

⑥

34-44

在相对论理论中 研究原子核的巨单极态

张馨兰

(物理系)

邱锡钧

(上海原子核所)

04/2.1

摘 要 在相对论的手征对称破缺模型基础上,应用local Lorentz boost和scaling坐标方法,首先采用Hartree近似讨论了无限核物质的巨单极共振激发态,但计算结果略大于实验值。进而采用Thomas-Fermi近似处理有限核的表面效应以及核子分布的非均匀性对原子核巨单极共振激发能的影响,自洽计算的结果和实验符合得很好,由此证明对于巨共振态,考虑核子分布的非均匀性以及核的表面效应是十分重要的。

关键词 手征对称, 巨共振态, 巨单极激发能, 恢复力参数。

1 引言

相对论, 原子核

Walecka等人^[1]发展起来的相对论核场理论在研究无限核物质和有限核问题中获得了极大的成功。Walecka提出了用介子凝聚的平均场方法来讨论核的静态性质,这个模型含有核子场 ψ 和标量介子场 σ 以及矢量介子场 ω_μ ,其中介子场代之以经典场,核子间通过与 σ 场和 ω_μ 场耦合而相互作用。由于在核子-核子的相互作用中Lorentz标量和矢量与核子质量是同一量级,从而证明了对于低能和普通密度的原子核体系,相对论效应是重要的^[2]。该理论在描述核多体问题中很好地解释了原子核的静态性质,如结合能、核内电荷分布以及LS耦合^[3]等。

Walecka的 σ - ω 模型对于核物质基态性质以及有限核的静态性质都描述得较好,但它所给出的系统的不可压缩系数偏大^[4]。Boguta^[5]在该模型基础上加入标量介子场自作用的三次项和四次项,这样可以将包括不可压缩系数在内的一系列量描述得更好,不过该模型所描述系统的饱和态不是它的正常态,后来Boguta^[6]考虑了 π 介子效应,引用手征模型很好地描述了核物质的基态性质。

对于原子核巨共振激发能的研究,过去已有许多作者用非相对论理论做了大量的工作。近几年来,已开始有作者用相对论性量子场论讨论原子核的巨多极共振激发能^[7],例如文献〔8〕、〔9〕用Lorentz boost和scaling坐标方法,在 σ - ω 模型下讨论了巨多极共振激发能,并取得一定的成果,但他们的结果与实验值仍有较大的偏差。文献〔10〕较好地处理

收稿日期: 1991-12-03

了不可压缩系数.

本文在手征对称破缺模型下, 采用 local Lorentz boost 和 scaling 坐标方法, 分别用 Hartree 近似和 Thomas-Fermi 近似讨论原子核的巨单极共振激发态, 得到与实验值符合很好的结果, 并证明了对于原子核的巨共振态, 核表面效应以及核子分布的非均匀性起着重要的作用. 本文第二节介绍手征对称破缺模型; 第三节讨论 Hartree 近似下的巨单极态; 第四节讨论 Thomas-Fermi 近似下的巨单极态; 最后给出简要的讨论.

2 手征对称破缺模型

我们用以描述体系的有效拉氏函数为

$$\begin{aligned}
 L = & i\bar{\psi}(x)\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi(x) + \frac{1}{2}(\partial_{\mu}\sigma(x)\partial^{\mu}\sigma(x) + \partial_{\mu}\vec{\pi}(x)\partial^{\mu}\vec{\pi}(x)) \\
 & - g_s\bar{\psi}(x)[\sigma(x) + i\vec{\gamma}_5\vec{\tau}\cdot\vec{\pi}(x)]\psi(x) - U(\sigma(x), \vec{\pi}(x)) \\
 & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - g_v\bar{\psi}(x)\gamma_{\mu}\omega^{\mu}(x)\psi(x) + \frac{1}{2}(\sigma^2(x) + \vec{\pi}^2(x))\omega_{\nu}(x)\omega^{\nu}(x)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

其中

$$U(\sigma(x), \vec{\pi}(x)) = \frac{\lambda_0^2}{4}(\sigma^2(x) + \vec{\pi}^2(x) - \nu_0)^2 - \epsilon\sigma(x) + U_0,$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}\omega^{\nu} - \partial_{\nu}\omega^{\mu}, \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 0.$$

式中 g_s 、 g_v 分别为标量介子场和矢量介子场与核子场的耦合常数; 参数 λ_0^2 、 ν_0^2 、 ϵ 表示为

$$\lambda_0^2 = g_s^2 (m_s^2 - m_\pi^2) / (2M^2),$$

$$\nu_0^2 = M^2 (m_s^2 - 3m_\pi^2) / [g_s^2 (m_s^2 - m_\pi^2)],$$

$$\epsilon = Mm_\pi/g_s.$$

式中 m_s 、 m_π 、 m_ω 和 M 分别为 σ 介子、 π 介子、 ω 介子和核子质量. U_0 的选取应满足 $U(\sigma = \sigma_0, \vec{\pi} = 0) = 0$, 为此

$$U_0 = -\frac{\lambda_0^2}{4}(\sigma_0^2 - \nu_0^2)^2 + \epsilon\sigma_0,$$

$$\sigma_0 = M/g_s.$$

作平移变换^[8] $\sigma(x) = \sigma_0 + \varphi(x)$, 利用上述参数关系得到新的拉氏函数为

$$\begin{aligned}
 L = & \bar{\psi}(x)[i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - (M - g_s\varphi(x)) - g_v\gamma_{\mu}\omega^{\mu}(x) - ig_s\vec{\gamma}_5\vec{\tau}\cdot\vec{\pi}] \psi(x) \\
 & + \frac{1}{2}(\partial_{\mu}\varphi(x)\partial^{\mu}\varphi(x) + \partial_{\mu}\vec{\pi}\partial^{\mu}\vec{\pi}) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\
 & + \frac{1}{2}(m_\omega^2 - g_v^2\vec{\pi}^2(x))\omega_{\nu}(x)\omega^{\nu}(x) - V(\varphi(x), \vec{\pi}(x))
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

其中

$$V(\varphi(x), \vec{\pi}(x)) = \frac{1}{2} m_\pi^2 \varphi^2(x) - \frac{a}{3} \varphi(x) (\varphi^2(x) + \vec{\pi}^2(x)) + \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\pi}^2(x) + \frac{b}{4} (\varphi^2(x) + \vec{\pi}^2(x))^2,$$

$$a = \frac{3}{2} \frac{g_s(m_\pi^2 - m_\tau^2)}{M}, \quad (2.3)$$

$$b = \frac{g_s^2(m_\pi^2 - m_\tau^2)}{2M^2},$$

$$m_\pi^* = m_\pi - g_s \varphi(x), \quad g_\omega = \frac{m_\omega}{M} g_s. \quad (2.4)$$

考虑到重子流守恒和同位旋各向同性，在质心坐标系中，系统的场方程为

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M^* - g_s \gamma_\mu \omega(x)) \psi(x) = 0 \quad (2.5.1)$$

$$(\square + m_\omega^{*2}) \omega_\mu = g_s \bar{\psi} \gamma_\mu \psi \quad (2.5.2)$$

$$(\square + m_\pi^2) \varphi = g_s \bar{\psi} \psi - g_s^2 m_\pi^* \omega_\mu \omega^\mu + a \varphi^2 - b \varphi^3 \quad (2.5.3)$$

在平均场近似下，系统的基态能量密度为（考虑 $N=Z$ 的核）

$$\langle 0 | H | 0 \rangle = \frac{4}{\Omega} \sum_p n_p(0) E_p^* + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_B^2 + V(\varphi) \quad (2.6)$$

其中

$$\rho_B = \langle 0 | \psi^\dagger \psi | 0 \rangle, \quad E_p^* = (p^2 + M^{*2})^{1/2},$$

$$V(\varphi) = \frac{1}{2} m_\pi^2 \varphi^2 - \frac{a}{3} \varphi^3 + \frac{b}{4} \varphi^4.$$

$n_p(0)$ 是质心坐标系中准粒子分布函数，

$$n_p(0) = \theta(p_F - |\vec{p}|)$$

(2.6) 式中， Ω 是系统体积。利用 $\frac{1}{\Omega} \sum_p \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3p$ ，(2.6) 式可以写为

$$\langle 0 | H | 0 \rangle = \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p_F} (p^2 + M^{*2})^{1/2} d^3p + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_B^2 + V(\varphi) \quad (2.7)$$

这里 $M^* = M - g_s \varphi$ 是有效质量。

另一方面，为了使上述讨论满足 Lorentz 协变性，我们在以速度 \vec{v} 运动的参照系中进行讨论，这时准粒子四动量为

$$\varepsilon_{p'} = \gamma (\varepsilon_p + \vec{p} \cdot \vec{v}),$$

$$\vec{p}' = \vec{p} + (\gamma - 1) \hat{v} (\hat{v} \cdot \vec{p}) + \gamma \vec{v} \varepsilon_p,$$

其中

$$\varepsilon_p = E_p^* + \left(\frac{g_0}{M_0}\right)^2 \left(\frac{M}{M^*}\right)^2 \rho^2,$$

$$\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}, \quad E_p^* = \gamma (E_p + \vec{p} \cdot \vec{v}).$$

\hat{v} 是 \vec{v} 的单位向量。在新的坐标系中, 体系的基本能量密度为

$$\begin{aligned} \langle 0 | H | 0 \rangle' &= \frac{4}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p}{E_p^*} n_p(0) \gamma^2 (E_p^* + \vec{p} \cdot \vec{v}) (\varepsilon_p + \vec{p} \cdot \vec{v}) \\ &\quad - \frac{1}{2} \left(\frac{g_0}{m_+}\right)^2 \left(\frac{M}{M^*}\right)^2 \rho^2 + V(\varphi) \end{aligned} \quad (2.8)$$

这里 $n_p(0)$ 是新坐标系中准粒子分布函数。由于准粒子分布函数满足条件

$$n_{p'}(0) = n_p(0), \quad \sum_p n_p(0) \vec{p} = 0.$$

所以 (2.8) 式可化简为

$$\begin{aligned} \langle 0 | H | 0 \rangle' &= \frac{4}{(2\pi)^3} \int d^3 p n_p(0) \gamma^2 \left(\varepsilon_p + \frac{p^2 v^2}{3E_p^*} \right) \\ &\quad - \frac{1}{2} \left(\frac{g_0}{m_+}\right)^2 \left(\frac{M}{M^*}\right)^2 \rho^2 + V(\varphi) \\ &= \gamma^2 \left[\langle 0 | H | 0 \rangle + v^2 \left\{ \frac{4}{(2\pi)^3} \int d^3 p n_p(0) \left(\varepsilon_p + \frac{p^2}{3E_p^*} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \langle 0 | H | 0 \rangle \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

考虑到体积的 Lorentz 收缩, 在新坐标系中体系的能量为

$$\begin{aligned} E(v) &= \int \left[\langle 0 | H | 0 \rangle' / (1 - v^2)^{1/2} \right] d^3 x \\ &= E(0) + \frac{v^2}{2} \left[2 \cdot 4 \sum_p n_p(0) \left(\varepsilon_p + \frac{p^2}{3E_p^*} \right) - E(0) \right] \\ &= E(0) + \frac{v^2}{2} E(0) \end{aligned} \quad (2.10)$$

这里 $E(0)$ 是在质心坐标系中体系的基本能量。

$$E(0) = \int \langle 0 | H | 0 \rangle d^3 x \quad (2.11)$$

3 在 Hartree 近似下的巨单极态

我们采用 Hartree 近似计算无限核物质的巨单极共振激发态能量。在这个近似下, 场方

程(2.5)式变为

$$(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - M^{*} - g_{\nu}\gamma_{\nu}\omega^{\nu})\psi(x) = 0 \quad (3.1.1)$$

$$m_{\nu}^{*2}\omega_{\nu} = g_{\nu}\rho_{\nu} \quad (3.1.2)$$

$$m_{\nu}^2\varphi = g_{\nu}\rho_{\nu} - g_{\nu}^2 m_{\nu}^{*2}\omega_{\nu}\omega^{\nu} + a\varphi^2 - b\varphi^3 \quad (3.1.3)$$

其中

$$\rho_{\nu} = \langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle, \quad \rho_{\nu} = \frac{A}{\Omega} = \langle 0 | \psi^{\dagger}\psi | 0 \rangle.$$

A为重子数目。

为求巨单极态激发能，使用Lorentz变换和scaling坐标来描述核子场^[10]。

$$\begin{aligned} \psi'(x) = & \frac{e^{3\lambda/2}}{\sqrt{\Omega}} S \sum_{p, \sigma} \left(\frac{E_{p,1}^{*} + M_{1}^{*}}{2E_{p,1}^{*}} \right)^{1/2} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_1}{E_{p,1}^{*} + M_{1}^{*}} \end{bmatrix} \\ & \times X_{\nu} e^{i(\vec{x} \cdot \vec{p}_1 - \Lambda p_0 - i\Lambda\varphi)} C_{p, \sigma} \end{aligned} \quad (3.2)$$

其中 Λ 表示Lorentz变换，而

$$S = \cosh \frac{\phi}{2} + (\vec{\alpha} \cdot \hat{v}) \sinh \frac{\phi}{2}, \quad \cosh \phi = \gamma,$$

$$\Lambda \vec{p} = \vec{p}_1, \quad \Lambda p_0 = E_{p,1}.$$

是与Lorentz变换对应的核子场变换矩阵， $\vec{\alpha}$ 是通常的Dirac矩阵元， X_{ν} 是同位旋二分量，其它量定义如下

$$\vec{p}_1 = \vec{p} e^{\lambda}, \quad E_{p,1}^{*} = (p_1^2 + M_{1}^{*2})^{1/2},$$

$$M_{1}^{*} = M - g_{\nu}\varphi_1.$$

在这个变换下，系统的基态能量密度为 λ 参量的函数。

$$\begin{aligned} \langle 0 | H | 0 \rangle / \Omega = & \frac{4}{\Omega} \sum_p n_p(0) E_{p,1}^{*} + \frac{e^{3\lambda}}{2} \left(\frac{g_{\nu}}{m_{\nu}} \right)^2 \left(\frac{M_{1}^{*}}{M} \right)^2 \left(\frac{A}{\Omega} \right)^2 \\ & + V(\varphi) / e^{3\lambda} \end{aligned} \quad (3.3)$$

其中

$$V(\varphi) = \frac{1}{2} m_{\nu}^2 \varphi_1^2 - \frac{1}{3} a \varphi_1^3 + \frac{1}{4} b \varphi_1^4$$

参数 λ 与 \vec{v} 的关系可由连续性方程给出，考虑到体系的Lorentz收缩

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle 0 | \frac{1}{\gamma} \psi^{\dagger} \psi | 0 \rangle + \nabla \cdot \langle 0 | \frac{1}{\gamma} \psi^{\dagger} \vec{\alpha} \psi(x) | 0 \rangle = 0$$

得到

$$\vec{\nu} = -\lambda \vec{x}, \quad \dot{\lambda} = \frac{\partial \lambda}{\partial t}. \quad (3.4)$$

为了得到巨单极振动的恢复力参量^[9], 计算 $\vec{\nu} = 0$ 时的体系能量 $E(\nu)$.

$$\begin{aligned} E(\nu) &= \left[\int \langle 0 | H | 0 \rangle / (1-\nu^2)^{1/2} d^3x \right]_{\nu=0} \\ &= 4 \sum_p n_p(0) E_p^* + \frac{e^2}{2} \left(\frac{g_0}{m_\pi} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \left(\frac{A}{\Omega} \right)^2 + \frac{\Omega}{e^2} V(\varphi) \end{aligned} \quad (3.5)$$

(3.5) 式对 λ 求二阶导数, 再取 $\lambda = \nu = 0$, 得到巨单极振动恢复力参数 C_H .

$$\begin{aligned} C_H &= A \left[\frac{3p_r^2}{E_r} - \frac{6p_r^2}{\pi^2} \left(\frac{g_0}{m_\pi} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 + \left(\frac{3M^*}{E_r} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 4 \left(\frac{g_0}{m_\pi} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \frac{p_r^2}{\pi^2 M^*} \right) \left(\frac{\partial M_{\pi^*}}{\partial \lambda} \right)_0 \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

引入不可压缩因子 K

$$K = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \rho_B^2} \right)_{\rho_B = \rho_0}$$

可以得到

$$C_H = AK \quad (3.7)$$

利用巨单极振动质量参数 B_H 的定义^[9]

$$B_H = \left[\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} E(\nu) \right]_{\lambda = \nu = 0}$$

由(2.10)式、(3.5)式和(3.4)式, 得到

$$B_H = \epsilon_r A \langle x^2 \rangle \quad (3.8)$$

$\langle x^2 \rangle$ 表示系统的均方半径。假设系统是半径为 R 的球形区域, $\langle x^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2$. ϵ_r 是准粒子费米动量

$$\epsilon_r = E_r + \left(\frac{g_0}{m_\pi} \right) \left(\frac{M}{M^*} \right) \rho_0$$

最后, 在Hartree近似下系统的巨单极激发能 ω_H 是

$$\omega_H = (C_H/B_H)^{1/2} \quad (3.9)$$

在计算中, 取 $m_\pi = 650 \text{ MeV}$, $g_\pi = 8.35$ 时, 使理论给出的饱和点($\rho_0 = 1.45 \text{ fm}^{-3}$, $E_{b, \pi}/A = -16 \text{ MeV}$)与实验值一致^[9], 核子与 π 介子质量为: $M = 940 \text{ MeV}$, $m_\pi = 140 \text{ MeV}$.

利用(3.6)~(3.9)式, 得到体系巨单极共振激发能 $\omega_H = 127/A^{1/3} \text{MeV}$. 这个结果比 σ - ω 模型中得到的巨单极激发能($\omega_0 = 160/A^{1/3} \text{MeV}$)^[9]接近于实验值($\omega_{exp} = 80/A^{1/3} \text{MeV}$), 由此表明手征对称破缺模型比简单的 σ - ω 模型能更好地描述原子核体系.

4 在Thomas-Fermi近似下的巨单极态

由上节的计算结果看到, 尽管我们的计算值比 σ - ω 模型的结果更加接近于实验值, 但仍然有较大的偏差, 为了得到与实验值符合得更好的结果, 在这一节, 讨论有限核体系的巨单极共振激发态.

对于有限核体系, 考虑到核子分布的非均匀性以及原子核表面的影响, 重子密度 $\rho = \langle \psi^\dagger \psi \rangle$ 就不再是常量, 而应与坐标有关. 考察稳定的、具有球对称性的原子核体系, 并假设 $\varphi(x)$ 、 $\omega_\mu(x)$ 随原子核半径 r 的变化是十分缓慢的, 从而可以认为核子密度在 r 点附近的邻域内是个常数, 利用(2.5)式, $\varphi(r)$ 和 $\omega(r)$ 满足的方程

$$\begin{aligned} (\nabla^2 - m_\sigma^2) \varphi(r) = & -g_s \rho_s(r) + \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_s^2(r) \\ & - a \varphi^2(r) + b \varphi^3(r) \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$(\nabla^2 - m_\omega^2) \omega(r) = -g_\omega \rho(r) \quad (4.2)$$

其中

$$M^*(r) = M - g_\sigma \varphi(r)$$

相应的, 系统在质心坐标系中的能量密度是

$$\begin{aligned} \langle 0 | H | 0 \rangle = & \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p, |\tau|} (p^2 + M^{*2})^{1/2} d^3 p \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_s^2(r) + V(\varphi) \end{aligned} \quad (4.3)$$

其中 $p(r)$ 为局域的费米动量分布, 它满足方程^[10]

$$\left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \rho_s^2(r) + (p_s^2(r) + M^{*2}(r))^{1/2} = \mu(\text{const}) \quad (4.4)$$

而

$$\rho_s(r) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p, |\tau|} \frac{M^*(r)}{(p^2 + M^{*2}(r))^{1/2}} d^3 p, \quad (4.5)$$

$$\rho(r) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p, |\tau|} d^3 p = \frac{2}{3\pi^2} p_s^3(r). \quad (4.6)$$

当 $r > r_0$ 时(r_0 为核半径)

$$\rho(r) = \rho_s(r) = p(r) = 0, \quad (r > r_0).$$

所以有

$$\mu = M^*(r_0) \quad (4.7)$$

(4.1) 式之解为

$$\varphi(r) = \left(\frac{g_s}{m_s} \right) \left\{ \frac{\text{sh}(m_s r)}{r} \int_r^{r_0} e^{-m_s y} y dy \tilde{\rho}_s(y) + \frac{e^{-m_s r}}{r} \int_0^r \text{sh}(m_s y) y dy \tilde{\rho}_s(y) \right\} \quad (4.8)$$

其中

$$\tilde{\rho}_s(r) = \rho_s(r) - \frac{1}{g_s} \left(\frac{g_s}{m_s} \right)^3 \left(\frac{M}{M^*} \right)^3 \rho_s^3(r) + \frac{a}{g_s} \varphi^2(r) - \frac{b}{g_s} \varphi^3(r) \quad (4.9)$$

由(4.7)式和(4.8)式得

$$M - \mu = \left(\frac{g_s}{m_s} \right)^2 \frac{e^{-m_s r_0}}{r_0} \int_0^{r_0} \text{sh}(m_s y) y dy \tilde{\rho}_s(y) \quad (4.10)$$

通过自洽求解(4.4)、(4.8)、(4.10)式,就可求出 $M^*(r)$ 和 $p(r)$,从而由(4.3)式就可以求得系统基态能量密度。

现在,用Lorentz-boost和scaling坐标方法讨论在Thomas-Fermi近似下的巨单极态。与上节类似,在进行了Lorentz变换和引入scaling坐标 λ 以后,系统基态能量密度为

$$\langle 0 | H | 0 \rangle_r = \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p_F(r)} (p^2 + M_1^{*2}(r))^{1/2} d^3p + \frac{e^{3\lambda}}{2} \left(\frac{g_s}{m_s} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_s^3(r) + V(\varphi_s) \quad (4.11)$$

对应于(4.4)~(4.10)式有

$$\left(\frac{g_s}{m_s} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \frac{2}{3\pi^2} p_s^3(r) e^{3\lambda} + (p_s^2(r) + M_1^{*2}(r))^{1/2} = \mu_s \quad (4.12)$$

$$\rho_s(r) = \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p_F(r)} \frac{M_1^*(r)}{(p_s^2 + M_1^{*2})^{1/2}} d^3p \quad (4.13)$$

$$\mu_s = M_1^*(r_0) \quad (4.14)$$

$$\varphi(r) = \left(\frac{g_s}{m_s} \right) \left\{ \frac{\text{sh}(m_s r)}{r} \int_r^{r_0} e^{-m_s y} y dy \tilde{\rho}_s(y) + \frac{e^{-m_s r}}{r} \int_0^r \text{sh}(m_s y) y dy \tilde{\rho}_s(y) \right\} e^{3\lambda} \quad (4.15)$$

$$\tilde{\rho}_{s, \lambda}(\tau) = \rho_{s, \lambda}(\tau) - \frac{e^{3\lambda}}{g_s} \left(\frac{g_0}{m_s} \right)^3 \left(\frac{M}{M^*} \right)^3 + \frac{a}{g_s} \varphi_1^2 - \frac{b}{g_s} \varphi_1^3 \quad (4.16)$$

$$M - \mu = e^{3\lambda} \left(\frac{g_s}{m_s} \right) \frac{e^{-n_s \tau_0}}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \text{sh}(m_s y) y dy \tilde{\rho}_s(y) \quad (4.17)$$

系统基态能量为

$$E(\nu) |_{\nu=0} = \int d^3x \left\{ \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p_F(\tau)} (p^2 + M_1^{*2}(\tau))^{1/2} d^3p + \frac{e^{3\lambda}}{2} \left(\frac{g_0}{m_s} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_s^2(\tau) + V(\varphi) \right\} \quad (4.18)$$

(4.18) 式对 λ 求二阶导数, 得系统恢复力参量 C_s .

$$\begin{aligned} C_s &= \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \lambda^2} \right)_{\nu=0} \\ &= \int d^3x \left\{ \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p_F(\tau)} \frac{p^4 + 2p^2 M^{*2}}{(p^2 + M^{*2})^{3/2}} d^3p - \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p_F(\tau)} \frac{M^*(\tau) p^2}{(p^2 + M^{*2})^{3/2}} d^3p \left(\frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right)_0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{9}{2} \left(\frac{g_0}{m_s} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \rho_s^2(\tau) - 3 \left(\frac{g_0}{m_s} \right)^2 \left(\frac{M}{M^*} \right)^2 \frac{\rho_s^2}{M^*} \left(\frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right)_0 \right\} \quad (4.19) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right)_0 &= 3(M^* - M) - \frac{g_s^2}{M_s} \left\{ \frac{\text{sh}(m_s \tau)}{\tau} \int_0^{\tau} y dy e^{-n_s y} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial \lambda} \right)_0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{e^{-n_s \tau}}{\tau} \int_0^{\tau} y dy \text{sh}(m_s y) \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial \lambda} \right)_0 \right\} \quad (4.20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \tilde{\rho}_s}{\partial \lambda} \right)_0 &= \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial \lambda} \right)_0 - \frac{3}{g_s} \left(\frac{g_0}{m_s} \right)^3 \left(\frac{M}{M^*} \right)^3 \rho_s^2(\tau) \\ &\quad - \frac{3}{g_s} \left(\frac{g_0}{m_s} \right)^3 \left(\frac{M}{M^*} \right)^3 \frac{\rho_s^2(\tau)}{M^*(\tau)} \left(\frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right)_0 \\ &\quad - \left(\frac{2a}{g_s^2} \varphi_0(\tau) - \frac{3b}{g_s^2} \varphi_0^2(\tau) \right) \left(\frac{\partial M^*}{\partial \lambda} \right)_0 \quad (4.21) \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial \rho_{r\lambda}}{\partial \lambda}\right)_0 = \frac{4}{(2\pi)^3} \int^{p^2 \leq \lambda} \frac{p^2}{(p^2 + M^{*2}(r))^{3/2}} d^3p \left(M^* - \left(\frac{\partial M^*}{\partial \lambda}\right)_0 \right) \quad (4.22)$$

利用(2.10)、(3.4)式, (4.18)式对 λ 求二阶导数得系统质量参数 B_T

$$\begin{aligned} B_T &= \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} E(v) |_{v=0} \\ &= \int d^3x r^2 \langle 0 | H | 0 \rangle - r^2 \int 2V(\varphi) d^3x \\ &= \int_0^{r_0} 4\pi r^4 dr \left[\langle 0 | H | 0 \rangle - 2V(\varphi) \right] \end{aligned} \quad (4.23)$$

最后, 得到巨单极态的激发能为

$$\omega_r = (C_T/B_T)^{1/2} \quad (4.24)$$

在计算中, 第三节中采用的参数除 $g_r = 7.35$ 以外, 其它的都不变, 这时通过自洽求解(4.4)~(4.10)式, 得到有限核体系的结合能保持在 $-6.7 \sim -8.25 \text{ MeV}$ 之间, 通过自洽求解方程(4.12)~(4.17)式, 得到 $M^*(r)$ 和 $p^2(r)$, 进一步利用(4.19)、(4.23)和(4.20)式, 得到巨单极共振激发能量如图1所示。图2给出了巨单极共振激发能随核子数 A 的变化关系(图中的直线是实验曲线), 显然, 现在的结果比第三节更加接近于实验值。

5 讨论

通过本文的工作我们看到, 手征对称破缺模型比简单的 σ - ω 模型能更好地描述原子核体系, 但在 Hartree 近似下计算巨单极共振激发能仍比实验值偏大, 进一步用 Thomas-Fermi 近似处理有限核体系的核子分布的非均匀性以及原子核的表面效应, 所得到的结果与实验值符合得很好, 由此表明, 对于原子核的巨共振态, 考虑核的表面效应以及核子分布的非均匀性是十分重要的, 这可以使理论计算结果与实验符合得很好。

为了得到更好的理论结果, 我们将进一步考虑真空涨落对巨单极共振激发能的影响。

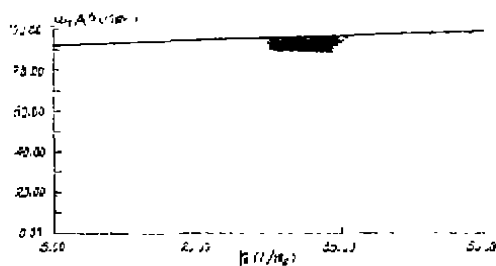


图1 同位旋标量巨单极共振激发能 ω_r 与原子核半径 r_0 (单位为 $1/m_0$) 的关系曲线

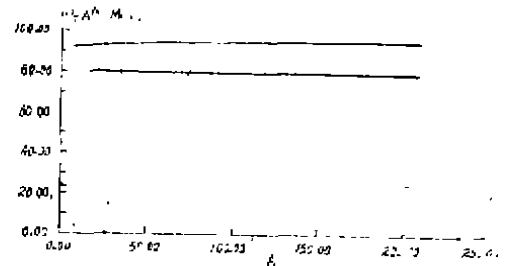


图2 同位旋标量巨单极共振激发能 ω_r 与核子数 A 的关系曲线(图中的直线为实验曲线)

参 考 文 献

- 1 B. D. Serot, J. D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.*, 1977, 16
- 2 C. J. Horowitz, B. D. Serot, *Nucl. Phys.*, 1987, A464: 613
- 3 F. E. Serr, J. D. Walecka, *Phys. Lett.*, 1978, 79B: 10
B. D. Serot, J. D. Walecka, *Phys. Lett.*, 1979, 87B: 172
B. D. Serot, *Phys. Lett.*, 1974, 86B: 146
- 4 J. D. Walecka, *Ann. Phys.*, 1974, 83: 491
- 5 J. Boguta, A. R. Bodmer, *Nucl. Phys.*, 1977, A292: 413
- 6 J. Boguta, *Phys. Lett.*, 1983, B120: 34
- 7 M. L. Hui Uier, Nguyen Van Giai, *Phys. Rev.*, 1989, C39: 2022
- 8 C. Y. Zhu, Qiu Xijun, *High Energy Phys. Nucl. Phys. (China)*, 1991, 15: 27
- 9 S. Nishizaki, H. Kurasawa, T. Suzuki, *Nucl. Phys.*, 1987, A462: 687
- 10 Zhang Qinglan, Qiu Xijun, *High Energy Phys. Nucl. Phys. (China)*, 1992, 16: 615

A Study of Giant Monopole States in Relativistic Theory

Zhang Qinglan

(Department of Physics)

Qiu Xijun

(Institute of Nuclear Research, Academic Sinica, Shanghai)

Abstract Giant monopole states of the nuclear systems are studied with the use of a local Lorentz boost and scaling method in the relativistic chiral breaking field theory. Meanwhile, the excitation energy of the giant monopole states in the nuclear matter are discussed by using the Hartree approximation. Next, the Lorentz boost and scaling are developed to study finite nuclei, and the nuclear surface and the density distribution are treated within the relativistic Thomas-Fermi approximation. The excitation energy of giant resonances are self-consistently calculated. The calculated results can be agreement with experiment date very well. It is found that the effect of nuclear surface and the density distribution on excitation energy of the giant monopoles is important.

Key words the chiral symmetry, Giant Multipole States, the excitation energy of the giant monopole state, the restoring force parameter.

(责任编辑、校对 马 健)