е</i> , ГэВ	σ <sub>ynp</sub> , w6	σ <sub>неупр</sub> , мб	о <sub>пол</sub> , мб	Из дисперс. соотношен.
100	7 07-10 35	31 32+0.40	38,46+0,04	Charles and
100	1,0110,00		38,58±0,04	-
120	7 00+0 28	31.57+0.34	38,57+0,19	
140	7 06 -0.28	31.7 +0.34	38,76 +0,19	the state of the state of the
1/5	6 92 = 0.44		38,98+0,04	
200	6 80 -0.20	And - at he	39,10-0,40	-
290	7.00-0.2		40,50 +0,50	
500	7 58		42,00 +0,04	
1000	1,50		(43,20-2,00)*	
1000			(44,0072,50)*	44.0
1734		17.7.11 - 5.11	(49,00 + 3,50)*	46,0
3/19	No. OT LEAS	10 - 10 - 10	(45.70干1,00)*	46,0
4323			(47,90+1,00)*	48.0
10000		-	(49,50+1,20)*	51.0
12200		Sale - Burn	(48.10 + 5.60)*	51,5
26600		-	(58,20+10,00)*	53.4
20090		-	(52,40+1.80)*	54.0
47600		-	(52,70 12,30)*	56,0

Значения, отмеченные звездочкой, получены в космических лучах.

Таблица 4

Дапол	β	Δσ <sub>пол</sub>	β	
G G pp pp g G d	0,43±0,02 0,43±0,02	$\begin{bmatrix} \sigma_{K-d} & \sigma_{K+d} \\ \sigma_{K-d} & \sigma_{K+d} \end{bmatrix}$	0.39±0,03 0,31±0,10	
a a pa	0,40±0,03	$\sigma_{\mathbf{x}}^{}-p^{}\sigma_{\mathbf{x}}^{}+p$	0,54±0,03	

процессов  $\Delta \sigma$  убывает степенным образом:  $\Delta \sigma \sim s^{-n}$ , где  $n \approx 0.54$  для *pp*- и *Кр*-рассеяний и  $n \approx 0.45$  для  $\pi p$ -рассеяния, и при  $s \to \infty$  стремится к нулю, в согласии с теоремой Померанчука [63], утверждающей, что

 $\lim_{s\to\infty} \frac{\sigma_{\overline{a}}}{\sigma_a} \to 1.$ 

## 2. Адрон-ядерные сечения

а) Энергетическая зависимость.

Адрон-ядерные сечения измерены на ускорителях до  $E \sim 400$  ГэВ со статистическими точностями, превышающими ± 1% [23, 24, 64—69]. В табл. 5 приводятся ускорительные данные [23, 24] по полным и неупру-

11.00	1			
l a	0x	uı	la	Э

<i>Е</i> , ГэВ -	1	Be	C		Al		Cu		Pb	
	<sup>σ</sup> неупр	σ <sub>пол</sub>	<sup>σ</sup> неуар	<sup>о</sup> пол	<sup>о</sup> неупр	коп <sup>р</sup>	<sup>σ</sup> неупр	о <sub>пол</sub>	<sup>а</sup> неупр	σ <sub>non</sub>
182	198	271,1	236	331	428	635	789	1223	1789	2951
223	199	273,5	237	334	425	633	791	1238	1786	2959
262	200	270,8	237	332	429	634	793	1231	1811	2926
302	199	273,8	240	328	434	629	798	1225	1816	2319
348	201		240	1 200	434	- 1	799	_	1822	_

гим нейтрон-ядерным сечениям. Систематические ошибки не превышают ± 1%.

В табл. 6 приводятся значения сечений неупругого адрон-ядерного взаимодействия, измеренные с наилучшими точностями [64—69].

7		1000	-	6
1	aos	1114	a	0

A	Ел, ГъВ	<i><sup>рА</sup></i> <sub>неупр</sub> , мб	opA w6	σ <sup>π.А</sup> неупр, мб	σ <sup>π.А</sup> мб
Li	20 30 40 50 60 200 280		175+2 174+2 175+2 174+3 176+2 -	$ \begin{array}{c} -\\ -\\ -\\ 113+3\\ 114+3\\ 115+3\\ 115+3 \end{array} $	123+2 123+2 124+2 124+2 124+4  -
с	20 30 40 50 60 200 280		247+4 247+3 246+2 246+3 252+4 		184 <u>+2</u> 182 <u>+2</u> 175 <u>+3</u> 187 <u>+4</u> -
Al	20 30 40 50 60 200 280	  409+12 416+12 415+12	447+4 445+6 441+6 440+7 455-7 -		346±6 341±5 343±8 335±111 
Cu	20 30 40 50 60 200 280		794±10 811±9 794±10 806±10 812±13 —		640±13 650+7 626 <del>1</del> 23   
РЬ	20 30 40 50 60 200 280	$ \begin{array}{r} \\ \\ \\ \\ 1730 \pm 53 \\ 1769 \pm 53 \\ 1752 \pm 53 \end{array} $	1736 <u>+</u> 30 1870 <u>+</u> 23 1780 <u>+</u> 20 1785 <u>+</u> 29 1930 <u>+</u> 50 	$ \begin{array}{c} - \\ - \\ - \\ 1480 \pm 44 \\ 1458 \pm 48 \\ 1447 \pm 47 \end{array} $	1691±55 1548±24 1550±74 1394±93   

При более высоких энергиях адрон-ядерные сечения можно измерять лишь в космических лучах. В табл. 7 приводятся экспериментальные значения сечений неупругого ардон-ядерного взаимодействия при  $E_x > 400 \ \Gamma_{9}B$ .

На рис. 12 приведены экспериментальные значения сечения  $\sigma_{\text{неупр}}^{p A lr}$  до  $E_{\pi} \sim 10^{18}$  эВ (см., например, [34]).

Экспериментальные данные по полным и неупругим сечениям адронядерных взаимодействий показывают, что рост сечения, экспериментально обнаруженный для адрон-ядерных сечений начиная с энергий

Таблица 7

<Е>, ГэВ	Сорт частицы	A	з <sub>неупр</sub> , мб	Ссылка	
700	р	C12	287+43	[72]	
1400	n	C12	238±51	[25]	
500	P	C12	273±5	[72]	
1000	P	C12	289 + 9	[73]	
3780	P	Air	314-15	[73]	
7480	Р	Air	30874	14	
12200	p	Air	31074	14	
26650	P	Air	1 34/±40	1/4]	
34000	P	Air	329712	741	
4/000	P	Au Fa	840-22	[27]	
630	P	Fe	774-18	271	
770		Fe	728+74	1751	
900	P	Fe	658+10	1751	
1000	p	Fe	· 698747	1761	
1100	n	Fe	749千50	1311	
1100	n	Fe	716±312	1311	
1100	π	Fe	570+44	1311	
1250	p	Fe	839千27	[27]	
1280	π	Fe	666+21	[27]	
1400	n	Pb	1800+34	[25]	
4400-6200	адроны	Pb	1700+166	[77]	
62008900	адроны	Pb	1830+230	[77]	
8900-15000	адроны	Pb	1300+310	[77]	
15000	адроны	Pb	2100+400	[77]	





 $E_x \sim 100 \ \Gamma$ эВ, для легких ядер сдвигается в сторону более высоких энергий. При ускорительных энергиях сечения практически постоянны для ядер тяжелее углерода.

На рис. 13 и 14 изображены энергетические зависимости полных сечений  $K_L$  *А*- и *пА*-взаимодействий для различных ядер (см. обзор [18]). При более высоких энергиях рост адрон-ядерных сечений для ядер с A > 12 можно проследить в космических лучах.

Согласно работе [72] при Е > 200 ГэВ

$$\sigma_{\text{neynp}}^{NC^{12}} = (216 \pm 7) \left[ 1 + (6.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-2} \ln \left( \frac{E}{20} \right) \right], \quad (2.5)$$

где Е выражено в ГэВ.

В работе [25] из сравнения данных, полученных в космических лучах, с ускорительными данными для  $\sigma_{\rm nevup}^{+C^{+}}$  получено выражение

$$\sigma_{\text{maxim}}^{nC\mu} (E \ge 20 \text{ T}_{\theta}\text{B}) = (204 \pm 1,7) + (3,9 \pm 0,7) \text{ lg}^2 E.$$
(2.6)

Экспериментальные данные для  $\sigma_{\text{неупр}}^{pAir}$  показывают, что относительный рост сечения  $\sigma_{\text{неупр}}^{pAir}$  при 10 ТэВ по сравнению с ускорительными данными при  $E_a = 40$  ГэВ составляет величину порядка 15% (см.,



Рис. 14. Зависимость от энергии и атомного номера ядра полного сечения *пА*-вваимодействия (обзор [18]): штриховая кривая — расчет на основе простой модели Глаубера; сплошная кривая — расчет с учетом неупругого экранирования [18].

например, [58, 78]). Для описания энергетической зависимости  $\sigma_{\text{deynp}}^{pAir}$  в области энергий  $100 < E_a < 40000$  ГэВ в работе [78] предложена формула

 $c_{\mu\nu\nu\eta}^{pAir} \ge (260 \pm 10) + 10 \ln (E/100).$  (2.7)

Особый интерес представляет идентификация пионов в космических лучах и независимое определение сечения неупругого взаимодействия пионов и протонов с ядрами железа при энергиях, превышающих сотни ГэВ. В работе [31] показано, что в области энергий  $200 < E_a < 2000$  ГэВ сечение растет на  $14\pm 3\%$  для NFe-взаимодействий и на  $7\pm 6\%$  для  $\pi Fe$ , и этот рост можно аппроксимировать выражением типа  $ln \, {}^{\circ}E$ , где  $\alpha = 1.8 \div 2.0$ . Такой же результат для смеси адронов получен в работе [27], где показано, что в интервале  $150 \leq E_a < 1250$  ГэВ  $\sigma_{\rm neynp}^{*Fe}$  растет на  $12\pm 4\%$ . Отношение  $\sigma_{\rm neynp}^{pFe}/\sigma_{\rm neynp}^{=Fe}$  составляет, согласно [31], 1,31  $\pm \pm 0.04$  при энергиях 500—1000 ГэВ.

Для ядер свинца из экспериментальных данных следует, что вплоть до нескольких ТэВ сечение адронных взаимодействий остается постоянным и составляет величину порядка 1800 мб.

Таким образом, космические данные показывают, что рост сечения имеет место и для тяжелых ядер, хотя этот эффект для них, по-видимому, менее выражен [25]. В табл. 8 приведены величины  $\Delta \sigma_{\text{неупр}}^{NA}$  при измене-

	Таблица 8	
Тип взанмо-	$\sigma_{\text{Heynp}}^{hA}$ (1400) - $\sigma_{\text{Heynp}}^{hA}$ (20)	
действия	σ <sup>nA</sup> <sub>neynp</sub> (20)	
NN	20±3	
NC12	14±3	
NFe	7,7 <u>+</u> 3,4	
NPb	0 <u>±</u> 4	

нии энергии нуклонов от 20 до 1400 ГъВ. По-видимому чем тяжелее ядро, тем при более высоких энергиях начинается рост сечения.

Зависимость  $\Delta \sigma$  от атомного номера можно аппроксимировать выражением

$$\Delta \sigma_{\rm Heypp}^{NA} \sim {\rm const} - \varepsilon \, \lg \, A, \tag{2.8}$$

где ε = 0,11-0,15.

Отметим, что энергетическое поведение адрон-ядерных сечений определяется не только энергетической зависимостью адрон-нуклонных сечений, но и ядерными эффектами (неупругая экранировка), роль которых увеличивается с ростом А. Иными словами, энергетические зависимости адрон-ядерных и адрон-адронных сечений при высоких энергиях различаются и это различие экспериментально может быть легче обнаружено при сравнении полных сечений, поскольку вклад неупругого экранирования в с<sup>AA</sup> больше, чем в с<sup>AA</sup><sub>пол</sub>

## б) А-зависимость.

Экспериментальные данные по адрон-ядерным сечениям дают возможность проследить их зависимость от атомного номера ядра. На рис. 15 приведена *А*-зависимость полных и неупругих нейтрон-ядерных сечений [23, 24] при  $E_x = 160$ —375 Г<sub>э</sub>В. На рис. 16 изображена *А*-зависимость сечения неупругого взаимодействия  $\pi$  и *р* с ядрами [69].

Экспериментальные данные показывают, что во всей изученной области энергий зависимость полных, неупругих и упругих сечений от A описывается выражением типа

$$\sigma_{hA} = \sigma_0 A^{\alpha}. \tag{2.9}$$

Величина σ<sub>0</sub> зависит от соответствующего адрон-нуклонного сечения. На рис. 17 показана зависимость величины σ<sub>0</sub> для неупругого адрон-ядерного



Рис. 15. А-зависимость полных и пеупругих нейтроп-ядерных сечений [23, 24].







Рис. 17. Зависимость  $\sigma_0(\sigma_{00A}^{hh})$  в выражении  $\sigma_{00A}^{hA} = \sigma_0 A^a$ .

сечения от  $\sigma_{non}^{hh}$  [69]. Энергетическое поведение  $\sigma_0$  аналогично энергетической зависимости  $\sigma_{non}^{hh}$ .

В табл. 9 приведены экспериментальные значения параметра  $\alpha$  для различных частиц и ядер [23, 24, 64—69, 76, 79, 80]. Там же указаны значения  $|\Delta \alpha| \equiv |2/3 - \alpha|$ .

<b>T</b> _	1.	2.1	lang-	n
1 a	O.A	ш	La	9

<i>Е</i> , ГэВ	π+		<b>n</b> <sup></sup>		К-		p		p		n	
	a	Δα	a	Δα	α	Δα	α	Δα	a	Δα	a	Δα
20	0,759± 0,006	0,09 <u>+</u> 0,004	0,738± 0,007	0,07± 0,03	0,738± 0,007	0,07± 0,03	0,691± 0,004	0,025± 0,003	0,635± 0,01	0,031±		-
30	0,751± 0,05	0,085± 0,03	0,756± 0,005	0.09± 0,004	0,761± 0,007	0,095± 0,001	0,698± 0,004	0,032± 0,002	0,651± 0,01	0,015± 0,01	-	-
40	0,751± 0,01	0.085± 0,001	0,754± 0,004	0,088 <u>+</u> 0,0022	0,754± 0,006	0,088± 0,003	0,691± 0,004	0,025± 0,004	0,648± 0,01	0,018± 0,01	-	-
50	0,726 <u>+</u> 0,012	0,06± 0,01	0,754 <u>+</u> 0,004	0,088± 0,004	-	-	0,697± 0,004	0,031± 0,004				-
60	0,764± 0,01	0,098± 0,01	0,762± 0,01	0,095± 0,01	-	-	0,719土 0,01	0,053± 0,01	0,658± 0,01	0,032± 0,01	1. 1. 1.	-
160	-	-	-	-	-	1		-	-	1.94	0,77± 0,01	0,094± 0,01
200	0.762± 0,01	0,096± 0,01	0,759± 0,01	0,093± 0,01	0,777± 0,01	0,011± 0,01	0,719± 0,01	0,053± 0,01	0.71土 0,01	0,044± 0,01	0,71土 0,01	0,044± 0,01
300	0,751± 0,011	0,088± 0,011	0,755± 0,01	0,089± 0,01	0,771± 0,011	0,105± 0,011	0.718± 0,01	0,052± 0,013	0.713± 0,013	0,047± 0,01	0.71土 0,01	0,044± 0,01
400	-	-	-	-			0.77土 0.1	0,103± 0,01		-		-
500	-			-	- 5	-	-	-	-		0,72± 0,12	0,054 <u>+</u> 0,1
2300	-	-	-	-	-	-	- mile-	-			0,71± 0,04	0,047± 0,04
	. Anter	1		Section Pro-	here to be	Contraction of the		A BY THE	a number	ALL ALE T	The Contract of	at a stra

Таким образом, экспериментальные данные показывают, что зависимость полных, упругих и неупругих адрон-ядерных сечений от атомного номера ядра близка к зависимости вида  $A^{*/a}$ . Такая зависимость указывает на сильную экранировку нуклонов внутри ядра.

## Выводы

Анализ экспериментальных данных по сечениям адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействий в области энергий 100 ГэВ <  $E_{a}$  < 10<sup>5</sup> ТэВ приводит к следующим выводам.

1. Полные и неупругие сечения адрон-нуклонных взаимодействий после прохождения широкого минимума растут начиная с  $E_a > 100$  ГэВ во всем диапазоне ускорительных энергий. Рост  $\sigma_{\text{пол}}^{pp}$  продолжается и в энергетической области космических лучей, по крайней мере до  $E_a \sim 10^5$  ГэВ. Наиболее приемлемой энергетической зависимостью адронных сечений в области  $100 \div 10^5$  ГэВ является зависимость типа  $\ln_a s$ , где  $\alpha = 1,8\div 2$ . Такое поведение сечений удается объяснить в рамках реджеонной теории поля с  $\alpha_p(0) > 1$  при учете многопомеронных обменов. Для проверки теории необходимо проведение более точных измерений  $\sigma_{\text{пол}}^{pp}$  при  $E_a > 10^5$  ГэВ, где, согласно РТП,  $\sigma_{\text{пол}} \sim \ln^2 s$ .

II. Сечения адрон-адронных взаимодействий в области энергий до  $E_{P}^{s} \sim 1$  ТэВ ведут себя одинаково, независимо от типа сталкивающихся адронов.

III. Разность полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с частицами в области ускорительных энергий уменьшается с ростом энергии по закону  $\Delta \sigma \sim s^{\beta-1}$ , где  $\beta = 0,3 \div 0,5$ , в полном согласии с предсказаниями теории Редже.

IV. Энергегическая зависимость адрон-ядерных сечений отличается от энергетической зависимости адрон-адронных столкновений. При ускорительных энергиях адрон-ядерные сечения остаются практически постоянными вплоть до  $E_a \leq 400$  ГэВ. Эксперименты в космических лучах указывают на рост адрон-ядерных сечений при E > 200 ГэВ, причем с увеличением A рост сечения сдвигается в сторону сольших энергий, что связано с эффектами неупругой экранировки. Зависимость относительного изменения адрон-ядерных сечений с A имеет вид

$$\Delta \sigma^{hA}(A) = \text{const} - (0, 12 + 0, 15) \lg A.$$

Энергетическая зависимость  $\sigma_{\text{неупр}}^{h.1}$  хорошо описывается теорией Глаубера с учетом неупругих перерассеяний. Более слабый рост адрон-ядерных сечений по сравнению с адрон-нуклонными сечениями связан с энергетической зависимостью эффектов экранировки за счет неупругих перерассеяний. Для выяснения роли неупругой экранировки необходимы эксперименты с нейтронами при высоких энергиях, поскольку вклад неупругих поправок более заметен в  $\sigma_{nax}^{nA}$ .

V. Во всей изученной области энергий A-зависимость сечений взаимодействия близка к зависимости типа  $A^{*/*}$ , что указывает на сильную экранировку нуклонов в ядре.

Авторы благодарят С. Г. Матиняна за внимательное прочтение рукописи и многочисленные полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Барашенков В. С. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Изд. Наука, М., 1966.
- 2. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. Атомиздат, М., 1974.
  - Feinberg E. L. Phys. Reports, C5, 240 (1972).
- 3. Матинян С. Г. Научное сообщение ЕФИ-170 (16), 1976.
- Шабельский Ю. М. Материалы шестой школы ИТЭФ, вып. 3, Атомиздат. М., 1979.
- 5. Амальди У. УФН, 124, 651 (1978).
- 6. Любимов В. А. УФН, 121, 193 (1977).
- 7. Никитин Ю. Л., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М. УФН, 121, 3 (1977).
- Никитин Ю. Л., Розенталь И. Л. Ядерная физика высоких энергий, Атомиздат. М., 1980.
- 8. Giacomelli G., Jacob M. Phys. Reports, 55, 1 (1977).
- 9. Yodh G. B. Proc. 14th ICRC, München, 11, 3935 (1975).
- 10. Czyz W. Preprint CERN-78-10, 1978.
- 11. Giacomelli G. Phys. Reports, 23, 123 (1976).
- Тер-Мартиросян К. А. Материалы VIII Всесоюзной школы по физике элементарных частиц и высоких энергий, Ереван, 1975.
- Yodh G. B. Proc. Brookhaven Symp. on procpects of Strong int. at isabeii, BNL, p. 71, 1977.
- Gaisser T. Ibid, p. 85.
   Gaisser T. Rev. Mod. Phys., 50, 859 (1978).
- Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. Атомиздат, М., 1968.
- Григоров Н. Л., Шестоперов В. Я., Рапопорт И. Д. Частицы высоких энергий в космических лучах. Изд. Наука, М., 1973.
- 17. Геворкян С. Р. Препринт ЕФИ-323 (40)-78. Ереван, 1978.
- 18. Николаев Н. Н. УФН, 134, 370 (1981).
- 19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Релятивистская квантовая теория. Изд. Наука, М., 1977.
- 20. Denisov S. P. et al. Phys. Lett., 36 B, 528 (1971).
- 21. Горин Ю. П. н др. В сб. Бинарные реакции, ОИЯИ, Дубна, 1970.
- 22. Giacomelli G. Prog. Nucl. Phys., 12, 77 (1970).
- 23. Marthy P. V. R. et al. Nucl. Phys., B92, 269 (1975).
- 24. Roberts T. T. et al. Nucl. Phys., B159, 56 (1979).
- 25. Мамиджанян Э. А. Докторская диссертация, Тбилиси, 1974.
- 26. Avakian V. V. et al. Proc. 16th ICRC, Kyoto, 13, 64 (1980).
- 27. Macfall J. R. et al. Nucl. Phys., B151, 213 (1979).
- 28. Григоров Н. Л. н др. ЖЭТФ, 33, 1099 (1957).
- 29. Yodh G. et al. Phys. Rev. Lett., 28, 1008 (1972).
- Мамиджанян Э. А. Рапортерский доклад на Всесоюзной конференции по космическим лучам, Ереван, 1979.
- 31. Avakian V. V. et al. Proc. 17th ICRC, Paris, 5, 90 (1981).
- 32. Gaisser T., Yodh G. Proc. 13th ICRC, Denver, 3, 2140 (1973).
- 33. Mackeown P. Proc. of VI Int. Seminar on Cosmic Rays, Bolivie, 3, 684 (1970).
- 34. Ganguli S. N., Subramanian A. Proc. 14th ICRC, München, 7, 2235 (1975).
- 35. Jones L. et. al. Phys. Rev. Lett., 25, 1679 (1970).
- 36. Глаубер Р. УФН, 103, 641 (1977).
- Γρυбов В. Н. ЯΦ, 9, 640 (1969).
   Γρυбов В. Η. ЯΦ, 9, 424 (1969).
   Γρυбов В. Η. ЖЭΤΦ, 56, 802 (1969).
- 38. Канчели О. В., Матинян С. Г. ЯФ, 11, 1305 (1970).
- 39. Канчели О. В., Матинян С. Г. Письма ЖЭТФ, 12, 41 (1970).

- 40. Gaisser T. et al. Proc. 14th ICRC, München, 7, 2161 (1975).
- 41. Нам Р. А. н др. ЯФ, 26, 1036 (1977).
- 42. Belletini G. et al. Nucl. Phys., 79, 609 (1966).
- 43. Yodh G. Inv. Talk. on Int. Coll. on mult. react., Tutzing. 1976.
- 44. Barger V. et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1051 (1970).
- 45. Бабаян Х. П. н др. Изв. АН СССР, сер. фнз., 29, 1652 (1965). Мурлина Е. А. н др. ЯФ, 1, 1079 (1965).
- 46. Григоров Н. Л. ЯФ, 23, 588 (1976).
- 47. Galbraith W. et al. Phys. Rev., 138, 857 (1965). Foley K. L. et al. Phys. Rev. Lett., 19, 857 (1967).
- 48. Denisov S. P. et al. Phys. Lett., 36 B, 415 (1971).
- 49. Amaldi II. et al. Nucl. Phys., B 145, 367 (1978)
- 50. Apokin Ju. et al. Nucl. Phys., B 106, 413 (1976).
- 51. Caroll A. S. et al. Preprint Fermilab-Pub, 78/85-Exp., 1978.
- 52. Tonwar S. C. J. Phys., G5, L193 (1979).
- 53. Battiston R. et al. Phys., Lett., 117 B, 126 (1982).
- 54. Тер-Мартиросян К. А. Письма ЖЭТФ, 15, 734 (1972).
- 55. Волковицкий П. Э. н др. ЯФ, 24, 1237 (1976).
- Dubovikov M. S., Ter-Martirosyan K. A. Nucl. Phys., B124, 163 (1977).
- 56. Moshe M. Phys. Reports, 37, 225 (1978).
- 57. Froissart M. Phys. Rev., 123, 1053 (1961).
- 58. Нам Р. А. н др. Труды ФИАН, 109, 153 (1979).
- 59. Ayeus D. S. et al. Phys. Rev., D15, 3105 (1977).
- 60. Caroll A. S. et al. Phys. Lett., B61, 303 (1976).
- 61. Amaldi U. et al. Phys. Lett., B44, 112 (197).
- 62. Barish B. C. et al. Phys. Rev., D9, 1171, 2689 (1974).
- 63. Померанчук И. Я. ЖЭТФ, 34, 725 (1968).
- 64. Engler J. et al. Phys. Lett., 32B, 716 (1970).
- 65. Jones J. W. et al. Phys. Lett., 36B, 509 (1971).
- 66. Babaev A. et al. Phys. Lett., 51B, 501 (1974).
- 67. Горин Ю. П. н др. ЯФ, 18, 336 (1973).
- 68. Denisov S. P. et al. Nucl. Phys., B61, 62 (1973).
- 69. Caroll A. S. et al. Phys. Lett., B60, 319 (1979).
- 70. Kopeliovich B. Z., Nikolaev N. N. Zs. Phys., C 5, 333 (1980).
- 71. Gsponer A. et al. Phys. Rev. Lett., 42, 9 (1979).
- 72. Григоров Н. Л. н др. Препринт НИИЯФ МГУ, 69-182 (167), 1969.
- 73. Stohan F. Doctoral Thesis, University of Maryland, N. P 8, 77611 (1976).
- 74. Nem R. A. et al. Proc. 14th ICRC, München, 7, 2258 (1975).
- 75. Jones L. W. et al. Nucl. Phys., B13, 477 (1972).
- 76. Мамиджанян Э. А., Мартиросов Р. М. ЯФ, 20, 107 (1974).
- 77. Асейкин В. С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1666 (1972).
- 78. Stohan F. et al. J. Phys., G4, 1169 (1978).
- 79. Бостанджян Н. Х. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 912 (1974).
- 80. Fujioke G. et al. Proc. 15th ICRC, Plovdiv, 7, 2400 (1977).

## ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԱԴՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔՆԵՐԸ

#### Ա. ۹. ԳԱՐՅԱԿԱ, Հ. Զ. ԶԱԶՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՄԻՋԱՆՅԱՆ

Աշխատանբում բերվում են բարձր և գերբարձր էներգիաների տիրույթում ադրոնների՝ նուկլոնների և միջուկների հետ փոխաղդեցության լրիվ, առաձգական և ոչ առաձգական կտրվածքների վերաբերյալ փորձարարական տվյալների և գոյություն ունեցող չափման մեթոդների ընդհանրացումներ։ Փորձարարական տվյալները վերլուծվում են գոյություն ունեցող տեսական մոդելների համաձայն։ Հիմնական ուշագրությունը դարձված է գոյություն ունեցող ամփոփիչ աշխատանըներում և մոնոգրաֆիաներում չըննարկված նոր արդյունըներին։

# THE CROSS SECTIONS OF HADRONIC INTERACTIONS AT HIGH ENERGIES

## A. P. GARYAKA, G. Z. ZAZIAN, E. A, MAMIDJANIAN

The existing methods for the measurement of total, elastic and inelastic cross sections of hadron-nucleon and hadron-nuclei interactions as well as the available measurement data at high and superhigh energies are reviewed. The data are analyzed from the point of view of existing theoretical models, the attention being paid in the main to new results not reflected hitherto in the literature.

.