

$p\bar{p}$ 的超子对湮灭与 $SU(3)$ 对称性*

刘 連 寿

(北京大学物理系)

提 要

本文用极点近似和有破坏的 $SU(3)$ 对称结合起来处理了 $p\bar{p}$ 的超子对湮灭,得到了与实验符合的角分布与分支比. 对称性破坏表现在: (1) 质量差, (2) 在顶点引进一个反比于介子质量的因子.

一、引 言

用 $SU(3)$ 对称性来处理强作用散射问题, 目前还没有统一的方法. 这方面的主要困难是: (1) 如何将动力学计算和对称性考虑正确地结合起来, (2) 如何考虑对称性破坏.

最初采用的办法是将整个散射过程

$$A + B \rightarrow C + D$$

用一大团来代表 (如图 1), 认为这一大团是 $SU(3)$ 对称的. 然后再加上依赖于外质量的

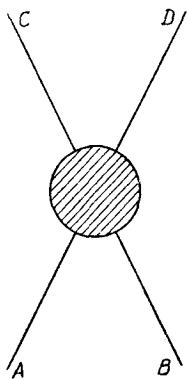


图 1

“相空间因子”^[1,2]. 这种处理办法有很多缺点: 第一, 由于没有采用动力学模型, 出现的自由参量非常多. 因而, 所能得到的实际结论就不是很多. 第二, 对称性破坏所引起的效果全部被归并到了所谓“相空间因子”中. 其实, 对称性破坏不仅有运动学效果——末态相空间不同, 而且会通过散射的动力学过程直接影响到散射振幅. 一般是企图用唯象引入的所谓“相空间因子”来包括这两方面的影响. 由于不同的过程有不同的动力学机构, 这种简化考虑显然是不够合理的.

以后有些作者试图对散射振幅本身加上对称性破坏^[3,4]. 他们认为, 图 1 中的一大团不是完全 $SU(3)$ 对称的, 而是包含有一个按 T_3^2 变化的部分. 这一假定的根据是不充分的, 因为相互作用的对称性破坏在不同的动力学过程中不太可能产生相同的效果. 而且, 加上 T_3^2 以后, 理论中的参量大大增加, 以至于得不出多少有实际意义的结果.

Wali 和 Warnock^[5] 在处理介子重子共振问题中用了另一种方法. 他们采用了一定的动力学模型, 而认为其中的基本汤川顶点是 $SU(3)$ 对称的. 对称性破坏也是通过外粒子质量差而引进来的. 但是, 由于采用了一定的动力学模型, 所以这样引入的对称性破坏对整个散射振幅都有影响.

Tanaka^[6] 在处理 $p\bar{p}$ 湮灭问题时, 也在对称性理论中加进了动力学考虑. 他将 $p\bar{p}$ 湮

* 1965年6月17日收到.

灭振幅分别在本道和交叉道按 $SU(3)$ 的不可约表示展开, 展开式的每一项被理解为是一种特定的中间态. 对于每一过程, 可以用具体的物理考虑来确定它是通过那一个道的那一种中间态而实现的. 这样就能从整个展开式中选出一、二项来, 从而得到一些更为确定的结论. 但是他没有进行具体的动力学计算, 因此也就没有能充分地考虑对称性破坏的效果.

由上述分析可知, 在散射问题中采用有破坏的对称性理论时, 必须和动力学模型结合起来才有意义. 本文试图以 $p\bar{p}$ 的超子对湮灭为例, 用简单的极点近似和有破坏的 $SU(3)$ 对称性结合起来进行处理. 通过这一例子, 对强散射中的“对称性”和“对称性破坏”的意义给以更清楚的说明.

二、交换 K 和 K^* 的过程

$p\bar{p}$ 湮灭为超子对的过程有

$$p + \bar{p} \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}, \quad (A)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow \Sigma^0 + \bar{\Lambda}, \quad (B)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow \Sigma^+ + \bar{\Sigma}^+, \quad (C)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow \Sigma^- + \bar{\Sigma}^-, \quad (D)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow \Xi^- + \bar{\Xi}^-, \quad (E)$$

我们先讨论前三个过程.

这三个过程的实验结果有一个显著的特点, 即在质心系中, 反重子有明显的向前趋势. 这一趋势在入射动量较高 ($3\text{GeV}/c$) 时非常突出^[8,9], 而在入射动量稍低 ($1.61\text{GeV}/c$) 时则显著地消失^[7].

交换 K 介子 (见图 2(a)) 的微分截面是

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \left(\frac{E^2 - mM - |\mathbf{p}||\mathbf{p}'|\cos\theta}{\mathbf{p}^2 + \mathbf{p}'^2 + \mu_K^2 - 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}'|\cos\theta} \right)^2, \quad (1)$$

它的角分布如图 3 所示, 与上述实验事实显然不符.

交换 K^* 介子 (见图 2(b)) 贡献的微分截面是¹⁾

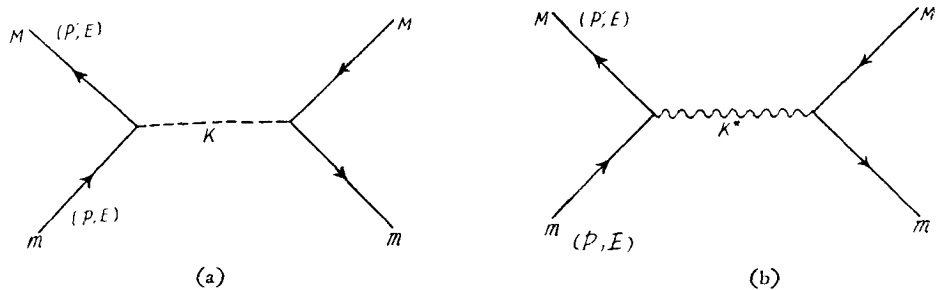


图 2

1) 忽略了 $\left(\frac{M-m}{m}\right)^2$ 项.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{(10E^4 - 4E^2(m^2 + M^2 + mM) + 6m^2M^2) + 4(E^2 + mM)|\mathbf{p}||\mathbf{p}'|\cos\theta + 2\mathbf{p}^2\mathbf{p}'^2\cos^2\theta}{(\mathbf{p}^2 + \mathbf{p}'^2 + \mu_{K^*}^2 - 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}'|\cos\theta)^2}, \quad (2)$$

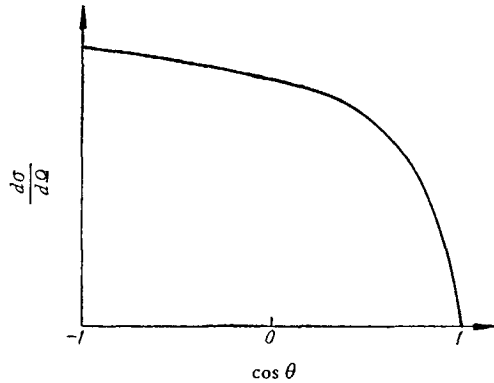


图 3

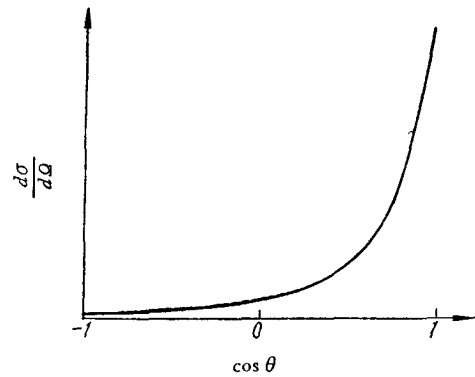


图 4

它的角分布如图 4 所示,有尖锐的向前趋势。由此可见,在我们所考虑的过程中,交换 K^* 介子应有重要贡献。注意式 (2) 中有依赖于 E^2 和 E^4 的项,因此, K^* 的贡献在低能时比高能时大。这就有可能说明入射动量为 $3\text{GeV}/c$ 和 $1.61\text{GeV}/c$ 时角分布的差别。

在具体计算时,要用到 K 介子与 K^* 介子和重子的耦合常数。这可以通过 $SU(3)$ 对称的假定,从 πN 和 ρN 的耦合常数

$$\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} = 15, \quad \frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} = 0.5 \quad (3)$$

得到。但是,这样一来, K 介子的耦合远比 K^* 介子的耦合为强。即使在 $3\text{GeV}/c$ 时,交换 K 的贡献仍然比交换 K^* 的贡献大,得不到向前的角分布。这说明,将汤川顶点看成完全 $SU(3)$ 对称,是过高地估计了 K 介子的作用。

这一现象在过去已经被指出过。有不少实验事实说明, K 介子与重子的耦合比 π 介子与重子的耦合要弱。为了考虑到这一点,我们在汤川顶点上除了 $SU(3)$ 的 CG 系数以外,再加上一个反比于介子质量的因子:

$$g_{KBB} = \text{CG 系数} \times g_{\pi NN} \times \frac{m_\pi}{m_K}, \quad (4a)$$

$$g_{K^*BB} = \text{CG 系数} \times g_{\rho NN} \times \frac{m_\rho}{m_{K^*}}. \quad (4b)$$

这样,除了 $SU(3)$ 对称性所产生的区别以外, $(g_{KBB})^2$ 比 $(g_{\pi NN})^2$ 还要小

$$\left(\frac{m_\pi}{m_K}\right)^{-2} = (0.274)^{-2} = 13.3$$

倍,和过去的实验要求一致。

从这样的假定出发进行计算,结果得到角分布如图 5 所示。对于赝标介子八重态与重子的耦合,采用了

$$\frac{D}{F} = 1.7, \quad (5)$$

但计算结果对 D/F 比的依赖性很小. 在图 5 上也画出了实验结果, 可以看到符合是很好.

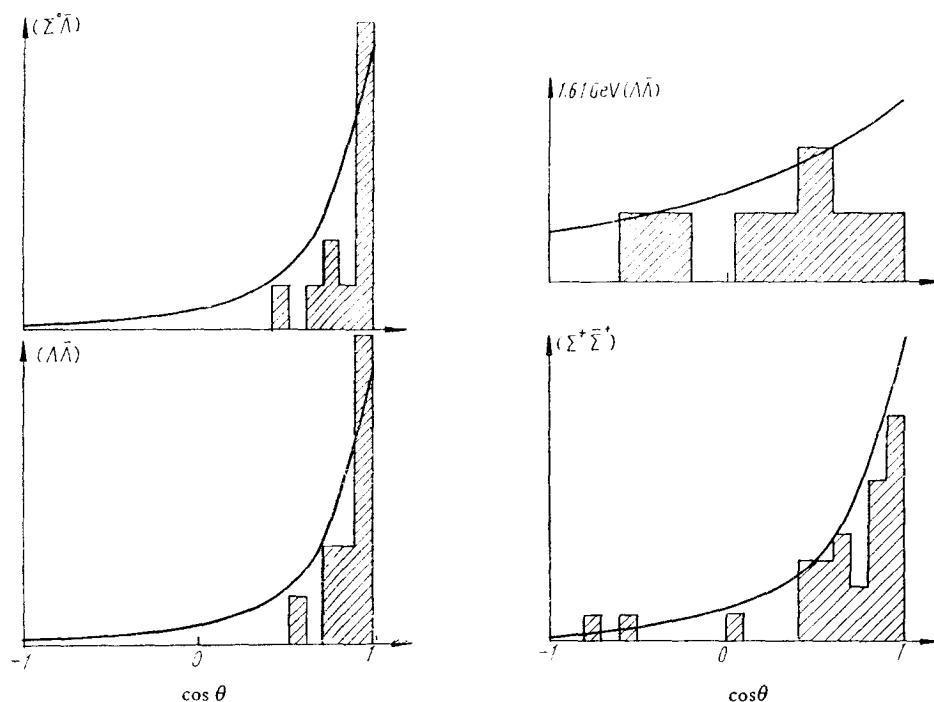


图 5 纵轴是微分截面 (各图所用比例尺不同)

对于总截面的分支比得到

$$\sigma(\Lambda\bar{\Lambda}) : \sigma(\Sigma^0\bar{\Lambda}) : \sigma(\Sigma^+\bar{\Sigma}^+) : \sigma_{\text{tot}}(\Lambda\bar{\Lambda}) = 100 : 26.2 : 24.6 : 36.3, \quad (6)$$

前几个截面都是入射动量 $3\text{GeV}/c$, 而最后一个是入射动量 $1.61\text{GeV}/c$. 实验结果是^[7,9]

$$78.5 \pm 23 : 44.5 \pm 13 : 38 \pm 7 : 57 \pm 18, \quad (7)$$

大体上是符合的.

三、关于 $(\Sigma^-\bar{\Sigma}^-)$ 及 $(\Xi^-\bar{\Xi}^-)$ 湮灭

这两个过程不能交换 K 或 K^* . 可能有的简单物理模型是交叉道的二粒子中间态及本道的单粒子中间态. 我们利用一种简单的唯象假定进行了计算: 假定主要贡献来自本道的矢量介子中间态. 由此得到分支比

$$\sigma(\Sigma^+\bar{\Sigma}^+) : \sigma(\Sigma^-\bar{\Sigma}^-) : \sigma(\Xi^-\bar{\Xi}^-) = 6 : 1 : 1.3; \quad (8)$$

实验结果是^[9]

$$38 \pm 7 : 8 \pm 3 : 4 \pm 2.5. \quad (9)$$

值得指出的是, 如果对于过程(A)(B)(C)也加进本道矢量介子中间态的贡献, 则第三个过程的角分布变成图 6 的形状, 而前两个过程的角分布仍如图 5 所示, 没有改变. 这样, 就说明了下述实验事实: $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 及 $p\bar{p} \rightarrow \Sigma^0\bar{\Lambda}$ 比 $p\bar{p} \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$ 有更为尖锐的向前趋势. 其原因是第三个过程有本道矢量介子中间态, 而前两个过程没有这种中间态, 而这

又是由于 $SU(3)$ 对称性所产生的。如果不用 $SU(3)$ 对称性就不会出现这一现象。

四、讨 论

以上用了一种具体的物理模型和有破坏的 $SU(3)$ 对称性结合起来处理了 $p\bar{p}$ 的超子对湮灭问题,得到了一般地和实验相符的结果。

在我们的模型中,“对称性”和“对称性破坏”的含义是十分清楚而确定的。“对称性”表现在

- (1) 强作用粒子按 $SU(3)$ 不可约表示分类;
- (2) 基本的重整化顶点有对称性 (而不是整个散射振幅有对称性)。

“对称性破坏”表现在

- (1) 所有粒子质量都是物理观察质量;
- (2) 顶点的耦合常数有对称性破坏因子。

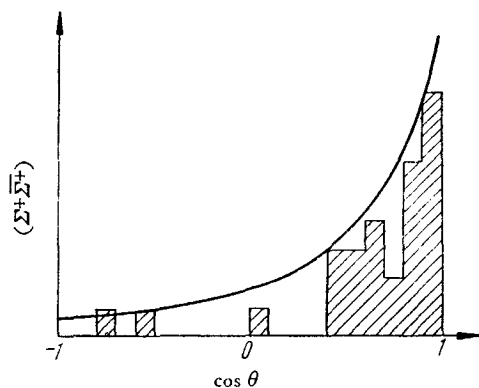


图 6

子。

注意,正是由于有了对称性破坏,才使得重整化顶点的对称性与整个散射振幅的对称性不相当。对于不同的物理过程,以上所假定的对称性破坏对于散射振幅有完全不同的影响。

上述对称性破坏的第(2)点在理论上是合理的。因为,既然质量不是完全 $SU(3)$ 对称的,相互作用也不会完全对称。许多作者都曾经指出过这一点^[10]。但是,要想从理论上定量地推出这一对称性破坏,目前还是困难的。我们是企图从实验事实的分析中唯象地把它引进来。在前面的计算中,我们所引进的顶点对称性破坏是一个反比于介子质量的因子(见式(4))。这一因子的引进在实验上的根据是比较充分的。一种可能的解释是:赝标介子与重子的耦合是“赝矢型”的,其中的无因次耦合常数有 $SU(3)$ 对称性。这样就自然地出现了反比于质量的因子。

附带指出, Cabbibo^[11] 的弱作用理论中,假定 $\Delta S=1$ 的流与 $\Delta S=0$ 的流之间的比值是

$$\tan \theta, \quad \theta = 0.257-0.269, \quad (10)$$

而我们所用的 g_K/g_π 是

$$\frac{g_K}{g_\pi} = \frac{m_\pi}{m_K} = 0.274 = \tan 0.267. \quad (11)$$

这说明,弱作用流之间的上述比值可能与强作用对称性破坏有关。

作者感谢胡宁教授对工作的指导,以及陈激、杨国桢同志的有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] Freund, P. G. O., Ruegg, H., Speiser, D. & Moraks, A., *Nuovo Cimento*, **25** (1962), 307.
Levinson, C. A., Lipkin, H. J. & Meshkov, S., *Phys. Letters*, **1** (1962), 44; *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 361.
- [2] Meshkov, S., Snow, G. A. & Yodh, G. B., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 87.
Harari, H. & Lipkin, H. J., *Phys. Rev. Letters*, **13** (1964), 208.

- [3] Konuma, M. & Tomozawa, Y., *Phys. Rev. Letters*, **12** (1964), 425; 493; *Nuovo Cimento*, **33** (1964), 250.
- [4] Meshkov, S., Snow, G. A. & Yodh, G. B., *Phys. Rev. Letters*, **13** (1964), 212.
- [5] Wali, K. C. & Warnock, R. L., *Phys. Rev.*, **135** (1964), B 1358.
- [6] Tanaka, K., *Phys. Rev.*, **135** (1964), B 1186.
- [7] Button, J., et al., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 1788.
- [8] Baltay, C. et al., Proc. of Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN (1962), p. 233.
- [9] Armenteros, R., et al., *ibid.*, p. 236.
- [10] 例如见: Baker, M. & Glashow, S. L., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 2462; Freund, P. G. O. & Nambu, Y., *Phys. Rev. Letters*, **13** (1964), 221.
- [11] Cabbibo, N., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 531.

HYPERON PAIR ANNIHILATION OF $p\bar{p}$ AND $SU(3)$ SYMMETRY

LIU LIAN-SOU

(Peking University)

ABSTRACT

In this work the hyperon pair annihilation of $p\bar{p}$ is treated by means of the pole approximation and a broken $SU(3)$ symmetry. There are two sources of symmetry breaking: (1) mass differences, (2) at each vertex there is a factor inversely proportional to the meson mass. The calculated angular distribution and branching ratio fit the experimental data.