

基本粒子译文集

第一集

科学技术文献出版社重庆分社

基本粒子译文集

中国科学技术情报研究所重庆分所	编辑
科学技术文献出版社 重 庆 分 社	出版

重庆市市中区胜利路91号

四 川 省 新 华 书 店重庆发行所	发行
陕西省 宝 鸡 市 人 民 印 刷 厂	印刷

开本: 787×1092毫米1/16 印张: 11 $\frac{5}{16}$ 字数: 28万

1978年7月第一版 1978年8月第一次印刷

印数: 5000册

书号: 13176·33

定价: 1.20元

1.新粒子讲义	(1)
2.部分子及其在高能中的应用	(37)
3.深度非弹性散射	(64)
4.质心能量在 2 Gev 以上的电子—正电子湮没和新粒子的产生	(107)
5.相对论性夸克模型的流矩阵元	(149)

新 粒 子 讲 义

J.D. Jackson

前 言

本讲稿是试图用一简单的方法来讨论新粒子的分类学和它们的谱学,以使这领域中相对的生手和那些繁忙于作发现而没时间去玩味被每一新发现激起的难懂的理论文章的实验学家们能够理解。选材是不均衡的且远不完全。部分是由于没有时间,部分是由于各讲演者之间题材的分工。例如粲子阈以上粒子产生的性质在Dave Hitlin的讲演中透彻地讲了。 ψ 和 ψ' 衰变的唯象学包括在Gary Feldman的讲演中。

老手会觉得这讲稿很平淡(如果H. Lipkin允许照抄的话),太简朴和过分地宣传了粲子素的最简单的说法。对第一点我不作辩解。讲演的对象是学生,理论家和实验家,我相信他们愿意知道某些理论结果是哪里来的。对第二点,我承认有些热情和信念来自在准备这些讲演时,觉得至少在 ψ 粒子范围内,我们是在处理一个实质上简单的接近非相对论的夸克和反夸克的束缚系。

本讲稿是在强烈的时间压力下准备的,因而参考文献很零碎和十分不完全。

提 纲

I. 引言

II. 粲数和SU(4)

III. 高能力的理论思想

1. 色

2. 渐近自由

3. 夸克禁闭

4. Adler-Bell-Jackiur反常

IV. Zweig规则

V. 粲介子的弱衰变

1. 一般框架

2. 赝标粒子的轻子衰变

3. 赝标粒子的半轻子衰变

4. 内含半轻子和强子型过程的速率

5. 多粒子强子型衰变

6. 强子型二体衰变; $\Delta I = \frac{1}{2}$ 规则的推广

7. 外来终态, $D^0 - \bar{D}^0$ 混合, 粲重子的衰变

VI. 按De-Rujula, Georgi和Glashow的强子质量

1. 量子电动力学中的Darwin-Breit-Fermi相互作用

2. 色规范理论中的等效夸克哈氏量

3. SU(3)多重态内部质量分裂的例子; 夸克的质量

VII. 粲子素

1. 矢量介子衰变成 $l \bar{l}$

2. 粲子素S态的强子型宽度

3. 用很简单的模型对波函数和矩阵元

本文是1976年8月2至13日在SLAC粒子物理暑期研究院所作的讲演的稿子。

的初步探讨

4. 辐射跃迁

(a) E1跃迁

(b) 偶极求和规则: $\Gamma(X_i \rightarrow Y\psi)$
的上下限, 夸克电荷

(c) M1跃迁

5. p态衰变到胶子或光子

6. 粲子素能级的分类

VIII. 结束语

参考文献

I. 引言

1974年11月以来, “新粒子的发现”对于我们这些Sierra Nevada西部的人只意味着是一件事, 或许对于他们东部那些人只是两件事。斯坦福电子正电子对撞机(SPEAR)的磁探测器的非凡成就现已被广泛认识, 随Gary Feldman和Dave Hitlin讲演后将更为人了解。一个丰富的态谱展开了。过去二十个月中, 在1.8GeV到4.5GeV质量范围内至少已发现一打全新的强子态。虽然没有保持每十天一个新态的初始速率的步子, 但仍然是令人震惊的。这些态中有些是新的, 其性质还大部分不知道, 但另一些态, 特别是 $\psi(3095)$ 和 $\psi'(3684)$ 已被详细地研究过。现在看来有点清楚了, 正如这些讲演和专题会议所证实的, 反应这次爆发的强子型新自由度正是Bjorken, Glashow (1964)和Glashow, Iliopoulos, Maiani (1970)原来意义下的粲数。

丰富的态谱意味着有一丰富而复杂的谱分析学。它就是这些讲演的主题。讨论的方法是杂拌一部分从Schiff书上学来的非相对论量子力学, 少量来自Bjorken和Drell书的第一卷, 加上某些概念越出了Bjorken和Drell书的第二卷, 甚至第三卷! 到这地步我们至少需要引进渐近自由, 夸克禁闭(红外奴役), 反常等等。对后面那些项

目, 你们必须听从专家们在这些方面所说的话, 我既没有专长也没有时间来简要地把它讲得比现在更好。

由于这是一个学校, 我将试着教而不武断。在可用的时间里每一处都推导不可能, 但是有些计算将作得很完整, 以使所有重要的并常迷惑人的因子 $9/2$ 和 $-4/3$ 的得出步骤、技巧(如有的话)和来源能清楚。

II. 粲数和SU(4)

在强子物理中运用SU(4)不是初次。约四十年前, Wigner(还有别人?)曾用它在自旋及同位旋无关力近似下描述核。然后, 对称性破坏的相互作用使超多重态(称Wigner超多重态)分解成子多重态。就象粒子物理学家们现在努力在做的那样。

对我们有关的事是六十年代初SU(3)的引入。不久, 理论家们开始搞更大的群——SU(4), ……。动机各不相同。有些人只是活动活动他们熟练的肌肉。Gell-Mann搞过并过渡到了分数电荷的夸克。Bjorken和Glashow (1964)的动机部分来自某些介子谱, 部分来自轻子-强子型费米子对称性。你们已听Bjorken讲过这方面了。加进带新量子数的第四个夸克, 是强子态谱的直接结果。SU(3)中有八个或九个态的多重态在SU(4)中扩大到15个或16个态。附加的态没见过。因此必须建议新夸克的质量比其他三个的质量显著地重。这就似乎有理地迫使新态的质量充分大, 而置它们于质量尺度中未探究过的部分; 或者赋予它们足够复杂的衰变方式, 使难以认出。你们知道, 直至1970年, 在SU(3)的成就面前, 粲数和SU(4)的想法冬眠着。而后, Glashow, Iliopoulos和Maiani (1970)运用粲夸克优美地解释了弱作用的特性(奇异数改变的中性流的不存在, K^0 - K^0_L 质量差)。Bjorken叙述了在弱和电磁作用统一规范理论的想法下扩大了

GIM模型。以后我们将利用这模型中的有效流-流作用来讨论聚介子的弱衰变。而现在，我们集中于SU(4)夸克的强子型性质和由它们构成的态。

表 I 给出通常自旋为 $\frac{1}{2}$ 的，带分数电荷的夸克及其强子型的量子数。所有夸克的重子数 $B = \frac{1}{3}$ 。量子数 C (代表聚数，不是电荷共轭) 象超荷 Y 一样，是一个可加的量子

数。Gell-Mann——西岛的移位—电荷多重态公式是

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} (B + S + C) \quad (2.1)$$

超荷和奇异数由 $Y = S + B - C$ 相联系。最低的介子多重态 $q\bar{q}$ ，可用 q 标记行，用 $\bar{q}$ 标记列，而排成矩阵。例如矢量介子 16 重态表现为

$$V = \begin{matrix} & \begin{matrix} (u) & (d) & (s) & (c) \end{matrix} \\ \begin{matrix} (\bar{u}) \\ (\bar{d}) \\ (\bar{s}) \\ (\bar{c}) \end{matrix} & \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\omega + \rho^0) & \rho^- & K^{*-} & D^{*0} \\ \rho^+ & \frac{1}{\sqrt{2}}(\omega - \rho^0) & \bar{K}^{*0} & D^{*+} \\ K^{*+} & K^{*0} & \phi & F^{*+} \\ \bar{D}^{*0} & D^{*-} & F^{*-} & \psi \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (2.2)$$

这样排时，对熟知的SU(3)中性矢量介子已采用了九重系(幻混合)，并已假定了 ψ 是纯的 $(c\bar{c})$ 。对显然带聚数的矢量介子 D^{*0} , D^{*+} , F^{*+} 等名称正成为标准叫法 (Gaillard, Lee 和 Rosner 1975)。矩阵排法 (2.2) 和赝标介子相应的矩阵排法对写下SU(4)不变耦合如VPP和VVP (参看Gasiorowicz, 1966, P.282) 是有用的。

表1 SU(4) 中的夸克及其量子数

符 号	Q	I_3	C	Y	S
u (p)	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	0
d (n)	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$	0
s (λ)	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1
c (p')	$\frac{2}{3}$	0	-1	$-\frac{2}{3}$	0

最低的重子多重态可由 qqq 构成。结果是自旋 $\frac{1}{2}$ 重子的SU(3)八重态扩大成为一个20重态，而自旋 $3/2$ 重子的SU(3)十重态也成为20重态。图1中画出了介子和重子的多重态 (取自Glashaw, 1975)。

在强作用下，同位旋，奇异数，聚数都守恒；而在弱作用下，这些守恒律一般不成

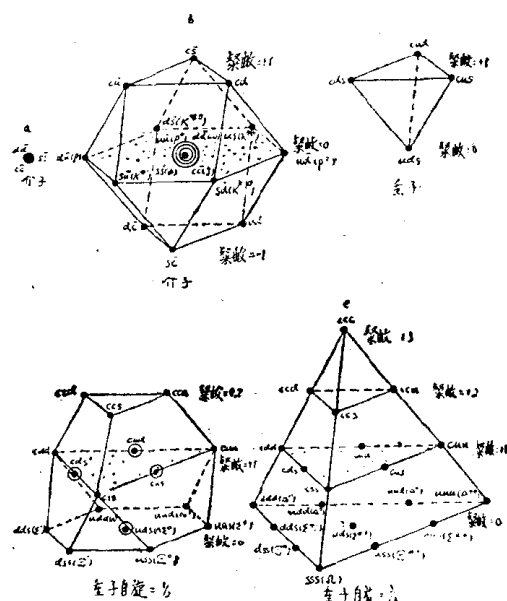


图1 SU(4)中介子和重子的超多重态，熟知的SU(3)多重态在介子的中间层和重子的底层看到。

立。带聚数强子产生时必定是协同产生，正如奇异粒子一样。在弱衰变时，带聚数的 $D^0 - \bar{D}^0$ 对也出现类似 $K^0 - \bar{K}^0$ 的混合。

III. 高能力的理论思想

现在转向我们解释新谱所用的，毕竟较

简单的模型后面和周围的某些背景和定则。就任一概念的重要性而言，理论家们有不同意见。我将不偏不倚地列出来，只对有疑问处或不恰当的论证，偶而说几句。

1. 色

色的概念是，夸克个数有朴素描述下的三倍；这附加的自由度在色的SU(3)中表现出来；自然界被发现的强子态总是色单态。这样，色是完全对称的。我们讲到涉及SU(4) ⊗ SU(3)的带色和粲数的夸克模型，其中第一个变换群与普通强子型量子数相关，称作味，第二个与色相关。这种理论框架描述了许多世界，我们的世界假定处于希伯空间里色单态的区域中。

强子的相互作用几乎是色盲，而色的维数的存在可用涉及电磁作用的过程来证实。要色的原因是什么？主要有四条：

(i) 重子夸克模型的自旋—统计关系；

(ii) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 的速率；

(iii) e^+e^- 湮灭中的R的实验值；

(iv) 渐近自由需要带色胶子提供非阿贝尔性，

朴素的重子夸克模型中，有相对处于S波的(qqq)构成的低能态。为使动能减到最小，要求没有节点，于是有空间对称的波函数。例如， Δ^{++} (1232)有显然完全对称的同位旋和自旋波函数。因此若没有色，波函数完全对称，破坏了自旋—统计定理。色来解了围。三个夸克的色SU(3)单态波函数完全反对称（象三维空间中普通矢量的 $\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c})$ ）。包括了色，乘积波函数是反对称的。Pauli可以安息了。实际上，若这是色的仅有的论据，Pauli会讲“笨蛋！”。到这地步，色好象就是避免了自旋—统计关系的破坏。

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 衰变是一个久受重视的过程，它与另一理论概念—反常有关，而这里我们

关心的是对色的定量论证。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 的第一个明确的计算是Steinberger(1949)作的。他假定这过程通过图2所示的虚质子—反质子圈进行。对 $\pi\bar{N}N$ 用赝标耦合，对 $\gamma\bar{P}P$ 用没有反常磁矩的Dirac点耦合，Steinberger发现

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{16\pi^2} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right) \frac{m_\pi^3}{m_N^2} \quad (3.1)$$

用 $\frac{g^2}{4\pi} = 14.6$ ，这公式给出13.8eV，与实验值 $7.8 \pm 1.0 \text{ eV}$ 相比，是一种惊人地侥幸的符合。

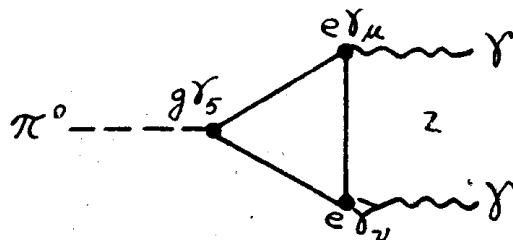


图2 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ，通过中间的质子—反质子圈，这是给出Adler-Bell-Jackiw反常的典型三角形图。

处理 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 的现代方法是通过流代数和PCAC (Adler, 1969)。这相当于用Goldberger-Treiman关系， $g = \sqrt{2} f_\pi(0) m_N / f_\pi$ 消去g而留下 π 介子衰变参量， $f_\pi \simeq 138 \text{ MeV}$ 。如果也用包括色的虚夸克替代虚质子， π^0 衰变率变为

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{9e_0^4 \alpha^2}{32\pi^3} \left| f_\pi(0) \right|^2 \left(\frac{m_\pi}{f_\pi} \right)^2 \quad (3.2)$$

用 $f_\pi(0) \simeq 1.23$ ，(3.2)式给出 $\Gamma = 10.5 (9e_0^4) \text{ eV}$ 。因子 $9 = 3^2$ 来自振幅中对q中间圈的三种色求和。因子 e_0^4 是 π^0 中(夸克的)平方平均电荷的平方。因此有 $e_0^4 = [\frac{1}{2} (\frac{2}{3})^2 + \frac{1}{2} (-\frac{1}{3})^2]^2 = \frac{25}{324}$ ，以及 Γ

$(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 10.5 \times 0.694 = 7.3 \text{ eV}$ 。与实验达到完全符合只是靠“色”因子9。现在人们会争论，在用夸克圈时是否应有 $|f_\pi$

(0) $|^2$ ，但是与这因子 ~ 1.5 无关，为了与实验定量相符，对色有明显的需要。有些读者会奇怪，我们为什么要相信这最低阶的结果。追进那儿会使我们大多数人(当然有我)力不能及。这样说就够了，即在小的 π 介子质量的限度内，最低阶的计算是可信的。附带讲，这定量的符合用了9，而不是例如16，这是要SU(3)而不是同样会解决自旋统计问题的某种更高的群的一个论据。

色的第三个论据是 $R =$

$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})}{\sigma_{QED}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ 的数值。Feldman 讨论过，关于R的实验数据可想成由两个叠有共振结构的平台所组成，一个在质心系能量1.5至3.5 GeV，另一个在4至7 GeV。

“低”能平台的 $R \approx 2.5$ ，而高能平台是 $R \approx 5.0$ 。在简单的夸克一部分子模型以及偏爱渐近自由的规范理论中，高能 $e^+e^- \rightarrow$ 强子截面由 $e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i$ 截面对所有类型的夸克求和给出。假定 $q \bar{q}$ 对转化成强子的几率是1。那么比值R为

$$R = \sum_i Q_i^2 + (\text{有限能量修正}) \quad (3.3)$$

其中 Q_i 是以质子电荷为单位时第*j*个夸克的电荷。对没有色的夸克模型，表1中给的电荷导致对SU(3)， $R = 2/3$ ；对SU(4)， $R = 10/9$ 。这两者与实验相比都荒谬地小。用进色，每种电荷的夸克数乘上3，R值变为 $R(3q \times \text{色}) = 2.0$ ， $R(4q \times \text{色}) = 10/3$ 。现在这些值与观察粗略相符，较小的值相应于粲夸克没有被激发的低能区，较大的值相应于猜想的(现在几乎肯定的)粲子阈以上的高能区。规范理论(如Appelquist和Politzer, 1975b)预言在有限能量处对(3.3)式的强作用修正按能量对数的倒数那样较缓慢地减小。如果把2.5和2.0之差归之于这些修正，我们预期比粲子阈略高之处的 $R = \frac{2.5}{2.0} \times \frac{10}{3} \approx 4.2$ 。这偏离实验值一个单位，这刚巧是根据反常 $\mu-e$ 事例(Perl

等, 1975及Feldman, 本讲义集)所希望的情况。反常 $\mu-e$ 事例越来越象是带电重轻子对的产生和衰变。虽然这过程不是 $e^+e^- \rightarrow$ 强子的一部分，但它对现在由磁探测器确定的“强子型”截面有贡献。由于带单位电荷，在略高于阈处，重轻子的产生将贡献 $R \approx 1$ 。

色的第四个论据是纯理论性的。渐近自由需要靠色或类似的东西来实现。因为渐近自由的观念是我们新强子图景的主要支柱之一，现在我们转向这个问题。

2. 渐近自由

七十年代场论有过一引人注目的复苏。其一个方面是弱和电磁作用统一的规范理论，它在1967年由Weinberg和Salam提出，1970年在't Hooft和B.W. Lee手中证明了可重正性而受到了尊重。Bjorken仔细讨论过这些观念在高能弱作用中的应用。弱电作用的统一增强了全部——强，电磁，弱甚至引力统一的欲望。一些时候理论家们不明确如何包括强子(夸克)。而后Politzer(1973)，以及Gross和Wilczek(1973)也独立地证明了，有一类理论中，随能量越来越高，耦合常数越来越小。这种理论叫“渐近自由”场论(看Politzer的评论文章, 1974)。于是微扰论在高能时有效。

作几句技术性说明。任何带相互作用的场论中有耦合常数。重正化前，拉氏量包含裸的耦合常数。物理耦合常数只有靠某个振幅在相应的运动学变量取某方便点时的大小来确定。例如物理的(重正化的) $\pi-N$ 耦合常数 $g^2/4\pi$ 可定义为 $\pi-p$ 向前振幅在中子极点上的留数。当然并不必须选这一点。可以且也有人用过其他定义(Watson-Lepore的定义是用零动能核子间单 π 交换势的强度)。不同能量或距离的尺度范围可能需要不同的动力学变量及不同的有效耦合，这就是所谓重正化群处理物理问题——不管是粒

子物理中的近距或高能行为还是固体和液体中的临界点现象——的本质。对每一能区，在该能区中的一质量值上规定耦合常数是适宜的。这样我们就有了“跑动的”耦合常数 $g^2(s)/4\pi$ 的概念，它量度在能量为 $\sqrt{s}$ 处粒子发射或吸收的强度。

Politzer, Gross和Wilczek证明过的是，费米子（夸克）与无质量规范矢量粒子（胶子）相耦合的非阿贝尔（杨-Mills）规范理论具有跑动的耦合常数，它随能量增高而变得越来越小，至少在欧氏时空中是如此。色SU(3)规范理论提供了渐近自由所必需的非阿贝尔性质(Coleman和Gross, 1973)。在一种特定的SU(4) ⊗ SU(3)理论中，“跑动的”耦合常数结果是：

$$\bar{\alpha}(S) = \frac{\alpha_s}{1 + \frac{25}{12\pi} \alpha_s \ln \left(\frac{S}{M^2} \right)} \quad (3.4)$$

其中 α_s 是在 $S = M^2$ 处规定的（强）耦合常数。

（顺便指出，是 $\bar{\alpha}(S)$ 与某种运动学阈因子的乘积提供了 (3.3) 式中R的有限能量修正。）

由与夸克作用的胶子的色规范理论，强作用的高能或近距行为可希望有较简单的描述。Bjorken标度性（有对数破坏）和R中的坪台在这图象中能自然地出现。深度非弹性电子散射中较早的标度性暗示“高能”可能低到1 GeV。这样在强子谱中有人企图用同一图象讨论质量小于2 GeV的普通强子，我们为更保险，将用于3—4 GeV。某些方面非常好，其他不太好。由于在1 GeV处 $\bar{\alpha}(S)$ 是0.5的量级，这样是出所料的。

3. 夸克禁闭

谈论夸克和胶子有一看来不可避免的毛病，至今夸克还没有作为固有意义下的粒子，即渐近态而被观察到。由于个别的夸克和胶子有色量子数，而又规定了只有色单态

出现于自然界，则人们可以论证它不出现是必然的。但夸克禁闭还是需要有一协调的机制。为此设计的“口袋模型”有几种。杨-Mills规范理论处理这问题是用“红外奴役”——渐近自由的另一端。如果高能时的耦合变弱，那么相反，在低能或远距处耦合趋强。假想 q 与 $\bar{q}$ 被分开，它们之间的吸引作用越来越强，直到能量上有利于在它们之间形成 $q\bar{q}$ 对。净效果就是使 q 与 $\bar{q}$ 之间保持某种典型强子型间距的 $q\bar{q}$ 链。各个对则按通常“无色”的方式相作用。我们得到的是所形成的介子链，而没有自由夸克。

在杨-Mills理论中处理红外发散的技术问题非常巨大，以致没有夸克禁闭的一般理论。但由Nambu, Koba和Nielson, Mandelstam等人的场论形式下的强子二象模型还是能导出一些一般的图景。图3a中画出了伸展成似橡皮膜的Harari和Rosner二象性图，它变成强子的交叉世界膜，如图3b所示。然后把世界膜想象成在两端的夸克和反夸克形成的强子型弦随时间的演化。一旦对作用积分作出某种假设，所有这些都需要某种数学方法。净效果是夸克间作用势随距离线性增长的强子类弦模型。按这些模型，实验室中看不到夸克，因为无限的分离要无限的能量。如上所述，在发生分离前，随 $q\bar{q}$ 对的产生而弦断了。

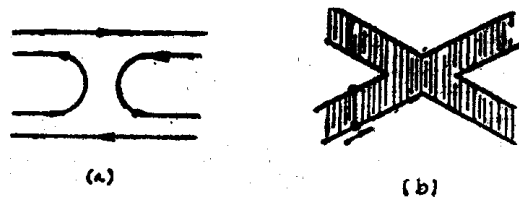


图3 (a) 介子-介子散射的平面性Harari-Rosner二象性图，其中画出了夸克线。

(b) 散射介子世界膜的二象性图，其中表出了弦和夸克

由于没有成熟的理论，我们似乎有理由用二象性模型的概念来唯象地描述夸克远距下的作用，并希望近距行为可用色胶子

规范理论，配合小的“跑动”耦合常数来描述。本讲义其余的大部分将探究这在多大程度和什么场合适用。

4. Adler—Bell—Jackiw反常

虽然这种反常对我们并不真正重要，但它时常在讨论中突然出现，它推动着那些忠诚相信量子场论会提供自然界的最终描述的理论家们。因此我们作一些朴素的说明。

在无质量费米子的旋量电动力学中，矢流显然守恒，再由于 γ_5 不变性，轴矢流也形式上守恒。但如Adler (1969)指出，与图2类似的三角形图使轴矢流的散度不为零。于是轴矢流没有Ward恒等式，重正化不可能。在用PCAC的理论中，中性同位旋轴矢流的散度与 π^0 场的通常正比关系改换成了

$$\partial_\lambda A^\lambda_3 = \frac{m_\pi^2 f_\pi}{\sqrt{2}} \phi_3 + C \frac{e^2}{16\pi^2} \widetilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (3.5)$$

其中C是量级为1的数，它与理论细节有关。这结果可用来解释 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (作为PCAC的破坏)，但要导致重正化困难，除非有其他三角形图来抵消。

在有或没有胶子的统一规范理论中情况大致相同，只不过更复杂。Gross和Jackiw (1972) 仔细处理了这问题，并讨论了如何用附加粒子来扩大带反常的理论，使之抵消已有的反常，而得到一个不带反常的理论。他们指出，反常破坏了可重正性和(或)S矩阵的么正性。因此忠实信奉者强烈地追求一个无反常的理论。粗略讲，理论中每一费米子多重态表现为一右手流。必须有一相应的多重表现为一右手流。George和Glashaw (1972) 把它表述成了“类矢量”理论。这些作者们指出，除非规范群是“安全”的(SU(2), SO(6)还有不多几个)，否则规范场与费米子多重态的耦合必须能写成

$$W_\mu \cdot \bar{\psi} \gamma^\mu \Gamma \psi = W_\mu \cdot \bar{\psi}' \gamma^\mu T \psi' \quad (3.6)$$

其中左边的规范群算符 Γ 可包含I和 γ_5 ，而右边的算符T是数字矩阵。只有旋量 ψ' 会涉及 γ_5 。它是费米子场的某种线性组合。因此(3.6)式右边表现为纯矢量耦合。

我希望，对反常的这几句大概很乱的说明至少是预先告诫了读者，有些理论家们在为使他们的理论干净和无反常而苦恼。这个要求是当有更多轻子时，就应有更多夸克的根据之一它可看成老的轻子—强子型费米子对称性需要的一部分，或它的一种推广。

IV. Zweig规则

Zweig规则，更适当地称作OZI规则(由Okubo, Zweig和Iizuka)，它禁戒任何强子型跃迁，只要它的二象性图包含有任一强子的产生或淹灭。换个说法，如能画出一条不从任何强子“内部”开头的线，它穿过图而不与任何夸克线相交叉，则这跃迁是禁戒的。对 ϕ 介子，假定它完全由 $\bar{s}s$ 夸克构成，图4画出了它的OZI允许跃迁和OZI禁戒跃迁。注意两个图中都有夸克的“对产生”，但它们通向不同的强子。只在图4b中有同一强子的两个夸克的淹灭。

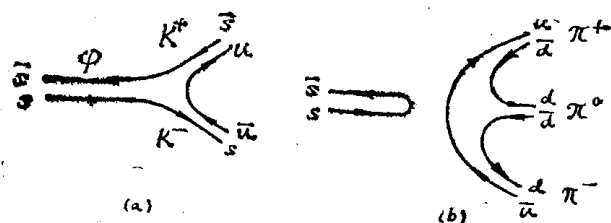


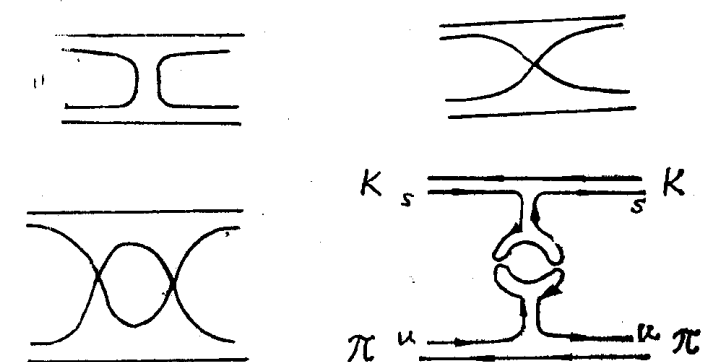
图4 ϕ 介子衰变的OZI允许跃迁(a)和OZI禁戒跃迁(b)

曾希望用OZI规则来“解释” ϕ 衰变中，如上指出的， $\phi \rightarrow 3\pi$ 比之 $\phi \rightarrow K\bar{K}$ 的相对压低，并“解释” ψ 和 ψ' 的极小的宽度。 ϕ 衰变的压低程度中等，几率上大概差一因子50，而 ψ 和 ψ' 的压低因子是 5×10^3 的量级。

对OZI规划的近似正确性至少有三种态度。一是接受它作为SU(3)或SU(4)

完全对称极限下严格的（即使并不了解）选择规则。这样它的破坏可通过对称性的破坏来理解，例如 ϕ 介子的波函数中有 $u\bar{u}$ 和 $d\bar{d}$ 的少量混入，以及 ψ 和 ψ' 波函数中有类似的混入。OZI规则对 ψ 和 ψ' 比 ϕ 更适用的倾向至少定性地可通过计算矢量介子16重态的质量矩阵本征态来了解。 ψ 相对比较纯是由于它的质量本征值远离其他的矢量介子。

第二个，动力学的办法是求助于二象性模型和不传递量子数的类波米子中间态的概念。为引出这些，我们必须考虑在二象性图的语言中如何看波米子。图5中指出了一些图例。上部是简单平面的图和非平面的或扭曲的图，第二个图是由第一个通过su交叉得到的（如果s道是水平方向）。下部左图是拴在一起的两个扭曲图。这是高阶引起的图，它有一重要特点，中间态的夸克线在跑到t道后终止在原来的组态上。下部右图仅是左图的变形，目的是增强垂直方向（t道）



平面的 扭曲的
拴在一起的两个扭曲图 同左图，弯得以暗示的方式显示扭曲

图 5

如果我们考虑Zweig禁戒的级联衰变， $\psi' \rightarrow \psi \pi \pi$ ，就必须求助于玻米子第二个女儿轨迹，利用它的 O^{++} 态，如图6（b）所示。玻米子女儿通过 $c\bar{c}$ 的s波态 ϵ_c 与 ψ - ψ' 系统耦合，而通过熟知的（但不很确定的） ϵ 与S波的 π 介子对耦合于另一头。Chaichain和Hayashi（1976）仔细计算过这个衰

交换过较复杂对象的效果。这就是波米子的最低阶二象性图。在Veneziano拓朴展开语言中称“柱”贡献。在Veneziano系统中弄清楚波米子相对较弱，是因为按 N^2 （ N 等于夸克数）倒数的幂次作拓朴展开时，最低阶对应平面二象性图，柱贡献来自高阶。

虽然玻米子轨迹（标记为偶的态 O^{++} ， 2^{++} ，……）不能作为中间态进入 ϕ 或 ψ 的衰变过程，但它的第一个女儿可以。Freund和Nambu（1975）提出过一个违反OZI规则的特殊衰变模型。图6（a）中的图形示出通过矢量态“O”使 $\phi \rightarrow \rho \pi$ 的机制。假定矢量态“O”是使 ϕ 和 ω 混合的 $SU(4)$ 单态。按Regge分类，预料它的质量是 $\sqrt{2} \sim \sqrt{3}$ GeV，利用图6（a）下部所示的接续极点模型作过计算。虽然这模型有引进一族未见粒子的毛病，而且如何计算数字也有某种任意性，但它有一些定量的成功。（Bolzan等1975）。

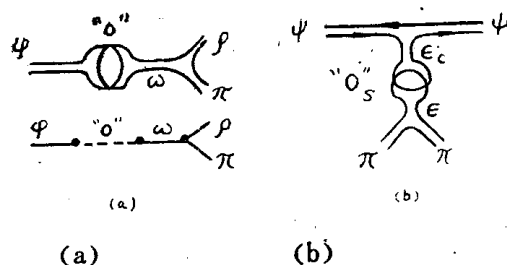


图 6 通过玻米子女儿轨迹上的态作中间态实现的OZI破坏

变和其他过程。

这模型有许多参量，而可用的数据仍十分零星，因此难以判断这样处理OZI规则的破坏是否成功。

Chew和Rosenzweig（Chew和Rosenzweig 1976，Rosenzweig 1976）作过一个与OZI规则及其破坏有些关系而不太专

们的讨论。他们论证了S矩阵在 Veneziano 拓扑展开意义上可能是渐近地平面性的，因非平面性贡献随 t 增长而趋于零。这样S矩阵元具有交换简并，OZI规则有效。接近 $t=0$ 柱贡献重要，OZI规则被破坏，轨迹从 $t=0$ 起偏离了它们的线性行为。对有关粒子态的研究指出，柱“浸冷间隔”，即让非平面的贡献发生显著减小所要的质量平方的间隔，对非自然的自旋—宇称轨迹比对自然的自旋—宇称轨迹要大。这会有助于理解 π^0 ， η ， η' 的理想混合不如中性矢量介子的原因。Roenzweig (1976) 曾企图在这些观念的基础上作唯象的分析。

结束用S矩阵和二象性讨论OZI规则前作两点说明。第一点是，Freund-Nambu模型虽则用了二象性和玻米子，它比Chew-Rosenzweig机制较正规些。Freund和Nambu明显地排除二象性模型中会正常出现的高质量 $J=1^-$ 态，至少一个这样的态在非常接近 ψ 时会引起共振增强而不是压低！第二点说明是，新的阈对以下情况可能起主要作用，即当能量增高时使OZI规则破坏强度平滑减小的规律受到强烈破坏。Törngvist (1976) 对 e^+e^- 湮灭的粲子阈上下考虑过这种效应。现在没有足够的数据来检验他的预言，但想法看来有理。对各种共振(ψ ， ψ' ， $\psi''\dots$)，OZI压低因子远不相同是预料之中的，只有在比4 GeV足够高的区域（假定越过粲子阈后不会太快有其他重要的阈）才会看到光滑的趋势。

对OZI规则的最后说明是渐近自由。Zweig禁戒衰变如 $\phi \rightarrow 3\pi$ ，图4(b)中画成了二象性图，它在规范场论中换成了一组类似图7(a)的Feynman图。 $s\bar{s}$ 束缚态湮灭成三个（杨氏定理对 $J=1$ 态不容许更少）无质量矢量胶子，由于它们不带味，所以以实体化成为较轻的 $u\bar{u}$ 或 $d\bar{d}$ 对，从而得出 $\rho\pi$ 终态。在微扰论中，涉及几个平方平均质量为 S 的“硬”胶子的过程，几率正比于 $[\alpha(s)]^3$ 。如果“跑动的”耦合常数很小，

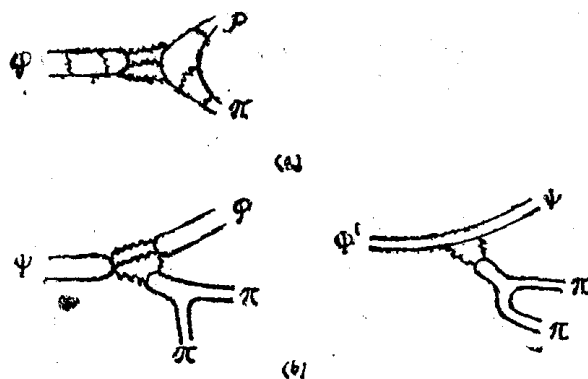


图7 (a) 描述 $\phi \rightarrow \rho\pi$ 的Feynman图
(b) ψ 的Zweig禁戒衰变的两个Feynman图，只画出了破坏Zweig规则的胶子。

那么我们预料Zweig禁戒衰变如 $\phi \rightarrow \rho\pi$ 的几率会正比于 α^3 。若 $\phi \rightarrow \rho\pi$ 是压低的，这就暗示 α_s 是小的。那么渐近自由的一般概念或(3.4)式中的特殊能量关系就表明Zweig规则应随衰变态质量的增大而越来越好。下一节中将看到， ϕ 衰变的实验值不是那样迷人的($\alpha_s \simeq 0.5$)，而对 ψ 衰变的实验值，情况更有利一些($\alpha_s \simeq 0.2$)。这样OZI规则破坏的定性的状况是与渐近自由一致的。

有一个要关心的原因。图7(b)中画出两个 ψ 的Zweig禁戒衰变图，左边的过程似乎有足够“硬”的胶子来产生健康的压低，但右边所示的级联衰变包含较“软”的胶子交换。渐近自由的论证不适用。但情况并不太糟，因为级联衰变 $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ 是比 $\psi \rightarrow$ 强子压低得少。把 $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ 和 $\rho' \rightarrow \rho\pi\pi$ 相比，在对很不同的相空间作校正后，给出 $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ 的一个完全没有压低的估计值 $\sim 10\text{MeV}$ 。观察到的宽度 $\sim 0.13\text{MeV}$ 表明OZI规则压低因子 ~ 75 ，与 ϕ 介子的因子差不多，远小于 $\psi \rightarrow$ 强子的因子。这有点可安慰，但远不是可信服的。

关于Zweig规则的结论是，在马马虎虎的水平上讲渐进自由给出的解释，就像Veneziano拓扑展开中的柱“浸冷”。在定量的水平上讲，只有一些唯象学而没有深入的了解。

V. 粲介子的弱衰变

1. 一般框架

Bjorken已仔细讨论过,“常规的”模型,有左手弱同位双重态

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad (5.1)$$

和右手弱同位单态的 Weinberg-Salam 理论得出:一等效的四费米子相互作用,

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_l + J_h) (J_l + J_h)^+ \quad (5.2)$$

其中 J_l 是轻子流, J_h 是强子(夸克)流。

(5.2)中省略了罗仑兹群和电荷结构。

(5.1)中的记号 d' 和 s' 代表Cabibbo转动后场的线性组合。相互作用把自己分成包括带电流和中性流的轻子-轻子,轻子-强子和强子-强子部分。流中各项里的粒子是带电轻子流:

$$J_l^c = \bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu \quad (5.3a)$$

中性轻子流:

$$J_l^N = \bar{\nu}_e \nu_e + \bar{\nu}_\mu \nu_\mu - \bar{e} e - \bar{\mu} \mu \quad (5.3b)$$

带电强子流:

$$J_h^c = \cos\theta (\bar{u}d + \bar{c}s) + \sin\theta (\bar{u}s - \bar{c}d) \quad (5.3c)$$

中性强子流:

$$J_h^N = \bar{u}u + \bar{c}c - \bar{d}d - \bar{s}s \quad (5.3d)$$

这里的 $\theta \approx 0.23$ 弧度,是著名的Cabibbo角。

(5.3)式中没有表示出流的罗仑兹群结构。对带电流,(5.3)式全都是 $V-A$,例如按我的(老式的)记号是 $\bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e$,按Bjorken和Drell的记号是 $\bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e$ 。对于中性流,在自发对称破缺的规范理论中,光子与 Z^0 的混合引起含带电粒子的等效中性流是 $V-A$ 和 V 的混合。例如在Weinberg (1972)理论中,中性轻子流在中微子旋量间为 $\gamma_\mu (1 + \gamma_5)$,而在

电子和 μ 介子的旋量间为 $\gamma_\mu (1 - 4 \sin^2 \theta_w + \gamma_5)$, θ_w 称Weinberg角,这是在模型中并不事先确定的混合角。对中性强子流(只有 p 和 n 场,代表质子和中子), (5.3d)中的 $\bar{n}n$ 项清楚地写成 $\bar{n} \frac{1}{2} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) n$,而 $\bar{p}p$ 项是 $\bar{p} \frac{1}{2} \gamma_\mu (1 - 4 \sin^2 \theta_w + \gamma_5) p$ 。既然Bjorken已彻底讨论过这些事情了,我们就将只要带电流,我们放弃对中性流的进一步考虑,只最后说明一点,(5.3d)式明显表明GIM机制在起作用。当没有粲夸克 c 与奇异夸克 s 的耦合,中性流会包含一个 $(\bar{d}s + \bar{s}d)$ 项,这是奇异数改变的中性流。(5.1)中夸克的两个弱同位双重态的对称性,导致奇异数,粲数和同位旋守恒的中性流,(5.3d)。

带电流(5.3c)的粲数变化部分中包含的强子选择规则是:

(a) Cabibbo允许跃迁(振幅中有 $\cos\theta$)

$$\Delta Q = \Delta C = \Delta S \quad \Delta I = 0 \quad (5.4)$$

(b) Cabibbo禁戒跃迁(振幅中有 $\sin\theta$)

$$\Delta Q = \Delta C \quad \Delta S = 0 \quad \Delta I = 1/2$$

或许看流的共轭更清楚,

$$J^+ \propto \cos\theta (\bar{s}c) - \sin\theta (\bar{d}c) + \dots \quad (5.5)$$

(5.5)式直接说明粲介子的半轻子或强子型衰变将按 $D \rightarrow \bar{K} + \dots$ 和 $\bar{D} \rightarrow K + \dots$ 的方式优先产生 $\bar{K}$ 或 K 。

2. 赝标介子的轻子衰变:

$P \rightarrow l \nu$ 的衰变振幅是

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \langle 0 | (J_h^c)_\mu | p \rangle \langle \bar{l} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu \rangle \quad (5.6)$$

其中例如

$$\begin{aligned} \langle 0 | J_\mu | \pi^-(q) \rangle &= i f_\pi \cos\theta q_\mu \\ \langle 0 | J_\mu | K^-(q) \rangle &= i f_K \sin\theta q_\mu \\ \langle 0 | J_\mu | D^-(q) \rangle &= -i f_D \sin\theta q_\mu \\ \langle 0 | J_\mu | F^-(q) \rangle &= i f_F \cos\theta q_\mu \end{aligned} \quad (5.7)$$

(5.7)中的Cabibbo角结构,包括相对正负号,是用(2.2)中每一介子的夸克结构

与流 (5.3c) 中相应的项相比较而确定的。常数 f_π, f_K, f_D, f_F 称为介子衰变常数。如果 SU(4) 没有自发破缺 (或除夸克质量外没有严重破缺), 我们预料这些衰变常数都接近相等。带电 π 介子的衰变速率是

$$\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \frac{G^2}{8\pi} f_\pi^2 \cos^2 \theta m_\pi^2 \times \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2 m_\pi \quad (5.8)$$

实验速率值 $\Gamma = 3.84 \times 10^7 \text{sec}^{-1}$, 导致 $f_\pi \simeq 0.138 \text{GeV}$, 对其他介子, 我们只是代入适当的质量和由 (5.7) 得来的因子替换 $f_\pi \cos \theta$, 用 Cabibbo 角 $\theta \simeq 0.23 - 0.24$ 弧度 (由全面符合介子, 重子衰变而定出), $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 的速率 $\Gamma = 5.14 \times 10^7 \text{sec}^{-1}$, 给出 $|f_K| = 1.15 |f_\pi|$, 约有 3% 的不确定来自 Cabibbo 角的误差。

由于 K 衰变的相空间因子 $\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)^2 = 0.91$, 对更重的粒子它将更接近于 1, 我们可估计出:

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \simeq \frac{m_D}{m_K} \Gamma(K^+ \rightarrow \mu \nu) \quad (5.9)$$

和

$$\Gamma(F^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \simeq \frac{m_F}{m_K} \cot^2 \theta \Gamma(K^+ \rightarrow \mu \nu)$$

用 $m_D = 1.86 \text{GeV}$ 和 $m_F \simeq 2.0 \text{GeV}$, 有

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \simeq 2 \times 10^8 \text{sec}^{-1}$$

$$\Gamma(F^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \simeq 3.6 \times 10^9 \text{sec}^{-1}$$

由于估计出总衰变速率是 10^{12}sec^{-1} 的量级或更大 (看下面), 所以这些纯轻子衰变的贡献将可忽略。

3. 赝标介子的半轻子衰变

衰变 $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu$ 类似于 $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu$ 。流的结构告诉我们, D 衰变有一 $\cos \theta$ 因子, 而 K 衰变是 $\sin \theta$ 。强子矩阵元有两个形状因子, $f_+(q^2)$ 和 $f_-(q^2)$ 。在 m_l/m_K 或 m_l/m_D 可忽略的限度内, 只有 f_+ 起作用。假定形状

因子为常数, 速率为 (例如看 Jackson 1962):

$$\Gamma = \frac{G^2 |f_+|^2}{768\pi^3} M^5 F(m/M) \quad (5.10)$$

其中 M 是衰变介子的质量, m 是衰变后强子的质量, 而

$$F(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x \quad (5.11)$$

假定除了 Cabibbo 角乘子以外形状因子相等, 那么估计 D_{13} 的速率为

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu) = \left(\frac{m_l}{m_K}\right)^5 \frac{F(m_l/m_D)}{F(m_l/m_K)} \cot^2 \theta \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) \quad (5.12)$$

用 $m_D = 1.86 \text{GeV}$ 和 $\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu) \simeq$

$$7.5 \times 10^6 \text{sec}^{-1}, \text{ 得出}$$

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu) = \Gamma(D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu) \simeq 1.0 \times 10^{11} \text{sec}^{-1}$$

然后 D_{13} 和 D_{33} 的速率和就是

$$\Gamma(D \rightarrow \bar{K} \mu \nu) + \Gamma(D \rightarrow \bar{K} e \nu) \simeq 2 \times 10^{11} \text{sec}^{-1} \quad (5.13)$$

Cabibbo 禁戒衰变 $D^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ 的速率相对于 (5.13) 要压低一个因子 $\tan^2 \theta \simeq 0.05$

奇异赝介子 $F^+ = (cs)$ 转化为 (ss) 的强度是 $\cos \theta$, 而转化为 (ds) 是 $\sin \theta$ 。因此我们预料主要的半轻子跃迁是

$$F^+ \rightarrow \eta l^+ \nu \text{ 和 } F^+ \rightarrow \eta' l^+ \nu$$

而 $F^+ \rightarrow K^0 l^+ \nu$ 将受 $\tan^2 \theta$ 压低。由于 η 和 η' 的 SU(3) 混合, 速率有些另外的不确定性。很粗略地讲, 如果 F^+ 质量在 2GeV 左右的话, 我们预料 $F^+ \rightarrow \eta \mu^+ \nu$ 和 $\eta e^+ \nu$ 的速率和是可以与 (5.13) 相比拟的。

因为赝介子质量相对较重, 所以必须计入多强子型半轻子衰变的可能性。我们可以在 PCAC 的框架内来考虑接续的 π 发射。如 Gaillard, Lee 和 Rosne 发现, 在每个 π 介子的软 π 极限下, 多 π 振幅趋于 0, 根本原因是夸克流的有关部分 $(\bar{c}s)$ 是一同位标量, 它与同位轴荷 Q_5^0 是对易的。因此多强

子的半轻子衰变会有些压低。

4. 内含半轻子和强子型过程的速率

对 $D \rightarrow l\nu + \text{强子}$ 或 $D \rightarrow \text{强子}$ 的速率可作一朴素的估计：设想弱衰变过程通过准自由夸克进行，而夸克接着转化成强子，大概地如图8所示。这里假定了夸克转化为强子的几率是1。

对半轻子内含过程，如果假定粲夸克质量比其他夸克质量大很多，我们可以搬用通常的 β 衰变速率公式，或 μ 衰变的公式。后者的速率是

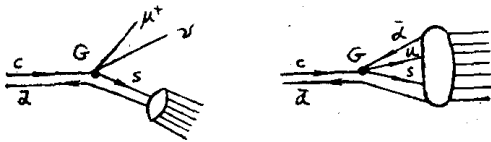


图8 如何估计内含衰变的示意图

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (5.14)$$

用 $m_c \simeq 1.6 \text{ GeV}$ 替代 m_μ ，由 $\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})$
 $= 4.55 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$

估计出

$$\Gamma(D \rightarrow l\nu + \text{强子}) \simeq 0.7 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1} \quad (5.15)$$

这里的强子将几乎总包含一个K介子。

为估计内含强子型衰变，有关的相互作用是强子流(5.3c)和它的共轭的乘积。因此 $(\bar{u}d)(\bar{s}c)$ 项带有一个因子 $\cos^2\theta$ 。另外有一个反应强子型衰变的 $\Delta I = 1/2$ 规则的增强因子A。我们在下一节说明它。现在只接受这估计， $A \sin\theta \simeq 1$ 。那么 $D \rightarrow \text{强子}$ 的衰变率估计比(5.15)大一个因子 $\frac{1}{2}$ ($A \cos^2\theta)^2 \simeq \frac{1}{2} \text{ cosec}^2\theta$;

$$\Gamma(D \rightarrow \text{强子}) \simeq 7 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1} \quad (5.16)$$

若没有这增强因子19，速率将是 $3.5 \times 10^{11} \text{ sec}^{-1}$ ，约为(5.15)的1/2。这样D衰变会有很大成分包含轻子。或许与此有关的实验

已经有了。在Tbilisi会议上报导的(及SLAC专题会议上Schmuser和Meyer报告的) DESY关于 $e^\pm X$ 道和 $e^\pm(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)X$ 道

(其中 $X = \text{强子}$) 的新结果似乎可联想到粲介子的内含半轻子衰变。在 4.1 GeV ， $e^\pm X$ 的截面 $> 1 \text{ nb}$ ，而 $e^\pm(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)X$ 的截面是 0.8 nb 。在 4.03 GeV ，总截面中的“新粒子”部分约是 15 nb 。因每一事例中有 $D\bar{D}$ 对，那么内含的D(或 $\bar{D}$) 产生有 $\sim 30 \text{ nb}$ 。对 $e^\pm K^0 X$ 衰变，看不见的 $K_s \rightarrow \pi^0\pi^0$ 和 K_L^0 的修正，产生 $0.8 \times 1.8 = 1.4 \text{ nb}$ 。因此内含半轻子(e 和 μ)衰变 $D \rightarrow 1K^0 X$ (多半 $D^\pm?$) 的分支比是 $\frac{2.8 \text{ nb}}{30 \text{ nb}} \simeq 0.1$ 。这与

(5.15) 和 (5.16) 相符，但或许是个过低的估计。(如 $X = 0$ ， K^0 优先地从带电D中出来。在 4.03 GeV 处产生的 D^0 和 $\bar{D}^0$ 比 $D^\pm$ 多。) 若有确实的 $e^\pm X$ 截面，和这些事例中 $K^\pm/K_s^0$ 的值将有助于弄清情况。看总的半轻子分支比上升到比0.1高多少，我们在D衰变中运用经验的 $\Delta I = 1/2$ 增强因子将或多或少地为这些事实所证实。

5. 多粒子强子型衰变

对粲介子的多粒子强子型衰变没有理论。Gaillard, Lee和Rosner用一十分简单的统计模型，估计了 $K\pi$ ， $K\pi\pi$ ， $K\pi\pi\pi$ 等事例的相对量。然后他们用内含速率(5.16)对实际速率得出很粗略的估计。我们暂时先跟他们走，然后指出修正。

对 $D \rightarrow \bar{K} + n\pi$ ，如果罗仑兹不变相空间是决定性的因子，那么

$$\Gamma_n \simeq \frac{\text{常数}}{(\xi f_\pi)^{2n}} F_n \quad (5.17)$$

可从流代数(用 $\xi = 1$) 得出，这里的矩阵元取作正比于 $(\xi f_\pi)^{-n}$ ，而相空间积分 F_n 是

$$F_n = \frac{1}{(2\pi)^{3n+3}} \int \frac{d^3k}{2k_0} \prod_{j=1}^n \frac{d^3p_j}{2E_j} \delta^4(k + \sum p_j - P) \quad (5.18)$$

对无质量粒子（包括K介子！），积分可积成初等的项，结果是：

$$F_n^{(0)} = \frac{8 M^{2n-2}}{(4\pi)^{2n+2} n! (n-1)!} \quad (5.19)$$

其中M是衰变系统的不变质量。结合(5.19)与(5.17)，我们得出D介子衰变的相继速率比的GLR结果：

$$\frac{\Gamma_{n+1}}{\Gamma_n} = \left(\frac{M_D}{4\pi \xi f_\pi} \right)^2 \frac{1}{n(n+1)} \quad (5.20)$$

GLR的表4是用 $\xi = 1$ 从(5.20)算出。我们下面的表2中给出他们对 $m_D = 1.86 \text{ GeV}$ 的估计，和 $\xi = 0.5$ 时相应的值。可以看出，各种态上的分布很敏感于矩阵元（即在粒子产生的热力学模型中的盒子体积）对n的依赖关系。

表2 按(5.20)式对非零K介子质量作相空间修正后，质量为1.86 GeV的质标粲介子的非轻子衰变的相对量

终 态	$\xi = 1.0$		$\xi = 0.5$	
	$m_K = 0$	$m_K \neq 0$	$m_K = 0$	$m_K \neq 0$
$\bar{K}\pi$	59%	72%	17%	30%
$\bar{K}2\pi$	34%	25%	39%	43%
$\bar{K}3\pi$	6%	3%	30%	20%
$\bar{K}4\pi$	1%		11%	6%
$\bar{K}5\pi$			3%	1%

且不管未知的动力学，在运动学中就有一严重的缺点。忽略一切质量，过高地估了较多 π 介子的多重性。很小一步修正是在计算中至少包括K介子质量。对质量M粒子衰变成质量m粒子加上几个无质量粒子，不变相空间积分(5.18)在 $n \geq 2$ 时可写作：

$$F_n = F_n^{(0)} \left(1 + \frac{m^2}{M^2} \right)^n n(n-1) \int_{x_{min}}^1$$

$$\sqrt{x^2 - x_{min}^2} (1-x)^{n-2} dx \quad (5.21)$$

其中 $x_{min} = \frac{2Mm}{M^2 + m^2}$ 。用 $M = 1.86 \text{ GeV}$ 和 $m = 0.49 \text{ GeV}$ ， $x_{min} = 0.50$ 。这样有

$F_2/F_2^{(0)} \simeq 0.62$ ， $F_3/F_3^{(0)} \simeq 0.38$ 对高n值作渐近估算，我得出的值记在表2的第三和第五行中，标以 $m_K \neq 0$ 。很清楚， $K n \pi$ 态对质量和矩阵元的假设很敏感。

有一点看来清楚，朴素的统计模型，专门对运动学作质量修正，并不能预言主要衰变方式的高多重性。要凑参数使达到实验（Goldhaber等，1976）所示的 $K3\pi/K\pi \gtrsim 3$ 很难。模型的一种修正是让矩阵元对高 π 介子动量强烈衰减。这将对二体方式压低最多，并可调整到有利于高的多重性。另一种可能是终态有强共振形成，例如 $D \rightarrow K^* \pi \pi$ 甚至 $K^{**} \pi$ ，虽然我知道它至今没有证据。

6. 粲介子的强子型二体衰变； $\Delta I = 1/2$ 规则的推广

粒子的纯强子型衰变是由强子流(5.3c)和它的共轭乘积所控制。这乘积的全部内容是：

$$J_1^c J_1^{c\dagger} = \cos^2 \theta [(\bar{u}d)(\bar{d}u) + (\bar{c}s)(\bar{s}c) + (\bar{u}d)(\bar{s}c) + (\bar{d}u)(\bar{c}s)]$$

$$+ \sin^2 \theta [(\bar{u}s)(\bar{s}u) + (\bar{c}d)(\bar{d}c) - (\bar{u}s)(\bar{d}c) - (\bar{c}d)(\bar{s}u)]$$

$$+ \sin \theta \cos \theta [(\bar{u}d)(\bar{s}u) - (\bar{u}d)(\bar{d}c) + (\bar{c}s)(\bar{s}u) - (\bar{c}s)(\bar{d}c)]$$

$$+ \text{h.c.} \quad (5.22)$$

如果我们考虑通常的 $\Delta S = 1$ 衰变，起作用

的项是最后一括号中的第一项。根据所含的夸克, SU(2)变换性质很明显:

$$(ud)(su) \sim \pi^- K^+ \sim \sqrt{\frac{2}{3}} (I=1/2) \\ - \sqrt{\frac{1}{3}} (I=3/2)$$

因此原始的流-流作用与观察相矛盾, 它既有 $\Delta I=1/2$ 的项也有 $\Delta I=3/2$ 〔发现的 $\Delta I=3/2$ 振幅相对于为主的 $\Delta I=1/2$ 振幅大小只有5%〕。需要某种动力学机制来使 $\Delta I=1/2$ 部分相对 $\Delta I=3/2$ 部分得到增强。按SU(3)的术语, 因为 $\Delta I=1/2$ 出现在流乘积引起的8, 而 $\Delta I=3/2$ 出现于27, 我们用“八重增强”来代表这需要的动力学现象。对八重增强有各种理论论证。下面我们讲其中之一。

对SU(4)和粲数, 基本情况一样。在我们的理论中是对SU(3)子群需要 $\Delta I=1/2$ 规则, 但增强是SU(4)的事, 它也将影响粲粒子的衰变。许多人做过需要的群论 (Alta-relli, Cabibbo和Maiani, 1975; Kinoshita等, 1975; Einhorn和Quigg, 1975)。以前两个八重态的流-流乘积, 现在是

$$[15 \otimes 15]_{\text{对称}} = 1 \oplus 15_{\text{对称}} \oplus 20 \oplus 84$$

对称的15实际上并不进入弱作用的这个特定的模型。只有20和84与 $\Delta S=1$ 或 $\Delta C=1$ 的跃迁有关。这两个SU(4)表示的SU(3)内容是

$\Delta C=0$	$ \Delta C =1$
20 8	6, $\bar{6}$
84 8, 27	15, 15, ...

在 $\Delta C=0$ 跃迁中观察到的八重为主, 明显地说明SU(4)中的20比84占优势。这接着暗示对粲数变化的跃迁是 $6+\bar{6}$ 为主。对赝标粒子的衰变, $6+\bar{6}$ 为主的结果是只含两个赝标粒子的衰变方式都联系到一个矩阵元。这样准至相空间修正因子, 并忽略 η 和 η' 混合, 我们有明显的预言

$$\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+) = \Gamma(D^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+) = 0$$

(I, U和V旋爱好者知道对此有一V旋的论

证将不会奇怪。)

和

$$\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0) = \Gamma. \quad (\text{定义})$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 2\Gamma.$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow K^- K^+) = 2 \tan^2 \theta \Gamma.$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+) = 2 \tan^2 \theta \Gamma.$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \eta^0) = \frac{1}{3} \Gamma.$$

$$\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 K^+) = 2 \tan^2 \theta \Gamma.$$

$$\Gamma(D_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^+) = \frac{4}{3} \tan^2 \theta.$$

$$\Gamma(F^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+) = 2\Gamma.$$

$$\Gamma(F^+ \rightarrow \eta^0 \pi^+) = \frac{4}{3} \Gamma.$$

等等。

20为主有多少道理? 意见有分歧。Weinberg-Salam理论和基于Wilson短距展开的强作用色规范对称性的考虑指出, 两个流乘积的八重部分的奇异行为大于非八重部分, 但只差一个 $\log Y$ 的分数幂 (Gaillard和Lee, 1974)。这增强是否足以产生 $\Delta I=1/2$ 规则不清楚。作为内行的概述, 可参看B. W. Lee (1975, 1976)。在任何事例中, 对粲介子衰变使用由 $\Delta C=0$ 过程导出的八重增强因子 $A \simeq (\sin \theta)^{-1}$ 都是危险的。因此我们在(5.16)式下面的评注应重新注意。

7. 一些零碎问题: 外来终态,

$D^0-\bar{D}^0$ 混合, 粲重子的衰变

作为粲粒子衰变的特征, 外来终态对排除重子态的其他介子的代替物是有用的。回想“外来的”意思是指它具有按强子SU(3) $q\bar{q}$ 和 qqq 模型所不允许的同位旋和奇异量子数。例如你如果在 $\pi^+\pi^0$ 系统的494 MeV质量处发现一个窄共振, 你可用某种方法确定它的J值为偶数, 你会推论这 $\pi^+\pi^0$ 系统具有 $I=2$, 因此是外来的。由于未曾观察到外来介子, 尤其在1 GeV以下, 你会正确地断定, 这 $\pi^+\pi^0$ 态大概是弱衰变的结果。你就会发现了 K^+ 介子!

在 $K^\pm \pi^\pm \pi^\pm$ 中看到的, 1.88 GeV处新近发