第7卷 第1期 高能物理与核物理 Vol. 7 No. 1
1983年1月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS Jan., 1983

重层子模型中介子的衰变过程

丁亦兵 赵光达
（中国科技大学研究生院）（北京大学物理系）

摘 要

本文利用重层子模型[1]中得到的介子B-S波函数讨论介子的轻子型弱衰变、电磁衰变和各种二体强衰变过程．除了解释 $f_\pi \approx f_K$，$1^- \to l^+l^-$ 等过程外，计算得到的各种强衰变宽度也都同实验基本符合．

一、引 言

文献[1]中提出的介子的重层子模型可以得到与实验符合较好的质量谱．本文将利用该文所求出的B-S波函数来讨论介子的各种衰变过程．人们[2]注意到，只有赝标耦合为主的位势才能给出符合介子二体轻子衰变的解[3]．我们的模型符合这一要求，因此能自然地解释 $f_\pi \approx f_K$ 及 $1^- \to l^+l^-$ 等过程．Böhm[4] 等讨论过介子的强衰变过程，但他们采用的波函数违背 PCAC[5]．我们的任务是统一地解释介子的弱衰变，电磁衰变，特别是强衰变过程．

由于在梯形近似下得到的 B-S 波函数归一化条件对强耦合不再有效，我们提出了以旁观层子"自能"传播子代替直通传播子的假定，并在此基础上讨论了波函数归一化和各种衰变过程．关于 $0^{-+} \to l\bar{\nu}$，$1^{--} \to l^+l^-$ 以及 $1^{--} \to 0^{-+}\gamma$ 等过程的计算结果都同实验基本上符合．关于二体强衰变，我们采用了层子对产生模型（QPCM）[6] 的假定．结果表明，各种类型的强衰变宽度都与层子裸质量 M 无关，即满足所谓的超强作用不外露的"饱和性"条件[4]．所得的数值结果也是比较满意的．

二、波函数的简化形式及其协变化

把文献[1]解得的 $\varphi(\mathbf{p})$ 和 $\varphi^V_{l=0}(\mathbf{p})$ 分别代入该文（2.3）式，可以求得 0^{-+} 介子的波函数 χ^P 和 1^{--} 介子的波函数 χ^V．由于层子质量 $M \gg$ 介子质量 m，且 $M \gg |\mathbf{p}|$，χ^V 和 χ^P 可以简化．又由于 s 层子与 u.d 层子质量相差不大，在不涉及 D、F 介子的衰变过程中可近似地取 $M_1 = M_2 = M$．考虑到这些条件，很容易证明

$$\chi^P(\mathbf{p}) \approx -\frac{M}{p^2+M^2}\left[\gamma_5 + \frac{m}{4M}\gamma_4\gamma_5\right] g(\mathbf{p}) \tag{2.1}$$

本文1982年2月19日收到．

$$\chi^V(\mathbf{p}) \approx \frac{M}{p^2+M^2}\left[\gamma_4(\boldsymbol{\gamma}\cdot\mathbf{e}) + \frac{m}{4M}(\boldsymbol{\gamma}\cdot\mathbf{e})\right] f(p) \tag{2.2}$$

式中 $p^2=\mathbf{p}^2-p_0^2$. 易见，0^{-+} 介子以 γ_5 项为主；而 1^{--} 介子以 $\gamma_4(\boldsymbol{\gamma}\cdot\mathbf{e})$ 项为主.

这两个波函数都是质心系的解. 原则上我们可以通过文献 [7] 指出的手续把它们协变化，得到

$$\chi^P \approx -\frac{M}{p^2+M^2}\left(\gamma_5 - \frac{i\not{P}}{4M}\gamma_5\right) g(p) \tag{2.3}$$

$$\chi^V \approx -\frac{M}{p^2+M^2}\left(i\frac{\not{P}}{m}\not{e} - \frac{m}{4M}\not{e}\right) f(p) \tag{2.4}$$

为了避免将 $g(\mathbf{p}), f(\mathbf{p})$ 形式上协变化在 p_0 复平面造成反常奇异性[7]的困难，且考虑到 $|\mathbf{p}|$ 很小，对于含有 $g(p)$ 或 $f(p)$ 的积分采用如下的近似方法：先计算 $g(\mathbf{p})$ 和 $f(\mathbf{p})$ 的相应积分，然后把结果按上述手续协变化.

三、波函数的归一化和层子的“自能”传播子

通常在梯形近似下，假定层子-反层子相互作用核 $G(p, p'; P)$ 与 P_μ 无关，$\frac{\partial G}{\partial P_\mu}=0$，并将层子的传播子近似取为自由传播子，便得归一化条件

$$\int \frac{d^4P}{(2\pi)^4} S_P\left\{\chi_P^+(p)\chi_P(p)\left[H_{-P}+\frac{m}{2}-p_0\right]\right\} = -2im \tag{3.1}$$

当 χ 取为 M 很大的近似波函数时，上式可简化为

$$M\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} S_P\{\chi_P^+(p)\chi_P(p)\gamma_4\} = -2im \tag{3.2}$$

但正如人们[9]所指出的，重层子模型中的超强相互作用代表层子之间十分复杂的相互作用. 它象口袋模型一样，很可能是对某种整体相互作用的近似描述，不能同梯形近似等同起来. 事实上，在强耦合情形下应用梯形近似[8]会导致鬼态的出现. 此外，正如文献[3]所指出的，瞬时相互作用不是一个协变的概念，相互作用核 G 必然与 P_μ 有关，不能随意略去 $\frac{\partial G}{\partial P_\mu}$ 项来求归一化. 所以 (3.1) 和 (3.2) 式对瞬时相互作用下的强耦合模型不再有效. 我们将从某些物理假定出发，来考虑归一化问题.

Preparata[9] 在他的重夸克模型中建议用一种带有“自能”顶点的夸克传播子代替直通传播子来计算强子的衰变过程. 与此类似，我们假定在任何强子跃迁过程中，旁观层子的直通传播子均为“自能”传播子代替，即对旁观层子把 $S_F(p)$ 换为 $S_F(p)(2\pi)^4 aS_F(p)$，其中 a 是一个具有质量量纲的普适参量. 我们将在下面通过电荷归一化来说明这一假定的物理意义.

不难看出(参看图 3)，在这一假定下介子的电荷归一化条件变为

$$a\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} S_P[\chi_P^+(p)\chi_P(p)\gamma_4] = -2im \tag{3.3}$$

(3.3) 和 (3.2) 的区别仅仅在于把裸质量 M 换成 a. 后面我们将看到 a 的大小约为几百

MeV，因而在一定程度上可把 a 看作旁观层子在位阱中的等效质量．当其中一个层子同外场作用时，另一旁观层子同该层子仍由超强相互作用束缚在一起，它不是以裸质量而是以某种很小的等效质量对外场作出反应．这就是"自能"传播子的物理意义．此外，也可以象文献 [9] 那样，把 a 理解为层子由一个强子跃迁到另一个强子的几率．

把 (2.1) 和 (2.2) 代入 (3.3)，便可得到

$$g(\mathbf{p}) = \left(\frac{8M^2\pi^2}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \phi(\mathbf{p}) \tag{3.4}$$

$$f(\mathbf{p}) = \left(\frac{8M^2\pi^2}{a}\right)^{\frac{1}{2}} \phi(\mathbf{p}) \tag{3.5}$$

其中 $\phi(\mathbf{p})$ 是满足归一化条件 $\int |\phi(\mathbf{p})|^2 d^3p = 1$ 的三维波函数．按文献 [1]，在大多数情况下，我们将把 $\phi(\mathbf{p})$ 取为谐振子波函数．

四、$1^{--} \to e^+e^-$ 过程

该过程如图 1 所示．矩阵元为

$$M_{if} = \frac{i}{(2\pi)^4} \frac{e_q e^2}{m^2} j_\mu \int d^4p S_P\{\chi^V(p)\gamma_\mu\} \tag{4.1}$$

其中 e 为电子电荷，$e_q e$ 为介子等效电荷，j_μ 为轻子电流．把 (2.2) 的 χ^V 代入 (4.1)，可以求得衰变宽度为

$$\Gamma_{1^{--}\to e^+e^-} = \frac{1}{24\pi^2} \frac{\alpha^2 e_q^2}{mM^2} |f(0)|^2 = \frac{\alpha^2 e_q^2}{3am} |\phi(0)|^2 \tag{4.2}$$

其中 $\phi(0)$ 为三维归一化空间波函数的零点值．与上式不同，通常弱束缚非相对论给出的宽度[10]与 m 的平方成反比．对基态的谐振子波函数[1]有

$$|\phi(0)|^2 = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{8\alpha'}\right)^{3/2} \tag{4.3}$$

式中 α' 为 Regge 斜率．代入 (4.2)，由 $\rho \to e^+e^-$ 的衰变宽度可以定出

$$a = 178\ \text{MeV} \tag{4.4}$$

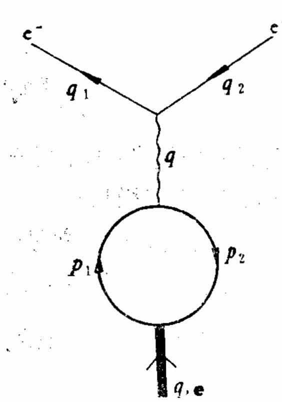

图 1　$1^{--}\to e^+e^-$

利用它可以计算出其它介子的衰变宽度，结果如表 1 所示．其

表 1　$\Gamma_{e^+e^-}$ 的理论值与实验值[11]

（其中 $1/a'$ 取自文献 [1]，Υ 的相应值是假定 $m_b = 3m_c$ 计算得到的．）

介　子	m (GeV)	e_q^2	$1/\alpha'$ (GeV²)	Γ 理论值 (keV)	Γ 实验值 (keV)
ρ	0.776	1/2	1.00	6.5*(输入)	6.5±0.8
ω	0.783	1/18	1.00	0.72	0.76±0.17
ϕ	1.020	1/9	1.28	1.57	1.34±0.08
ψ	3.097	4/9	2.19	4.64	4.8±0.6
Υ	9.433	1/9	3.80	0.87	1.24±0.13[12]

中 $\Gamma_{e^+e^-}(\Upsilon)$ 计算值与实验值的偏离，说明对重介子特别是 $b\bar{b}$ 系统，谐振子势不再是好的近似．在对 Ψ'，Υ' 等的 $\Gamma_{e^+e^-}$ 计算上这一点将更加突出地显示出来．

五、$0^{-+}\to\mu\bar{\nu}$ 过程

$\pi\to\mu\bar{\nu}$ 衰变过程如图 2 所示．矩阵元为

$$M_{if}=\frac{1}{(2\pi)^4}\left(\frac{G}{\sqrt{2}}\cos\theta\right)\bar{u}(q_1)\gamma_\mu(1+\gamma_5)v(q_2)\int d^4pS_P[\gamma_\mu(1+R\gamma_5)\chi^P] \qquad (5.1)$$

其中 θ 为 Cabbibo 角．R 是一个常数，可由朴素夸克模型定出 $R=3G_A/5G_V\approx\frac{1}{\sqrt{2}}$[3]．$K\to\mu\bar{\nu}$ 矩阵元与 (5.1) 式只区别于以 $\sin\theta$ 代替 $\cos\theta$．

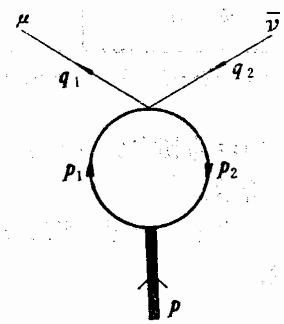

图 2　$0^{-+}\to\mu\bar{\nu}$

不难看出，对上式作出贡献的只是波函数 χ^P 中的 $\gamma_\mu\gamma_5$ 项．由 (2.1) 知，此项与 m 成正比．由此可按

$$\langle 0|J^W_\mu(0)|\pi\rangle=f_\pi\cos\theta P_\mu,$$

求得弱耦合常数

$$f_\pi=\frac{R}{2\sqrt{\pi a}}\psi(0)\approx\frac{1}{4(2\pi)^{3/4}\sqrt{a}}\left(\frac{1}{\alpha'_\pi}\right)^{3/4} \qquad (5.2)$$

代入 (4.4) 式便得到 $f_\pi\approx 150$ MeV（实验值～138 MeV[11]）．类似地可以求得 f_K．易证

$$f_K/f_\pi\approx(\alpha'_\pi/\alpha'_K)^{3/4}\approx 1.13 \quad (\text{实验值}\sim 1.15^{[11]})$$

事实上，通过 (4.2) 式和 (5.2) 式，可以消去零点波函数和参数 a，得到联系弱衰变和电磁衰变的 Kawarabarashi-Suzuki 关系式[3] $2\gamma_\rho f_\pi=m_\rho$．通常的非相对论夸克模型得不到这一结果，这正是本模型的一个成功之点．

六、$1^{--}\to 0^{-+}\gamma$ 过程

此过程如图 3 所示，其中旁观层子取了"自能"传播子．矩阵元为

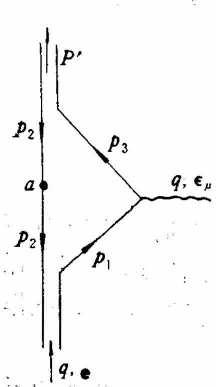

图 3　$1^{--}\to 0^{-+}\gamma$

$$M_{if}=a\langle D\rangle e\int\frac{d^4p}{(2\pi)^4}S_P\left\{\bar{\chi}_{P'}(p')\left[\hat{\epsilon}-\frac{\kappa}{2M}\sigma_{\mu\nu}q_\mu\epsilon_\nu\right]\chi_P(p)\right\} \qquad (6.1)$$

其中 ϵ_ν 为光子的极化矢量，$e_q\kappa/2M$ 为层子的反常磁矩，$\langle D\rangle$ 为电荷算符 Q 的 $SU(3)$ $(SU(4))$ 矩阵元[13]．

把 $\bar{\chi}_{P'}(p')=-\gamma_4\chi^+_{P'}(p')\gamma_4$[13] 以及 (2.3) 和 (2.4) 式代入 (6.1) 可得

$$M_{if}=\frac{ia\langle D\rangle e}{4M^2}\epsilon_{ijk}e_iq_j\epsilon_k\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}g\left(\mathbf{p}-\frac{\mathbf{q}}{2}\right)f(\mathbf{p})(1+2\kappa) \qquad (6.2)$$

衰变宽度为

$$\Gamma=\frac{\langle D\rangle^2\alpha}{3}(1+2\kappa)^2\frac{q^3}{m^2}e^{-q^2a'} \qquad (6.3)$$

表 2 $1^{--}\to0^{-+}\gamma$ 衰变宽度值

衰变过程	$\langle D\rangle$	$\kappa=0$ 时 Γ 理论值(keV)	$\kappa=0.2$ 时 Γ 理论值(keV)	Γ 实验值(keV)
$\rho^-\to\pi^-\gamma$	1/3	20.6	40.4	37 ± 10
$K^{*0}\to K^0\gamma$	$-2/3$	36.5	71.5	75 ± 35
$\omega\to\pi^0\gamma$	1	188.4	369.3	889 ± 50
$\varphi\to\eta\gamma$	$\frac{1}{3}\sqrt{8/3}$	28.9	56.6	64 ± 8
$\psi'\to\eta_c\gamma$ 1)	4/3	0.5	1.0	0.92 ± 0.17[12]
$\psi\to\eta_c\gamma$	4/3	0.8	1.6	$0.24-2.4$[12]

1) 这一过程的宽度是由径向激发谐振子波函数计算得到的.

其中m为初态矢量介子质量，q为光子动量，α'为 Regge 斜率. 理论与实验的比较如表 2 所示.

由上表可见，当取$\kappa=0.2$时，Γ的理论值与实验值的符合(除$\omega\to\pi^0\gamma$外)比较满意.

七、二体强衰变过程

该过程如图 4 所示. 首先我们把层子对产生模型[6]推广到相对论情况. 由于真空产生的层子对是在$^3P_0$态，所以我们假定这个顶点的耦合强度正比于$b\hat{k}$，其中b为一个普适的无量纲耦合常数，$\hat{k}=\gamma_\mu k_\mu$，k_μ为产生的粒子的动量. 此外，对旁观层子采用"自能"传播子. 于是:

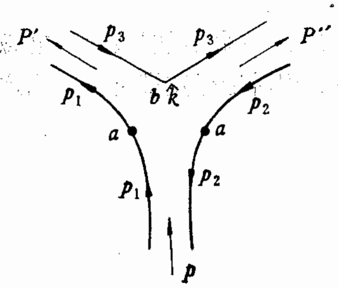

图 4 介子的二体强衰变

$$M_{if}=\frac{a^2b}{(2\pi)^4}\int d^4pS_P\{\bar{\chi}_{P'}(p')\hat{k}\bar{\chi}_{P''}(p'')\chi_P(p)\}\cdot(SU(3)\text{ 因子})\tag{7.1}$$

其中各动量的意义如图 4 所示，它们的运动学关系为

$$P=P'+P'',$$

$$p_1=p+\frac{P}{2}=p''+\frac{P''}{2},\quad p_2=p-\frac{P}{2}=p'-\frac{P'}{2},$$

$$p_3'=p'+\frac{P''}{2}=p''-\frac{P''}{2},\quad k=p_3=p+\frac{1}{2}(P'-P'').$$

不同的衰变过程区别在于波函数的具体形式和$SU(3)$因子的数值不同. 参数b的值由$\rho\to\pi\pi$或$\varphi\to K\bar{K}$作输入来定. 需要特别指出的是，由于M非常大，计算Γ时只须保留最大量级的贡献即可. 我们发现，求得的各种衰变宽度都与M无关，即满足所谓超强作用的饱和性[4]，这正是我们希望得到的结果.

附录中给出了普通介子各种强衰变宽度的计算公式. 数值结果列在表 3，同实验的符合是比较满意的. 关于ψ族粒子的强衰变，我们将在另文专门讨论.

表 3　普通介子二体强衰变宽度（* 为输入值）

衰变模式	衰 变 道	c	Γ 理论值 I (MeV)（以 $\varphi\to K\bar{K}$ 为输入）	Γ 理论值 II (MeV)（以 $\rho\to\pi\pi$ 为输入）	实验值[14] (MeV)
$1^{--}\to0^{-+}0^{-+}$	$\rho\to\pi\pi$	$\sqrt{2}$	120.6	158* ($b^2a=125.2$)	158 ± 5
	$\varphi\to KK$	1	3.43* ($b^2a=95.51$)	4.5	3.43 ± 0.20
	$K^*\to K\pi$	1	46.82	60.14	50.3 ± 0.8
	$\rho'\to\pi\pi$	$\sqrt{2}$	87.05	114.1	45
$1^{+-}\to1^{--}0^{-+}$	$B\to\omega\pi$	$\sqrt{2}$	138.2	181.1	129 ± 10
$1^{++}\to1^{--}0^{-+}$	$A_1\to\rho\pi$	$\sqrt{2}$	401.9	527.3	270 ± 45
			8.55	11.21	<10
$2^{++}\to0^{-+}0^{-+}$	$f\to\pi\pi$	$\sqrt{2}$	119.1	156.0	148 ± 16
	$f'\to KK$	1	33.74	44.21	67 ± 10
	$K^{**}\to K\pi$	1	47.10	61.73	49.1 ± 5.2
$2^{++}\to1^{--}0^{-+}$	$A_2\to\rho\pi$	$\sqrt{2}$	50.02	65.55	71.4 ± 4.2
	$K^{**}\to K^*\pi$	1	19.88	26.05	27.0 ± 3.5

本文的一部分内容是在张凯慈同志的合作下完成的．此外，在本文写作过程中得到了胡宁先生的关注，并与何祚庥、高崇寿、宋行长、朱重远等同志进行了有益的讨论，特此表示感谢．

附录：二体强衰变宽度公式

取初态介子静止系．设 m 为初态介子质量．末态介子中，自旋不为零的粒子的质量和能量为 m' 和 E'，自旋为零的粒子质量和能量为 m'' 和 E''．P' 为末态粒子的动量值．$(c)^2$ 为 $SU(3)$ 系数的贡献．α' 为 Regge 斜率．

(1) $1^{--}\to0^{-+}+0^{-+}$（1^{--} 为基态．如 $\rho\to\pi\pi$）

$$\Gamma=(c)^2b^2a\frac{2\sqrt[9]{2\pi}}{3^4}P'^3\cdot\alpha'^{\frac{3}{2}}e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'} \tag{A.1}$$

(2) $1^{--}\to0^{-+}+0^{-+}$（1^{--} 为第一径向激发态，如 $\rho'\to\pi\pi$）

$$\Gamma=(c)^2b^2a\frac{2\sqrt[8]{2\pi}}{3^3}P'^3\alpha'^{\frac{3}{2}}\left[\frac{2}{3}-\frac{16}{27}P'^2\alpha'\right]e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'} \tag{A.2}$$

(3) $1^{+-}\to1^{--}+0^{-+}$（1^{+-} 为 0^{-+} $L=1$ 的激发态．如 $B\to\omega\pi$）

$$\begin{aligned}\Gamma=(c)^2b^2a\frac{2\sqrt[5]{2\pi}}{3^4}P'\alpha'^{\frac{1}{2}}&\Big\{3\left(\frac{E'}{m'}\right)^2+\left[\left(\frac{E'}{m'}\right)^2-2\frac{E'}{m'}-\frac{32}{3}m'E'\alpha'\right]\frac{P'^2}{m'^2}\\&+\left(\frac{m}{m'}+\frac{16}{3}mm'\alpha'\right)\left(\frac{m}{m'}+\frac{16}{3}mm'\alpha'-\frac{2mE'}{m'^2}\right)\frac{P'^4}{m'^2m^2}\\&+\left(\frac{m}{m'}+\frac{16}{3}mm'\alpha'\right)\frac{2P'^6}{m'^4m^2}\Big\}e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'}\end{aligned} \tag{A.3}$$

(4) $1^{++}\to1^{--}+0^{-+}$（1^{++} 为 1^{--} 介子 $L=1$ 的激发态，如 $A_1\to\rho\pi$）S 分波宽度

$$\begin{aligned}\Gamma_S=(c)^2b^2a\frac{4\sqrt{2\pi}}{9}P'\alpha'^{\frac{1}{2}}\left(1+\frac{P'^2}{3m'^2}\right)&\Big[1+\frac{2E'}{m'}\left(1+\frac{E''}{m}\right)\\&-\left(\frac{2}{3}\frac{m'}{m}+\frac{1}{2}\frac{E''}{m'}\right)\cdot16P'^2\alpha'\Big]^2e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'}\end{aligned} \tag{A.4}$$

D分波宽度

$$\Gamma_D=(c)^2b^2a\frac{2\sqrt[8]{2\pi}}{3^4}P'^5\alpha'^{5/2}\left(1+\frac{P'^2}{m'^2}\right)\left[\frac{4}{3}\frac{m'}{m}+\frac{E''}{m'}-\frac{1}{4m'^2\alpha'}\left(1+\frac{E''}{m}\right)\right]^2 e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'} \quad (A.5)$$

(5) $2^{++}\to 0^{-+}+0^{-+}$ (2^{++} 为 1^{--} 介子 $L=1$ 的激发态，如 $f\to\pi\pi$)

$$\Gamma=(c)^2b^2a\frac{2\sqrt[14]{2\pi}}{5\times 3^6}P'^5\alpha'^{\frac{5}{2}}e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'} \quad (A.6)$$

(6) $2^{++}\to 1^{--}+0^{-+}$ (2^{++} 为 1^{--} 介子 $L=1$ 的激发态，如 $A_2\to\rho\pi$)

$$\Gamma=(c)^2b^2a\frac{2\sqrt[9]{2\pi}}{5\times 3^3}P'^5\alpha'^{\frac{5}{2}}\left[\frac{7}{12}\frac{m}{m'}+\frac{7}{12}\frac{m''^2}{mm'}+\frac{9}{12}\frac{m'}{m}+\frac{1}{4mm'\alpha'}\right]^2 e^{-\frac{4}{3}P'^2\alpha'} \quad (A.7)$$

参 考 文 献

[1] 丁亦兵、赵光达，中国科学，**A9**(1982)，841.
[2] 朱重远、安瑛，中国科学，**4**(1978)，387.
[3] C. H. Llewellyn Smith, *Ann. Phys.*, **53**(1969), 521.
[4] M. Böhm, H. Joos, M. Krammer, *Nucl. Phys.*, **B51**(1973), 397; ibid. **B69**(1974), 349.
[5] H. Loos, in "Quarks and Hadronic Structure" P203, Edited by G. Morpurgo.
[6] A. Le Yaouanc et al., *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 2223, *Phys. Lett.*, **71B**(1977), 397; R. Carlitz and M. Kislinger, *Phys. Rev.*, **D2**(1970), 336.
[7] 北京大学基本粒子理论组，物理学报，**25**(1976)，415.
[8] G. Wanders., *Phys. Lett.*, **58B**(1975), 191.
[9] G. Preparata, *Nucl. Phys.*, **B102**(1976), 478; EPS 国际高能物理会论文集 (1979, Geneva).
[10] R. Van Royen and V. F. Weisskopf, *Nuo. Cim.*, **3A**(1967), 617.
[11] J. D. Jackson, 新粒子讲义（基本粒子译文集第一集）P. 1.
[12] D. L. Scharre, SLAC-PUB-2761 (1981).
[13] 北京大学，理论物理教研室基本粒子组，中国科学院数学研究所理论物理研究室，北京大学学报（自然科学版），**2**(1966)，113.
[14] "Review of Particle Properties", April, 1980 ed. 本文的实验数据除特殊标明出处外，均取自该文.

DECAY PROCESSES IN MASSIVE STRATON MODEL OF MESONS

DING YI-BING
(*Graduate School, The University of Science and Technology of China*)
CHAO KUANG-TA
(*Peking University*)

ABSTRACT

Using the B-S wave functions of mesons in the massive straton model[1], we discuss their weak decay, electromagnetic decay, and particularly hadronic decay processes. Not only $f_\pi\approx f_K$, $1^-\to 1^+1^-$ rate are successfully explained, the predicted widths for various hadronic decays are also in good agreement with experimental data.