

浅谈粒子的相互作用截面

谢诒成

粒子物理学的研究对象既是微观粒子，自然要了解在这一层次上的物质性质，包括粒子之间的相互作用及粒子的内部结构。与任何其它自然科学一样，要达到这些目的，必须进行大量的观测，才能总结其规律。鉴于微观粒子空间线度在 10^{-8} 厘米以下，靠肉眼“看”到它们是相当困难的，所以我们要借助适当的实验仪器，采取一些有效而简便的实验方法。

由于微观粒子的特性，散射过程成为粒子物理的重要实验手段。让一束高速粒子沿某个方向射到在实验室静止放置的靶上，由于靶中的原子核或其它粒子对入射粒子有作用，使其改变运动状态或转变为其它粒子，这种过程叫散射，如果散射后粒子种类未变只改变运动状态，称为弹性散射，如果散射过程中产生了原来没有的粒子，或入射粒子、靶粒子的种类发生了转变，则称为非弹性散射。在粒子物理发展过程中，对散射现象的研究给我们提供了大量有用的信息。

“盲人摸象”故事新编

这是一个家喻户晓的寓言：几个盲人想知道“象”这种动物究竟是什么样的，就来到了大象面前，每人触摸到大象身躯的某个部位，并把自已对此部位的感觉当成了对整个大象的印象，从此给人们留下了笑柄，故事告诫人们要避免片面性，应力求全面地了解事物的各个方面。

现在让我们假想那几位盲人得知自己犯了方法论上的错误，于是痛改前非，每个人都尽可能地摸遍大象各个部位，然后坐下来讨论，交流各人的印象。这时盲人们必然会得出相当接近真实情况的结论。所以，尽管有时会由于缺乏某种条件使得不能直接观测到一些客观事物，但只要充分利用其它条件，再加上尽量全面地从各个侧面去探索，人们还是能了解这些事物的。

在微观粒子面前，人类有时就如同盲人一般，虽然已经先后发明了云雾室、气泡室等装置，利用粒子通过仪器内的物质时使其电离的特点，让被电离的物质来显示粒子运动留下的痕迹，并用照相的方法记录下来，但这毕竟是静态的记录，要掌握粒子运动规律，仅靠径迹照片是远远不够的，因为它不能完全反映粒子运动

的变化和发展。然而被研究的粒子速度通常都非常高，粒子与物质的作用时间非常短，转瞬即去，要抓拍粒子在发生作用的极短时间内的动态“影片”谈何容易，所以很难得到有关作用情况的细节。

况且，由于微观粒子具有波粒二象性，以完全相同的初始条件入射的一束粒子，经受完全相同的相互作用后，测量其末态的位置或动量将会发现有许多可能性。例如电子衍射实验中，同样动量的电子被限定穿过小孔后并不都到达收集器的同一点。这样，即使我们能把粒子的作用过程拍摄下来，也不能由一次观测来判断粒子的运动规律。

如此说来，对微观粒子的运动规律是否根本不可能得到全面的正确的认识呢？答案当然是肯定的。我们知道，在力场中微观粒子的运动不是象经典粒子那样用一条“轨迹”来描述，而是用一些状态来描述，在各状态下，粒子的能量、动量、角动量等力学量各取一些值，这些值通常是不连续的，也就是量子化的。当我们每次对粒子力学量作测量时，一般不总是得到分立值中的某一个，而是有时测得这个值，有时测得另一值。但是当一定初始状态的粒子在一定力场中运动，测量它的力学量得到某一值的几率是一定的。这就是说，如果我们对同样的粒子作无穷多次测量，一定可得到粒子处于所有可能状态的几率。这样，就完全掌握了该粒子在这种力下的运动规律。所以，对微观粒子，统计的概念是十分重要的。在实际中，虽然不可能做到无穷多次测量，只要次数足够多，就可达到统计上的要求，不致犯与盲人们初次摸象相似的错误。

在黑屋子里开枪的射手

当我们让一束粒子射向一个靶时，粒子与靶中物质将发生相互作用，因而粒子就处在一定的力场中。力的作用使原来速度大小和方向相同的入射粒子各自散开，以不同的速度从不同的角度出射。如前所述，虽然我们不知道某个粒子会沿什么方向出射，但可以测量到一束粒子中达到某个出射状态的粒子数，从而得到粒子从初态改变到该末态的几率。

说到几率，很容易联想起射手的命中率问题。任

何一个高明的射手也不可能真正百发百中，如果让一个神枪手与一个初出茅庐之徒比武，每人只许发一枪，不可排除会发生前者偶然失误把子弹打飞而后者超常发挥一举射中的事件。不过谁都知道发生这种事件可能性极小，因为前者的命中率远高于后者。对于射手来说，命中率就是他在多次射击中打中靶心的次数所占总次数的比例，即射中的几率。

粒子的散射与射击多少有点相似，不同的是肉眼看不到粒子碰撞靶的细节，不知道哪些粒子“命中”，哪些“偏”一点，还有哪些没有“撞到”靶。这好比一个射手在一间黑屋子里由一端向另一端射击，尽管他向对面墙上发出无数颗子弹，但他无法瞄准，也不知道自己的成绩。在这种情况下如何确定命中率呢？假如我们知道射手对面墙的大小和靶（例如为有一定直径的圆）的大小，又假定只要子弹落在靶内（即圆内）即算命中，那么靶面积越大黑屋中射手的命中率就越高。若射手的子弹均匀地射到对面墙上，命中率就等于圆面积与墙面积之比，当墙的大小恰好是一个单位面积时，靶面积大小就是射中靶的几率。微观粒子散射截面概念的引入与这个例子不无联系。

当一束粒子射到一片靶物质时，将被靶原子散射。假定靶非常薄，以致对入射粒子而言，靶中原子基本上不会互相“遮蔽”。在这种情况下，显然粒子与原子碰撞的机会与单位面积靶中所含原子个数成正比，而粒子与原子碰撞机会越多，被散射的可能性越大。设含有 I 个粒子的入射束射到原子面密度为 n 的薄靶上，发生散射的次数 N 与 I 、 n 的关系为 $N = \sigma I n$ ，这里的比例系数 σ 就是散射截面。我们可对 σ 作这样的几何解释：因为靶的单位面积中含有 n 个原子，相当于每个原子占据靶的 $\frac{1}{n}$ 面积，设想在每个原子周围以原子为中心作一个圆，其面积为 σ ，这个圆代表的物理意义是任何一个进入这个面积的粒子一定被原子散射。因为由上面的定义可知

$$\frac{N}{I} = \frac{\sigma}{1/n},$$

左面是散射的相对粒子数，右面是两个面积之比。所以 σ 表示了一个粒子与靶原子碰撞时发生散射的几率。 σ 这个量的量纲是面积的量纲，故“截面”这个名称是很恰当的。但是上面的几何直观理解虽然简捷明了，却容易使人发生误会，以为每个原子周围真有一个圆。其实，截面只是从数量上表示某一种靶使已知入射粒子发生散射的几率，它是一个物理量，确切地讲，散射截面是，当入射束流通量为单位时间单位面积一个粒子时，在靶中单位散射体上从初态转变到某种末态的几率。

理论和实验的桥梁

当研究一个具体散射过程时， I 和 n 一般是已知

的， N 可由实验来测定，因此截面是实验上可测量的物理量。另一方面，根据量子理论，当所受的力场给定以后，粒子从一定初态转变到任何一个末态的几率都是完全确定的。假如我们掌握了支配散射过程的力的情况，就可根据力场来计算出散射截面，这个结果与实验测量值应该是一致的。反过来，对于一个力场尚不清楚的相互作用过程，实验测得的截面可为了解力的情况提供线索。理论上可以设想力场的形式，然后把计算结果与实验数据比较，一旦出现矛盾，就须重新选择或修改所假设的力场，直到两者相符。这种比较分析的手法是粒子物理中常用的。通过不断探索，人们逐渐掌握了未知相互作用的情况，也可从中得到粒子内部结构的信息。

事实上早在人类刚刚涉足微观世界的本世纪初，散射截面就在研究原子结构时起了关键作用。1911年卢瑟福发现当一束 α 粒子射向金属薄靶后受金属原子中正电荷作用而偏转方向，其中有一些偏转的角度很大。卢瑟福认为这个现象是由于原子内有一质量很大的正电中心所致。

当时，已公认原子的成分有若干个质量极小带负电的电子和带有等量电荷的正电部分，原子的质量主要由正电部份携带，但尚未弄清正电荷是如何分布在原子内的。有一种颇能为人接受的模型是把原子想像成类似于一个球状果酱面包，正电部分即“面包”主体，其大小为原子尺度（约 10^{-8} 厘米），电子就是嵌埋于其中的“葡萄干”。假如果真如此，则当带二个单位正电荷的 α 粒子接近原子时，将主要受到均匀分布在球状空间内的正电荷的斥力，由于这种力来自球的每一点， α 粒子穿过球时受到的斥力的矢量和比在球外时小，且越接近球心越小。因此，按照这种模型 α 粒子发生大角度偏转的可能性几乎为零，显然与事实不符。

卢瑟福设想原子的正电荷全部集中在一个极小的范围，而且这个正电中心占据了原子的几乎全部质量，当 α 粒子靠近这个核心时，受到的斥力是与它离核的距离平方成反比的。所以一些正射到原子的 α 粒子将因受力很大而被反弹回去。卢瑟福认为这就是实验上观测到相当数量大角度散射 α 粒子的缘由。为了证实这个想法，他推导出了在这个模型假设下，任意方向单位立体角内出射的粒子数与入射束流通量之比的公式，这个公式所表示的量称为微分截面，所有立体角微分截面之总和为此散射过程的总截面。

由于卢瑟福公式与实验测量数据相当吻合， α 粒子散射实验为原子的行星模型提供了有力的证据。

如果说上面的例子有点“老生常谈”的话，下面我们要讲的电子与质子散射的例子将表明高能粒子散射如何成为窥探粒子深处奥秘的手段。

对于两个点电荷之间的电磁相互作用规律人们早就了解得比较清楚，将此规律用于一个电子与一个 μ

子散射过程,得到的截面公式与实验符合,说明电子和 μ 子确实可看作点粒子即使它们有一定大小,至多不超过 10^{-13} cm,一般情况下可以忽略不计.我们知道在电磁性质方面质子与电子、 μ 子相似,都是自旋为 $\frac{1}{2}$ 的粒子,电荷数都是一个单位,所不同之处除电性相反外,质子的质量是电子的1800倍,比 μ 子质量也大得多.假若质子也是点粒子,或其大小可忽略,则 $e-\mu$ 散射的截面公式应同样适用于 $e-p$ 弹性散射,只需把电子或 μ 子质量改成质子质量,电荷改号即可.然而,事实是当能量到达几千MeV时,电子与质子散射的微分截面与 $e-\mu$ 散射有相当大的差别,特别是高能电子在大角度方向出射的几率很快下降,启发我们相信质子的电荷不是集中于一点,而是分布在一定范围内.通过计算,估计出这个范围约为 10^{-13} cm.不仅如此,电子对中子的弹性散射微分截面也表明中子有电荷分布,而整个中子是电中性的.上述实验虽然不是直接证明质子、中子有结构,至少说明它们有一定的大小.为更深入研究质子、中子等粒子的内部结构,人们继续提高入射电子能量.

当电子能量高达几个GeV时, $e-p$ 散射末态中除了出射电子外还可产生许多粒子,发生这类事件的过程称为深度非弹性散射.如果 $e-p$ 弹性散射截面说明了质子有电荷分布,那么 $e-p$ 深度非弹性散射截面又告诉我们什么呢?测量深度非弹性散射过程的截面发现在大角度方向电子出现的几率比弹性情况下大得多,并有所谓“无标度性”行为.这使人们自然地类比于当年的卢瑟福实验,大角度散射事件的来源是否也出自某些点电荷?经理论研究证明,质子内部确实存在若干点状的自旋为 $\frac{1}{2}$ 的带电粒子,它们叫层子(即夸克).深度非弹性散射实质上是电子与层子的弹性散射,层子经与电子作用后激发出大量粒子.结合其它实验事实,人们认识到层子是构造一类称为“强子”的粒子的组份,它们自旋均为 $\frac{1}{2}$,有六种不同的“味”量子数,组成质子的层子是两个 u 层子(电荷 $\frac{2}{3}e$),一个 d 层子(电荷 $-\frac{1}{3}e$).

揭示微观世界奥秘的手段

截面的研究还提供了层子有三种“颜色”量子数的证据.实验上观测到一个正电子与一个负电子转变为一个正 μ 子与一个负电子的过程,也观测到一个电子与一个负电子转变为许多强子的过程,这两种过程的总截面之间存在着简单的正比关系,因为强子都是由层子组成的, $e^+e^- \rightarrow$ 强子的过程可看作先由一对电子转变为一对正反层子,这两个层子再完全转变为强

子.由于层子的电荷数不是1而是 $\frac{2}{3}$ 或 $-\frac{1}{3}$,因此一对电子转变为一对层子的几率是同样能量下转变为一对 μ 子的几率的 $\frac{4}{9}$ 或 $\frac{1}{9}$ 倍.然而人们为了解另一一些实验现象提出了每种“味”的层子又有三种“色”,不同“色”的层子在电磁性质上完全相同.于是每种层子对上述过程截面的贡献应包括三种“色”的层子,故又要倍之以三.测量 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 和 $e^+e^- \rightarrow$ 强子两种过程总截面之比,发现因子“3”是拟合实验数据所必不可少的,可见层子确实有“色”量子数,层子的“色”共有三种.

显而易见,散射截面与参与过程的粒子能量有关.因为相互作用必然伴随着粒子间能量的转移,而过程前后总能量应保持守恒,故有些过程只有当初态粒子能量达到一定数值时才能发生.就拿前面的例子来说,当 $e-p$ 散射的能量不高时只有弹性过程发生,随着能量的增高,可发生非弹过程且相对几率越来越大.另外,在某些过程中,当总能量在某值附近时,散射截面突然增大许多,在截面与能量关系曲线中显示出一个峰,这种现象称之为“共振”.之所以有共振峰是由于在该能量下过程中恰好可产生某个粒子,故粒子间发生作用的几率明显增大.又因这种粒子很不稳定,所以在末态中并不能直接观测到,根据截面在此附近有突变,可判断不稳定粒子存在,共振发生时的能量就是该粒子的质量乘以光速平方,粒子的电荷、自旋等也可由初末态粒子的性质推知.借助这种分析方法,人们先后发现了许多重要的新粒子,其中包括1974年发现的 J/ψ 粒子和1983年发现的 W^\pm 、 Z^0 粒子.

此外,掌握各种粒子过程的截面数据对于了解粒子间相互作用性质的重要意义更是不言而喻的.既然一个过程的截面决定于初末态粒子性质及它们之间的相互作用,那末截面也就反映了出现于粒子间的相互作用的特征.我们就是通过积累有关截面的知识及其它必要的实验数据逐渐认识到在粒子之间存在着四种相互作用,即电磁作用、弱作用、强作用和引力作用.