

# 质子衰变和质子波函数

勾亮 黄涛

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

本文采用了复合粒子场流关系式和软 $\pi$ 介子近似等技巧,在 $SU(5)$ 大统一规范理论里讨论了质子两体衰变,如 $p \rightarrow \pi^0 e^+$ 等.我们把它与 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ 衰变振幅联系起来,这样就可由 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ 衰变宽度的实验值给出质子零点波函数值,从而确定质子衰变寿命的大小.为了估计质子零点波函数给质子寿命带来的不确定性,利用一个具体模型分析了零点波函数可能的下限.如果取 $\Lambda_{MS} = 200$  MeV,这将对简单的 $SU(5)$ 大统一规范理论的一个严峻考验.值得注意的是本文提供了一种把质子衰变过程与其它相关过程联系起来的方法,这对于确定质子衰变寿命来讲是很有用的.

自从大统一规范理论提出以来,人们主要从两个方面进一步研究了 this 理论.一个是研究如何解决能量阶梯和“代”的理论问题;一个是研究该理论所预言的重子数破坏问题.对于重子数破坏问题,人们一方面把大统一规范理论应用到宇宙学计算早期宇宙产生纯重子数的多少;另一方面是研究它所预言的质子衰变.由于质子衰变是在低能下检验大统一规范理论的唯一实验,近年来有许多人运用大统一规范理论对质子衰变的问题进行了计算,并且已经有十来个正在进行或计划进行测量质子寿命的实验.其中的一些能够测量到质子寿命可长达 $10^{33}$ 年,这远超过目前理论计算所得质子寿命的上限.因此,人们期望不久实验将会对 $SU(5)$ 大统一规范理论的正确性做出判别.

然而,目前对质子寿命的理论计算存在着很大的不确定性.这种不确定性主要来自两个方面,一个是来自超重玻色子 $X$ (或 $Y$ )的质量(或大统一标度) $m_{X,Y}$ 的不确定性;另一个来自计算质子衰变为轻子矩阵元所采用的模型,对于不同的模型和不同的作者的计算结果大约相差40倍<sup>[1-4]</sup>.

计算质子衰变为轻子矩阵元所采用的模型随着对初末态强子的处理不同而不同.有的人把末态强子作为点运用 $SU(6)$ 模型计算质子衰变矩阵元<sup>[1]</sup>,这种计算的两夸克湮灭几率实际上是依赖于质子零点波函数;有的人是用超相对论的MIT口袋模型描述初末态强子<sup>[2]</sup>;有人则把始末态强子都作为满足B-S方程的束缚态来计算质子寿命,其结果依赖于质子和介子的时空波函数的重迭积分<sup>[3]</sup>;还有人对终态 $\pi$ 介子运用PCAC计算质子衰变矩阵元<sup>[4]</sup>.在这篇文章里,我们把强子作为复合粒子,应用复合粒子的场流关系

式,并将质子零点波函数与  $\phi \rightarrow p\bar{p}$  实验联系起来,给出质子零点波函数的下限.

在  $SU(5)$  大统一规范理论里,等效四费米子相互作用拉氏量为<sup>[5]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \mathcal{L} = & \frac{G\lambda}{\sqrt{2}} \{ (\varepsilon_{ijk} \bar{u}_{kL}^c \gamma_{\mu} u_{iL}) [ (1 + \cos^2 \theta_c) \bar{e}_L^+ \gamma_{\mu} d_{iL} + \sin \theta_c \cos \theta_c \bar{\mu}_L^+ \gamma_{\mu} d_{iL} \\ & + (1 + \sin^2 \theta_c) \bar{\mu}_L^+ \gamma_{\mu} s_{iL} + \sin \theta_c \cos \theta_c \bar{e}_L^+ \gamma_{\mu} s_{iL} + \bar{e}_R^+ \gamma_{\mu} d_{iR} + \bar{\mu}_R^+ \gamma_{\mu} s_{iR} ] \\ & + \varepsilon_{ijk} \bar{u}_{kL}^c \gamma_{\mu} (d_{iL} \cos \theta_c + s_{iL} \sin \theta_c) (\bar{\nu}_{eR}^c \gamma_{\mu} d_{iR} + \bar{\nu}_{\mu R}^c \gamma_{\mu} s_{iR}) \} \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\lambda$  是在大距离下质子衰变的增强因子,它可从三夸克流的反常量纲的计算来得到. 现在计算的结果为  $\lambda \simeq 3.5$  到  $4^{[6]}$ .  $G$  是等效四费米子作用的耦合常数:

$$G = \frac{g_{GUT}}{4\sqrt{2} m_X^2} \quad (2)$$

$g_{GUT}$  是大统一耦合常数,  $m_X$  是传递重子数不守恒过程作用的重玻色子质量,  $\theta_c$  是 Cabbibo 角,当认为不同味费米子混合很小时,可取  $\theta_c = 0$ , 即不考虑混合,拉氏量为:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{4G\lambda}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \{ \bar{u}_{kL}^c \gamma_{\mu} u_{iL} (2\bar{e}_L^+ \gamma_{\mu} d_{iL} + \bar{e}_R^+ \gamma_{\mu} d_{iR} + \bar{\mu}_L^+ \gamma_{\mu} s_{iL} \\ & + \bar{\mu}_R^+ \gamma_{\mu} s_{iR} + \bar{u}_{kL}^c \gamma_{\mu} d_{iL} (\bar{\nu}_{eL}^c \gamma_{\mu} d_{iL} + \bar{\nu}_{\mu R}^c \gamma_{\mu} d_{iR}) \} \end{aligned} \quad (3)$$

实际上,  $\mathcal{L}$  所描写的各种衰变模式中,  $p \rightarrow \pi^0 e^+$  的分支比最大<sup>[1,2]</sup>. 而且,不少测量质子寿命的实验是用契连柯夫计数器探测  $p \rightarrow \pi^0 e^+$  产生出的大量光子,因此,本文仅就  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  过程计算质子的部分宽度.

对  $p \rightarrow \pi^0 e^+$  的矩阵元  $\langle e^+, \pi^0 | \mathcal{L}(x) | p \rangle$ , 利用复合粒子场的场流关系式<sup>[7]</sup> 将  $\pi$  介子场量抽出来:

$$\begin{aligned} \langle e^+, \pi^0 | \mathcal{L}(0) | p \rangle = & \frac{i}{2f_{\pi}^2(0)m_{\pi}} \int d^4k e^{ikx} (\square + m_{\pi}^2) \\ & \times \langle e^+ | T(\partial_{\mu} \bar{\phi}(x) \gamma_{\mu} \gamma_5 \phi(x) \mathcal{L}(0)) | p \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $f_{\pi}^2(0)$  是介子的零点波函数,  $f_{\pi}^2(x)$  是 B-S 波函数中的一项, B-S 波函数的一般形式为:

$$\langle 0 | T(\phi(x_1) \bar{\phi}(x_2)) | p, \pi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2E}} e^{iP \cdot X} \chi_p^{\pi}(x) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \chi_p^{\pi}(x) = & \gamma_5 f_1^{\pi}(x) + \frac{i \hat{P}_{\mu}}{m_{\pi}} \gamma_5 f_2^{\pi}(x) + i \hat{x} \frac{(p_{\pi} \cdot x)}{m_{\pi}} \gamma_5 f_3^{\pi}(x) \\ & + i \frac{\hat{p}_{\mu} x_{\nu}}{m_{\pi}} \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 f_4^{\pi}(x) \end{aligned} \quad (6)$$

从  $\pi \rightarrow \mu\nu$  衰变振幅可以给出

$$f_{\pi}^2(0) = \frac{1}{2\sqrt{2}} m_{\pi} f_{\pi} \quad (7)$$

其中  $f_{\pi}$  是  $\pi$  介子衰变常数, 实验上给出  $f_{\pi} \simeq 93$  MeV. 实际上, (4) 等价于运用 PCAC. 把 (4) 式矩阵里的偏微商拉到矩阵元外边, 我们可以得到不变振幅:

$$\begin{aligned} \sqrt{2k_0} \langle \pi | \mathcal{L}(0) | p \rangle = & -i \frac{m_{\pi}^2 - k^2}{2\sqrt{2} m_{\pi} f_{\pi}^2(0)} \int d^4x e^{ikx} \{ \partial_{\nu} \langle e^+ | T A_3^{\nu}(x) \mathcal{L}(0) | p \rangle \\ & - \langle e^+ | [A_3^{\nu}(x), \mathcal{L}(0)]_{t=0} | p \rangle \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -i \frac{m_\pi^2 - k^2}{2\sqrt{2} m_\pi f_\pi^2(0)} \left\{ \int d^4x e^{ik \cdot x} \langle e^+ | [A_0^3(x), \mathcal{L}(0)]_{t=0} | p \rangle \right. \\
&\quad - ik_\nu \sum_n \left( \frac{\langle 0 | A_0^3(0) | n \rangle \langle n | \mathcal{L}(0) | p \rangle}{k_0 - P_{n0} + P_{n0} + i\varepsilon} \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{\langle 0 | \mathcal{L}(0) | n \rangle \langle n | A_0^3(0) | p \rangle}{k_0 + P_{n0} - P_0 - i\varepsilon} \right) \right\} \quad (8)
\end{aligned}$$

对于质子衰变, 我们取单极点近似,  $|n\rangle = |p\rangle$ . 并且注意到 (8) 中的

$$A_0^3(x) = \frac{1}{2} (u_i^\dagger(x) \gamma_5 u_i(x) - d_i^\dagger(x) \gamma_5 d_i(x)),$$

则

$$\begin{aligned}
&\int d^4x e^{ik \cdot x} \langle e^+ | [A_0^3(x), \mathcal{L}(0)]_{t=0} | p \rangle \\
&= -\frac{G\lambda}{2\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \langle e^+ | \bar{u}_k^c (1 - \gamma_5) u_i \bar{e}^+ (1 - 3\gamma_5) \gamma_\mu d_j | p \rangle
\end{aligned}$$

以及  $\langle 0 | A_0^3(0) | p \rangle = 0$ ,  $\langle p | A_0^3(0) | p \rangle = \frac{M}{2E} g_A \bar{u}(p) \gamma_\nu \gamma_5 u(p)$ , 取软  $\pi$  近似可以得到:

$$\begin{aligned}
\sqrt{2k_0} \langle e^+ \pi^0 | \mathcal{L}(0) | p \rangle &= -i \frac{m_\pi^2 - k^2}{2\sqrt{2} m_\pi f_\pi^2(0)} \frac{G\lambda}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \left( \frac{m}{E_k} \right)^{1/2} \\
&\quad \times \bar{u}_{e^+}(p) \langle 0 | u_{ka} d_{ic} u_{jb} | p \rangle [c^{-1} \gamma_\mu (1 + \gamma_5)]_{ab} \\
&\quad \times \left\{ \frac{1}{2} [\gamma_\mu (1 + 3\gamma_5)]_{cd} + [\gamma_\mu (3 + \gamma_5)]_{cd} \frac{M}{2E} g_A \bar{u}(p) \gamma_\nu \gamma_5 u(p) \right\} \quad (9)
\end{aligned}$$

其中  $\langle 0 | u_{ka} d_{ic} u_{jb} | p \rangle$  可由满足三体 B-S 方程的质子束缚态波函数:<sup>[8]</sup>

$$\langle 0 | T \phi_{ia}^\alpha(x_1) \phi_{jb}^\beta(x_2) \phi_{kc}^\gamma(x_3) | B \rangle = \sqrt{\frac{M}{E_p}} \varepsilon_{ijk} \frac{1}{2} (\chi_{abc}^\xi U_{\alpha\beta\gamma}^\xi + \chi_{abc}^\eta U_{\alpha\beta\gamma}^\eta) \phi_p(x, x') e^{iP \cdot X} \quad (10)$$

$$\begin{cases} X = \frac{1}{3} (x_1 + x_2 + x_3) \\ x = x_1 - x_3 \\ x' = \frac{1}{2} (x_1 + x_2 - 2x_3) \end{cases} \quad \begin{cases} P = p_1 + p_2 + p_3 \\ R = \frac{1}{2} (p_1 - p_2) \\ l = \frac{1}{3} (p_1 + p_2 - 2p_3) \end{cases}$$

$$\chi_{abc}^\xi = \left( \frac{-i \hat{P} + M}{2M} \gamma_5 C \right)_{ab} u_c(p), \quad \chi_{abc}^\eta = \frac{1}{\sqrt{3}} (\chi_{bca}^\xi - \chi_{cab}^\xi)$$

$$U_{\alpha\beta\gamma}^\xi = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \delta_\gamma^\alpha, \quad U_{\alpha\beta\gamma}^\eta = \frac{1}{\sqrt{3}} (U_{\beta\gamma\alpha}^\xi - U_{\gamma\alpha\beta}^\xi)$$

则可求出  $\langle 0 | u_{ka} d_{ic} u_{jb} | p \rangle$ , 代到 (9) 式里, 经过整理可得到:

$$M = \frac{-3i m_\pi}{2 f_\pi^2(0)} \frac{G\lambda}{\sqrt{2k_0}} \sqrt{\frac{mM}{E_c E}} (1 + g_A) \phi(0) \bar{u}_{e^+}(p) (-3 + \gamma_5) u(p) \quad (11)$$

其中  $f_\pi^2(0)$ ,  $g_A$  实验上可以给出. 只有质子束缚态波函数空间部分的零点值  $\phi(0)$ , 是未知量.

一般情况下, 三夸克构成的束缚态波函数的 Fourier 变换定义为:

$$\phi_p(x, x') = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} e^{ikx + ilx'} \phi_p(k, l) \quad (12)$$

$$\phi(0) = \phi_p(0, 0) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} \phi_p(k, l) \quad (13)$$

在光锥坐标下<sup>[9]</sup>:

$$\phi_p(0, 0) = \int \frac{d^2 k_{\perp} d^2 k^+}{(2\pi)^3} \frac{dl_{\perp} dl^+}{(2\pi)^3} \phi_p(k_{\perp}, l_{\perp}, k^+, l^+) \quad (14)$$

其中  $\phi_p(k_{\perp}, l_{\perp}, k^+, l^+)$  是光锥坐标下等  $\tau$  波函数, 它与  $P^+$ ,  $P_{\perp}$  无关<sup>[10]</sup>. 我们可选  $P^+ = 1$ ,  $P_{\perp} = 0$ , 因而  $(x_i = \frac{k_i^+}{P^+})$ :

$$\begin{aligned} \phi(0) &= \int [dx] [d^2 k_{\perp i}] \phi_p(x_i, k_i) \\ [dx] &= dx_1 dx_2 dx_3 \delta(1 - x_1 - x_2 - x_3) \end{aligned} \quad (15)$$

$$[d^2 k_{\perp}] = \frac{d^2 k_{\perp 1}}{16\pi^3} \frac{d^2 k_{\perp 2}}{16\pi^3} \frac{d^2 k_{\perp 3}}{16\pi^3} 16\pi^3 \delta^2(k_{\perp 1} + k_{\perp 2} + k_{\perp 3})$$

或者

$$\phi(0) = \int [dx] \phi_p(x_i) \quad (16)$$

$$\phi_p(x_i) = \int [d^2 k_{\perp i}] \phi_p(x_i, k_i) \quad (17)$$

$\phi_p(x_i)$  是质子分布振幅, 它描写在质子内发现三个夸克的几率幅. 这个振幅出现在很多过程中, 特别是那些高能遍举过程, 如大动量迁移下质子形状因子,  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ ,  $p\bar{p}$  散射等过程<sup>[11]</sup>. 这样就有可能把质子衰变问题与这些高能遍举过程联系起来. 反过来我们也可以利用高能遍举过程的实验结果来确定  $\phi(0)$  的大小. 下面我们将利用  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  过程来确定  $\phi(0)$  的大小.

$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  振幅可运用微扰 QCD 计算三胶子中间态得到<sup>[12]</sup>:

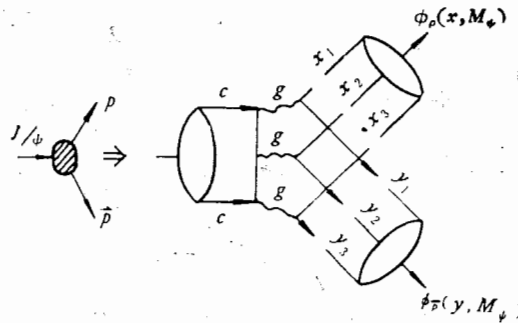


图1  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  示意图

其分支比为:

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow 3g \rightarrow p\bar{p})}{\Gamma(\psi \rightarrow 3g \rightarrow \text{强子})} = 3.2 \times 10^6 \alpha_s^3(S) \frac{P_{cm}}{M_{\psi}} \frac{|\langle T \rangle|^2}{M_{\psi}^8} \quad (18)$$

其中

$$\langle T \rangle = \int \frac{[dx]}{x_1 x_2 x_3} \frac{[dy]}{y_1 y_2 y_3} \phi_p^*(y_i, S) \times \frac{x_1 y_3 + x_3 y_1}{[x_1(1-y_1) + y_1(1-x_1)][x_3(1-y_3) + y_3(1-x_3)]} \phi_p(x_i, S) \quad (19)$$

其中  $S \sim 0(M_\psi^2)$ . 微扰 QCD 计算表明,  $\phi_p(x_i, S)$  对  $S$  的依赖关系非常微弱<sup>[13]</sup>, 因而我们可近似地假定  $\phi_p(x_i, S) \cong \phi_p(x_i)$ . 为了避免 QCD 参数  $\Lambda$  的不确定性, 定义  $r_\psi$  消去跑动耦合常数  $\alpha_s(S)$ :

$$r_\psi = \frac{\Gamma(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \Gamma(\psi \rightarrow 3g \rightarrow p\bar{p})}{\Gamma^2(\psi \rightarrow 3g \rightarrow \text{强子})} \cong 0.105 |\langle T \rangle|^2 \text{GeV}^{-8} \quad (20)$$

实验估计出  $r_\psi \sim 3 \times 10^{-4}$  (大约 30% 的不确定性)<sup>[14]</sup>.

为了估计出质子寿命的具体数值, 我们采用光锥下谐振子波函数<sup>[11]</sup>:

$$\phi(x_i, k_{\perp i}) = A \exp \left[ -b^2 \sum_{i=1}^3 \left( \frac{k_{\perp i}^2 + m^2}{x} \right)_i \right] \quad (21)$$

$m$  是夸克有效质量,  $b$  是与质子半径相联系的参量. 把 (21) 式代入到 (17) 式可以得到:

$$\phi_p(x_i) = A_\phi x_1 x_2 x_3 \exp \left[ -b^2 m^2 \left( \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} + \frac{1}{x_3} \right) \right] \quad (22)$$

$$A_\phi = \frac{A}{(16 \pi^2 b^2)^2} \quad (23)$$

$m$  不同,  $\phi_p(x_i)$  的分布形状不同. 当  $m = 0$  时,  $\phi(x_i)$  较均匀地分布在  $0 \leq x_i \leq 1$  的区域里; 在  $m \neq 0$  时, 随着  $m$  的增加,  $\phi_p(x_i)$  的分布越来越集中在  $x_i = \frac{1}{3}$  附近. 后一情况相当于非相对论夸克模型分布振幅的行为. 因此, 不同参量  $m$  下的  $\phi_p(x_i)$  的行为可以包含其它相当广泛模型所描写的情况.

把 (22) 式代入到 (16) 式可得到:

$$\phi(0) = \frac{A_\phi}{120} P^+ \quad (24)$$

此结果对于  $m^2 b^2 < 1$  的情况都成立.

另一方面, 如果把 (22) 式代入到 (19) 式, 并用 (20) 式的结果<sup>[12]</sup>可得:

$$A_\phi^2 \begin{cases} = 0.19 \text{ GeV}^4 & \text{当 } m = 0 \\ > 0.19 \text{ GeV}^4 & \text{当 } m \neq 0 \end{cases} \quad (25)$$

所以对于任意  $m, b$  参量下有

$$\phi(0) \geq \frac{\sqrt{0.19}}{120} \text{ GeV}^3 = 3.63 \times 10^{-3} \text{ GeV}^3 \quad (26)$$

这样  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  的实验值给出了零点波函数的下限. 这一下限值是接近于 J. Ellis 等<sup>[1]</sup>所估计的结果 ( $|\phi(0)|^2 \geq 2 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$ ).

从 (11) 式我们可以计算出质子在静止系的衰变宽度为

$$\Gamma(p \rightarrow \pi^0 e^+) = \frac{5}{32\pi} \left( \frac{m_\pi}{f_\pi^2(0)} \right)^2 (3G\lambda)^2 |\phi(0)|^2 (1 + g_A)^2 \quad (27)$$

其中

$$G^2 = \frac{g_{GUT}^2}{32 m_X^2} = \frac{g_{GUT}^2}{4\pi} \cdot \frac{\pi}{8 m_X^2} \quad (28)$$

$m_X$  是  $X$  玻色子的质量, 它可以通过重正化群方程得到, 其大小与 QCD 的标度参量  $\Lambda_{\overline{MS}}$  成正比<sup>[45]</sup>

$$m_X = (1 - 2) \times 10^{15} \Lambda_{\overline{MS}} \quad (29)$$

因此衰变宽度  $\Gamma(p \rightarrow \pi^0 e^+)$  将与  $\Lambda_{\overline{MS}}$  的四次幂成反比. 如果取  $g_{GUT}^2/4\pi = 0.024$ ,  $\lambda = 3.5$ ,  $g_A = 1.267$  以及  $f_\pi = 93 \text{ MeV}$  ( $f_\pi^2(0) = \frac{1}{2\sqrt{2}} m_\pi f_\pi$ ), 那么从式 (26) 可以得到  $p \rightarrow \pi^0 e^+$  衰变宽度的上限

$$\Gamma(p \rightarrow \pi^0 e^+) = (\tau_{p \rightarrow \pi^0 e^+})^{-1} \begin{cases} \geq (0.6 \times 10^{30} \text{ 年})^{-1} & \text{当 } \Lambda_{\overline{MS}} = 200 \text{ MeV} \\ \geq (10^{32} \text{ 年})^{-1} & \text{当 } \Lambda_{\overline{MS}} = 400 \text{ MeV} \end{cases} \quad (30)$$

考虑到实验上估计出的  $\tau_\psi$  有 30% 的不确定性以及 PCAC 的近似程度, 还会有 40—50% 的修正. 然而从式(30)可以看到如果质子寿命的实验测量结果是在  $10^{31}$ — $10^{32}$  年范围内, 那么本文的计算表明应取  $\Lambda_{\overline{MS}} = 400 \text{ MeV}$  左右. 这一  $\Lambda_{\overline{MS}}$  值显然大于目前微扰 QCD 唯象分析得到的  $\Lambda_{\overline{MS}}$  值<sup>[46]</sup>

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 100 \text{ MeV} - 200 \text{ MeV}. \quad (31)$$

如果  $\Lambda_{\overline{MS}}$  取在式 (31) 的范围内, 理论计算结果将比式 (30) 第一行的数值为小.

在大多数理论计算中, 质子零点波函数的数值是采用其它重子如  $\Omega$  等粒子的非轻子衰变来确定的, 或利用口袋模型来估计的. 这既不准确又较多地依赖于模型. 本文将质子衰变的零点波函数与  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  实验的分枝比联系起来, 从  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  实验值可以直接定出质子零点波函数的大小. 由于 (24) 式结果不依赖于模型的参量  $m$  和  $b$ , 这样给出的零点波函数的下限较为普遍和可靠. 目前的实验结果表明可能质子寿命在  $10^{31}$  年左右<sup>[47]</sup>, 如果  $\Lambda_{\overline{MS}}$  取值在式(31)的范围之内, 这是对  $SU(5)$  大统一规范理论的一个严峻考验, 实验结果很可能最终地排除简单的  $SU(5)$  大统一规范理论.

作者之一黄涛同志希望对 S. J. Brodsky (SLAC) 和 G. P. Lepage (Cornell) 有益的讨论表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] A. J. Buras, J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.*, **B135** (1978), 66; T. Goldman and D. A. Ross, *Nucl. Phys.*, **B171** (1980), 273; M. B. Gavela, A. Le Yaouanc, L. Ohver, D. Dene and J. C. Raynal, *Phys. Lett.*, **98B** (1981), 51 and *Phys. Rev.*, **D23** (1981), 1580.
- [2] A. Din, G. Girari and P. Sorba, *Phys. Lett.*, **91B** (1980), 77; J. F. Donoghue, *Phys. Lett.*, **92B** (1980), 99; E. Golowich, *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 1148.
- [3] 勾亮, 郝春, 高能物理与核物理, **7**(1983), 437.
- [4] Tomazawa, *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 463; V. S. Berezinsky, B. L. Ioffe and Ya. I. Kogan, *Phys. Lett.*, **105B** (1981), 33.
- [5] 见[1].

- [6] L. Hall, *Nucl. Phys.*, **B178** (1981), 75; H. A. Weldon and A. Zee, *Nucl. Phys.*, **B173** (1980), 169; J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.*, **88B** (1980), 320.
- [7] 何祚麻, 黄涛, 《中国科学》, **18**(1975), 502; 何祚麻, 黄涛, 《科学通报》, **21**(1976), 35; Ho Tso-hsiu, Huang Tao, *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 744.
- [8] R. P. Feynman, M. Kislinger and F. Ravndal, *Phys. Rev.*, **D3** (1971), 2706; R. Lipes, *Phys. Rev.*, **D5** (1972), 2849.
- [9] G. P. Lepage, S. J. Brodsky, Tao Huang, P. B. Mackenzie CLNS-82-522 (1982) Published in the proceedings of the Banff Summer Institute on Particles and Fields, edited by A. Capri and A. N. Kamal (Plenum Press, 1982).
- [10] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, *Phys. Rev.*, **D24** (1981), 1808.
- [11] S. J. Brodsky, Tao Huang, G. P. Lepage SLAC-PUB-2868 Published in "Quarks and Nuclear Forces" edited by D. Fries and B. Zeitnitz, Springfield (1982).
- [12] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, *Phys. Rev.*, **D24** (1981), 2848.
- [13] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, *Phys. Lett* **87B** (1979), 359.
- [14] S. L. Brodsky, Tao Huang and G. P. Lepage Published in the Proceedings of the SLAC Summer Institute on Particle Physics (1981).
- [15] T. Goldman and D. A. Ross, *Nucl. Phys.*, **B171**(1980), 273; J. Ellis et al., *Nucl. Phys.*, **B176** (1980), 61; C. H. Llewellyn Smith, G. G. Boss and J. Wheeler, *Nucl. Phys.*, **B177**(1981), 263; W. J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 163.
- [16] A. J. Buras, Rapporteur talk at the 1981 Bonn Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.
- [17] 印度-日本组在廿一届高能物理会议上的报告 (1982, 7).

## PROTON DECAY RATE AND THE PROTON WAVEFUNCTION

GOU LIANG HUANG TAO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The pionic two body decay process of the proton is discussed in the  $SU(5)$  grand unification theory by using the field-current relation of the composite particle and the soft pion approximations. We connect the proton decay process with the  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$  decay amplitude and determine the wavefunction at the origin from the experimental value of the decay rate  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ , hence we can obtain the value of the proton decay lifetime. In order to estimate the uncertainty of the proton decay lifetime due to the proton wavefunction at the origin, the lower bound of it is analysed by using an interesting model. If taking  $\Lambda_{\overline{MS}} = 200$  MeV, it will be a serious test for the minimal  $SU(5)$  grand unified gauge theory. It should be noted that this method which connect the proton decay process with other relevant processes will be very useful to determine the proton decay lifetime.