

Д. р. наблюдается и при рассеянии достаточно быстрых заряд. частиц и атомных ядер, к-рые могут поглощаться мишенями. При этом дифференц. сечение упругого рассеяния заметно отличается от Резерфорда формулы. При $\alpha = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v \ll 1$ эта ф-ла справедлива в области углов рассеяния $\theta < \sqrt{2\alpha/l_0}$, где $l_0 = kR(1 - Z_1 Z_2 e^2 / \mathcal{E}R)^{1/2}$, $Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды сталкивающихся ядер, а \mathcal{E} и v — энергия и скорость падающей частицы. В области углов рассеяния $1/l_0 > \theta > \sqrt{2\alpha/l_0}$ сечение не зависит от θ . При больших θ появляются характерные дифракц. осцилляции. Если $\alpha \gg 1$, ф-ла Резерфорда справедлива при $\theta < 2\alpha/l_0$. Вблизи $\theta \sim 2\alpha/l_0$ сечение рассеяния уменьшается в α раз, а при больших θ носит дифракц. характер. Экспериментально эти свойства Д. р. отчёт-

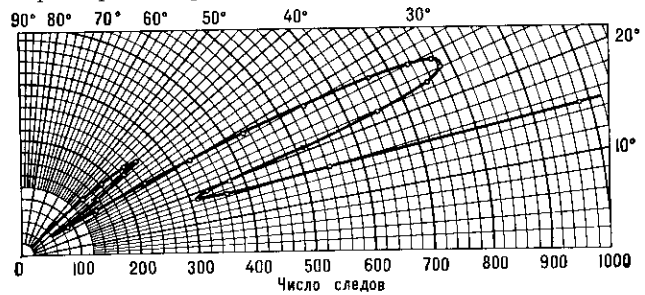


Рис. 2. Угловое распределение α -частиц с энергией 28 МэВ (в лабораторной системе) на ядрах ^{12}C . Положение дифракционных максимумов соответствует дифракционному рассеянию на ядре радиуса $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, A — атомный номер (по Ю. Л. Соколову).

ливо проявляются в упругом рассеянии атомных ядер ядрами мишени (см., напр., рис. 2).

При высоких энергиях адронов поглощение падающей волны, приводящее к Д. р., обусловлено интенсивным рождением частиц в соударениях, т. е. неупругими соударениями, а Д. р. характеризуется след. свойствами: 1) полные сечения взаимодействия медленно растут с увеличением энергии. Впервые этот факт был установлен для K^+p -взаимодействия (Протвино, СССР). Макс.

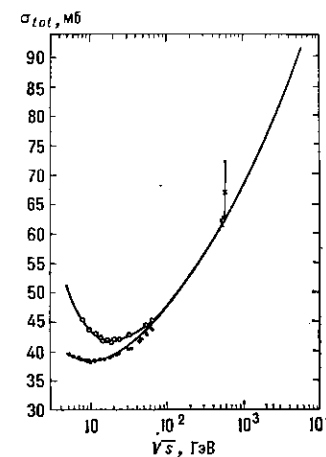


Рис. 3. Зависимость от энергии (в системе центра инерции) полных сечений pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния (соответственно чёрные и светлые точки).

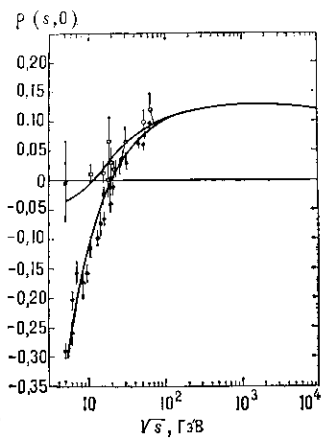


Рис. 4. Зависимость отношения ρ действительной части амплитуды рассеяния к мнимой её части от энергии в системе центра инерции для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния (соответственно чёрные и светлые точки).

энергия адронных столкновений на ускорителях достигнута для $\bar{p}p$ -системы. Полные сечения растут линейно с $\ln^2(s/s_0)$ (где s_0 — параметр размерности квадрата энергии) и составляют прилбл. 42 мб при энергии в системе

центра инерции (с. п. и.) $\sqrt{s} = 20$ ГэВ и 63 мб при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (рис. 3).

2) Упругие сечения σ_s также растут с энергией и составляют небольшую часть (0,1—0,2) от полных сечений. Для $\bar{p}p$ -соударений значения σ_s/σ_{tot} меняются от 0,175 при $\sqrt{s} = 60$ ГэВ до 0,215 при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

3) Упругая амплитуда $f(s, t)$ [где t — квадрат переданного 4-импульса (в единицах $c=1$)] доминирующая мнимая. В зависимости $\rho(s, 0) = \text{Re}f(s, 0)/\text{Im}f(s, 0)$ от энергии наблюдается общая закономерность. Выше 10 ГэВ в лаб. системе (л. с.) (что соответствует $\sqrt{s} \approx 4,4$ ГэВ) значения $\rho(s, 0)$ для $l^{\pm}p$ -, $K^{\pm}p$ -, pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния медленно растут с энергией, являясь при меньших энергиях небольшой отрицат. величиной и меняя знак на положительный при энергии ок. 300 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 24$ ГэВ) для $\bar{p}p$ -рассеяния и ок. 50—80 ГэВ ($\sqrt{s} \approx 10$ —12 ГэВ) для мезон-нуклонных соударений. Вблизи $\sqrt{s} = 540$ ГэВ $\rho_{\bar{p}p}(s, 0) \approx 0,1$ (рис. 4).

4) Дифференц. сечения Д. р. резко направлены вперёд пропорционально $\exp(-B|t|)$ при малых $|t|$, а величина наклона дифракц. конуса B зависит от типа рассеиваемых частиц и энергии. С увеличением энергии величина B медленно растёт, т. е. дифракц. конус

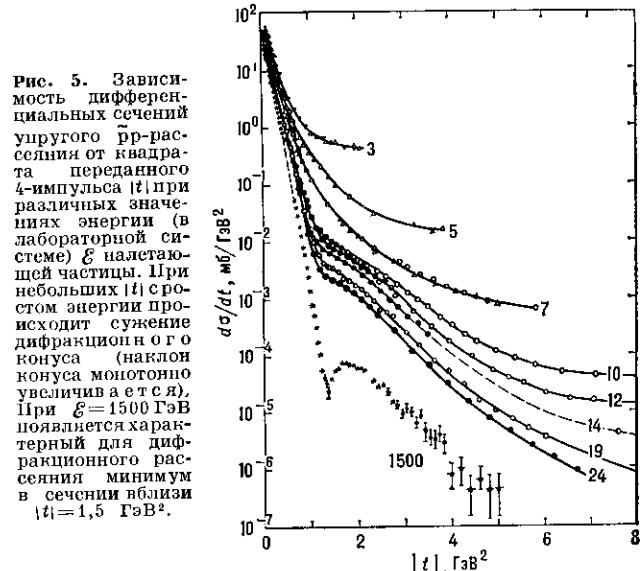


Рис. 5. Зависимость дифференциальных сечений упругого $\bar{p}p$ -рассеяния от квадрата переданного 4-импульса $|t|$ при различных значениях энергии (в лабораторной системе) \mathcal{E} падающей частицы. При небольших $|t|$ с ростом энергии происходит сужение дифракционного конуса (наклон конуса монотонно увеличивается). При $\mathcal{E} = 1500$ ГэВ появляется характерный для дифракционного рассеяния минимум в сечении вблизи $|t| = 1,5$ ГэВ².

сужается. В зависимости B от $|t|$ наблюдается изменение наклона вблизи $|t| = 1,5$ ГэВ², к-рому предшествует экспоненц. уменьшение сечения на 6 порядков (рис. 5).

5) Сечения взаимодействия разл. адронов A и B приблизительно факторизуются, так что $\sigma_{AB}^2 = \sigma_{AA}\sigma_{BB}$.

Общее теоретич. рассмотрение приводит к выводу, что полные сечения адронных взаимодействий σ_{tot} не могут расти асимптотически с энергией быстрее, чем $\ln^2(s/s_0)$ (Фруассара ограничение). Справедливы след. ограничения:

$$\sigma_{tot} \leq c_1 \ln^2(s/s_0);$$

$$\left. \frac{d\sigma_s}{dt} \right|_{t=0} < c_2 \ln^2(s/s_0) \sigma_s;$$

$$|\rho(s, 0)| = \left| \frac{\text{Re} f(s, 0)}{\text{Im} f(s, 0)} \right| \leq c_3 \ln(s/s_0) \sigma_s^{1/2} / \sigma_{tot},$$

где c_1, c_2, c_3 — постоянные. Для дифракц. сечений взаимодействия выполняется Померанчука теорема, согласно к-рой асимптотич. сечения взаимодействия с заданной мишенью одинаковы для частиц и античастиц. Т. о., при высоких энергиях $\sigma_{tot}^{pp} = \sigma_{tot}^{\bar{p}p}$, $\sigma_{tot}^{\pi^+p} = \sigma_{tot}^{\pi^-p}$ и т. д.