

强子结构 π 云 MIT-袋模型

邹宝堂 余寿绵

(山东大学物理系)

摘 要

我们构造了一个手征对称的 π 云 MIT-袋模型. 求出球对称的 π 场经典解, 重新计算了强子袋质量谱. 计算了 $\Delta^{++}(1236)$ 的衰变宽度和 $P_{33}\pi N$ 相移 δ_{33} , 与实验符合得很好.

一、引 言

A. Chodos 等人^[1,2] 1974 年构造了强子结构的 MIT-袋模型, 成功地解决了强子的许多静态问题^[2,3]. MIT-袋模型不能很好地处理强子散射、衰变等动态问题, 计算结果与实验相差较大. 为了克服这一缺点, C. G. Callan 等人^[4] 1979 年构造了 MIT-P 袋模型. MIT-P 袋模型没有袋内外统一的拉格朗日函数, 没有考虑 π -夸克相互作用哈密顿量. 我们受参考 [5] 的启发构造了手征规范不变的 π 云 MIT-袋模型. 期望用它研究强子散射、衰变等动态问题和核子-核子相互作用动力学问题能得到良好的结果, 同时保持 MIT-袋模型对强子静态特性成功的预言. 我们假设 π 具有夸克结构, 按 MIT-袋模型计算质量. 另一方面, 由于它是小袋, 其康普顿波长大于袋半径, 在求强子袋外 π 场经典解及研究 π -N 相互作用问题时, 能够近似地把强子袋外 π 云介子看成唯象的定域场, 忽略其内部的袋状结构. 模型中唯象地引入标量场 σ , 是为了保证作用量的手征对称性和进行微扰计算. 注意到参考 [5] 中 σ 和 π 场的经典解我们假设 π 场较小、 σ 场较大, 可以作 π/σ 的幂级数展开. 如参考 [6] 我们把 π 云 MIT-袋模型的哈密顿量分为通常的 MIT-袋哈密顿量, 袋外自由 π 场哈密顿量和袋表面上夸克与 π 场的相互作用哈密顿量. 如此, 可以在 MIT-P 袋模型框架里计算夸克- π 相互作用所产生的各种修正. 计算结果初步表明用 π 云 MIT-袋模型描述强子结构可能是有意义的.

计划下一节叙述理论基础; 第三节求场方程的经典解及强子袋质量谱; 第四节讨论散射和衰变等动态问题; 第五节研究中能 N-N 动力学和 $P_{33}\pi N$ 相移; 最后一节简述结论.

二、理 论 基 础

π 云 MIT-袋模型描述强子结构的作用量是

$$\begin{aligned}
W = & \int d^4x \left\{ \theta_R(x) \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} i\bar{q}\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu q - B \right. \right. \\
& \left. \left. + \partial_\mu (\lambda^\mu \bar{q} (\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \boldsymbol{\gamma}_5) q) \right] \right. \\
& \left. + [1 - \theta_R(x)] \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 \right] \right\}, \quad (2-1)
\end{aligned}$$

这里 $\theta_R(x)$ 在袋内是 1, 在袋外是 0, $\partial_\mu \theta_R(x) = n_\mu \delta_s$, $n_\mu = (0, -\mathbf{r})$, 是朝内的单位法向量, δ_s 是表面 δ -函数. 如同参考 [5] 引入场 $\lambda^\mu(x)$, 它允许在费米场上利用所希望得到的边界条件. 标量场 σ 和 $\boldsymbol{\pi}$ 与夸克场 q 的耦合项整体是散度形式, 仅影响边界条件. 这里略去了所有的质量项. 对作用量变分运算后得到如下的运动方程和边界条件

$$i\mathcal{D}q = (i\partial - g\mathcal{A})q = 0, \quad \mathbf{x} \in R \quad (2-2a)$$

$$D^\mu F_{\mu\nu}^a = \bar{q}\gamma_\nu \frac{1}{2} \lambda^a q, \quad \mathbf{x} \in R \quad (2-2b)$$

$$\partial_\mu^2 \boldsymbol{\pi} = 0, \quad \mathbf{x} \notin R \quad (2-2c)$$

$$\partial_\mu^2 \sigma = 0, \quad \mathbf{x} \notin R \quad (2-2d)$$

$$i\boldsymbol{n}q = 2\boldsymbol{n} \cdot \lambda (\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \boldsymbol{\gamma}_5) q, \quad \mathbf{x} = R \quad (2-3a)$$

$$n^\mu F_{\mu\nu}^a = 0, \quad \mathbf{x} = R \quad (2-3b)$$

$$n^\mu \partial_\mu \sigma = -(n \cdot \lambda) \bar{q} q, \quad \mathbf{x} = R \quad (2-3c)$$

$$n^\mu \partial_\mu \boldsymbol{\pi} = -(n \cdot \lambda) \bar{q} i\boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\gamma}_5 q, \quad \mathbf{x} = R \quad (2-3d)$$

也可以得到动量守恒方程

$$\begin{aligned}
B = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + \partial_\mu [\lambda^\mu \bar{q} (\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \boldsymbol{\gamma}_5) q] \\
& -\frac{1}{2} (\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 - \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2, \quad \mathbf{x} = R. \quad (2-4)
\end{aligned}$$

胶子场如通常一样, 以下均不考虑. 由夸克场的线性边界条件可以确定拉格朗日乘子 $\lambda(x)$, 得到

$$n \cdot \lambda = \pm \frac{1}{2} (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-5)$$

如果选正号, 夸克场和 $\boldsymbol{\pi}$ 、 σ 场的边界条件变为

$$i\boldsymbol{n}q = (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} (\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \boldsymbol{\gamma}_5) q, \quad \mathbf{x} = R \quad (2-6a)$$

$$n \cdot \partial \sigma = -\frac{1}{2} (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} (\bar{q} q), \quad \mathbf{x} = R \quad (2-6b)$$

$$n \cdot \partial \boldsymbol{\pi} = -\frac{1}{2} (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} (i\bar{q} \boldsymbol{\gamma}_5 \boldsymbol{\tau} q), \quad \mathbf{x} = R \quad (2-6c)$$

$$\begin{aligned}
B = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + n_\mu \partial^\mu \left[\frac{1}{2} (\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} \bar{q} (\sigma \right. \\
& \left. + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} \boldsymbol{\gamma}_5) q \right] - \frac{1}{2} (\partial_\mu \boldsymbol{\pi})^2 - \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2, \quad \mathbf{x} = R \quad (2-7)
\end{aligned}$$

由场方程 (2-2) 式和边界条件 (2-6) 式可见, 当 $\sigma \rightarrow \infty$ 时, (2-6a) 式变为与 MIT-袋模型完全一样的夸克场线性边界条件, 且袋外 $\boldsymbol{\pi}$ 场消失, 又得到通常的 MIT-袋模型. 因

此 MIT-袋模型是 π 云 MIT-袋模型的另级近似。

易于证明

$$\bar{q}i\boldsymbol{\gamma} \cdot n\boldsymbol{q} = n^\mu J_\mu = 0, \quad \boldsymbol{x} = R \quad (2-8)$$

即是说在袋表面矢量流守恒, 这与 MIT-袋模型一样。MIT-袋模型轴矢量流在袋表面是不连续的。 π 云 MIT-袋模型在如下的无穷小手征变换下具有不变性,

$$\begin{aligned} q &\rightarrow q + i\boldsymbol{\tau} \cdot \delta\boldsymbol{v}\boldsymbol{\gamma}_5 q \\ \sigma &\rightarrow \sigma + 2\delta\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\pi} \\ \boldsymbol{\pi} &\rightarrow \boldsymbol{\pi} - 2\delta\boldsymbol{v}\sigma \end{aligned} \quad (2-9)$$

因而利用标准方法^[7]可以得到守恒流

$$\boldsymbol{A}_\mu = \frac{1}{2} \bar{q}\boldsymbol{\gamma}_5 \boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\gamma}_\mu q \theta_R(\boldsymbol{x}) + (\boldsymbol{\pi}\partial_\mu\sigma - \sigma\partial_\mu\boldsymbol{\pi}) [1 - \theta_R(\boldsymbol{x})], \quad (2-10a)$$

$$\partial^\mu \boldsymbol{A}_\mu = 0. \quad (2-10b)$$

用通常方法构造哈密顿量

$$\begin{aligned} H = \int d^3x \left\{ \left(\frac{i}{2} q^+ \bar{\partial}_0 q + B \right) \theta_R(\boldsymbol{x}) + \frac{1}{2} \bar{q}(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} (\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}\boldsymbol{\gamma}_5) q \delta_s \right. \\ \left. + \frac{1}{2} [(\partial_0\boldsymbol{\pi})^2 + \nabla\boldsymbol{\pi} \cdot \nabla\boldsymbol{\pi} + m_\pi^2\boldsymbol{\pi}^2 + (\partial_0\sigma)^2 + \nabla\sigma\nabla\sigma] [1 - \theta_R(\boldsymbol{x})] \right\}, \quad (2-11) \end{aligned}$$

其中考虑到真实的物理世界已加进 π 质量项使手征对称破缺。为了研究实际问题, 假定 σ 场较大, π 场较小, (2-11) 式中右边第二项可以按 π/σ 的幂级数展开, 我们有

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \bar{q}(\sigma^2 + \boldsymbol{\pi}^2)^{-\frac{1}{2}} (\sigma + i\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}\boldsymbol{\gamma}_5) q \delta_s \simeq \frac{1}{2} \bar{q}q \delta_s + \frac{i}{2\sigma} \bar{q}\boldsymbol{\gamma}_5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} q \delta_s \\ - \frac{1}{4\sigma^2} \bar{q}q\boldsymbol{\pi}^2 \delta_s - \frac{i}{2\sigma^2} \bar{q}\boldsymbol{\gamma}_5 \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi} q \boldsymbol{\pi}^2 \delta_s. \end{aligned} \quad (2-12)$$

如果在夸克场的线性边界条件 (2-6a) 中作近似处理, 忽略方程 (2-12) 中第二项以后的项, 夸克场严格对应通常的 MIT-袋模型。与此相应, π 场边界条件 (2-6c) 式与 MIT-P 袋模型联结条件形式相同, 因此可以把方程 (2-11) 式写成如下形式

$$H = H_{\text{MIT}} + H_\pi + H_{q-\pi} + H_\sigma, \quad (2-13a)$$

其中

$$H_{\text{MIT}} = \int d^3x \left(\frac{i}{2} q^+ \bar{\partial}_0 q + B \right) \theta_R(\boldsymbol{x}), \quad (2-13b)$$

$$H_\pi = \frac{1}{2} \int d^3x (\partial_0\boldsymbol{\pi}\partial_0\boldsymbol{\pi} + \nabla\boldsymbol{\pi} \cdot \nabla\boldsymbol{\pi} + m_\pi^2\boldsymbol{\pi}^2) [1 - \theta_R(\boldsymbol{x})], \quad (2-13c)$$

$$H_{q-\pi}^{(1)} = \frac{1}{2} \int d^3x i\bar{q}\boldsymbol{\gamma}_5 \frac{\boldsymbol{\tau}}{\sigma} \cdot \boldsymbol{\pi} q \delta_s, \quad (2-13d)$$

$$H_{q-\pi}^{(2)} = \frac{1}{2} \int d^3x i\bar{q}\boldsymbol{\gamma}_5 \frac{\boldsymbol{\tau}}{\sigma} \cdot \boldsymbol{\pi} q \left(-\frac{\boldsymbol{\pi}^2}{2\sigma^2} \right) \delta_s, \quad (2-13e)$$

$$H_\sigma = \frac{1}{2} \int d^3x [(\partial_0\sigma)^2 + \nabla\sigma\nabla\sigma] [1 - \theta_R(\boldsymbol{x})]. \quad (2-13f)$$

(2-12) 式中与 $\bar{q}q\delta_s$ 相结合的项都为零^[3], (2-13 d、e) 式只表示出 $H_{q-\pi}$ 中 π/σ 的一次和三次幂项。可以认为 H_{MIT} 与 H_π 的和是非微扰哈密顿量, 而 $H_{q-\pi}$ 是微扰哈密顿量。

三、场方程的经典解和强子袋质量谱

当考虑半径 R 的静球袋和静 π, σ 场情况时, 夸克和 π, σ 场的方程式及边界条件变为

$$i\gamma \cdot \partial q = 0, \quad \mathbf{x} \in R \quad (3-1a)$$

$$i\hat{t} \cdot \boldsymbol{\gamma} q = -q, \quad \mathbf{x} = R \quad (3-1b)$$

$$\nabla^2 \pi = 0, \quad \mathbf{x} \notin R \quad (3-1c)$$

$$\nabla^2 \sigma = 0, \quad \mathbf{x} \notin R \quad (3-1d)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial r} = -\frac{1}{\sigma} \left(i\bar{q} \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\gamma} q \right), \quad \mathbf{x} = R \quad (3-1e)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r} = -\frac{1}{\sigma} \left(\frac{1}{2} \bar{q} q \right), \quad \mathbf{x} = R \quad (3-1f)$$

$$\pi(t, \infty) = 0, \quad \mathbf{x} = \infty \quad (3-1g)$$

为了得到束缚态给 π 场附加了边界条件 (3-1g)。

本文的近似处理方法实际上忽略了 σ, π 场在夸克波函数上的影响, 夸克场经典解的形式与 MIT-袋模型一样^[2,3]。

σ 场的边界条件 (3-1f) 式右边当利用夸克场本征值条件^[3]时等于零, 因此 σ 场的边值问题变为

$$\nabla^2 \sigma = 0, \quad \mathbf{x} \notin R \quad (3-2)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r} = 0, \quad \mathbf{x} = R. \quad (3-3)$$

由于唯象引入的 σ 场在 $\mathbf{x} \rightarrow \infty$ 时不必为零, 只须有限, 上式的解是 $\sigma = \text{常数}$ 。如此守恒流 (2-10a) 式变为

$$\mathbf{A}_\mu = \frac{1}{2} \bar{q} \boldsymbol{\gamma}_5 \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\gamma}_\mu q \theta_R(x) - \sigma \partial_\mu \pi [1 - \theta_R(x)], \quad (3-4)$$

它在袋表面是连续的, 即 $n^\mu \mathbf{A}_\mu = 0$, 这导致

$$-\sigma \frac{\partial \pi}{\partial r} = i\bar{q} \boldsymbol{\gamma}_5 \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} q, \quad \mathbf{x} = R \quad (3-5)$$

上式和 (3-1e) 是完全一样的。为了与通常的轴矢量流一致, 选择 σ 的常数解为

$$\sigma_0 = f_\pi, \quad (3-6)$$

f_π 是 π 衰变常数。真实的物理世界 π 场有质量, 利用 $\partial_\mu \partial^\mu \pi = m_\pi^2 \pi$ 由 (3-4) 式可以得到

$$\partial^\mu \mathbf{A}_\mu = f_\pi m_\pi^2 \pi. \quad (3-7)$$

这说明轴矢量流部分守恒, 即存在 PCAC 定律。这样 π 云 MIT-袋模型简化为 MIT-P 袋模型。唯象引入的 σ 场在这种低阶近似中对能量没有贡献。

由于 MIT-袋模型的“球腔近似”假设, 袋边界是球对称的, 夸克场解仅考虑最低角动量情况也是球对称的, 我们只寻找球对称的 π 场解。类似参考 [5, 8, 9] 的作法可以得到 π 场经典解

$$\pi = \frac{C}{8\pi R^2 f_\pi} \frac{[-2h(m_\pi r)]}{[m_\pi R h'(m_\pi R)]} \hat{t}, \quad (3-8)$$

其中 $h(\beta) = (\beta^{-1} + \beta^{-2})\exp(-\beta)$, 是汉克尔函数, $h'(\beta) = dh/d\beta$, $C = \Omega_0/2(\Omega_0 - 1)$, $\Omega_0 = 2.0428^{[3]}$. π 场的能量可以从哈密顿量 (2-13c) 式得到

$$E_{\pi}^{(ex)} = N \frac{C^2 G}{16\pi R^3 f_{\pi}^2}, \quad (3-9)$$

其中 N 对于 u, d 夸克组成的重子为 6, 介子为 2, $G = [-2h(m_{\pi}R)]/[m_{\pi}R h'(m_{\pi}R)]$. 在考虑相互作用哈密顿量的影响时注意 $H_{q-\pi}$ 中仅存在 π 场奇次幂项, 其中前两项的贡献分别为

$$E_{q-\pi}^{(1)(ex)} = 2E_{\pi}^{(ex)}, \quad (3-10)$$

$$E_{q-\pi}^{(2)(ex)} = - \frac{C^2 G^2}{128\pi^2 R^4 f_{\pi}^4} E_{q-\pi}^{(1)(ex)}. \quad (3-11)$$

π/f_{π} 的更高次项对相互作用能量的贡献可以忽略. 最后得到 π 场及它同夸克的相互作用能为

$$E_{\pi, q-\pi}^{(ex)} = N \left(3 - \frac{C^2 G^2}{64\pi^2 R^4 f_{\pi}^4} \right) \frac{C^2 G}{16\pi R^3 f_{\pi}^2}. \quad (3-12)$$

这样强子袋最低能量公式在 π 云 MIT-袋模型中表示为

$$E_{\pi\bar{\pi}\text{MIT}} = E_v + E_0 + E_Q + E_M + E_c + E_{\pi, q-\pi}^{(ex)}, \quad (3-13)$$

其中体积能 E_v 、零点能 E_0 、夸克动能 E_Q 、色磁能 E_M 和色电能 E_c 定义在 MIT-袋模型^[3].

添加 $E_{\pi, q-\pi}^{(ex)}$ 项后, 按照 MIT 小组的质量谱计算方法^[3]重新计算适合参数, 找到 π 云 MIT-袋模型中各强子袋的质量, 如表 3-1 所示. 计算中如 MIT 小组, 令非奇异夸克无质量, 奇异夸克质量不为零. 为了使 π 口袋的质量和强子袋外 π 场的质量相等, 我们以 π, ω 和 Δ 粒子的实验质量定出适合参数, $B^{1/4} = 0.127\text{GeV}^{1/4}$, $z_0 = 1.965$, $\alpha_c = 0.89$. 以 Ω^- 粒子的实验质量定出奇异夸克质量, $m_s = 0.321\text{GeV}$. 计算结果表明, 袋半径比 MIT-袋模型的结果稍微增大, 强子袋质量与实验质量的误差不超过 7%.

表 3-1 π 云 MIT 袋模型强子袋质量谱
(质量以 GeV 为单位, 半径以 GeV^{-1} 为单位)

粒 子	P	Λ	Σ^+	Σ^0	Δ	Σ^*	Ξ^*	Ω^-	ρ	K*	ω	ϕ	K	π
M_{exp}	0.938	1.116	1.189	1.321	1.236	1.385	1.533	1.672	0.77 ± 0.01	0.892	0.783	1.019	0.495	0.139
$M_{\pi\bar{\pi}\text{MIT}}$	0.896	1.069	1.106	1.229	1.236	1.344	1.472	1.672	0.783	0.886	0.783	1.006	0.467	0.139
$R_{\pi\bar{\pi}\text{MIT}}$	6.39	5.81	5.81	5.19	6.94	6.57	6.31	7.27	5.91	5.36	5.91	5.35	4.63	4.50

四、 π -N 散射

π 云 MIT-袋模型 π 场与 Yukawa 理论中核子外的 π 场满足同样的运动方程, 具有相同的边界条件, 可以参考 Chew-Low 模型^[10,11]研究 π 云 MIT-袋模型的 π -N 散射等动态问题. 与参考 [4] 的做法相似, 可以得到 $NN\pi$ 顶角函数、形状因子及耦合常数, 分别为

$$V_i(k) = \left(\frac{4\pi}{2\omega_k} \right)^{1/2} \frac{5}{3} \frac{\Omega_0}{2(\Omega_0 - 1)} \frac{i}{f_{\pi}} \frac{j_1(kR)}{kR} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}\boldsymbol{\tau}_i, \quad (4-1)$$

$$U_N(k) = 3j_1(kR)/kR = j_0(kR) + j_2(kR), \quad (4-2)$$

$$\frac{f_{NN\pi}^{(0)}}{m_\pi} = \frac{5}{18} \left(\frac{\Omega_0}{\Omega_0 - 1} \right) \left(\frac{1}{f_\pi} \right), \quad (4-3)$$

其中 $j_i(x)$ 是通常的球贝塞尔函数, 它来自夸克场波函数^[3].

利用 Wick^[12] 和 Chew-Low^[11] 方法也可以简单地推导出 π -N 散射矩阵元

$$\begin{aligned} S(N'k'; Nk) &= \langle N'k' | Nk \rangle_+ \\ &= \delta_{kk'} \delta_{NN'} - 2\pi i \delta(E_{N'k'} - E_{Nk}) \langle N'k' | V_k^{N'N} | N \rangle, \end{aligned} \quad (4-4)$$

式中 $|N, k\rangle$ 是 H 的完备的本征态, 其中有单核子 π 云袋态 $|N\rangle$ 和单介子态 $|k\rangle$, $E_{N,k}$ 是 H 的本征值, 而 $|N, k\rangle_+$ 和 $|N, k\rangle_-$ 分别表示 π -N 散射的出射态和入射态. 动量和同位旋以 k 标称的介子的总截面是

$$\sigma_k = \frac{2\pi}{v_{k'}} \sum_{N'k'} \delta(E_{N'k'} - E_{Nk}) |\langle N'k' | V_k^{N'N} | N \rangle|^2, \quad (4-5)$$

其中 $v_{k'} = k'/\omega_{k'}$ 是入射介子的速度.

作为一个例子考虑 Δ^{++} (1236) 的衰变宽度. 简单运算即可得到

$$\Gamma_\Delta = \frac{42}{25} f_{NN\pi}^2 \frac{1}{2\omega_k} \frac{k^3}{m_\pi^2} \left[\frac{3j_1(kR)}{kR} \right]^2, \quad (4-6)$$

其中 $f_{NN\pi}^2 = 0.081$, $\omega_k = m_\Delta - m_N = 0.298$ GeV, $m_\pi = 0.139$ GeV, 发射 π 的动量 $k = (\omega_k^2 - m_\pi^2)^{1/2} \simeq 0.265$ GeV, 如参考 [13] 考虑到核子反冲的修正取 $k = 0.228$ GeV, 这样

$$\Gamma_\Delta \simeq 140 \text{ MeV} [1 - 0.15(R/1\text{fm})^2]. \quad (4-7)$$

若取 MIT-袋模型的半径 $R_\Delta = 5.48 \text{ GeV}^{-1}$, $\Gamma_\Delta = 115.8$ MeV, 取 π 云 MIT-袋模型的半径 $R_\Delta = 6.94 \text{ GeV}^{-1}$, $\Gamma_\Delta = 101.32$ MeV, 比 [5] 的结果 32 MeV (对 k 进行“反冲”折算) 和 MIT-P 袋模型的结果^[13] 77.4 MeV 要好. 与 Chew 模型的结果 120 MeV 相差不大. 实验值是 110~120 MeV.

五、中能 N-N 动力学和 P_{33} π N 相移

六十年代末, 由 R. Aaron 等人^[14]发展的相对论三体理论能够把中、低能 N-N 弹性散

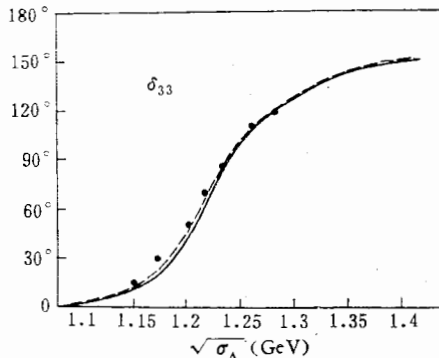


图1 预言的 P_{33} π N 相移 (虚线)

射和非弹性散射 π 产生结合起来, 研究 N-N 动力学问题. 由于核子结构不清楚, π -N 相互作用顶角函数不确定, 三体理论在解积分方程时需要唯象地引入截断因子, 其形式是任意的, 没有明确的物理意义. 本节采用上节利用 π 云 MIT-袋模型可以得到的 Δ N π 顶角形状因子

$$\begin{aligned} U(k) &= 3j_1(kR)/kR \\ &= 3 \left[\frac{\sin(kR)}{(kR)^3} - \frac{\cos(kR)}{(kR)^2} \right] \end{aligned} \quad (5-1)$$

代替通常三体理论中唯象假设的顶角形状因子, 研究中能 N-N 动力学问题. 本文不打算全面考虑, 而仅例举 P_{33} π N 相移 δ_{33} 的计

算^[15]. 计算中核子质量和 π 质量都取实验值, 得到的三个参数分别为 $R_{\Delta} = 5.69 \text{ GeV}^{-1}$, $M'_{\Delta} = 1.329 \text{ GeV}$, $g_{\Delta} = 1.988$, 得到的 δ_{33} 曲线如图所示(虚线). 为了便于比较, 图中也画出了实验点及参考 [15] 利用唯象截断因子计算的结果 (实线). 计算结果与实验相当符合. 适合参数与 MIT-袋模型质量谱计算结果相当接近. 说明 π 云 MIT-袋模型处理散射和相互作用等动态问题与处理质量谱等静态问题没有发生尖锐的矛盾.

六、结 语

本文构造手征对称的强子结构 π 云 MIT-袋模型. 在实际应用中假设 π 场较小, σ 场较大, 利用 π/σ 的微扰展开近似处理, 得到易于解答的场方程和简单的边界条件. 计算考虑 π 场能量及 π 与夸克相互作用能量以后的强子质量谱, 其结果基本保持着 MIT-袋模型的预言. π 云 MIT-袋模型可以用来研究 π -N 散射、强子衰变和 N-N 动力学问题. 类似于 Chew-Low 理论可以求出散射矩阵元和截面. 计算的 Γ_{Δ} 与实验符合. π 云 MIT-袋模型的顶角形状因子可以代替 N-N 动力学么正性三体理论中唯象假设的截断因子, 把 N-N 动力学问题与核子结构联系起来, 解决三体理论中存在的问题. 预言的 δ_{33} 相移与实验符合, 适合参数与静态计算结果也一致. 本文仅举这两个例子来说明 π 云 MIT-袋模型能够成功地用于 π -N 相互作用等动态问题. 事实上, 由于同 Chew-Low 理论的相似性, 模型在这方面的应用是广泛的.

本文得到本刊编审同志及杨楚良副教授的热情帮助, 特此致谢.

参 考 文 献

- [1] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf: *Phys. Rev.*, D9 (1974), 3471.
- [2] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, and C. B. Thorn: *Phys. Rev.*, D10 (1974), 2599.
- [3] T. Degrand, R. L. Jaffe, K. Johnson, and J. Kiskis: *Phys. Rev.*, D12 (1975), 2060.
- [4] C. G. Callan, Jr. R. F. Dashen, and D. J. Gross: *Phys. Rev.*, D19 (1979), 1826.
- [5] A. Chodos and C. B. Thorn: *Phys. Rev.*, D12 (1975), 2733.
- [6] S. Theberger, A. W. Thomas, and G. A. Miller: *Phys. Rev.*, D22 (1980), 2838.
- [7] M. Gell-Mann and M. Levy: *Nuovo Cimento*, 16 (1960), 53
- [8] V. Vento, M. RHO, E. M. Nyman, J. H. Jun, and G. E. Brown: *Nucl. Phys.*, A345 (1980), 413.
- [9] M. V. Barnhill, W. K. Cheng, and A. Halprin: *Phys. Rev.*, D21 (1980), 1916.
- [10] G. F. Chew: *Phys. Rev.*, 94 (1954), 1748.
- [11] G. F. Chew and F. E. Low: *Phys. Rev.*, 101 (1956), 1570.
- [12] G. C. Wick: *Rev. Mod. Phys.*, 27 (1975), 339.
- [13] G. E. Brown, M. RHO, and Y. Vento: *Phys. Lett.*, 84B (1979), 383.
- [14] R. Aaron, R. D. Amado, and J. E. Young: *Phys. Rev.*, 174 (1968), 2022.
- [15] W. M. Kloet and R. R. Silbar: *Nucl. Phys.*, A338 (1980), 281, 317.

PION CLOUD MIT-BAG MODEL OF HADRON STRUCTURE

ZOU BAO-TANG YU SHOU-MIAN

(Shandong University)

ABSTRACT

We Construct a pion cloud MIT-bag model with chiral symmetry. The pion cloud outside the bag is a classical spherica field. The calculated hadron mass spectra are comparable with the experimental data. The decay width of $\Delta^{++}(1236)$ calculated in this model is $\Gamma_{\Delta}=115.8$ MeV, which is very close to the experimental value. We also calculate the phase shift of P_{33} resonance. The resultin curve fits the experimental data exceedly well.