

在极化核子-核子散射中的自旋效应

陈昌

详细地阐明基本粒子的结构是高能物理的中心问题之一。这个问题可以从几个不同的途径去探讨，例如电子-质子的深度非弹性散射，中微子-核子单举散射等等。但是很少从极化现象（即考虑粒子自旋的效应）来研究基本粒子的结构。

近几年来极化现象的研究告诉我们，它是基本粒子相互作用信息的丰富来源，因此是获得粒子结构细节的一个有效途径。本文简要地介绍一下。“自旋”这一微观粒子的固有属性对人们认识物质结构所起的作用；在核子-核子散射中考虑自旋效应将为人们提供哪些有用的信息；迄今为止人们从中又观察到了哪些新的现象和新的结果。

一、从陀螺的旋转到粒子的自旋

所有的微观粒子如质子、中子、电子、夸克等等，都有一种固有属性：自旋。古典的图象想象这些粒子象陀螺那样围绕它自己内部的轴转动，我们可用一个矢量来描写它（图1）。这是一个平行于转动轴的箭头，

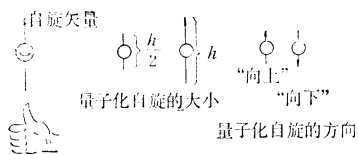


图1 自旋矢量的图示

它的长度正比于自旋的大小，箭头的方向可由右手定则来规定。如果右手的手指

卷成与转动方向一致，那末竖起的大拇指的方向即为自旋矢量的方向。

自旋的大小以 \hbar 为单位。 $\hbar = h/2\pi$ ， h 为普朗克常数。微观粒子的自旋角动量只能是 \hbar 的整数倍或半整数倍，并且只能有几个取向。对于自旋为 $\hbar/2$ 的粒子（如质子、电子等），自旋只能有两个方向。这两个方向可相对任何参考系来规定。习惯上简单地称为自旋“向上”和“向下”。

如果有一束粒子，其中粒子自旋的取向在某一方占优势，就称此束粒子为“极化”的粒子束。若以 I_+ 和 I_- 分别表示自旋向上和向下粒子的流量，则可以定义一个粒子束的极化度 P ：

$$P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$$

显然，应当有 $-1 \leq P \leq +1$ 。

我们可以用验证宇称不守恒的实验，来说明极化现象在研究微观世界中的重要性，在弱作用中宇称不守恒可以通过观察未极化核的 β 衰变中放出的 β 电子

的纵向极化（即自旋方向与电子动量方向平行或反平行）来验证。如果宇称不守恒，则 β 衰变放出的电子应当有纵向极化。这种纵向极化现象早在本世纪二十年代末就已经观察到了。很可惜，由于当时对 β 衰变还不十分了解，不仅完全忽视了这些实验，而且被错误地归因于与放射源有关的实验问题。在李、杨提出宇称不守恒以后，重新做了这些实验，证明了极化现象确实是存在的。这一历史事实是值得予以注意的。

当两个基本粒子相碰撞时，产生的结果常常与它们的自旋有关。人们认为当碰撞能量增高时，自旋的影响应当减小，因为与自旋有关的能量是常数，当碰撞能量更高时，它就成为总能量的很小一部分，于是，不管两个粒子自旋是相同方向还是相反方向，应当没有多大差别。但是实验结果发现正好相反，自旋影响不仅不消失，相反地变得更重要。

二、从卢瑟福散射到高能核子散射

散射实验是研究物质结构的重要方法。原子的结构就是由著名的卢瑟福散射实验揭示出来的。当时还不清楚原子中的正电荷是均匀分布于整个原子体积中的，还是集中在一个很小的核中的。卢瑟福用一束 α 粒子去轰击金箔，然后测量散射后的 α 粒子的分布，结果发现大角度偏转的 α 粒子很多，这和正电荷集中在一个核中的理论计算一致，而和均匀分布的理论计算不一致。从此原子的结构就完全清楚了。

为了探索更深的粒子内部结构，就要提高入射粒子的能量。根据测不准原理的推算，如果要达到 1 费米 (10^{-13}cm) 的测量精度，则要求在质心系中入射质子的能量为 9.197GeV。如果要求达到质子半径的 1%，即 10^{-15} 厘米处，则要求能量为 19.7GeV。实际上，在这样的实验中，要求加速器能达到的能量还要高。

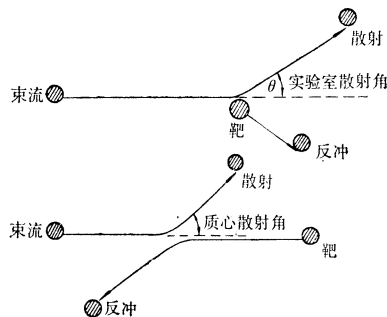


图2 高能核子-核子散射中两种参考系。实验室系中束流质子轰击静止质子靶。

首先，高能质子碰撞的是静止的质子靶，根据运动学的分析（即从实验室系到质心系的转换，见图2），实际上只有一半束流能量是对碰撞有效的。其

次，粒子在加速的过程中，能量越高，其速度也越接近光速。（例如当质子动能达到 10GeV 时，质子的速度将达到光速的 99.6%）这时由于特殊相对论效应，质子能量的进一步增加，只是使速度增加很小一点儿，更多的是使质子的有效质量增加。因此对碰撞有效的束流能量增加并不很多。据计算，为了获得有效的 19.7GeV 质心碰撞能量，将要求大约 80GeV 的束流能量。这是现今世界上最大加速器能量的两倍！由此可见，企图单纯从提高束流能量来达到物质的深处不是毫无限制的。

三、高能极化质子-质子散射中的自旋效应

在高能物理中讨论自旋效应时，主要讨论质子-质子散射。

两个自旋为 $1/2$ 的粒子散射，考虑到每个粒子可以有两种自旋取向，因此就可能有 16 种不同的自旋组合。由于强相互作用下的宇称守恒以及时间反演不变性和转动不变性，这 16 种组合中仅仅剩下 5 个是独立的。

我们测量到的微分截面随散射角的变化是这 16 种不同自旋组合的一种复杂的平均效应。因此测量这种微分截面就测不到自旋效应，就可能将反映质子之间强相互作用的某些特征掩盖起来，以致丢失大量的重要信息。这就是人们要进一步去做更为复杂的极化核子的散射实验的物理缘由。

近几年在美国阿贡国立加速器实验室（ANL）零梯度同步加速器（ZGS）上得到了一些令人感兴趣的结果，它们是（1）在大动量转移下，弹性散射中的极化效应；（2）双重子共振现象；（3）中子-质子的自旋力与质子-质子的自旋力正好相反。

1. 大动量转移下弹性散射的极化效应

当质子-质子发生近距离碰撞时，质子有很大的偏转角。在这种猛烈的碰撞中，粒子动量的大小和方向发生很大的改变。这就是所谓大动量转移。

密西甘-阿贡研究组在 ANL 的 ZGS 上用 11.75 GeV 极化质子束完成了这样的实验。在此实验中束流和靶质子均是极化的，但不测量散射以后散射质子和反冲质子的自旋。这样我们就可以区分为四种自旋状态：

束流质子	↑	↓	↑	↓
靶质子	↑	↓	↓	↑
	(1)	(2)	(3)	(4)

由于对称性原理的要求，后两种自旋反平行状态的截面，必须相等。但前两个自旋态的截面不要求相等。实际上，除在小的和中等散射角处的某些微小差别而外，在最强烈的碰撞中，它们差不多相等，实验的主要目的是观察在自旋平行状态与反平行状态中相互作用有些什么特征。实验结果发现：在大动量转移下

自旋平行的截面比反平行的截面要大得多（见图 3）。引人注目的是大散射角度下（角度大于 60° ，即 $P_{\perp} \approx$

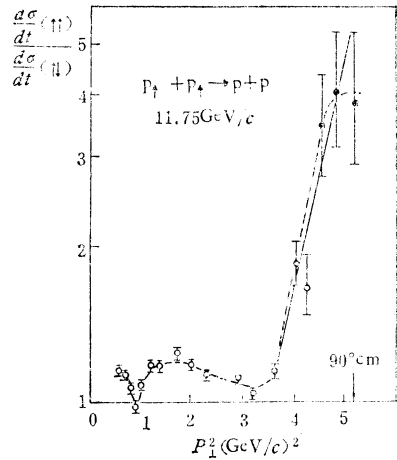


图 3 大动量转移下质子-质子弹性散射的自旋相关。

3.3 GeV/c 处)，平行截面和反平行截面之比突然上升，到 90° 处竟达到 4。在大角度散射事例中粒子交换很大的四动量。人们曾预期在这些事例中自旋效应不会很重要。因为与自旋有关的那部分能量是一定的。当碰撞很激烈时，它是占总能量的很小一部分。因此不管两个相碰撞的质子自旋是相同方向还是相反方向，应当没有多大差别。然而上述实验告诉我们，这种看法是十分错误的。当碰撞更猛烈时，自旋影响不仅不消失，相反地成为更重要。

我们将自旋平行截面 $\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\uparrow)$ 和自旋反平行截面 $\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\downarrow)$ 数据单独作图，并且与质心能量为 1500 GeV 的未极化质子束弹性散射微分截面作比较（图 4）。由图可知在散射角 60° 处 $\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\uparrow)$ 有一个突然的变化； $\frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\uparrow) / \frac{d\sigma}{dt}(\uparrow\downarrow)$ 也突然上升。对此，有用质子内部有 $1/3$ 费米的实体来解释的，还有用洋

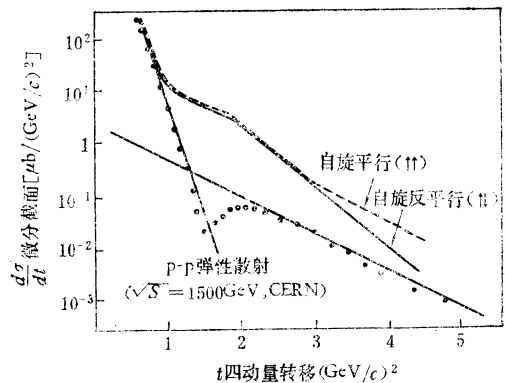


图 4 自旋对质子-质子弹性散射的影响。

瑟模型、夸克模型来解释的,但至今仍不能令人满意. 实验上,由于至今尚无大于 11.75GeV 的极化质子束,因此不能得到更大的 P_L 值. 增加极化束能量,使测量延伸到更大的 P_L 值,就可确定截面比是否继续上升.

2. 双重子共振现象

以前,在不极化的 p-p 散射截面中,没有出现峰. 但在极化散射中却出现了明显的峰. 1978 年阿贡的一个组测量了束流和靶粒子自旋纵向极化(即粒子自旋与动量方向平行或反平行)时的总截面 $\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^T$ 和 $\sigma_{\leftarrow\leftarrow}^T$. 结果发现, $\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^T$ 在 1.5GeV/c 附近有一个峰,而 $\sigma_{\leftarrow\leftarrow}^T$ 较为平坦. 峰值处 $\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^T$ 比 $\sigma_{\leftarrow\leftarrow}^T$ 大 50% (图 5). 人们就设想是否可能这个峰是由入射质子和靶质子形成的共振态?

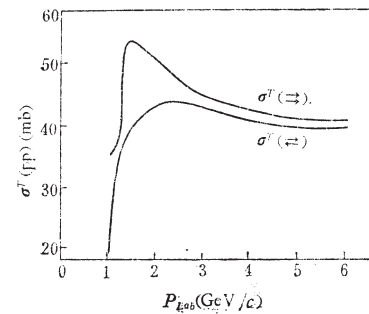


图 5 极化质子束和极化质子靶散射总截面 $\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^T$ 和 $\sigma_{\leftarrow\leftarrow}^T$ 存在双重子共振的证据.

1.5GeV/c 处出现;且 $N(1236)$ 只能对自旋单态 1D_2 , 而不是自旋三重态有贡献. 但 $\sigma_{\rightarrow\rightarrow}^T$ 是自旋三重态,同时对 p-p 弹性散射微分截面和极化数据作分波分析得出,这里的结构与质量为 2260MeV 的 3F_3 态的 Breit-Wigner 共振相符. 这就是说这是双质子形成的共振态.

这个共振态的存在有待进一步证实. 但是它的出现引起人们很大的兴趣. 因为一般认为这样低能量的共振均已发现. 通常的理论也没有预言这样的共振存

在,一定要加进新的考虑才能解释它. 夸克口袋模型可以描述这个奇特的态,且预言在 2.1 和 2.8GeV 之间还有几个双重子共振态.

3. 中子-质子自旋力与质子-质子自旋力正好相反

如前所述,在质子-质子散射中当他们的自旋方向相同时截面较大. 然而,1979 年 12 月在“西欧中心快报”上报了阿贡实验室的中子-质子散射实验. 他们发现,中子-质子自旋力与质子-质子的正好相反,中子更“乐意”在自旋方向相反的质子上散射. 的确,没有任何更基本的理由一定要求自旋方向相同的粒子的散射截面大于自旋方向相反的散射截面也没有能令人满意的解释.

四、结 束 语

极化实验的数据处理和分析较为复杂. 但是已有的实验结果使研究极化现象的科学家们普遍感觉到,自旋效应的研究最终将变成高能物理的最前线.

阿贡实验室 (ANL) 的 ZGS 由于经费上的原因已于 1979 年 9 月 30 日关闭. 但是它取得的一系列未预期到的实验结果和成就,鼓励了布鲁克海汶实验室 (BNL) 和费米国立加速器实验室 (FNAL) 着手制定极化质子束的研究的计划. BNL 的 AGS 改建为加速极化束的计划经多年的探讨和准备,已获得批准. 预期 1983 年 AGS 将有可能以 60% 的极化度, 10^{11} 质子/脉冲的流强将质子加速到 26GeV. FNAL 也将利用 400 GeV 质子同步加速器的初级质子打靶后产生的次级 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子衰变出来的极化 P (或 \bar{P}) 来,来进行 p-p 和 p- \bar{p} 系统中自旋效应的研究. 预期也在 1983 年投入运行. 当初级质子束能量为 400GeV, 流量为 3×10^{12} 时极化质子束能量覆盖范围大约从 50GeV 到 350 GeV. 在 250GeV 处平均横向极化度大约为 45%, 流强为超过 10^7 个极化质子/每次引出,它的第一个实验可能就是大横动量下的自旋效应的研究.