волны де Бройля частицы. При $S_l = -1$ сечение $\sigma_l^{\text{упр}}$ достигает максимума и равно

$$\left(\sigma_l^{\text{упр}}\right)_{\text{макс}} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1), \qquad (7)$$

при этом $\delta_l = \pi/2$ (резонанс в рассеянии). Т. о., при резонансе сечение процесса определяется де-бройлевской длиной волны $\lambda\!\!\!^{-}$ и для медленных частиц, для к-рых $\lambda\!\!\!^{-} \gg R_0$, где R_0 — радиус действия сил, намного превосходит величину πR_0^2 (классич. сечение рассеяния). Это явление (необъяснимое с точки зрения классич. теории рассеяния) обусловлено волновой природой микрочастиц.

Др. проявлением волновой природы микрочастиц служит дифракц. рассеяние — упругое рассеяние быстрых частиц на малые углы $\vartheta \sim \lambda\!\!\!^{-}/R_0$ (при $\lambda\!\!\!^{-} \ll R_0$), обусловленное отклонением де-бройлевских волн налетающих частиц в область геом. тени, возникающей за рассеивающей частицей (см. рис. 1 в ст. *Дифракционное рассеяние*). Т. о., дифракц. рассеяние аналогично явлению дифракции света.

Зависимость сечения рассеяния от энергии вблизи резонанса определяется *Брейта — Вигнера формулой*

$$\sigma_l = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)\,\frac{(\Gamma/2)^2}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)^2+(\Gamma/2)^2}, \qquad (8)$$

где $\mathscr{E}_0$ — энергия, при к-рой сечение достигает максимума (положение резонанса), а Γ — ширина резонанса. При $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 + \Gamma/2$ сечение $\sigma_l = \sigma_l^{\text{макс}}/2$.

Полное сечение всех неупругих процессов

$$\sigma^{\text{неупр}} = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l^{\text{неупр}}, \qquad (9)$$

$$\sigma_l^{\text{неупр}} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)(1-|S_l|^2). \qquad (10)$$

Условие унитарности ограничивает величину парциального сечения для неупругих процессов:

$$\sigma_l^{\text{неупр}} \leqslant \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1). \qquad (11)$$

Для короткодействующих потенциалов взаимодействия осн. роль играют фазы рассеяния с $l \lesssim R_0/\lambda\!\!\!^{-}$, где R_0 — радиус действия сил; величина $l\lambda\!\!\!^{-}$ определяет мин. расстояние, на к-рое может приблизиться к центру сил свободная частица с моментом l (прицельный параметр в квантовой теории). При $R_0/\lambda\!\!\!^{-} \ll 1$ (малые энергии) следует учитывать только парциальную волну с $l = 0$ (S-волну). Амплитуда рассеяния в этом случае

$$f \approx \frac{1}{2ik}\left[\exp(2i\delta_0)-1\right] = \frac{1}{k\,\mathrm{ctg}\,\delta_0 - ik} \qquad (12)$$

и сечение рассеяния не зависит от ϑ (рассеяние сферически симметрично). При малых энергиях

$$k\,\mathrm{ctg}\,\delta_0 \approx -\frac{1}{a} + \frac{1}{2}r_0k^2. \qquad (13)$$

Параметры a и r_0 наз. соответственно *длиной рассеяния* и **эффективным радиусом рассеяния**. Их находят из опыта, и они являются важными характеристиками сил, действующих между частицами. Длина рассеяния равна по величине и противоположна по знаку амплитуде рассеяния при $k = 0$. Полное сечение рассеяния при $k = 0$ равно $\sigma_0 = 4\pi a^2$.

Если у частиц имеется связанное состояние с малой энергией связи, то их рассеяние при $R_0/\lambda\!\!\!^{-} \ll 1$ носит резонансный характер. Типичный пример — рассеяние нейтронов протонами в состоянии с полным спином $J = 1$, в к-ром система нейтрон — протон имеет связанное состояние (дейтрон). В этом случае длина рассеяния a отрицательна, а сечение рассеяния зависит только от энергии связи.

Если параметр $R_0/\lambda\!\!\!^{-}$ невелик, фазы рассеяния могут быть получены из измеренных на опыте сечений, поляризаций и др. величин. Эта процедура наз. *фазовым анализом*. Найденные фазы рассеяния сравниваются с теоретич. предсказаниями и позволяют получить важную информацию о характере взаимодействия.

Информацию о взаимодействии дают измерения *поляризационных эффектов*. Для упругого рассеяния частиц со спином 0 на частицах со спином $^1/_2$ (напр., пион-нуклонного рассеяния) вместо (2) имеем

$$\psi_0(r) \sim \exp(i\mathbf{kr})u_\sigma + M_{\sigma\sigma'}(\mathbf{k}',\mathbf{k})u_{\sigma'}\exp(ikr)/r. \qquad (14)$$

Здесь $\mathbf{k} = \boldsymbol{p}/|\boldsymbol{p}|$ и $\mathbf{k}' = \boldsymbol{p}'/|\boldsymbol{p}'|$ ($\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{p}'$ — начальный и конечный импульсы в с. ц. и.), u_σ — спинор, описывающий состояние нач. частиц, $M_{\sigma\sigma'}(\mathbf{k}',\mathbf{k})$ — 2×2-матрица, называемая **спиновой матрицей рассеяния**, σ — спиновый индекс (по повторяющемуся индексу σ' производится суммирование). Из сохранения полного момента и чётности (инвариантности относительно вращений и пространственных отражений) следует, что матрица M имеет общий вид

$$M = a + b\sigma\boldsymbol{n},$$

где a и b — комплексные ф-ции скаляров $\mathbf{kk}'$ и $\mathbf{k}^2$, σ_i — *Паули матрицы*, $\boldsymbol{n} = [\mathbf{kk}']/|[\mathbf{kk}']|$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Примем за ось квантования вектор $\boldsymbol{n}$. Из (14) следует, что амплитуда рассеяния частиц со спином, направл. «вверх», отличается от амплитуды рассеяния частиц со спином, направл. «вниз». Если, напр., начальные (рассеиваемые) частицы неполяризованные (ср. значение спина равно нулю), то после рассеяния абс. величина ср. значения спина (**поляризация**) равна $2\mathrm{Re}(ab^*)/(|a^2|+|b^2|)$.

В общем случае спиновое состояние частиц описывается **спиновой матрицей плотности**. Для частиц со спином $^1/_2$ она имеет вид

$$\rho_0 = \frac{1}{2}(1+\sigma\boldsymbol{P}_0), \qquad (15)$$

где $\boldsymbol{P}_0 = \langle\sigma\rangle$ — вектор поляризации нач. частиц (ср. значение спина). Спиновая матрица плотности ρ рассеянных частиц связана со спиновой матрицей плотности нач. частиц ρ_0 соотношением

$$\rho = M\rho_0M^+ \qquad (16)$$

($^+$ означает эрмитово сопряжение). В случае поляризов. нач. частиц сечение рассеяния равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\boldsymbol{P}_0} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(1+\boldsymbol{AP}_0), \qquad (17)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_0$ — сечение рассеяния неполяризов. частиц. Вектор $\boldsymbol{A}$ наз. **вектором асимметрии**. Если сохраняются полный угл. момент и чётность, то

$$\boldsymbol{A} = A\boldsymbol{n}, \qquad (18)$$

где асимметрия A является ф-цией $\mathbf{kk}'$ и $\mathbf{k}^2$. Для того чтобы определить A из данных опыта, следует измерить сечение при разных значениях нач. поляризации. Имеем

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_{\boldsymbol{P}_0}-(d\sigma/d\Omega)_{-\boldsymbol{P}_0}}{(d\sigma/d\Omega)_{\boldsymbol{P}_0}+(d\sigma/d\Omega)_{-\boldsymbol{P}_0}} = \boldsymbol{P}_0\boldsymbol{A} = (\boldsymbol{P}_0\boldsymbol{n})A. \qquad (19)$$

Соотношение (19) имеет место для упругого рассеяния поляризов. частиц со спином $^1/_2$ на неполяризов. частицах с произвольным спином s. При этом справедливо след. равенство:

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{P}, \qquad (20)$$

где $\boldsymbol{P}$ — поляризация, возникающая при рассеянии неполяризов. частиц. Равенство поляризация — асим-