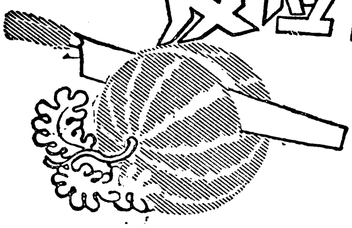

反应截面是怎么回事？

闵 德 芬

核反应和基本粒子反应的研究是我们认识原子核和基本粒子的结构和相互作用性质的最重要的手段．实验上提供给我们的主要信息是各种截面，它可以告诉我们在碰撞过程中发生各种反应过程的可能性（几率）．

提起截面，有的同志马上会想到，一个西瓜，一切两半，切出来的平面就是西瓜的截面．这样朴素的想法不是没有意义的．如果我们把原子核或基本粒子简单地看作是一个半径为 R 的球体，那么它的截面就是 πR^2，称为几何截面，记为 σ_g．从经典力学考虑，一束平行入射的粒子流，只有垂直于入射方向的 πR^2 面积里的粒子能打着靶核，发生散射、吸收等相互作用过程．打不着靶核的入射粒子就不与靶核发生相互作用．

但是，微观粒子的运动规律并不遵从经典力学，而是遵从量子力学．这里至少有两点应该指出，第一、入射粒子并不是经典力学的质点，它既具有粒子性，又具有波动性．一定能量的粒子具有一定的波长，能量高的粒子波长短，能量低的粒子波长长．第二、入射粒子与靶核的相互作用范围不一定就是直接碰到靶核的区域，而与核周围的位势有关．因此，原子核的几何截面 σ_g 不能真正反映入射粒子与靶核相互作用几率的大小．例如，^{198}Au 的几何截面容易算出是 $\sigma_g = 2.1\times10^{-24}\text{cm}^2$．当用慢中子打它，中子被俘获，放出 γ 射线，发生 $^{198}\text{Au}(n,\gamma)^{199}\text{Au}$ 反应．实验测出这种反应的截面是 $\sigma = 3.5\times10^{-20}\text{cm}^2$，可见 σ 与 σ_g 差别之大．

实际上，有效截面是一个假想的截面，它是这样规定的，即对每个原子核指定一个与入射方向垂直的有效面积 σ（比如说是一个假想的圆盘），打到这个假想圆盘上任何一部分的入射粒子都能与核发生相互作用，打不着这个圆盘的就不与核发生作用（图 1）．有效截面 σ 的大小既决定于反应的具体类型，又决定于入射粒子的能量．表示截面 σ 大小的单位是巴（b）或毫巴（mb），$1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2 = 100\text{fm}^2$，$1\text{mb} = 10^{-3}\text{b}$．实际遇到的截面数值可以相差很悬殊，各种核反应截面 σ 的数值约在 10^6—10^{-19}b 的范围．

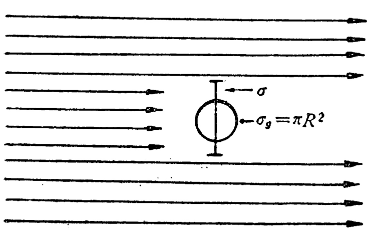

图 1　反应截面 σ（假想圆盘的面积）与靶核几何截面 σ_g

怎样从实验上测量这个有效截面 σ 呢？我们可以把某种元素的样品做成厚度为 d 面积为 A 的薄片作为靶，设这个靶中包含 N 个原子核，每个核的有效截面是 σ．如果靶做得很薄，使得每个核的有效截面 σ 并不互相遮盖或重叠（图 2 表示相反的情况），则靶的整个有效截面是 $N\sigma$．当入射粒子均匀射在靶样品薄片的面积 A 上时，入射粒子与靶核发生反应的几率就是 $P = N\sigma/A$，以 n 表示每秒钟入射粒子数，那么每秒钟发生反应的数目就是 $B = Pn = N\sigma n/A$，由此可知

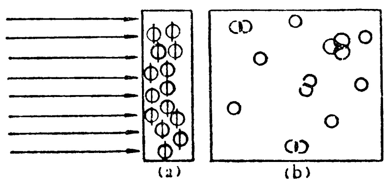

图 2　靶核有效截面重迭的情况

(a) 从侧面看　(b) 沿入射方向看

$$\sigma = \frac{B}{n}\frac{1}{N/A}$$

$$= \frac{\text{每秒反应数}}{\text{每秒入射粒子数}\times\text{单位面积的靶核数}}$$

通过上式就把 σ 与实验可测量的物理量联系起来了．

任何反应的结果必然有出射粒子，截面表示了反应几率，同时也就表示了出射粒子的几率．一般说，出射粒子流在不同方向有不同的强度．在许多情况下我们要研究出射粒子跑到一

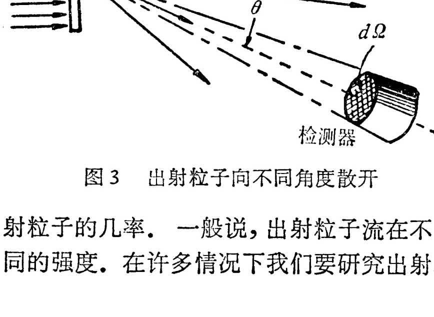

图 3　出射粒子向不同角度散开

定方向上的几率．假定跑到θ方向上$d\Omega$立体角内(图3)的出射粒子的几率由$d\sigma$表示，那么$d\sigma/d\Omega\equiv\sigma(\theta)$就表示粒子跑到$\theta$方向上单位立体角内的几率．$\sigma(\theta)$叫做角分布或微分截面，它的单位是（毫巴/单位立体角)，记为 mb/sr．

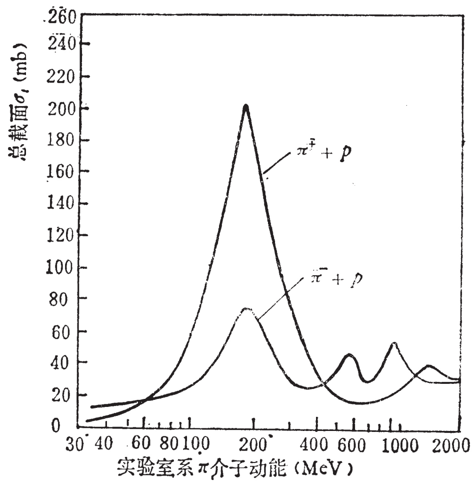

图4　$\pi^+ + P$ 和 $\pi^- + P$ 反应的总截面随π介子动能变化的关系

对于某一具体类型的反应，各个方向的微分截面的总和(立体角积分)给出这一类型反应的总截面．如果在碰撞过程中，同时发生几种反应，每种反应的出射粒子不同，那么全部过程的总截面就等于各类过程总截面之和．

在理论上和实验上常常要研究总截面值随入射粒子能量的变化关系，以及微分截面值随角度的变化关系．作为例子，图4画出π^+介子和π^-介子与质子弹性散射总截面σ_t随入射π介子动能变化的关系曲线．从图中看出，在π介子动能为 170MeV 时总截面呈现很大的峰值，这对应于质子的第一激发态．质子激发态的性质正是通过分析这种总截面随能量的变化而得到的．第二个例子，图5画出入射中子能量分别为40、90和260MeV（实验室坐标系）时的中子-质子散射角分布（实验数据点和理论曲线)．可以看出当能量小于260MeV，角分布曲线在 90°出现极小值，并且前后对称(向前跑和向后跑的中子数差不多)，这曾为核力存在交换力的成分提供有力证据．

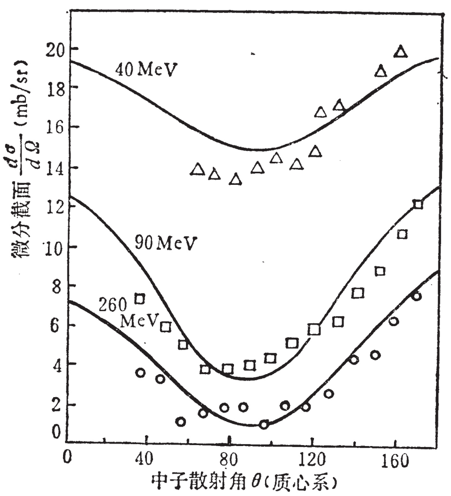

图5　不同入射能量的 n-P 散射角分布

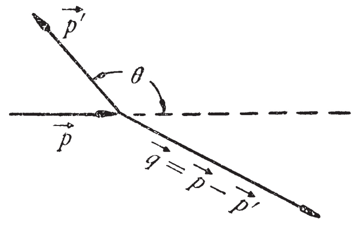

图6　动量转移 $\mathbf{q}$ 的意义

微分截面通常还可表示成 $d\sigma/d\Omega=|f(\mathbf{q})|^2$，$f(\mathbf{q})$叫做散射振幅，$\mathbf{q}$ 表示入射粒子动量 $\mathbf{p}$ 与出射粒子动量$\mathbf{p}'$之差：$\mathbf{q}=\mathbf{p}-\mathbf{p}'$．$\mathbf{q}$ 称为动量转移（图6)．对于弹性散射，$|\mathbf{p}|=|\mathbf{p}'|$，由图6用简单的几何学知识可以证明，动量转移的数值为 $|\mathbf{q}|=2|\mathbf{p}|\sin(\theta/2)$，$|\mathbf{q}|$ 与散射角 θ 有关．当θ由0°增至180°时，$|\mathbf{q}|$ 由零值增至最大值$2|\mathbf{p}|$．对于一定的入射能量，弹性散射振幅实际上是散射角θ的函数，常记为$f(\theta)$，它的物理意义由图7可以看出．按照量子力学，沿z轴方向入射的单能粒子流由平面波e^{ikz}表示，$k=|\mathbf{p}|/\hbar$ 称为入射粒子的波数，$\hbar=h/2\pi$，h是普朗克常数．远离相互作用区域的出射粒子由球面波表示（图7)，在θ方向上r点的球面波振幅为 $f(\theta)e^{ikr}/r$，$f(\theta)$ 的意义是反映散射后出射球面波的振幅在不同方向可能是不同的．

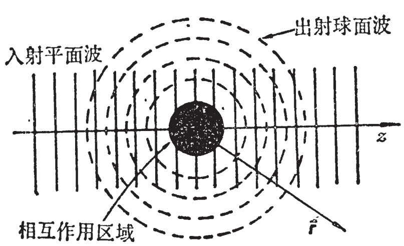

图7　远离相互作用区域的入射平面波和出射球面波

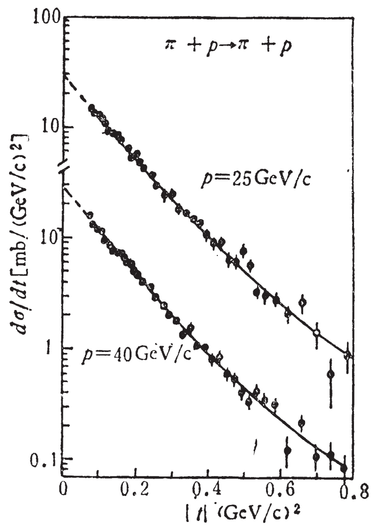

图8　$\pi^- - P$ 弹性散射（小$|t|$区域)

当相互作用的粒子能量非常高时，要考虑相对论

效应．为了满足罗仑茨协变性的要求，要采用四维动量，即

$$p = \{E/c,\ p_x,\ p_y,\ p_z\}$$
$$= \{E/c,\ \mathbf{p}\},$$

这里 c 为光速，E 为粒子能量（包括固有能量）．散射前后的四维动量转移为

$$q = \{(E - E')/c,\ \mathbf{p} - \mathbf{p}'\},$$

这里 E 和 $\mathbf{p}$ 分别是入射粒子的能量和动量，E' 和 $\mathbf{p}'$ 分别是出射粒子的能量和动量．在高能物理中常常使用 q^2 作为变量，$q^2 = [(E - E')^2/c^2] - (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2$，并用符号 t 表示：$t \equiv q^2$．质心坐标系中的微分截面 $d\sigma/d\Omega$ 也可表示成 $d\sigma/dt$．对于弹性散射过程，t 与质心系中的散射角 θ 有简单的关系：$t = -2|\mathbf{p}|^2(1 - \cos\theta)$，$t$ 一般为负值，单位一般取为 $(\mathrm{GeV}/c)^2$．作为例子，图 8 画出由高能 π^- 介子与质子弹性散射实验得出的 $d\sigma/dt$ 与 $|t|$ 的关系曲线．这类高能实验可以用来研究核子的尺寸和结构．　　　**（题头设计：吴文渊）**