

有限核中的 π 凝聚效应

王英才 厉光烈 张宗焯

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

在本工作中,研究了有限核中的 π 凝聚效应.我们取简化的模型哈密顿量,并在无规位相近似(RPA)下,求解了系统的基态能量、一个声子激发态的能量以及相应的 π 凝聚数.对满壳核 ^{16}O 做了具体计算,并对所得结果进行了讨论.

一、前 言

最近几年来,关于核物质中的介子自由度问题的讨论引起了人们很大的兴趣和注意.在一系列理论工作中,研究了 π 介子场在核子介质中的稳定性问题.1971年,A. B. Migdal 首先提出了形成 π 凝聚相变的可能性^[1];不久,Sawyer 与 Scalapino 从另外的角度研究了中子物质(中子星)对于过程 $n \rightarrow p + \pi^-$ 的不稳定性问题,也独立地提出了可能产生 π 凝聚的想法^[2],这样就打开了 π 凝聚这个研究课题.经过一系列的理論探討^[1,2,3],得到了在核物质中发生 π 凝聚的临界核子密度 ρ_c ,有人估计, $\rho_c \approx 0.6\rho_0$ (ρ_0 为正常核密度).这个结果受到了人们的重视,开始从实验上尝试验证 π 凝聚理论的正确性^[4];同时,进一步从理论上对各种因素的影响进行分析,特别是开展了对有限核中 π 凝聚问题的研究^[5].

关于在有限核体系中是否存在 π 凝聚的问题,目前尚处于研究的开始阶段.十分明显,如果原子核中有 π 介子自由度存在,会在很大程度上开扩人们对原子核的认识,出现新的概念和新的理论.因此,这个课题越来越引起人们的兴趣.

在这个工作中,我们把一个有限核与 π 介子场相互作用的体系简化为一个模型体系.在这个模型体系中,我们假定 $N = Z$,核子的单粒子行为由谐振子壳模型来描述,并考虑到核子之间存在着短程相互作用.此外,核子场与 π 介子场之间的相互作用取为 P 波耦合形式.然后,采用RPA方法求解系统的能量及 π 凝聚数.以 ^{16}O 为例进行了具体计算.得到的结果表明,当 $\rho = \rho_0$ 时, π 凝聚数是很小的,然而,由于 π 介子场与核子场的相互作用,它对系统的基态能量以及 0_1^- 激发态能量都有很明显的影晌.

二、模型哈密顿量 H

我们讨论一个包含 A 个核子与 π 介子的体系,它的 H 量可近似地表示为:

$$H = H_N + H_\pi + H_I. \quad (1)$$

式中 H_N 代表 A 个核子的 H 量; H_π 代表自由 π 介子的 H 量; H_I 代表 π 介子场与核子场的相互作用。下面, 我们分别讨论一下 H 量中的这三个部分:

1. 关于 H_N

我们首先假设在有 π 场存在时, 核子的状态仍近似地由谐振子波函数来描述, 并且认为, 同一个大壳零级能是退化的。在费米表面以下的单粒子态表示为 l_2 , 费米面以上的为 l_1 。可将 H_N 表示为

$$H_N = \sum_a \varepsilon_a a_a^\dagger a_a + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta a_\gamma. \quad (2)$$

核子与核子之间的剩余相互作用取为理想的 δ 力^[6], 即

$$\begin{aligned} & \langle l_1(1)l_2(2)LM | V\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) | l_3(1)l_4(2)LM \rangle \\ & = V_0 A_{l_1 l_2 L} \cdot A_{l_3 l_4 L}. \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} V_0 & = \frac{1}{4\pi} \left\langle R_{l_1}(1)R_{l_2}(2) \left| \frac{V\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}{r_1 r_2} \right| R_{l_3}(1)R_{l_4}(2) \right\rangle \\ & = \text{const.}, \quad (\text{取为常数}) \end{aligned} \quad (4)$$

$$A_{l_1 l_2 L} = \frac{l_1 l_2}{\hat{L}} C_{l_1 0 l_2 0}^{L 0}. \quad (l = \sqrt{2l+1}) \quad (5)$$

如果我们研究满壳层的情况, 这时核子之间的相互作用可以表示成 $H_{p-h} + H_{40}$, 即

$$H_N = H_0 + H_{p-h} + H_{40}. \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} H_0 & = \sum_a \varepsilon_a a_a^\dagger a_a, \\ H_{p-h} & = V_0 \sum_{\substack{l_1 l_2 l_1' l_2' \\ LSJT \\ M\mu}} (1 - 4\delta_{S0}\delta_{T0}) A_{l_1 l_2 L} \cdot A_{l_1' l_2' L} \cdot (a_{l_1}^\dagger b_{l_2}^\dagger)_{LSJT} (b_{l_1'} a_{l_2'})_{LSJT}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} H_{40} & = \frac{1}{4} V_0 \sum_{\substack{l_1 l_2 l_1' l_2' \\ LSJT}} (1 - 4\delta_{S0}\delta_{T0}) \hat{J} \hat{I} (-1)^{L+S+T} \\ & \cdot A_{l_1 l_2 L} A_{l_1' l_2' L} [((a_{l_1}^\dagger b_{l_2}^\dagger)_{LSJT} (a_{l_1'}^\dagger b_{l_2'}^\dagger)_{LSJT})_{00} + h.c.]. \end{aligned} \quad (8)$$

这里, a_i^\dagger 、 a_i 为核子的产生与消灭算符, b_i^\dagger 、 b_i 为空穴的产生与消灭算符。为了方便, 我们引入符号:

$$A_{LSJT}^{\dagger}(i) = \sqrt{\frac{1}{N_L^{(i)}}} \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L} (a_{l_1}^\dagger b_{l_2}^\dagger)_{LSJT}, \quad (9)$$

其中

$$N_L^{(i)} = \sum_{l_1 l_2} A_{l_1 l_2 L}^2. \quad (10)$$

于是

$$H_{p-h} = V_0 \sum_{\substack{(i)(j) \\ LSJT \\ M^\mu}} (1 - 4\delta_{S_0}\delta_{T_0}) \sqrt{N_L^{(i)}N_L^{(j)}} A_{LSJT}^+ M^\mu(i) A_{LSJT} M^\mu(j), \quad (7')$$

$$H_{40} = \frac{1}{4} V_0 \sum_{\substack{(i)(j) \\ LSJT}} (1 - 4\delta_{S_0}\delta_{T_0}) \hat{J} \hat{T} \sqrt{N_L^{(i)}N_L^{(j)}} \cdot (-1)^{L+S+T} [(A_{LSJT}^+(i)A_{LSJT}^+(j))_{00} + h.c.], \quad (8')$$

2. 关于 H_I

我们取自由核子场与介子场之间的相互作用为赝标耦合, 其形式为

$$H_I^{(j)} = \sqrt{4\pi} i g^\pi \bar{\psi} \gamma_5 \phi \phi^\pi. \quad (11)$$

其中

$$\phi^\pi = \sum_{\mathbf{k}, \mu} \frac{1}{\sqrt{2\omega_k \cdot V}} (\alpha_\mu(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + (-1)^\mu \alpha_{-\mu}^+(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}), \quad (12)$$

(μ 代表同位旋分量)

g^π 为耦合常数.

在非相对论近似下, (11) 式变为:

$$H_I^{(j)} = -i G_I \sum_{\mathbf{k}, \mu} \mathbf{k} \cdot \langle x_{s'} | \boldsymbol{\sigma} | x_s \rangle \cdot \langle \tau' | \boldsymbol{\tau}_\mu | \tau \rangle \cdot a_{\mathbf{p}'s'\tau'}^+ a_{\mathbf{p}s\tau} (\alpha_\mu(\mathbf{k}) + (-1)^\mu \alpha_{-\mu}^+(-\mathbf{k})). \quad (11')$$

其中

$$G_I = \sqrt{4\pi} \frac{g^\pi}{2M} \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}}, \quad (13)$$

$\mathbf{k} = \mathbf{p}' - \mathbf{p}$. (见图 1)

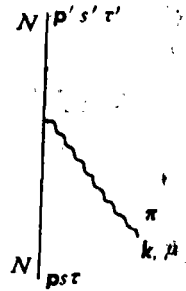


图 1

对于束缚在核内的核子, 则可将 (11') 式推广为:

$$H_I(\mathbf{k}) = -i G_I \sum_{\substack{i\alpha' i' s' \tau' \\ \mu}} \langle \varphi_{i'}(\mathbf{p} + \mathbf{k}) | \mathbf{k} | \varphi_i(\mathbf{p}) \rangle \cdot \langle x_{s'} | \boldsymbol{\sigma} | x_s \rangle \langle \tau' | \boldsymbol{\tau}_\mu | \tau \rangle a_{i' s' \tau'}^+ a_{i s \tau} \cdot (\alpha_\mu(\mathbf{k}) + (-1)^\mu \alpha_{-\mu}^+(-\mathbf{k})). \quad (14)$$

其中 $\varphi_i(\mathbf{p})$ 为动量表象中的单粒子波函数. 将谐振子波函数代入, 则有

$$\langle \varphi_{i'}(\mathbf{p} + \mathbf{k}) | \mathbf{k} | \varphi_i(\mathbf{p}) \rangle = \frac{8}{\sqrt{4\pi}} \sum_{\lambda' \mu'} R_{i' i \lambda'}(k) i^{\lambda'} \frac{i \lambda'}{i'} C_{i m \lambda' \mu'}^{i' m' \mu'} C_{i_0 \lambda_0}^{i_0} \mathbf{k} Y_{\lambda' \mu'}^*(Q_k). \quad (15)$$

此处

$$R_{i' i \lambda'}(k) = \int R_i(p) R_{i' i \lambda'}^*(p, k) p^2 dp, \quad (16)$$

$$R_i(p) = \int R_i(r) j_i(pr) r^2 dr;$$

$$R_{i' i \lambda'}^*(p, k) = \int R_{i'}^*(r) j_{i'}(pr) j_{\lambda'}(kr) r^2 dr.$$

对 \mathbf{k} 的方向积分后得:

$$H_I(k) = 16G_I k \sum_{\substack{(i) \\ l_i l_i' \mu}} (-1)^{l_i+1} R_{l_i l_i'}(k) A_{l_i l_i'} \\ \cdot (a_{l_i}^+ b_{l_i}^+)_{LSJT} (\alpha_\mu(k) + (-1)^\mu \alpha_{-\mu}^+(k)), \quad (17)$$

如果取 $(-1)^{l_i+1} R_{l_i l_i'}(k)$ 的平均值为 $R_i(k)$, 则有

$$H_I(k) = \sum_{(i)} G_I(i) \sqrt{N_I^{(i)}} \left\{ \sum_{\mu} (A_{1101}^+(i) \alpha_{\mu} + \alpha_{\mu}^+ A_{1101}(i)) \right. \\ \left. - \sqrt{3} ((A^+(i) \alpha^+)_0 + (\alpha A(i))_0) \right\}, \quad (17')$$

其中

$$G_I(i) = 16G_I k \bar{R}_i(k), \quad (18)$$

$$\bar{R}_i(k) = \frac{V k^2}{8\pi^2 R} R_i(k), \quad (R \text{ 是核半径})$$

$$(A^+(i) \alpha^+)_0 = \sum_{\mu} \frac{1}{\sqrt{3}} (-1)^{l-\mu} A_{1101}^+(i) \alpha_{-\mu}^+. \quad (19)$$

从(17')式的结果可以看出: P 波耦合相互作用主要是引起粒子空穴 ($J^p = 0^-, T = 1$) 对的激发, 这是一种集体激发, 使得核物质产生自旋——同位旋形变, 同时引起 π 介子场的不稳定性.

3. 关于 H_{π}

为了简单起见, 我们将 π 介子场的 H 量近似地取为自由 π 介子的能量, 即

$$H_{\pi} = \omega_k \sum_{\mu} \alpha_{\mu}^+ \alpha_{\mu}, \quad (20)$$

式中

$$\omega_k^2 = m_{\pi}^2 + k^2. \quad (21)$$

应当指出, 在上式中, 我们未考虑 π 介子之间的相互作用. 而当体系中出现 π 凝聚时, π 介子之间的相互作用对凝聚场的稳定性是很重要的. 因此, (20) 式只在 π 凝聚效应较小的情况下是一个好的近似.

三、推广的 RPA 方法

1. 声子算符及本征方程

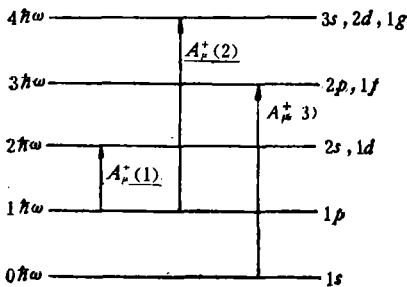


图 2

我们把 RPA 方法中的粒子空穴对组成的声子算符推广为包括 π 介子的情况. 为了方便, 我们把 $A_{1101}^+(i)$ 标记为:

$$A_{1101}^+(i) = A_{\mu}^+(i) \quad (22)$$

例如以 ^{16}O 为例, $1p \rightarrow 2s, 1d$ 的情形为 $A_{\mu}^+(1)$, $1p \rightarrow 3s, 2d$ 的情形为 $A_{\mu}^+(2)$, $1s \rightarrow 2p$ 的情形为 $A_{\mu}^+(3)$ (见图 2). 这样, 系统的声子算符可以表示为:

$$Q_{\mu}^{\pm}(j) = \sum_i x_i(j) A_{\mu}^{\pm}(i) + x(j) \alpha_{\mu}^{\pm} + (-1)^{\mu} \sum_i y_i(j) A_{-\mu}(i) + (-1)^{\mu} y(j) \alpha_{-\mu}, \quad (23)$$

它满足玻色子对易关系:

$$[Q_{\mu}(j), Q_{\mu'}^{\pm}(j')] = \delta_{\mu\mu'} \delta_{jj'}. \quad (24)$$

因此, (23) 式中的系数满足下列关系

$$\sum_i (x_i^*(j) x_i(j') - y_i^*(j) y_i(j')) + x^*(j) x(j') - y^*(j) y(j') = \delta_{jj'}. \quad (25)$$

于是, 可以将 RPA 方程

$$[H, Q_{\mu}^{\pm}(j)] = \Omega_j Q_{\mu}^{\pm}(j) \quad (26)$$

表示成

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ -Y \end{pmatrix} = \Omega \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}. \quad (27)$$

其中

$$A = \begin{pmatrix} \epsilon_0^{(1)} + V_0 N_1^{(1)} & \cdots & V_0 \sqrt{N_1^{(1)} N_1^{(m)}} & \sqrt{N_1^{(1)}} G_1(1) \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ V_0 \sqrt{N_1^{(1)} N_1^{(m)}} & \cdots & \epsilon_0^{(m)} + V_0 N_1^{(m)} & \sqrt{N_1^{(m)}} G_1(m) \\ \sqrt{N_1^{(1)}} G_1(1) & \cdots & \sqrt{N_1^{(m)}} G_1(m) & \omega_k \end{pmatrix}, \quad (28)$$

$$B = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} V_0 N_1^{(1)} & \cdots & \frac{1}{2} V_0 \sqrt{N_1^{(1)} N_1^{(m)}} & \sqrt{N_1^{(1)}} G_1(1) \\ \vdots & & \vdots & \vdots \\ \frac{1}{2} V_0 \sqrt{N_1^{(1)} N_1^{(m)}} & \cdots & \frac{1}{2} V_0 N_1^{(m)} & \sqrt{N_1^{(m)}} G_1(m) \\ \sqrt{N_1^{(1)}} G_1(1) & \cdots & \sqrt{N_1^{(m)}} G_1(m) & 0 \end{pmatrix}, \quad (29)$$

求解(27)、(28)、(29)式, 就可以得到系统的本征解。

2. 基态波函数及 π 凝聚数

基态波函数 $|\Psi_0\rangle$ 满足下式:

$$Q_{\mu}(j) |\Psi_0\rangle = 0, \quad (j = 1, \cdots, m) \quad (30)$$

基态 π 凝聚数 n_0 为:

$$\begin{aligned} n_0 &= \langle \Psi_0 | \sum_{\mu} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\mu} | \Psi_0 \rangle \\ &= 3 \sum_j y^2(j). \end{aligned} \quad (31)$$

一个声子激发态 $Q_{\mu}^{\pm}(j) |\Psi_0\rangle$ 的 π 凝聚数 n_j 为:

$$\begin{aligned} n_j &= \langle \Psi_0 | Q_{\mu}(j) \sum_{\mu'} \alpha_{\mu'}^{\dagger} \alpha_{\mu'} Q_{\mu}^{\pm}(j) | \Psi_0 \rangle \\ &= n_0 + x^2(j) + y^2(j). \end{aligned} \quad (32)$$

1) 一般说来, 只有 $\epsilon_0 = 1\hbar\omega$ 的激发是束缚态, 更高的激发 (例如 $\epsilon_0 = 3\hbar\omega, 5\hbar\omega$ 等) 已不是束缚态了。在这里, 我们为了做定性的分析, 仍近似地当做束缚态来处理。

3. 只考虑 $1\hbar\omega$ 激发的情形

当只考虑 $1\hbar\omega$ 激发时, 声子算符 $Q_{\mu}^{\pm}(j)$ 为:

$$Q_{\mu}^{\pm}(j) = x_1 A_{\mu}^{\pm} + x\alpha_{\mu}^{\pm} + y_1(-1)^{\mu} A_{-\mu} + y(-1)^{\mu} \alpha_{-\mu}, \quad (33)$$

在这种情形下, 本征方程很容易求解, 本征能量为:

$$Q_j^2 = \frac{\omega_k^2 + f^2 - g^2}{2} \mp \left[\left(\frac{\omega_k^2 + g^2 - f^2}{2} \right)^2 + 4G_i^2(k)N_i(f-g)\omega_k \right]^{1/2} \quad (j=1, 2) \quad (34)$$

其中

$$f = \varepsilon_0 + V_0 N_1, \quad (35)$$

$$g = \frac{1}{2} V_0 N_1.$$

相应的基态波函数 $|\Psi_0\rangle$ 可以表示成:

$$|\Psi_0\rangle = C_0 \cdot \exp \{ C_1(A^+A^+) + C_2(A^+\alpha^+) + C_3(\alpha^+\alpha^+) \} |0\rangle, \quad (36)$$

式中

$$C_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{x(1)y_1(2) - x(2)y_1(1)}{x_1(2)x(1) - x_1(1)x(2)}, \quad (37)$$

$$C_2 = \sqrt{3} \cdot \frac{x_1(2)y_1(1) - x_1(1)y_1(2)}{x_1(2)x(1) - x_1(1)x(2)}, \quad (38)$$

$$C_3 = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{y(1)}{x(1)} + \frac{x_1(1)(x_1(1)y_1(2) - x_1(2)y_1(1))}{x(1)(x_1(2)x(1) - x_1(1)x(2))} \right]; \quad (39)$$

C_0 由 Ψ_0 的归一化条件定出. 基态的 π 凝聚数为:

$$n_0 = 3(y^2(1) + y^2(2)).$$

基态的能量 E_0 为:

$$E_0 = 3\{ (y_1^2(1) + y_1^2(2))f - (x_1(1)y_1(1) + x_1(2)y_1(2))g + (y^2(1) + y^2(2))\omega_k - [y_1(1)(x(1) - y(1)) + y_1(2)(x(2) - y(2))]2\sqrt{N_i(k)}G_i(k) \}. \quad (40)$$

四、结果与讨论

我们以 ^{16}O 为例, 分别对只有 $1\hbar\omega$ 激发和具有 $1\hbar\omega$ 与 $3\hbar\omega$ 激发的两种情况进行了计算. 下面, 我们先给出计算中所选用的参数范围:

1. 关于 $\varepsilon_0^{(i)}$

(28)式中的 $\varepsilon_0^{(i)}$ 代表第 i 个粒子空穴组态的零级能, 它等于 $1\hbar\omega$ 、 $3\hbar\omega$ 、 $5\hbar\omega$ 对于 ^{16}O , $\varepsilon_0^{(i)}$ 取下列值:

$$\begin{cases} \varepsilon_0^{(1)} = \hbar\omega \\ \varepsilon_0^{(2)} = \varepsilon_0^{(3)} = 3\hbar\omega \end{cases} \quad (41)$$

其中

$$\hbar\omega = 40 \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} A^{-1/3} \quad (42)$$

$$\rho_0 = 0.17 \text{ 核子}/\text{fm}^3 \text{ (正常核密度)}$$

2. 关于 V_0

我们取 δ 力相互作用的强度 V_0 与对力强度 $G \sim 20/A$ 相当, 并设其与密度成正比, 则有:

$$V_0 = \frac{\rho}{\rho_0} \cdot \frac{20}{A} \quad (43)$$

3. 关于凝聚 π 的动量 k

假定 π 介子场在体积 V 内量子化, 它满足的周期性边界条件为 $k = \frac{2\pi}{L} n$ (L 为体积 V 的线度, n 是正整数)。在这里, 我们近似地将 k 取为:

$$k = 2\pi\rho^{1/3}A^{-1/3} \simeq 270 \text{ MeV}/c. \quad (\text{当 } \rho = \rho_0 \text{ 时}) \quad (44)$$

4. 关于径向积分 $R_i(k)$

如果把计算径向积分公式 (16) 中的径向波函数取为谐振子波函数, 并取谐振子参数 $\alpha = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \simeq 0.6 \text{ fm}^{-1}$, 当 $k = 270 \text{ MeV}/c$ 附近时, 可以得到:

$$\begin{cases} R_1(k) \sim 0.06 & (1p \rightarrow 2s1d) \\ R_2(k) \sim 0.09 & (1p \rightarrow 3s2d) \\ R_3(k) \sim 0.02 & (1s \rightarrow 2p). \end{cases} \quad (45)$$

因此, 我们把 $R_i(k)$ 取在 0.02—0.07 范围内进行计算。

计算结果分别给在表 1 及图 3 至图 7 中。表 1 给出的是只考虑 $1\hbar\omega$ 激发的结果, 而且是对于 $\rho = \rho_0$ 的情形。表中列出了 Q_1 、 E_0 、 n_0 、 n_1 随 k 及 $R(k)$ 的变化(见表 1)。对于 Q_1 及 n_0 随核密度 ρ 的变化, 分别表示在图 3、图 4 中。包括了 $3\hbar\omega$ 激发的结果给在图 5、图 6 及图 7 中, 在这三个图中, 曲线(1)代表 $R_2(k) = R_3(k) = 0$ 的情形, (2)、(3)、(4)、(5)则分别代表 $R_3(k) = 0.02$, $R_3(k) = 0.03$, 0.04 , 0.05 及 0.06 的情形, 并且 $\rho = \rho_0$ 。

表 1

	$R(k)$	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07
$k = 240 \text{ MeV}/c$	$Q_1(\text{MeV})$	18.75	17.72	16.18	13.94	10.59	3.91
	$E_0(\text{MeV})$	-1.23	-2.68	-4.87	-8.05	-12.86	-22.64
	n_0	0.004	0.009	0.017	0.031	0.060	0.23
	n_1	0.006	0.015	0.030	0.054	0.103	0.39
$k = 270 \text{ MeV}/c$	$Q_1(\text{MeV})$	18.71	17.63	15.99	13.60	9.94	
	$E_0(\text{MeV})$	-1.30	-2.83	-5.16	-8.57	-13.87	
	n_0	0.003	0.008	0.017	0.031	0.062	
	n_1	0.006	0.015	0.029	0.053	0.106	
$k = 300 \text{ MeV}/c$	$Q_1(\text{MeV})$	18.68	17.55	15.85	13.34	9.40	
	$E_0(\text{MeV})$	-1.35	-2.95	-5.39	-9.00	-14.71	
	n_0	0.003	0.008	0.016	0.030	0.063	
	n_1	0.006	0.014	0.028	0.052	0.107	

从上述图表给出的结果中可以得到以下一些定性的知识:

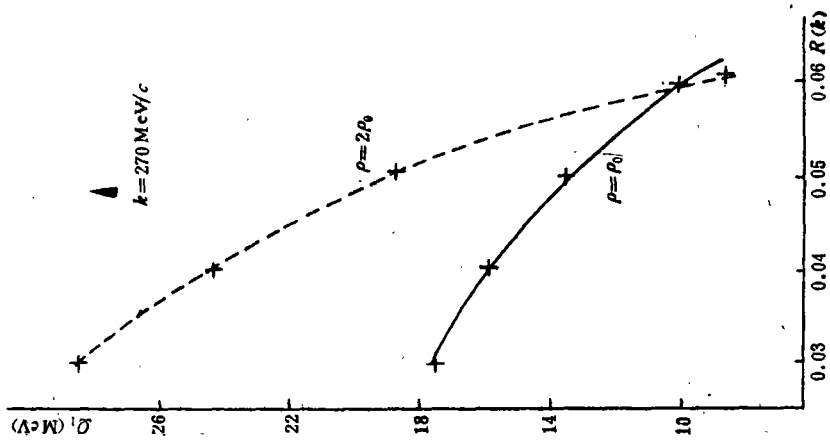


图 3

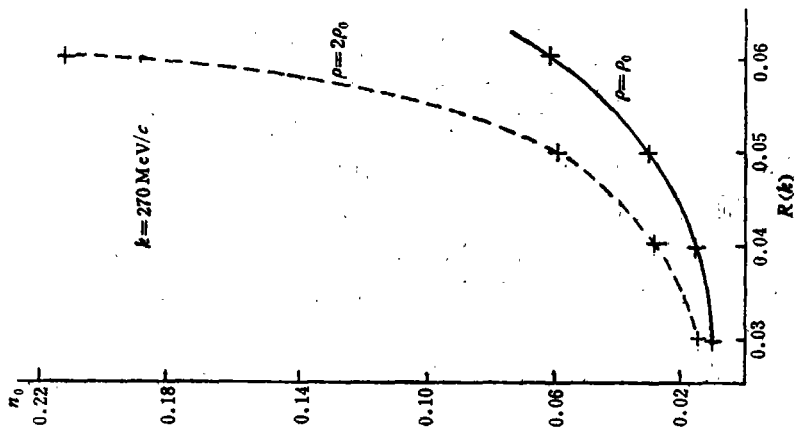


图 4

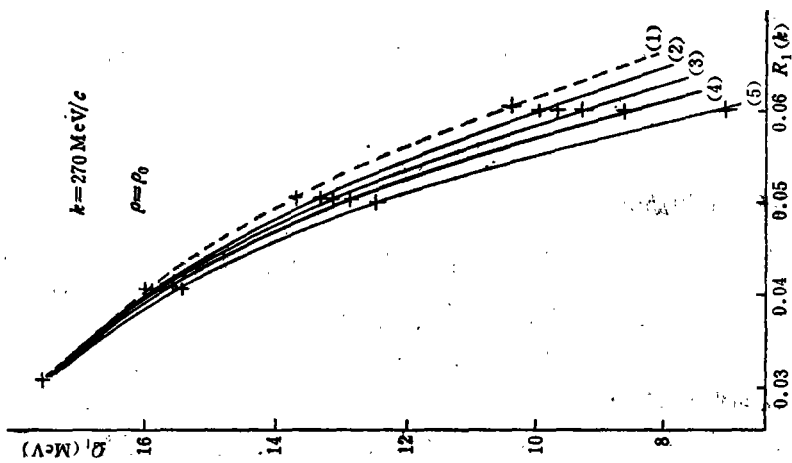


图 5

(1) 对于 $\rho = \rho_0$, $R_1(k) = 0.02-0.06$ 的情况, 基态 π 凝聚数 n_0 是比较小的, 最大不超过 0.2。但由于 π 场与原子核的作用, 对 Ω_1 有较大的影响, 当 $R_1(k) \sim 0.05$ 时, 就可以使 Ω_1 减小 6—7MeV。

(2) Ω_1 , n_0 , n_1 等物理量随 k 的变化较小, 但随 $R(k)$ 的变化较大。当 $R_1(k) > 0.07$ 时, 开始出现虚根, 即 $\Omega_1^2 < 0$ 。

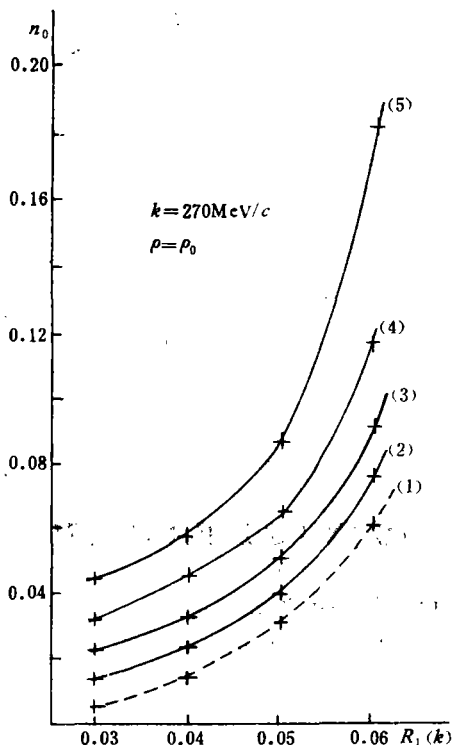


图 6

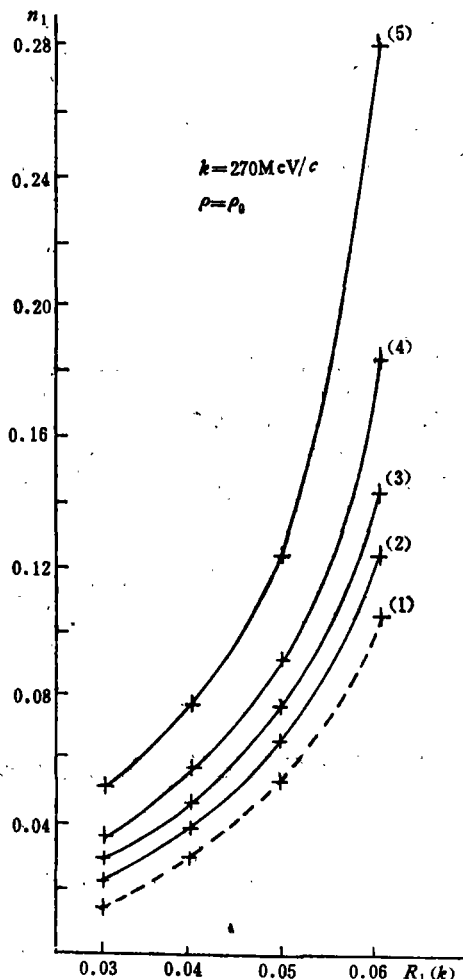


图 7

(3) $3\hbar\omega$ 组态的加入对 Ω_1 影响较小, 它主要影响 π 凝聚数, 可以使 n_0 (或 n_1) 加大 3 倍左右。如果取 $\Omega_1 = 12.78\text{MeV}$ ($0^-; T = 1$ 态能量的实验值), 则要求 $R_1(k)$ 在 0.05 左右; $R_1(k)$ 的变化对能量影响很小, 但对 π 凝聚数有较明显的影响, 此外, 它还对基态能量 E_0 有很大的影响, 随着 $R_1(k)$ 的增大 E_0 下降得很厉害¹⁾。

(4) 密度 ρ 的变化也对基态 π 凝聚数 n_0 有明显的影响。同样, 如果取 $\Omega_1 = 12.78\text{MeV}$, 那么当只考虑 $1\hbar\omega$ 激发时, 对于 $\rho = 2\rho_0$, n_0 值大约为 $\rho = \rho_0$ 时的 3 倍。

概括起来, 在我们所取的简化的模型 H 量和近似方法下, 得出了一些有趣的定性结果。首先, 我们看到, π 场与原子核的相互作用对 Ω_1 有很明显的影响, 它可以使原来比零

1) 这个结果的出现可能是由 RPA 近似方法带来的。

级能量 ($1\hbar\omega$) 高的情况, 变为比零级能量更低. 在合理的参数范围内, 可以得到符合实验的结果. 其次, 对于 ^{16}O 这样的轻核, 不论是基态或第一 $0^-(T=1)$ 激发态的 π 凝聚数都是相当小的, n_0 约为 0.05, 相当于 π 的密度 $\rho_\pi \simeq \frac{1}{300} \rho_N$ (ρ_N 代表核子密度). 最近有人^[7] 从符合 π 吸收实验数据中定出在 ^{12}C 中的 ρ_π 的上限为 $\frac{1}{500} \rho_N$, 二者看来是接近的. 另外, 从我们的初步结果看出, 高壳组态的混入使得 π 凝聚数加大. 因此, 对于重核, 粒子激发方式增多了, 就有可能提高 π 凝聚数. 当然, 上面提到的这些结果还只是初步的, 还有一些其它效应需要考虑, 例如 isobar 组态激发的影响等, 这些都有待工作的进一步深入.

参 考 文 献

- [1] A. B. Migdal, *ЖЭТФ*, **61**(1971), 2210.
- [2] R. F. Sawyer and D. J. Scalapino, *Phys. Rev.*, **D7** (1972), 953.
- [3] A. B. Migdal, *ЖЭТФ*, **66** (1974), 443.
G. E. Brown, *Phys. Rep.*, **27C** (1976), 1.
J. de Providência, *Nucl. Phys.*, **A290** (1977), 435.
- [4] CERN COURIER 17, 7/8 (1977), 240.
T. Yukawa, Proc. Intern. Conf. Nucl. Structure-Contributed papers p. 837.
- [5] A. B. Migdal, *Rev. Mod. Phys.*, **50N** 1, part 1 (1978).
- [6] 余友文、张宗焯、于敏, *物理学报*, **19**(1963), 483.
张宗焯、刘建业, *原子能*, **3**(1966), 236.
- [7] H. J. Pirner, *Phys. Lett.*, **69B** (1977), 170.

THE π CONDENSATION EFFECTS IN FINITE NUCLEI

WANG YING-CAI LI GUANG-LIE ZHANG ZONG-YE

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper the π condensation effects in finite nuclei are investigated. We have supposed a model hamiltonian, and have calculated the eigensolution in the Random Phase Approximation. The energies and the π condensed number of the ground state and the one phonon excited states are obtained. The results are discussed for the case of ^{16}O .