第7卷 第4期 高能物理与核物理 Vol. 7, No. 4
1983年7月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS July, 1983

质子两体衰变

勾 亮 郝 春
(中国科学院高能物理研究所) (黑龙江大学物理系)

摘 要

我们把质子和介子作为夸克构成的强子束缚态，用场论方法[1]求出了$SU(5)$大统一规范理论（GUT）的质子两体衰变振幅．运用简单夸克部分子观念，在最低次近似下，这个振幅含有质子和介子的内部时空波函数的重迭积分

$$\int d^4u_1\phi^{\pi^*}(0,u_1)\phi^P(u_1,0,0).$$

应用四维谐振子基态波函数计算了 $p\to\pi^0e^+$ 的部分衰变率．对 $m_x=10^{14}$Gev 和 $m_x=4\times10^{14}$Gev 得到的结果分别是 $\tau_{p\to\pi^0e^+}=2.1\times10^{29}$ 年和 4.4×10^{31} 年．

近年来物理理论的发展，虽然提出了不止一种重子数破坏的物理机制，如引力引起的黑洞重子数破坏反应[2]，t'Hooft[3]指出的 G-W-S 模型的瞬子引起的重子数破坏过程．但是，由于这些反应进行的非常缓慢(约 $>10^{45}$ 年)，人们都期望重子数破坏反应会象弱电强大统一规范理论（GUT）[4]所预言的那样快．另一方面，质子(和束缚着的中子)的衰变又是在低能下检验 GUT 是否正确的唯一实验．因此，不少作者曾对 $SU(5)$ 和 $SU(10)$GUT 的质子衰变进行了许多研究．在他们计算强子衰变为轻子的矩阵元时，他们或者把介子作为点来运用$SU(6)$模型[5]，或者是运用 MIT 口袋模型[6](其他方法[7]也把介子看作点)．实际上，质子衰变可能涉及到始末态都是强子束缚态问题．本文是把质子和介子都作为满足 B-S 方程的强子束缚态，运用简单的夸克部分子观念，在最低次近似下计算了质子衰变为 π^0 和 e^+ 的部分衰变率．

如果忽略掉 Cabibbo 角，并认为传递重子数破坏的相互作用的规范粒子 X，Y 的质量相等，$SU(5)$GUT 给出的与质子寿命有关等效四费米子作用的拉氏量为[8]:

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{\mathrm{GUT}}=2\sqrt{2}\,G\lambda\{&(\epsilon_{ijk}\bar{u}^c_{kL}\gamma_\mu u_{jL})(2\bar{e}^+_L\gamma^\mu d_{iL}+\bar{e}^+_k\gamma^\mu d_{ik})\\&-(\epsilon_{ijk}\bar{u}^c_{kL}\gamma_\mu d_{jL})(\bar{\nu}^c_{eR}\gamma^\mu d_{iR})+h.\ c.\}\end{aligned}\tag{1}$$

$$G=\frac{g^2_{\mathrm{GUT}}}{4\sqrt{2}\,m_x^2}$$

其中 i,j,k 表示色指标，c 表示反粒子，L，R 分别表示左右手态．m_x 和 g_{GUT} 分别表示弱电强相互作用大统一的能量标度(即传递重子数破坏相互作用的超重规范粒子质量)和

本文1982年6月15日收到．

大统一点的耦合常数。运用重整化群方程可以建立 m_x 和 QCD 能量标度 $\Lambda_{\overline{MS}}$ 的关系[9]，$m_x/\Lambda_{\overline{MS}}=(1\text{ 到 }2)\times10^{15}$。最近的唯象分析表明[10]，$\Lambda_{\overline{MS}}\sim0.1$ 到 0.2Gev. 由此定出的 $m_x=(1\text{ 到 }4)\times10^{14}$Gev. λ 是在低能大距离下（与大统一标度相比）质子衰变的弱电强增强因子，运用重整化群方程，通计算三夸流的反常量纲给出它的现在的值是 3.5 到 4.[11]

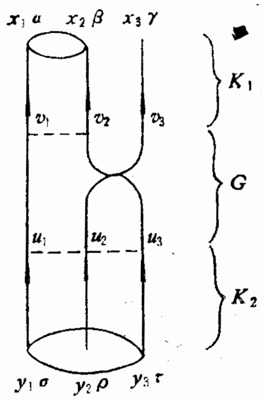

图 1

如果认为质子和 π^0 介子都是由夸克构成的强子束缚态，那么，由 $\mathscr{L}_{\rm GUT}$ 产生质子衰变的最低级过程可用图 1 表示。为了利用[1]的方法求出质子衰变振幅，让我们首先引进传播函数：

$$R(x_1,\ x_2,\ x_3;\ z;\ y_3,\ y_2,\ y_1)$$
$$=\langle0|T(q(x_1)\bar q(x_2)e^+(x_3)\mathscr{L}_{\rm GUT}(z)\bar q(y_3)\bar q(y_2)\bar q(y_1))|p\rangle \tag{2}$$

其中 $q(x_1)\bar q(x_2)$ 和 $\bar q(y_3)\bar q(y_2)\bar q(y_1)$ 都是对色求和后的归一化的色单态。如果引进质心坐标和相对坐标：

$$\begin{cases} X=\dfrac{1}{2}(x_1+x_2) \\ x=x_1-x_2 \end{cases} \qquad \begin{cases} Y=\dfrac{1}{3}(y_1+y_2+y_3) \\ y=y_1-y_2 \\ y'=\dfrac{1}{2}(y_1+y_2)-y_3 \end{cases}$$

对于 $p\to\pi^0e^+$ 衰变，只有当

$$X_0,\ x_0\gg z_0\gg Y_0$$

并且，在传播函数 R 的 T 乘积中插入的三组完整，正交，归一基 $\sum\limits_n|n\rangle\langle n|$，$\sum\limits_{n'}|n'\rangle\langle n'|$ 和 $\sum\limits_{n''}|n''\rangle\langle n''|$ 分别取 $|n\rangle=|\pi^0\rangle$，$|n'\rangle=|\pi^0,\ e^+\rangle$ 和 $|n''\rangle=|p\rangle$ 时，R 才有贡献。因为满足 B-S 方程的束缚态波函数为：

$$\phi^\pi(x_1,\ x_2)=\langle0|T(q(x_1)\bar q(x_2))|\pi^0\rangle$$
$$\bar\Phi^p(y_3,\ y_2,\ y_1)=\langle P|T(\bar q(y_3)\bar q(y_2)\bar q(y_1))|0\rangle \tag{3}$$

经过一些计算不难得到：

$$R(x_1,\ x_2,\ x_3;\ z;\ y_3,\ y_2,\ y_1)=\int d^4P_\pi d^4P_e d^4P e^{ip_\pi x+ip_e x_3-iPY}\cdot\left(-\frac{i}{(2\pi)^{12}}\right)$$
$$\cdot\frac{\phi^\pi(x)\langle0|e^+(0)|e^+\rangle\langle e^+\pi^0|\mathscr{L}_{\rm GUT}(z)|p\rangle\bar\Phi^p(y',\ y)}{(\sqrt{\vec p_\pi^{\,2}+m_\pi^2}-p_{\pi0}-i\epsilon)(\sqrt{\vec p_e^{\,2}+m_e^2}-p_{e0}-i\epsilon)(\sqrt{\vec p^{\,2}+M^2}-p_0-i\epsilon)}. \tag{4}$$

另一方面，从图 1 我们可直接得到传播函数的另一种形式：

$$R(x_1,\ x_2,\ x_3;\ z;\ y_3,\ y_2,\ y_1)=\int d^4v_1d^4v_2d^4v_3d^4u_3d^4u_2d^4u_1$$
$$\cdot K_1(x_1,\ x_2,\ x_3,\ v_3,\ v_2,\ v_1)G(v_1,\ v_2,\ v_3;\ z;\ u_3,\ u_2,\ u_1)K_2(u_1,\ u_2,\ u_3,\ y_3,\ y_2,\ y_1) \tag{5}$$

其中，

$$K_1(x_1,\ x_2,\ x_3,\ v_3,\ v_2,\ v_1)=\langle0|T(q(x_1)\bar q(x_2)e^+(x_3)\bar e^+(v_3)q(v_2)\bar q(v_1))|0\rangle$$
$$K_2(u_1,\ u_2,\ u_3,\ y_3,\ y_2,\ y_1)=\langle0|T(q(u_1)q(u_2)q(u_3)\bar q(y_3)\bar q(y_2)\bar q(y_1))|0\rangle$$

与前面类似，引进质心坐标和相对坐标后，对 $p\to\pi^0 e^+$ 过程只有当 X_0，$x_{30}\gg V_0$，v_{30}，$U_0\gg Y_0$，并且，在 K_1 和 K_2 的 T 乘积中分别插入完整，正交，归一的基 $\sum_n |n\rangle\langle n|$ 和 $\sum_{n'} |n'\rangle\langle n'|$，分别取 $|n\rangle=|\pi^0, e^+\rangle$，$|n'\rangle=|p\rangle$ 时，此传播函数才有贡献，则可求得：

$$
\begin{aligned}
R(x_1, x_2, x_3; z; y_3, y_2, y_1) = & -\frac{i}{(2\pi)^{12}}\int d^4v_1 d^4v_2 d^4v_3 d^4u_3 d^4u_2 d^4u_1 \\
& \cdot d^4P_\pi d^4P_e d^4P e^{iP_\pi X+iP_e X_3-iPY} \\
& \cdot \frac{\phi^\pi(x)\phi^{\pi*}(v_2, v_1)\langle 0|e^+(0)|e^+\rangle\langle e^+|\bar{e}^+(v_3)|0\rangle G(v_1, v_2, v_3; z; u_3, u_2, u_1)\cdot\phi^P(u_1, u_2, u_3)\bar{\phi}^e(y', y)}{(\sqrt{\vec{P}_\pi^2+m_\pi^2}-P_{\pi 0}-i\epsilon)(\sqrt{\vec{P}_e^2+m_e^2}-P_{e0}-i\epsilon)(\sqrt{\vec{P}^2+M^2}-P_0-i\epsilon)}
\end{aligned} \tag{6}
$$

(6)与(4)是相等的，则可得：

$$
\begin{aligned}
\langle e^+\pi^0|\mathscr{L}_{\mathrm{GUT}}(z)|P\rangle = & \int d^4v_1 d^4v_2 d^4v_3 d^4u_1 d^4u_2 d^4u_3 \\
& \cdot\langle e^+|\bar{e}^+(v_3)|0\rangle\phi^{\pi*}(v_2, v_1)G(v_1, v_2, v_3; z; u_3, u_2, u_1)\phi^P(u_1, u_2, u_3)
\end{aligned} \tag{7}
$$

其中 $\phi^{\pi*}(v_2, v_1)$ 和 $\phi^P(u_1, u_2, u_3)$ 分别是满足B-S方程的介子和质子束缚态波函数，G 是格林函数。要计算 $\langle e^+\pi^0|\mathscr{L}_{\mathrm{GUT}}(z)|P\rangle$，我们必须首先求出 G。

为了求出格林函数 G，让我们在相互作用表象中写下传播函数(2)。运用简单的夸克部分子观念，我们可近似地取其最低次近似：

$$
\begin{aligned}
&\langle 0|T\Big(Aq_{oa\alpha}(x_1)\bar{q}_{\bar{o}a\beta}(x_2)e^+_\gamma(x_3)\frac{G\lambda}{\sqrt{2}}\epsilon_{ijk}\bar{q}^c_{k,1,\xi}(z)[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\xi\tau}q_{j,1,\xi}(z)\bar{e}_\eta(z) \\
&\cdot[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\eta s}q_{i,2,s}(z)B\epsilon_{lmn}\bar{q}_{n,d,\tau}(y_3)\bar{q}_{mc\rho}(y_2)\bar{q}_{l,b,\sigma}(y_1)\Big)|0\rangle
\end{aligned} \tag{8}
$$

A、B 为色归一化常数。每个 q 场的三个指标依次是色，味和自旋。把 T 乘积展开，并且注意到在最低次近似下有：

$$
\begin{aligned}
K_1(x_1, x_2, x_3; v_3, v_2, v_1) &= S_F(x_1-v_1)_{\alpha\bar{\alpha}}S_F(x_2-v_2)_{\beta\bar{\beta}}S_F(x_3-v_3)_{\gamma\bar{\gamma}} \\
&= \phi^\pi(x_1, x_2)\phi^{\pi*}(v_2, v_1)\phi_{e^+}(x_3)\bar{\phi}_{e^+}(v_3) \\
K_2(u_1, u_2, u_3; y_3, y_2, y_1) &= S_F(u_1-y_1)_{\sigma\bar{\sigma}}S_F(u_2-y_2)_{\rho\bar{\rho}}S_F(u_3-y_3)_{\tau\bar{\tau}} \\
&= \phi^P(u_1, u_2, u_3)\bar{\phi}^P(y_3, y_2, y_1)
\end{aligned}
$$

以及

$$
S_F(x-y)=\int dv\,du\,S_F(x-v)S_F^{-1}(v-u)S_F(u-y)
$$

求出它的所有不为 0 的贡献，把计算[8]得到的结果与(6)相比可得：

$$
\begin{aligned}
G = \lambda G\{ & \delta_{a1}\delta_{2d}\delta_{1c}\delta_{ab}\delta(z-v_2)[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\beta'\bar{\rho}}C^{-1}_{\bar{\beta}\beta'}\delta(z-v_3)[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\bar{\gamma}\bar{\tau}}\delta \\
& \cdot(z-u_3)\delta(z-u_2)S_F^{-1}(v_1-u_1)_{\bar{\alpha}\bar{\sigma}}-\delta_{a1}\delta_{2d}\delta_{1b}\delta_{ac}\delta(z-v_2) \\
& \cdot[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\beta'\bar{\sigma}}C^{-1}_{\bar{\beta}\beta'}\delta(z-v_3)[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\bar{\gamma}\bar{\tau}}\delta(z-u_3)\delta(z-u_1)S_F^{-1}(v_1-u_1)_{\alpha\bar{\rho}} \\
& +\delta_{a1}\delta_{2c}\delta_{1d}\delta_{ba}\delta(z-v_2)[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\beta'\bar{\sigma}}C^{-1}_{\bar{\beta}\beta'}\delta(z-v_3)[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\bar{\gamma}\bar{\rho}}\delta(z \\
& -u_2)\delta(z-u_1)S_F^{-1}(v_1-u_3)_{\bar{\alpha}\bar{\tau}}-\delta_{a1}\delta_{2c}\delta_{1b}\delta_{ad}\delta(z-v_2)[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\beta'\tau} \\
& \cdot C^{-1}_{\bar{\beta}\beta'}\delta(z-v_3)[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\bar{\gamma}\bar{\rho}}\delta(z-u_2)\delta(z-u_3)S_F^{-1}(v_1-u_1)_{\bar{\alpha}\bar{\sigma}} \\
& +\delta_{a1}\delta_{2b}\delta_{1c}\delta_{ad}\delta(z-v_2)[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\beta'\bar{\rho}}C^{-1}_{\bar{\beta}\beta'}\delta(z-v_3)[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\bar{\gamma}\bar{\sigma}}\delta
\end{aligned}
$$

$$\cdot\ (z-u_1)\delta(z-u_2)S_F^{-1}(v_1-u_3)_{\bar{\alpha}\bar{\tau}}-\delta_{a1}\delta_{2b}\delta_{1d}\delta_{ac}\delta(z-v_2)$$

$$\cdot\ [(1+\gamma_5)\gamma_\mu]_{\beta'\tau}C^{-1}_{\bar{\beta}\beta'}\delta(z-v_3)[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]_{\bar{\tau}\bar{\sigma}}\delta(z-u_1)\delta(z-u_3)S_F^{-1}$$

$$\cdot\ (v_1-u_2)_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}\} \tag{9}$$

其中

$$S_F^{-1}(v_1-u_1)_{\bar{\alpha}\bar{\sigma}}=\frac{-i}{(2\pi)^4}\left[\int dp'\left(M_q+\gamma^\mu\frac{\partial}{\partial(v_1-u_1)_\mu}\right)e^{ip'(v_1-u_1)}\right]_{\bar{\alpha}\bar{\sigma}} \tag{10}$$

$\gamma^\mu\dfrac{\partial}{\partial(v_1-u_1)_\mu}$ 相当于旁观夸克的动量．为简便计，我们略掉它，这对计算质子寿命是影响不大的．

把具有 $SU(6)$ 对称的满足 B-S 方程的质子和介子束缚态波函数[12]：

$$\phi^{\pi^*}(v_2,\ v_1)=\sqrt{\frac{m_\pi}{E_\pi}}\frac{1}{2\sqrt{2}\,i}\left[\left(1+\frac{i\not{p}_\pi}{m_\pi}\right)\gamma_5\right]\phi^{\pi^*}(v_2,\ v_1)$$

$$\phi^{Pbcd}_{\bar{\alpha}\bar{\beta}\bar{\tau}}(u_1,\ u_2,\ u_3)^3_1=\frac{1}{\sqrt{12}}\sqrt{\frac{M}{E}}\{\Gamma_{\bar{\alpha},\bar{\beta},\bar{\tau}}\varepsilon^{bc3}\delta^d_1+\Gamma_{\bar{\beta}\bar{\tau},\bar{\alpha}}\varepsilon^{cd3}\delta^b_1+\Gamma_{\bar{\tau}\bar{\alpha},\bar{\beta}}\varepsilon^{db3}\delta^c_1\}$$

$$\times\ \phi^P(u_1,\ u_2,\ u_3)$$

$$\Gamma_{\bar{\alpha}\bar{\beta}\bar{\tau}}=\left[\left(1-\frac{i\not{p}}{M}\right)\gamma_5 C\right]_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}u_\tau(P)$$

其中 c 是电荷共轭变换算符，以及

$$\langle e^+|\bar{e}+(v_3)|0\rangle=\sqrt{\frac{m_e}{E_e}}\bar{u}_{pe^+}e^{iv_3P_{e^+}}$$

和公式(9)代入到(7)式，经过计算得到：

$$\langle e^+,\ \pi^0|\mathscr{L}_{\mathrm{GUT}}(x)|P\rangle=\frac{MG\lambda}{6\sqrt{6}}\sqrt{\frac{m_e m_\pi M}{E_e E_\pi E}}\,\bar{u}_{e^+}[(3+\gamma_5)\gamma^\mu]\left(1-\frac{i\not{p}_\pi}{m_\pi}\right)$$

$$\cdot\left(1-\frac{i\not{p}}{M}\right)[(1+\gamma_5)\gamma_\mu]u(\vec{P})I_{\pi P}(P_\pi,\ P) \tag{11}$$

其中 $I_{\pi p}(P_\pi,\ P)$ 是质子和介子的内部时空波函数的重迭积分：

$$I_{\pi p}(P_\pi\cdot P)=\int du_1\phi^{\pi^*}(0,\ u_1)\phi^P(u_1,\ 0,\ 0) \tag{12}$$

运用四维谐振子波函数[13]：

$$\phi^{\pi^*}(0,\ u_1)=N_\pi e^{-iP_\pi\cdot u_1/2}e^{-\frac{\alpha'}{2}\left[2\left(\frac{P_\pi\cdot u_1}{m_\pi}\right)^2+u_1^2\right]} \tag{13}$$

$$\phi^P(u_1,\ 0,\ 0)=N_p e^{iPu_1/3}e^{-\frac{\alpha}{6}\left[\frac{4}{3}\left(\frac{P\cdot u_1}{M}\right)^2+\frac{2}{3}u_1^2\right]}$$

其中 N_π 和 N_p 分别是 π 介子和质子束缚态波函数的归一化常数，运用二体 B-S 波函数的归一化条件[14]：

$$-\frac{i}{(2\pi)^4}\int d^4q d^4q'\bar{\chi}_k(q')\frac{\partial}{\partial k_0}[I(q',q,k)+G(q',q,k)]\chi_k(q)=1$$

$$I(q',q,k)=\delta^4(q'-q)\left[S_F\left(\frac{k}{2}+q'\right)\right]^{-1}\left[S_F\left(\frac{k}{2}-q\right)\right]^{-1} \tag{14}$$

以及它的推广形式[15]，我们可求得其数值：

$$
N_\pi^2 = \frac{42}{17M}\left(\frac{\alpha'}{\pi}\right)^{3/2}\left(\frac{3\alpha'}{\pi}\right)^{1/2}
$$
$$
N_{\rm p}^2 = \alpha^3/(3\pi)^4 \tag{15}
$$

把(13)式代入到(12)，注意到质心坐标与 u_1 的关系可把 (12) 式化成高斯型积分，并选使 $\boldsymbol{P}_\pi = -\frac{m_\pi^2}{9M^2}\frac{\alpha E}{\alpha' E_\pi}\boldsymbol{P}$ 的坐标系，可积得：

$$
\begin{aligned}
I_{\pi\rm p}(P_\pi, P) &= N_\pi N_{\rm p}\int d^4u_1 e^{-iP_\pi\cdot u_1/2}e^{iP\cdot u_1/3}\, e^{-\frac{\alpha'}{2}\left[2\left(\frac{P_\pi\cdot u_1}{m_\pi}\right)^2+u_1^2\right]-\frac{\alpha}{6}\left[\frac{4}{3}\left(\frac{P\cdot u_1}{M}\right)^2+\frac{2}{3}u_1^2\right]} \\
&= N_\pi N_{\rm p}\pi^2 a^{-1/2}b^{-3/2}e^{-\frac{1}{2}\left[a^{-1}(E_\pi-E/3)^2+b^{-1}(\boldsymbol{P}_\pi/2-\boldsymbol{P}/3)^2\right]} \\
a &= \left[\frac{\alpha'}{2}\left(\frac{2E_\pi^2}{m_\pi^2}-1\right)+\frac{\alpha}{6}\left(\frac{4}{3}\frac{E^2}{M^2}-\frac{2}{3}\right)\right] \\
b &= \left[\frac{\alpha'}{2}\left(\frac{2E_\pi^2}{m_\pi^2}-1\right)+\frac{\alpha}{6}\left(\frac{4}{3}\frac{\boldsymbol{P}^2}{M^2}+\frac{2}{3}\right)\right]
\end{aligned}
\tag{16}
$$

其中 α' 和 α 可分别由介子和重子的 Regge 斜率决定．它们的数值分别是 $\alpha' = 0.2\mathrm{GeV}^2$[16]，$\alpha = 0.4\mathrm{GeV}^2$[15]．则可求得质子静止系的 $\mathrm{p}\to\pi^0\mathrm{e}^+$ 衰变率为：

$$
\begin{aligned}
R_{\mathrm{p}\to\mathrm{e}^+\pi^0} &= \frac{1}{2}\sum_{S_{\rm e}+S_{\rm p}}\int\frac{d\boldsymbol{P}_\pi}{(2\pi)^3}\frac{d\boldsymbol{P}}{(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^4(P_f-P_i)\left|\langle\pi^0, \mathrm{e}^+|\mathscr{L}_{\rm GUT}(z)|P\rangle\right|^2 \\
&= \frac{G^2\lambda^2M^2N_m^2N_{\rm p}^2\pi^4ab^3|\boldsymbol{P}_\pi|}{2\times 6^2\times 6\times\pi E}\Bigg(32m_{\rm e}m_\pi+8E_{\rm e}m_\pi+64m_{\rm e}E_\pi+80E_{\rm e}E_\pi \\
&\quad+\frac{32m_{\rm e}E_\pi^2}{m_\pi}+\frac{64E_{\rm e}E_\pi^2}{m_\pi}+48\boldsymbol{P}_\pi^2+\frac{48E_\pi\boldsymbol{P}_\pi^2}{m_\pi}+\frac{32\boldsymbol{P}_\pi^2m_{\rm e}}{m_\pi}+\frac{16E_{\rm e}\boldsymbol{P}_\pi^2}{m_\pi}\Bigg) \\
&\quad\cdot e^{-(E_\pi/2-E/3)^2/4[\alpha'/2+\alpha/2]-|\boldsymbol{P}_\pi|/4[3\alpha'/2+\alpha/9]}
\end{aligned}
$$

取 $g_{\rm GUT}^2/4\pi = 0.024$，$\lambda = 3.7$，计算得到

$$
\tau_{\mathrm{p}\to\pi^0\mathrm{e}^+} = \begin{cases} 2.1\times 10^{29}\ \text{年} & \text{对}\ m_x = 10^{14}\mathrm{GeV} \\ 4.4\times 10^{31}\ \text{年} & \text{对}\ m_x = 4\times 10^{14}\mathrm{GeV}\end{cases}
$$

这个结果刚好是目前实验测量的边缘[17]． 在 21 届高能物理会上日本和印度公布的实验结果 7.35×10^{30} 年刚好在这个值之内．

我们所得的结果，既不含质子零点波函数也不含介子口袋波函数，而是含有与强子里的夸克运动状态有关的质子和介子内部空间波函数的重迭积分．因此，我们认为这可能更接近实际．然而，应当指出的是，束缚态的问题是个非常复杂的问题，既使象本文这样只考虑最低次近似，也还有至今不能确切地确定下来的强子内部时空波函数．因此，更准确地确定强子束缚态对质子寿命的影响的研究是有意义的．

参　考　文　献

[1] S. Mandlstam, *Proc. Roy. Soc.*, **233**(1955), 248.
[2] S. W. Hawking et al, *Phys. Lett.*, **86B**(1979), 175; *Nucl.* **B170**(1980), 283.
[3] G. tHooft, *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 8; *Phys. Rev.*, **D14**(1976), 3432.
[4] H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 438.
[5] A. J. B. Urasm, J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.*, **B135**(1978), 66; T. Goldman D. A. Ross, *Nucl. Phys.*, **B171**(1980), 273; C. Jorlskong F. J. Yndurain, *Nucl. Phys.*,

B149(1979), 39; M. Maehacek, *Nucl. Phys.*, **B159**(1979), 37; M. B. Gaveta et al., *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 51; *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 1580.

[6] A. Din, Giradi and P. Sorba, *Phys. Lett.;* **91B**(1980), 17; J. F. Donoghue, *Phys. Lett.*, **92B** (1980), 99; E. Golowich, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 1148.

[7] Y. Tomozawa, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 463: V. S. Berezinsky, B. L. Ioffe and Y. I. Kogan, *Phys. Lett.*, **105B**(1981), 33.

[8] 见[5]中第一篇文章.

[9] J. Ellis, M K. Gaillard, D. V. Nanopulos S. Rudaz, *Nucl. Phys.* **B176** (1980), 61; C. H. Llewellyn Smith, G. G. Ross and J. Who, *Nucl. Phys.*, **B177**(1980), 263; W. J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 163.

[10] A. J. Buras, Rapparteur talk at the 1981 Bonn symposium on lepton ano photon interactions at High Energies.

[11] 见 [9] 中第一篇. F. A. Wilczek and A. Zee, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 1571; H. A. Weldon and A Zee, *Nucl. Phys.*, **B173**(1980), 269; J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.*, **88B**(1980), 320.

[12] 朱洪元，广州会议“层子模型的回顾”(1980).

[13] R. P. Feynman, M. Kidlinger and F. Ravndal, *Phys. Rev.*, **D3**(1971), 2706; R. Lipes, *Phys. Rev.*, **D5**(1972), 2849.

[14] D. Lurie, Partacle and Field (Wilsy, New York, 1968), P. 433.

[15] 见[7]中第一篇

[16] T. Appelguist et al, *Ann. Rev. Nucl. and Partisci*, Vol **128**(1978), 411.

[17] M. L. Cherry et al, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1507; M. R. Krishnaswamy et al., *Phys. Lett.*, **106B**(1981), 339.

TWO-BODY DECAY OF THE PROTON

GOU LIANG

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

HAO CHUN

(*Heillongjiang University*)

ABSTRACT

The proton and meson are regarded as bound state which are composed of quarks. The pionic two-body decay amplitude of the proton in the $SU(5)$ grand unification gauge theory is computed by using field theory method [1]. This amplitude is contained an overlap integral of the space wave functions between the proton and pion, with the naive quark-parton idea, to the lowest approximation, this overlap integral is $\int d^4u_1\phi^{\pi*} \times (0, u_1)\ \phi^p(u_1 0, 0)$. By using the wavefunction of ground state for the relativistic harmonicoscillator potential, we have computed the partial decay rate of the process $p \to \pi^0 e^+$. The result is $(2.1 \times 10^{29}$ years) and $(4.4 \times 10^{31}$ years) for $m_x = 10^{14}$ GeV and $m_x = 4 \times 10^{14}$ GeV, respectively.