

文章编号: 1007-4627(2007)03-0182-08

夸克-介子耦合模型*

郭艳蕊^{1,2}, 李希国^{1,3, #}, 赵振华¹

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2 中国科学院研究生院, 北京 100049;

3 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 对夸克-介子耦合模型的研究进展及现状进行了简述。在此基础上, 利用非拓扑孤子袋模型的思想和改进的夸克质量密度相关(IQMDD)模型, 考虑夸克之间的排斥作用而加入 ω 介子, 称为 IQMDD-I 模型, 得到了基态波函数和介子场满足的方程。利用平均场近似方法, 通过得到的基态夸克波函数计算了核子的均方根半径和磁矩等可观测量, 其结果与实验值吻合得较好。

关键词: 夸克-介子耦合模型; 波函数; 平均场近似; 介子场

中图分类号: O572.33

文献标识码: A

1 引言

强子是由被禁闭的夸克和胶子构成的, 而量子色动力学(QCD)是以夸克和胶子为基本自由度描述强相互作用的基本理论, 它已经取得了很大的成就。但在低能区, 由于禁闭机制和渐进自由的性质, 使得 QCD 不能直接用来描述强子内部夸克的动力学行为。自从 1984 年 Witten 指出^[1] 奇异夸克物质(SQM)比正常核物质更加稳定以来, 相继发展了用于研究 SQM 和强子物质的夸克结构的许多模型。例如, MIT 袋模型^[2], 把真空(QCD 真空)看作是某种复杂的介质, 强子袋看作是镶嵌在复杂介质中的“小泡”, 泡内夸克动量很大但彼此相互作用微弱, 体现了渐进自由。袋模型提供了强子唯象学的描述, 但它不是重整化的, 也不满足 Lorentz 协变性。20 世纪 80 年代, Guichon^[3] 认为可将核物质看成是由非重叠的核子袋组成的, 束缚在袋内的夸克与标量介子、矢量介子耦合, 被称为夸克-介子耦合(QMC)模型, 它提供了一种考虑核子结构的简单框架。后来, Jin Xuemin 和 Jennings^[4, 5] 考虑了密度相关的袋常数, 采用两种方法修正 QMC 模型, 提出了修正的夸克-介子耦合(MQMC)模型。

随后, 许多人把描述强子的 QMC 模型广泛应用于研究核物质、有限核的性质和有限温度下核物质的性质^[6-15]。此外, 为了研究奇异强子物质的性质, 宋宏秋等^[16, 17] 在 MQMC 模型中引入 s 夸克, 很好地描述了包括奇异介子的 Λ - Λ 相互作用系统的性质。

尽管 QMC 模型成功地描述了核系统的物理性质, 但当它被应用于讨论夸克退禁闭时就显现出许多缺点。QMC 模型的边界条件和夸克-介子相互作用被限制在袋内, 不能得到自由空间的相应传播子。为了使夸克-介子相互作用延伸到整个自由空间, Fowler 等^[18] 提出了一个有效的模型——夸克质量密度相关(QMDD)模型, 它成功地描述了 SQM^[19-21] 的性质。另外, Friedberg 和 Lee 提出了非拓扑孤子袋模型^[22, 23] (简称 F-L 模型), 使用非拓扑性孤立子 σ 来描述夸克之间的强相互作用。F-L 模型在唯象地描述强相互作用性质方面取得了较大的成功。在平均场近似(MFA)下, 对孤粒子袋模型数值解的研究已有一些进展^[22-24]。近年来, 苏汝铿等在 QMDD 模型基础上, 考虑夸克与 σ 介子的非线性标量相互作用, 得到了改进的夸克质量密度相关(IQMDD)模型^[25] 的夸克波函数, 并且用此模

* 收稿日期: 2006-12-11; 修改日期: 2007-03-19

* 基金项目: 中国科学院知识创新工程重点方向性资助项目(KJCX2-SW-No2, KJCX3-SYW-No16); 国家自然科学基金资助项目(10435080, 10575123)

作者简介: 郭艳蕊(1978-), 女(汉族), 河北滦南人, 博士研究生, 从事核物理研究。

通讯联系人: 李希国, E-mail: xgl@impcas.ac.cn

型计算了一些物理可观测量, 结果与实验值吻合得较好。

本文首先对夸克-介子模型的主要进展和结果进行了一些简述, 并在苏汝铿等提出的 IQMDD 模型基础上, 考虑夸克之间的排斥作用而加入矢量 ω 介子, 称为 IQMDD-I 模型, 得到了基态波函数和介子场满足的方程。利用 MFA 方法, 通过得到的基态夸克波函数计算了核子的均方根半径和磁矩等可观测量, 其结果与实验值吻合得较好。

2 QMC 模型

2.1 QMC 模型的提出

1988 年 Guichon^[3] 首先提出了 QMC 模型, 可在夸克层次上研究强子动力学行为, 若自由核子口袋半径在 0.6—0.7 fm 之间, 耦合系数很好地符合由 Bonn 势得到的数据^[26]。随后 Saito 和 Thomas 推广了 QMC 模型, 指出重子物质是由非重叠的重子口袋组成, 在 MFA 下这些口袋通过自洽交换介子束缚在一起。利用这个模型, 可描述核物质中核子性质的改变和核结构函数^[27, 28]。在这个模型中, 采用静态球形 MIT 口袋描述核子, 在口袋中夸克与介子场直接相互作用。

QMC 模型的拉氏函数^[6-10]

$$L = \bar{\psi}_q [i\gamma_\mu \partial^\mu - m_q + g_\sigma^q \sigma(x) - g_\omega^q \gamma_\mu \omega^\mu](x) \psi_q + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu, \quad (1)$$

其中, $\bar{\psi}_q$ 和 ψ_q 是夸克函数, σ 和 ω^μ 是介子场, g_σ^q 和 g_ω^q 是夸克与介子场 σ 和 ω^μ 的耦合系数。对于半径为 R 的核子袋归一化的夸克波函数可表示为^[6-10]

$$\psi_q(\mathbf{r}, t) = N e^{(-ie_q t/R)} \begin{pmatrix} j_0\left(x \frac{r}{R}\right) \\ i\beta_q \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{r}} j_1\left(x \frac{r}{R}\right) \end{pmatrix} \frac{\chi_q}{\sqrt{4\pi}}, \quad (2)$$

其中, χ_q 为夸克的自旋波函数, N 为归一化常数, $N^{-2} = 2R^3 j_0^2(x) [\Omega(\Omega - 1) + Rm_q^*/2]/x^2$, ϵ_q 为夸克的能量,

$$\beta_q = \sqrt{\frac{\Omega - Rm_q^*}{\Omega + Rm_q^*}}, \quad \Omega = \sqrt{x^2 + (Rm_q^*)^2}.$$

有效夸克质量定义为 $m_q^* = m_q - g_\sigma^q \bar{\sigma}$, 夸克的动量本征值 x 由在核子袋表面满足的线性边界条件 $j_0(x) - \beta_q j_1(x) = 0$ 来确定^[6-10]。核子能量为 $E_N = E_b + 3V_\omega$, 其中, $V_\omega = g_\omega^q \bar{\omega}$, 核子袋的能量为

$$E_b = \frac{3\Omega - Z}{R} + \frac{4}{3} \pi B R^3, \quad (3)$$

其中, B 为单位体积能, Z 表示核子袋的零点运动参数。

动量为 k 的系统总能量为

$$\frac{E^{\text{total}}}{A} = \frac{1}{\rho_B} \left[\frac{4}{(2\pi)^3} \int^{k_F} dk \sqrt{M_N^{*2} + k^2} + \frac{m_\sigma^2 \bar{\sigma}^2}{2} + \frac{g_\omega^2 \rho_B^2}{2 m_\omega^2} \right], \quad (4)$$

其中 $\bar{\sigma}$ 和 $\bar{\omega}$ 满足方程:

$$\bar{\sigma} = \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} C(\bar{\sigma}) \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{k_F} dk \frac{M_N^*}{\sqrt{M_N^{*2} + k^2}}, \quad \bar{\omega} = \frac{g_\omega \rho_B}{m_\omega^2}. \quad (5)$$

得到的核子有效质量和 $g_\sigma \bar{\sigma}$ 随核物质密度的变化情况如图 1 所示。

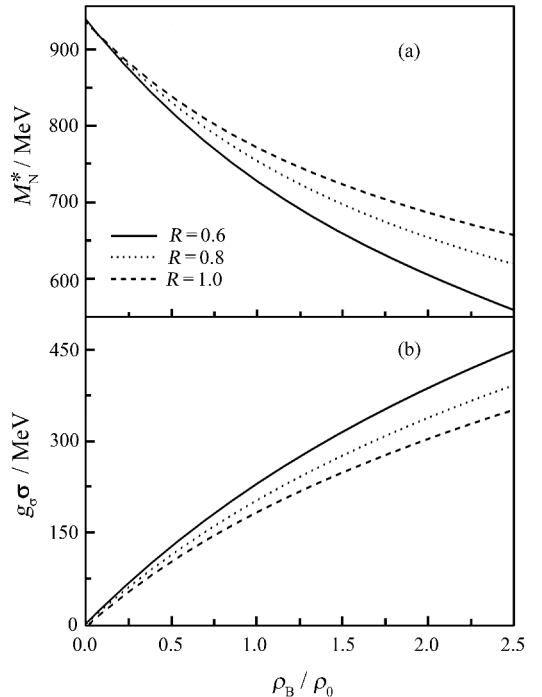


图 1 核子有效质量和 $g_\sigma \bar{\sigma}$ 随核物质密度的变化

另外, Saito 和 Thomas^[6-9] 对有限核的性质进行了较好的描述。他们指出高密物质中非奇异矢量

介子、超子和核子的质量变化与标量介子场有关，并且计算了介质中密度相关的夸克凝聚随核物质密度的变化情况^[8]，如图 2 所示。

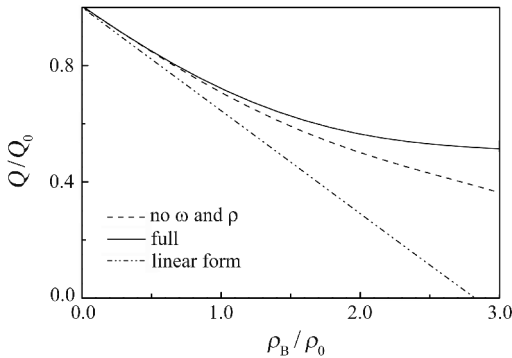


图 2 夸克凝聚的比率随 ρ_B/ρ_0 的变化

1995 年, Song 等^[11]将核物质的 QMC 模型从零温推广至有限温度, 并应用核物质的状态方程来研究液气相变。在相当高密度或者高温下, 由于 QMC 模型中考虑了核子的夸克结构, 得到的核子的有效质量大于量子强子动力学 (QHD) 模型和 ZM 模型^[12]中得到的核子的有效质量; QMC 模型中得到的核物质的状态方程比 QHD 模型中得到的软, 与 ZM 模型中得到的相当; QMC 模型中得到的临界温度低于 QHD 模型中得到的临界温度。证明 QMC 模型在有限温度下可很好地描述核物质。

1999 年, 郭 华等^[13]通过建立 QMC 模型与 QHD 模型的等价性条件, 自洽地定出了介质相关的 QMC 模型参数。计算结果表明, QMC 模型袋参数及核子袋半径受核物质的影响较大, 而零点运动参数则不受影响。在此基础上, 分析了介质相关的模型参数对核物质状态方程及夸克凝聚的影响。

2.2 修正的 QMC 模型

QMC 模型有一个严重的缺陷, 它提供了比相对论核唯象学中更小的标、矢量势, 导致核子质量太大, 并且得到的自旋-轨道势太小而不能成功地解释有限核计算中的自旋分裂和核-核散射中自旋的观测; 另外, QMC 模型没有考虑模型参数随核物质的变化, 这将导致在有限核计算上, 没有非线性 QHD 模型好, 因此还需要对 QMC 模型做适当的修正。一种可能的修正是让模型参数的确定随核介质而变化, Jin Xuemin 和 Jennings 提出了 MQMC 模型^[4, 5], 考虑了密度相关的袋常数, 采用

了两种方法来修正 QMC 模型: (1) 袋常数直接与介子耦合; (2) 密度相关的袋常数和自然值的比值与介质中核子质量的关系。结果表明, 两种方法都使袋常数随核物质密度的增加而下降。袋常数的减小抵消了核子内部结构的影响, 也暗示了袋半径的增加。MQMC 模型中袋常数减小的特性使它在低、中能核物理中扮演了一个重要的角色。随后, 王 平等^[16]和宋宏秋等^[17]计算了 MQMC 模型中奇异强子物质的性质。在文献^[17]中, 宋宏秋等在 MQMC 模型中引入 s 夸克研究奇异强子物质, 此时, 模型用 Λ 和 Ξ 描述奇异强子物质, σ^* 和 ϕ 奇异介子来描述超子-超子相互作用, 且仅与超子耦合, 他们发现具有强 Λ - Λ 相互作用的系统束缚得比正常核物质要紧, 而具有弱 Λ - Λ 相互作用的系统束缚得比正常核物质要松得多。尽管 MQMC 模型得到了核子有效质量的合理值, 但得到的压缩系数太大。为解决这一问题, 扩展的 MQMC 模型^[14]采用标量场的非线性自相互作用来得到合理的核物质不可压缩系数。引入标量场的非线性自相互作用可以解释多体相互作用, 即密度相关效应。文献^[14]描述的 MQMC 模型提供了与相对论平均场^[29]中相同的核物质性质。但这些模型^[4, 5, 14]参数的确定缺乏动力学机制。文献^[30]在引入核子袋的平衡条件下确定了介质相关的模型参数, 但仍然不能真正地实现模型参数的完全确定, 并且在计算核子袋内压强时忽略了核子内部夸克动量对平均场的依赖关系^[15]。

2.3 QMDD 模型的改进

尽管以上 QMC 模型成功地描述了核系统的物理性质, 但当应用于讨论夸克退禁闭时仍存在一些缺点: (1) QMC 模型是一个永久的夸克禁闭模型, 核子被看作一个 MIT 袋, 夸克禁闭机制在 MIT 口袋内, 在袋表面夸克流法线方向为零, 使夸克不能跑到球形袋外, 这个边界条件不随温度和密度的变化而变化; (2) 另一个困难是对于核多体的计算, 袋模型边界条件和夸克-介子相互作用被限制在袋内, 不能得到自由空间的相应传播子。Fowler 等^[18]提出的 QMDD 模型中, u, d 和 s 夸克质量被写为

$$m_q = \frac{B}{3n_B}, \quad m_{s,\bar{s}} = m_{s_0} + \frac{B}{3n_B}. \quad (6)$$

其中, $q=u, d, \bar{u}$ 和 \bar{d} , m_{s_0} 是奇异夸克的当前质量, B 是袋内的真空能量密度, $n_B=(n_u+n_d+n_s)/3$ 是重子数密度, n_u, n_d 和 n_s 分别为 u, d 和 s 夸克的密度。公式(6)的基本假设符合夸克禁闭机制。QMDD 模型不再像 MIT 袋模型那样用边界条件来限制夸克, 但它仍然是一个理想的夸克气体模型, 相对通常的理想夸克气体模型而言, QMDD 模型的改进在于夸克质量依赖于密度。很明显, 若想利用 QMDD 模型来检验核子和超子的物理性质, 夸克与夸克之间的相互作用必须考虑。Friedberg 和 Lee 所提出的 F-L 模型, 核心是非拓扑性孤粒子 σ 为胶子场自相互作用量子激发的唯象表示, 是洛仑兹标量场, 描述 QCD 长程集体效应, 禁闭机制来自夸克和非拓扑标量孤子场之间的相互作用。作为初步计算, 他们忽略了夸克味, 取束缚态夸克质量为零, 在唯象地描述强相互作用性质方面取得了较大的成功。在此基础上, 苏汝铿等^[25] 的 IQMDD 模型中忽略了 s 夸克, 考虑 u 和 d 夸克只与非线性标量场 σ 耦合; IQMDD 模型不同于 QMC 模型^[3] 和 MQMC 模型^[4, 5]: (1) IQMDD 模型不需要像 QMC 模型那样把核子看作一个 MIT 口袋, MIT 口袋边界条件消失; (2) 夸克-介子相互作用延伸到整个自由空间。

IQMDD 模型的哈密顿密度为^[25]

$$H = \Psi^+ \left[\frac{1}{i} \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\nabla} + \beta(m_q + f\sigma) \right] \Psi + \frac{1}{2}(\nabla\sigma)^2 + \frac{1}{2}\pi^2 + U(\sigma), \quad (7)$$

其中, $\boldsymbol{\alpha}$ 和 β 是标准的 Dirac 矩阵; Ψ 代表夸克量子场; f 是夸克场 Ψ 与介子场 σ 的耦合, σ 是时间独立的, σ 被看作是经典场; π 是标量介子场的变化场; $U(\sigma)$ 是 σ 场的自相互作用势, 写为

$$U(\sigma) = \frac{c_2}{2}\sigma^2 + \frac{c_3}{6}\sigma^3 + \frac{c_4}{24}\sigma^4 + B.$$

$U(\sigma)$ 满足限制条件 $U(\sigma_{vac})=0$ 和 $U(0)=B$ 。

对于基态, 定义 φ 为最低正能波函数, 写为

$$\varphi = \begin{pmatrix} u \\ \mathbf{i}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}) \\ v \end{pmatrix} \chi_m, \quad \chi_m = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ 或 } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

口袋内的夸克波函数满足

$$\frac{d\hat{u}}{d\rho} = \left[-1 - \frac{m_q}{\epsilon} + \hat{u}^2 - \hat{v}^2 \right] \hat{v}, \quad (9)$$

$$\frac{d\hat{v}}{d\rho} + \frac{2}{\rho}\hat{v} = \left[1 - \frac{m_q}{\epsilon} + \hat{u}^2 - \hat{v}^2 \right] \hat{u}. \quad (10)$$

其中

$$u = \sqrt{\frac{\epsilon}{N}} \frac{m_q \hat{u}}{f}, \quad v = \sqrt{\frac{\epsilon}{N}} \frac{m_q \hat{v}}{f}, \quad \rho = \epsilon r.$$

发现 IQMDD 模型得到的波函数形式上与李政道^[22] 的孤子模型相似。夸克波函数满足的方程解决后, 他们计算了电荷半径 $\langle r_p^2 \rangle$ 、电磁矩 μ_p 、轴矢量与核子的矢量 β 衰变耦合系数比例关系 g_A/g_V , 计算结果与实验值吻合较好。

$$\begin{aligned} \langle r_p^2 \rangle &= 4\pi \int_0^\infty (u^2 + v^2) r^4 dr, \\ \mu_p &= \frac{8\pi}{3} \int_0^\infty r^3 uv dr, \\ \frac{g_A}{g_V} &= \frac{20\pi}{3} \int_0^\infty r^2 \left(u^2 - \frac{1}{3}v^2 \right) dr. \end{aligned} \quad (11)$$

接着, 他们计算了参数组为 $c_2 = 0, f, c_4$ 和 $B^{1/4} = 145 \text{ MeV}$ ^[25] 下, 基态和激发态的夸克密度变化情况。得到基态下的结论为: (1) 夸克能量 ϵ_q 和比例系数 g_A/g_V 随着参数 f 和 c_4 的增加而下降; (2) 电磁矩 μ 随 c_4 的增加而下降, 随着参数 f 的增加而增加; (3) 基态的整个能量随 f 的增加而下降, 随着参数 c_4 的增加而增加; (4) 耦合系数的增加和 c_4 的下降引起了从体积夸克贡献到表面夸克贡献的变化。

文献[31]指出, 当 QMDD 模型在研究有限温度下核系统的热力学性质时遇到了困难, 例如, 由于夸克的质量不能定性地产生恰当的格点 QCD 状态图, 当 $n_B \rightarrow 0$ 时, 使得温度趋于无穷。苏汝铿等^[32] 提出了扩展的夸克质量密度、温度相关模型 (EQMDDT), 他们使用 F-L 模型^[22, 23], 在有限温度下标量场的自发破缺得到恢复, 夸克在临界温度退禁闭。在此模型中, 介绍了标量介子 σ 、矢量介子 ω 与夸克 (u, d) 的耦合。EQMDDT 不同于 Walecka 模型^[33], 其区别在于: (1) EQMDDT 模型中的夸克代替 Walecka 模型中的核子; (2) Walecka 模型中核子看作无结构的点粒子, 而 EQMDDT 模型中核子相当于一个“团”, 袋由带有与温度、密度有关的质量的 3 个夸克组成。EQMDDT 也不同于 QMC 模型, 区别在于: (1) 代替 QMC 模型的核子袋,

EQMDTD模型中夸克质量是与温度和密度有关的；(2)夸克-介子相互作用不被限制在袋区域，而是延伸到整个自由空间，MIT 口袋边界条件消失。EQMDTD 模型中拉氏量密度写为^[32]

$$L = \bar{\psi}[i\gamma_\mu \partial^\mu - m_q + g_\sigma^q \sigma - g_\omega^q \gamma_\mu \omega^\mu] \psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu, \quad (12)$$

其中，夸克质量既依赖于密度也与温度相关。

$$\begin{aligned} B(T) &= B_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], & 0 \leq T \leq T_c \\ B(T) &= 0, & T \geq T_c \\ m_q &= \frac{B_0}{n_Q} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], & 0 \leq T \leq T_c \\ m_q &= 0, & T > T_c \\ m_{s,\bar{s}} &= m_{s,0} + \frac{B_0}{n_Q} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], & 0 \leq T \leq T_c \\ m_{s,\bar{s}} &= m_{s,0}, & T > T_c \end{aligned} \quad (13)$$

在核物质中，整个能量密度为

$$\epsilon_{\text{matter}} = \sum_{i=n,p} \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3 k \sqrt{M_i^{*2} + k^2} [n_i(k) + \bar{n}_i(k)] + \frac{m_\sigma^2 \bar{\sigma}^2}{2} + \frac{g_\omega^2 \rho_B^2}{2m_\omega^2}. \quad (14)$$

选择夸克与 σ 介子的耦合系数为

$$g_\sigma^q = \frac{g_\sigma^{q(0)}}{n_q} + \frac{g_\sigma^{q(1)}}{n_q^2} + \frac{g_\sigma^{q(2)}}{n_q^3}, \quad (15)$$

夸克的有效质量变为

$$m_q^* = \frac{\frac{B_0}{n_q} [1 - (T/T_c)^2] - (g_\sigma^{q(0)} + g_\sigma^{q(1)}/n_q + g_\sigma^{q(2)}/n_q^2) \bar{\sigma}}{n_q}. \quad (16)$$

结果表明，当 $T < 100$ MeV 时，随着温度的增加，袋半径仅仅有一些稍微的变化，结果与 QMC 模型和 F-L 模型相似；核子的有效质量随着 $\bar{\sigma}$ 的增加而下降；当温度接近于临界温度 $T_c = 170$ MeV 时，袋半径增加，临界温度 T_c 随 $\bar{\sigma}_c$ 的增加而下降；在低温和低密度下，EQMDTD 模型对核物质饱和性质给出了合理的描述，但在足够高的温度和密度下，退禁闭的状态转变机制产生；核子的有效质量

随密度和温度的增加而下降，得到的结果与 QMC 模型及 Walecka 模型相似。

3 IQMDD 模型的推广

夸克之间的相互作用既有吸引力也有排斥力，为了体现夸克间的排斥作用，在苏汝铿等提出的 IQMDD 模型的基础上，我们引入了 ω 介子来描述，即 IQMDD-I 模型，得到了夸克场基态波函数满足的方程和介子场 σ ， ω 和 μ 满足的方程。显然，在这个模型中， σ 和 ω 介子分别描述了夸克之间的吸引作用和排斥作用。其拉氏量密度为

$$L = \Psi^+ \left[\frac{1}{i} \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{V} - m_q - f\bar{\sigma} - g\gamma^\mu \omega_\mu \right] \Psi + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - U(\sigma) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu), \quad (17)$$

其中

$$\begin{aligned} U(\sigma) &= \frac{c_2}{2} \sigma^2 + \frac{c_3}{6} \sigma^3 + \frac{c_4}{24} \sigma^4 + B, \\ U(\sigma_\nu) &= 0, \quad U(0) = B, \\ m_\sigma^2 &= \frac{d^2 U(\sigma)}{d\sigma^2} \Big|_{\sigma=\sigma_\nu}, \end{aligned}$$

f 和 g 分别为夸克与介子场 σ 和 ω_μ 的耦合系数。夸克波函数满足的方程为

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_q - f\bar{\sigma} - g\gamma^\mu \omega_\mu) \psi = 0, \quad (18)$$

介子场满足的方程为

$$\begin{aligned} \partial_\mu \partial^\mu \sigma + \frac{dU(\sigma)}{d\sigma} &= -f\bar{\psi}\psi, \\ \partial_\nu F^{\nu\mu} + m_\omega^2 \omega^\mu &= g\bar{\psi}\gamma^\mu \psi. \end{aligned} \quad (19)$$

在平均场近似下， σ 和 ω_μ 场是时间独立的，对于夸克处于基态有：

$$\begin{aligned} \sigma(\mathbf{r}, t) &\rightarrow \sigma(\mathbf{r}), \\ \omega_\mu &\rightarrow \delta_{\mu 0} \omega(0), \\ [i\gamma_\mu \partial^\mu - m_q - f\bar{\sigma} - g\gamma^0 \omega_0] \psi &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

得到平均场近似下总的哈密顿密度为

$$H = \Psi^+ \left[\frac{1}{i} \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{V} + \beta(m_q + f\bar{\sigma}) + g\omega_0 \right] \Psi + \frac{1}{2}(\nabla \sigma)^2 + \frac{1}{2} \Pi_\sigma^2 + U(\sigma) -$$

$$\frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2} (\nabla \omega_0)^2. \quad (21)$$

夸克场满足的 Dirac 方程为

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta(m_q + f\sigma) + g\omega_0] \varphi_n^{(\pm)} = \pm \varepsilon_n \varphi_n^{(\pm)}, \quad (22)$$

整个系统的能量为

$$E(\sigma, \omega_0) = \sum_n \varepsilon_n + \int \left[\frac{1}{2} (\nabla \sigma)^2 + U(\sigma) - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 - \frac{1}{2} (\nabla \omega_0)^2 \right] d^3 r. \quad (23)$$

为了使总能量最低, 介子满足下面的方程:

$$\begin{aligned} -\nabla_r^2 \sigma + \frac{dU(\sigma)}{d\sigma} &= -f \sum_n \bar{\varphi}_n \varphi_n, \\ (-\nabla_r^2 + m_\omega^2) \omega_0 &= g \sum_n \varphi_n^+ \varphi_n. \end{aligned} \quad (24)$$

对于基态, 夸克正能波函数表示为

$$\begin{aligned} \varphi &= \begin{pmatrix} u(r) \\ i \left(\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}}{r} \right) v(r) \end{pmatrix} \chi_m, \\ \chi_m &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ 或 } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (25)$$

夸克波函数满足方程

$$\frac{d\hat{u}}{d\rho} = \left\{ -1 - \frac{m_q}{\varepsilon} + \hat{u}^2 - \hat{v}^2 + \frac{g^2 m_\sigma^2}{f^2 m_\omega^2} [(\hat{u}^2 + \hat{v}^2)] \right\} \hat{v}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{v}}{d\rho} &= -\frac{2}{\rho} \hat{v} + \left\{ 1 - \frac{m_q}{\varepsilon} + \hat{u}^2 - \hat{v}^2 - \frac{g^2 m_\sigma^2}{f^2 m_\omega^2} [(\hat{u}^2 + \hat{v}^2)] \right\} \hat{u}, \end{aligned} \quad (27)$$

其中

$$\rho = \varepsilon r, \quad u = \sqrt{\frac{\varepsilon}{N}} \frac{m_\sigma \hat{u}}{f}, \quad v = \sqrt{\frac{\varepsilon}{N}} \frac{m_\sigma \hat{v}}{f}.$$

我们采用文献[25]的方法来确定参数组, 选择参数组 $m_\sigma = 100 \text{ MeV}$, $m_\omega = 783 \text{ MeV}$, $\sigma_v = 50 \text{ MeV}$, $\omega_v = 37.2 \text{ MeV}$, $f = 15$, $g = 5$, $R = 1.00 \text{ fm}$, 得到 IQMDD-I 模型下夸克波函数的数值解, 并与 IQMDD 模型得到的波函数进行比较(见图 3)。从图中可以看出, 两个模型的夸克波函数 \hat{u} 和 \hat{v} 在 $0 < \rho < 1.0$ 区域间基本上重合, 但在 $\rho > 1.0$ 区域夸克波函数分布有了一些差别。

为了更清楚地说明结果, 我们给出了夸克密度曲线(见图 4)。从图中可以清楚地发现, 加入 ω 介子后, 夸克密度在 ρ 大的区域要比 IQMDD 模型中得到的高一些。这表明, 在 ρ 大的区域不能完全忽略夸克之间的排斥相互作用。

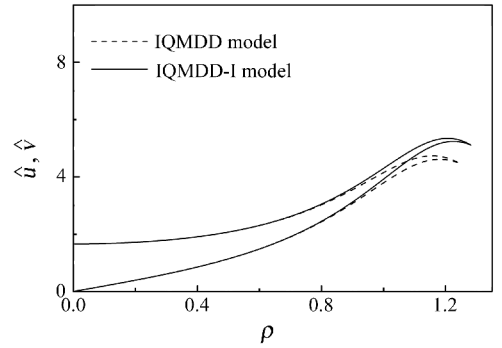


图 3 对两种模型计算夸克波函数数值解的比较

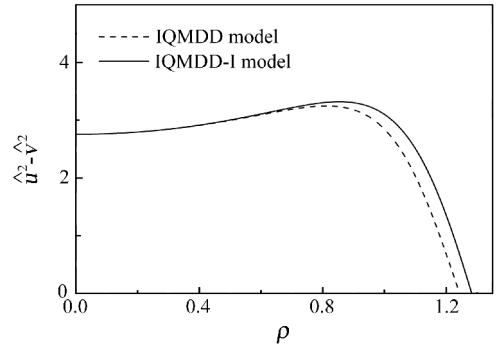


图 4 夸克场的重子密度变化情况(参数与图 3 相同)

表 1 实验值、IQMDD 和 IQMDD-I (加入 ω 介子)模型中核子属性的比较

物理量	Exp.	IQMDD			IQMDD-I				
R/fm	1.00	1.10	1.05	1.00	0.95	1.10	1.05	1.00	0.95
r_p/fm	0.81	0.94	0.90	0.86	0.82	0.95	0.90	0.87	0.83
μ_p/fm	0.29	0.29	0.28	0.28	0.27	0.30	0.29	0.28	0.27
g_Λ/g_V	1.25	0.59	0.59	0.58	0.57	0.58	0.58	0.57	0.56

一旦得到夸克的波函数，我们就可以进一步考虑核子的许多物理性质，例如电荷均方根半径 r_p 、磁矩 μ_p 以及核子的轴矢量与矢量的 β 衰变耦合系数之比 g_A/g_V ，满足关系式为

$$\begin{aligned} \langle r_p^2 \rangle &= 4\pi \int_0^\infty (u^2 + v^2)r^4 dr, \\ \mu_p &= \frac{8\pi}{3} \int_0^\infty r^3 uv dr, \\ \frac{g_A}{g_V} &= \frac{20\pi}{3} \int_0^\infty r^2 (u^2 - \frac{1}{3}v^2) dr. \end{aligned} \quad (30)$$

得到的结果与实验值吻合较好，见表 1。

4 结束语

本文介绍了夸克-介子耦合模型的发展，并讨论了 QMDD 模型的改进。为了考虑夸克介子的动力学有效相互作用，在 QMDD 模型基础上引入了夸克-标量介子 σ 的耦合，苏汝铿等人得到了推广的夸克质量密度相关 (IQMDD) 模型。为了反映夸克之间排斥相互作用的影响，我们加入了 ω 介子与夸克的耦合项，建立了 IQMDD-I 模型，得到了基态的波函数，描述了夸克波函数、夸克密度随重子 ρ 的变化情况，并与 IQMDD 模型进行了比较。通过基态的波函数计算了核子的诸多属性，例如质子的均方根半径和质子磁矩等，发现这些结果与实验值吻合较好。

致谢 衷心感谢苏汝铿教授的指导和建议。

参考文献 (References):

[1] Witten E. Phys Rev, 1984, **D30**: 272.
 [2] Farhi E, Jaffe R L. Phys Rev, 1984, **D30**: 2 379; Berger M S, Jaffe R L. Phys Rev, 1987, **C35**: 213; Gilson E P, Jaffe R L. Phys Rev Lett, 1993, **71**: 332.
 [3] Guichon P A M. Phys Lett, 1988, **B200**: 235.
 [4] Jin Xuemin, Jennings B K. Phys Rev, 1996, **C54**: 1 427.
 [5] Jin Xuemin, Jennings B K. Phys Lett, 1996, **B374**: 13.
 [6] Saito K, Tomas A W. Phys Lett, 1994, **B327**: 9.
 [7] Saito K, Tomas A W. Phys Rev, 1995, **C51**: 2 757.
 [8] Saito K, Tomas A W. Nucl Phys, 1996, **A609**: 339; Saito K, Tsushima K, Tomas A W. Prog Part Nucl Phys, 2007, **58**:

1.
 [9] Saito K, Tomas A W. Phys Rev, 1995, **C55**: 2 637.
 [10] Guichon P A M, Saito K, Rodionov E, *et al.* Nucl Phys, 1996, **A601**: 349.
 [11] Song H Q, Su R K. Phys Lett, 1995, **B358**: 179.
 [12] Zimanyi J, Moszkowski S A. Phys Rev, 1990, **C42**: 1 416.
 [13] Guo Hua, Wang Shunjin. High Energy Physics and Nuclear Physics, 1999, **23**(9): 897(in Chinese).
 (郭 华, 王顺金. 高能物理与核物理, 1999, **23**(9): 897.)
 [14] Mjller H, Jennings B K. Nucl Phys, 1997, **A626**: 966.
 [15] Guo Hua. High Energy Physics and Nuclear Physics, 1999, **23**(05): 459(in Chinese).
 (郭 华. 高能物理与核物理, 1999, **23**(5): 459.)
 [16] Wang P, Su R K, Song H Q, *et al.* Nucl Phys, 1999, **A653**: 166; Song H Q, Su R K, Ku D H, *et al.* Phys Rev, 2003, **C68**: 055 201(1—6).
 [17] Song Hongqiu, Su Rukeng, Lu Dinghui, *et al.* Nuclear Physics Review, 2004, **21**(2): 137(in Chinese).
 (宋宏秋, 苏汝铿, 鲁定辉等. 原子核物理评论, 2004, **21**(2): 137.)
 [18] Fowler G N, Raha S, Weiner R M. Z Phys, 1981, **C9**: 271.
 [19] Peng G X, Chiang H C, Zou B S, *et al.* Phys Rev, 2000, **62**: 025 801(1—7).
 [20] Chakrabarty S. Phys Rev, 1991, **D43**: 627; Chakrabarty S. Phys Rev, 1993, **D48**: 1 409.
 [21] Benvenuto O G, Lugones G. Phys Rev, 1995, **D51**: 1 989.
 [22] Friedberg R, Lee T D. Phys Rev, 1977, **D16**: 1 096.
 [23] Lee T D. Phys Rev, 1979, **D19**: 1 802.
 [24] Goldflam R, Wilets L. Phys Rev, 1982, **D25**: 1 951; Gao Daoguo. High Energy Physics and Nuclear Physics, 1989, **13** (1): 20(in Chinese).
 (高道国. 高能物理与核物理, 1989, **13**(1): 20.)
 [25] Wu Chen, Qian Weiliang, Su Rukeng. Chin Phys Lett, 2005, **22**(8): 1 866; Wu Chen, Qian Weiliang, Su Rukeng. Phys Rev, 2005, **C72**: 035 205(1—8).
 [26] Kaplan D B, Nelson A E. Phys Rev, 1987, **149**: 1.
 [27] Nelson A E, Kaplan D B. Phys Rev, 1992, **C46**: R2 149.
 [28] Cassing W, Bratkovskaya E L. Phys Rep, 1999, **308**: 65.
 [29] Serot B D, Walecka J D. Adv Nucl Phys, 1986, **16**: 1.
 [30] Aguirre R M, Schveliger M. Phys Lett, 1997, **B400**: 245.
 [31] Zhang Y, Su R K, Ying S Q, *et al.* Euro Phys Lett, 2001, **56**: 361; Zhang Y, Su R K, Zhang Y, *et al.* Phys Rev, 2002, **C65**: 035 202(1—8).
 [32] Qian Weiliang, Su Rukeng. arXiv nucl-th/0509006.
 [33] Serot B D, Walecka J D. Adv Nucl Phys, 1986, **16**: 1.

Quark-meson Coupling Model^{*}

GUO Yan-rui^{1, 2}, LI Xi-guo^{1, 3, #}, ZHAO Zhen-hua¹

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

2 Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3 Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The improvement of the quark-meson coupling model is introduced. To describe the effect of repulsion in quarks, based on the improved quark mass density-dependent model(IQMDD), we develop an IQMDD-I model in which ω meson is included. Then we obtain a set of equations about quarks and σ , ω mesons in terms of related means field approximation. The rms charge radius, the magnetic moment, and the ratio between the axial-vector and the vector β -decay coupling constants of the nucleon are calculated. It is shown that the results of the model are in agreement with experiment values.

Key words: quark-meson coupling model; wave function; mean field approximation; meson field

* **Received date:** 11 Dec. 2006; **Revised date:** 19 Mar. 2007

* **Foundation item:** Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences(KJ CX2-SW-No2, KJ CX3-SYW-No16); National Natural Science Foundation of China(10435080, 10575123)

Corresponding author: Li Xi-guo, E-mail: xgl@impcas.ac.cn