

热核区共振的温度相关性*

李 铭

(华南师范大学物理系, 广州 510631)

宋 宏 秋

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

摘 要

用含温度的 Hartree-Fock 方程及线性响应理论计算了 ^{208}Pb 在不同温度下的电偶极和电四极巨共振的强度分布。结果表明, 随着核温度的升高, 巨共振峰展宽并向低能端移动。

一、引 言

Brink^[1] 和 Axel^[2] 曾预言, 原子核区共振可建立在任意内禀激发态上。最近, 高能质子俘获^[3-5]和高能重离子反应^[6-11]的结果表明, 核内可发生建立在激发态或高自旋态上的巨共振。这个发现引起了核物理学家的关注。Vautherin 等人^[12] 首先把 RPA 理论扩展到有限温度, 并用来计算 ^{40}Ca 的偶极巨共振。Sagawa 等^[13]和 Bar-Touv^[14] 用有限温度线性响应理论研究了 ^{40}Ca 的热核巨共振。文献 [12] 和 [13] 都没考虑单粒子谱的温度依赖性。文献 [14] 做了温度相关的 HF 计算。蔡延璜等^[15] 用 Vlasov 方程研究了 ^{208}Pb 巨共振随温度的变化。

Bertsch 等人^[16] 建立的坐标空间的线性响应理论避免了通常 RPA 理论截断组态空间的缺点能比较有效地考虑连续谱的贡献。特别对于象 ^{208}Pb 这样的重核, 使计算量大大减小。在本工作中, 我们把这个理论推广到有限温情形。为了描述 ^{208}Pb 这样的中子数与质子数不等的原子核, 我们采用了质子-中子表象。我们首先用含温度 HF 方程计算了不同温度下 ^{208}Pb 的单粒子谱。然后, 在此基础上用有限温度线性响应理论研究了 ^{208}Pb 的同位旋矢量电偶极和电四极巨共振。在所有计算中, 我们均采用 SK II 相互作用。结果表明, 随着核温度的上升, 这些巨共振的峰都稍稍展宽, 并向低能端移动, 与实验结果定性符合。我们将在第二节中扼要介绍理论, 在第三节中给出计算结果和讨论。

二、理论公式

我们扼要介绍含温度的建立在 HF 基上的线性响应理论。推导细节可参考文献 [17]

本文 1990 年 4 月 9 日收到。

* 国家自然科学基金项目。

和[18].

§ 1 Hartree-Fock 方程

在 Skyrme 相互作用^[19]情况下, 双闭壳核的 HF 方程约化为径向形式:

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2}{2m_q^*} \left[-R_a''(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} R_a(r) \right] - \frac{d}{dr} \left(\frac{\hbar^2}{2m_q^*} R_a'(r) \right) \\ & + \left\{ U_q(r) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{\hbar^2}{2m_q^*} \right) \right. \\ & \left. + \left[j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] \frac{1}{r} W_q(r) \right\} R_a(r) \\ & = \varepsilon_a R_a(r), \quad \left(q = \pm \frac{1}{2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 ε_a 、 $R_a(r)$ 分别是单粒子态 $\alpha(q, n, l, j)$ 的能量和径向波函数. 有效质量 m_q^* , 单粒子势 $U_q(r)$ 和 $W_q(r)$ 表示为

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*} = \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{4} (t_1 + t_2) \rho + \frac{1}{8} (t_2 - t_1) \rho_q, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} U_q(r) = & t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho - \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \rho_q \right] + \frac{1}{4} t_3 (\rho^2 - \rho_q^2) \\ & - \frac{1}{8} (3t_1 - t_2) \nabla^2 \rho + \frac{1}{16} (3t_1 + t_2) \nabla^2 \rho_q + \frac{1}{4} (t_1 + t_2) \tau \\ & + \frac{1}{8} (t_2 - t_1) \tau_q - \frac{1}{2} W_0 (\nabla \cdot \mathbf{J} + D \cdot \mathbf{J}_q) + \delta_{q, \frac{1}{2}} V_c(r), \end{aligned} \quad (2b)$$

$$W_q(r) = \frac{1}{2} W_0 (\nabla \rho + \nabla \rho_q) + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \mathbf{J}_q(r). \quad (2c)$$

这里, t_0, t_1, t_2, t_3, W_0 和 x_0 是 Skyrme 相互作用参数^[19]. $\rho(r)$ 、 $\tau(r)$ 和 $\mathbf{J}(r)$ 分别是粒子数密度, 动能密度和自旋密度.

$$\rho(r) \equiv \sum_q \rho_q(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_a (2j+1) R_a^2(r) n_a, \quad (3a)$$

$$\tau(r) \equiv \sum_q \tau_q(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_a (2j+1) \left[\left(\frac{d\varphi_a}{dr} \right)^2 + \frac{l(l+1)}{r^2} \varphi_a^2 \right] n_a, \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(r) & \equiv \sum_q \mathbf{J}_q(r) \\ & = \frac{\hbar}{4\pi r^3} \sum_a (2j+1) \left[j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] R_a^2(r) n_a. \end{aligned} \quad (3c)$$

这里, $\varphi_a \equiv R_a(r)/r$. n_a 是 Fermi-Dirac 分布

$$n_a = \{ 1 + e^{(\varepsilon_a - \mu_q)/kT} \}^{-1}, \quad (4)$$

其中 k 是玻尔兹曼常数, T 是温度. 化学势 μ_q 由 $N = \int d^3r \rho_{-\frac{1}{2}}(r)$, $z = \int d^3r \rho_{\frac{1}{2}}(r)$ 定出. 库仑势 V_c 表示为

$$V_c(r) = \int \rho_{\frac{1}{2}}(r') \frac{e^2}{|r - r'|} d^3r'. \quad (5)$$

§2 线性响应理论

根据线性响应理论^[17], 在外场

$$\hat{H}^{\text{ext}}(t) = \int d^3r \rho(\mathbf{r}, t) f^{\text{ext}}(\mathbf{r}, t), \quad (6)$$

的微扰下, 系统密度 $\rho(\mathbf{r}, t)$ 的线性响应为

$$R[f]_t = \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d^3r' D^R(\mathbf{x}, \mathbf{x}') f^{\text{ext}}(\mathbf{x}'), \quad (7)$$

其中

$$D^R(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = -i\theta(t-t') \langle \phi_0 | [\hat{\rho}(\mathbf{x}), \hat{\rho}(\mathbf{x}')] | \phi_0 \rangle \quad (8)$$

称为推迟密度关联函数, $\hat{\rho}(\mathbf{x}) = \hat{\rho}(\mathbf{x}) - \langle \hat{\rho}(\mathbf{x}) \rangle$. $|\phi_0\rangle$ 是系统基态, $\theta(t)$ 是阶跃函数. 以上方程均在海森堡表象中写出, $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, t)$. 傅里叶变换后, 我们得到 $D^R(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ 的 Lehmann 表示

$$D^R(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) = \sum_n \left[\frac{\langle \phi_0 | \hat{\rho}(\mathbf{r}) | \phi_n \rangle \langle \phi_n | \hat{\rho}(\mathbf{r}') | \phi_0 \rangle}{\omega - (E_n - E_0) + i\eta} - \frac{\langle \phi_0 | \hat{\rho}(\mathbf{r}') | \phi_n \rangle \langle \phi_n | \hat{\rho}(\mathbf{r}) | \phi_0 \rangle}{\omega + (E_n - E_0) + i\eta} \right]. \quad (9)$$

通常, 我们定义响应与外场的重迭积分

$$R_\omega[f, f] = \iint d^3r d^3r' f(\mathbf{r}) D^R(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) f(\mathbf{r}') \\ = \sum_n \left[\frac{\langle \phi_0 | F | \phi_n \rangle \langle \phi_n | F | \phi_0 \rangle}{\omega - (E_n - E_0) + i\eta} - \frac{\langle \phi_0 | F | \phi_n \rangle \langle \phi_n | F | \phi_0 \rangle}{\omega + (E_n - E_0) + i\eta} \right], \quad (10)$$

其中 $F = \int \rho(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}) d^3r$. 这个函数包含了关于系统激发情况的大部分信息. 对于 $\omega > 0$, $R_\omega[f, f]$ 的极点是系统的激发能 $E_n - E_0$, 其虚部正好与跃迁几率相联系:

$$\text{Im} R_{\omega > 0}[f, f] = \pi \sum_n |\langle \phi_0 | F | \phi_n \rangle|^2 \delta(\omega - E_n + E_0). \quad (11)$$

于是, 系统激发强度分布可表示为

$$S_F(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} R_\omega[f, f]. \quad (12)$$

为了便于计算, 我们定义粒子-空穴格林函数

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = -i \langle \phi_0 | T[\hat{\rho}(\mathbf{x}), \hat{\rho}(\mathbf{x}')] | \phi_0 \rangle. \quad (13)$$

可以证明, 在 $\omega > 0$ 时

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) = D^R(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega). \quad (14)$$

因此, $R_\omega[f, f]$ 中的 D^R 可用 G 代替. 后者便于用场论方法微扰展开. 我们用 HF 基 $\{\varphi(\mathbf{r})\}$ 来展开格林函数

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \sum_{\lambda\mu\alpha\beta} \varphi_\mu^*(\mathbf{r}) \varphi_\lambda(\mathbf{r}) G_{\lambda\mu,\alpha\beta}(t, t') \varphi_\alpha^*(\mathbf{r}') \varphi_\beta(\mathbf{r}'), \quad (15)$$

其中

$$G_{\lambda\mu,\alpha\beta}(t, t') = -i \langle \phi_0 | T[a_\mu^+(t) a_\lambda(t) a_\alpha^+(t') a_\beta(t')] | \phi_0 \rangle, \quad (16)$$

a^+, a 分别是单粒子产生和消灭算符. 在 RPA 近似下, $G(t-t')$ 的傅里叶变换 $G(\omega)$

满足如下的 Bethe-Salpeter 方程

$$G(\omega) = G^0(\omega) - G^0(\omega)KG(\omega), \quad (17)$$

式中 $G^0(\omega)$ 是零级格林函数

$$G_{\lambda\mu,\alpha\beta}^0(\omega) = \delta_{\lambda\alpha}\delta_{\mu\beta} \left[\frac{\theta(\alpha - F)\theta(F - \beta)}{\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta - \omega - i\eta} + \frac{\theta(F - \alpha)\theta(\beta - F)}{\omega + \varepsilon_\beta - \varepsilon_\alpha - i\eta} \right], \quad (18)$$

其中 ε_i 是 HF 单粒子能量, F 表示 Fermi 面. K 是相互作用矩阵元

$$K_{\rho\nu,\eta\sigma} \equiv \langle \rho\nu | V_{\text{ph}} | \eta\sigma \rangle = \langle \rho\sigma | V | \nu\eta \rangle - \langle \sigma\rho | V | \nu\eta \rangle. \quad (19)$$

方程(18)中的阶跃函数 $\theta(F - \alpha)$, $\theta(\alpha - F)$ 分别代之以 Fermi-Dirac 分布函数 n_α 和 $\bar{n}_\alpha = 1 - n_\alpha$, 就得到有限温度时的方程.

§ 3 坐标空间中的无规位相近似

为了把方程(17)变换到坐标空间,我们首先把它写成无穷级数形式. 一般情况下,相互作用矩阵元 $K_{\rho\nu,\eta\sigma}$ 将粒子-空穴态 ($\rho\nu$) 和 ($\eta\sigma$) 耦合在一起, 方程十分复杂. 由于 Skyrme 力可展为分离形式, 问题大为简化. 具体来说, V_{ph} 可展为多极形式

$$V_{\text{ph}} = \sum_{aLM} \frac{\delta(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} V_a^L \left(\frac{r_1 + r_2}{2} \right) \frac{2L + 1}{4\pi} M_a^+(1) D_{K_a M}^{*L}(\hat{r}_1) D_{K_a M}^L(\hat{r}_2) M_a^{(2)}, \quad (20)$$

其中 $\{M_a\}$ 代表算符集 $\{1, \sigma, \tau, \nabla^2, \nabla$ 等 $\}$, K_a 是算符 M_a 在体轴上的角动量投影. 于是, 方程(17)中对粒子-空穴中间态的求和都相互独立, 我们就可定义如下裸格林函数

$$G_{\alpha\beta}^{(0)L}(r_1, r_2, \omega) = \sum_{\text{ph}} \left[\frac{C_a^{\text{ph}L}(r_1) C_b^{\text{ph}L}(r_2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_h - \omega - i\eta} + \frac{C_a^{\text{hp}L}(r_1) C_b^{\text{hp}L}(r_2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_h + \omega - i\eta} \right], \quad (21)$$

其中

$$C_a^{\text{ph}L}(r) = \int dQ (\varphi_p^* \varphi_h^*)_{M_a}^L(\mathbf{r}) M_a^+ \sqrt{\frac{2L + 1}{4\pi}} D_{K_a M}^{*L}(Q). \quad (22)$$

外场 $f(\mathbf{r})$ 也可展为多极形式. 我们进一步把坐标 r 离散化后, 公式(10)的无规位相近似可表示为一个无穷级数.

$$R_{\omega}^{\text{RPA}}[f, f] = F_i^L \left(\frac{G^{(0)L}}{1 + V^L G^{(0)L}} \right)_{ii} F_i^L, \quad (23)$$

其中下标 $i \equiv (r_i, M_i)$.

为了减小计算量, 我们进一步作如下近似: (1) 在算符集 $\{M_a\}$ 中仅保留 1 和 τ . (2) 利用 HF 方程, 把算符 $\nabla_p^2 + \nabla_h^2$ 用单粒子势及单粒子能级表示, 并略去自旋-轨道耦合项及有效质量的二阶导数项, 单粒子势和单粒子能级用平均值代替. 于是, 方程(23)在算符空间仅是二维 ($1, \tau_3$) 的. 有关的量可得到具体表达式.

$$C_1^{\text{ph}L}(r) = \frac{\hat{j}_p \hat{j}_h}{\sqrt{4\pi} \hat{L}} (-1)^{j_h + \frac{1}{2}} \left(\frac{1 + (-1)^{j_h + j_p + L}}{2} \right) \cdot \left(j_h j_p L \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right. \right) \cdot R_p(r) R_h(r), \quad (24a)$$

$$C_1^{\text{ph}L}(r) = C_1^{\text{ph}L}(r) \tau_3, \quad (24b)$$

其中 $\hat{j} \equiv \sqrt{2j + 1}$, R_i 是单粒子径向波函数, $\left(j_a j_b L \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right. \right)$ 是 C-G 系数.

$$V_1(r) = \left[\frac{3}{4} \left(t_0 + \frac{1}{2} t_3 \rho \right) - \frac{1}{8} (3t_1 + 5t_2) \bar{k}^2 \right] \frac{\Delta r}{r^2}, \quad (25a)$$

$$V_2(r) = \left[-\frac{1}{4} \left(t_0 + \frac{1}{2} t_3 \rho \right) - \frac{1}{2} t_0 x_0 + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \bar{k}^2 \right] \frac{\Delta r}{r^2}, \quad (25b)$$

其中

$$\bar{k}^2 = \frac{1}{2} (U_{\frac{1}{2}} + U_{-\frac{1}{2}} + 16) / \frac{\hbar^2}{2\bar{m}^*(r)} \quad (25c)$$

\bar{m}^* 是质子和中子有效质量的平均值。对电 L 极跃迁,

$$F_1^L = \frac{N-z}{2A} Y^L \Delta r, \quad F_2^L = -\frac{1}{2} r^L \Delta r. \quad (26)$$

以上各式中, Δr 是径向步长。

§4 求和规则

许多作者已证明^[20], 有限温度情况下, 我们有类似于零温的能量权重和规则

$$m_1 \equiv \int \omega S_F(\omega) d\omega = \frac{1}{2} \langle [F, [H, F]] \rangle, \quad (27)$$

等式左边由公式(12)和(23)算出, 右边则在 HF 框架下计算, 尖括号表示统计平均。因而, 这个公式可作为 RPA 计算结果的一个检验。对于同位旋矢量电 L 极跃迁,

$$m_1(EL) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{L(2L+1)}{4\pi} \frac{Nz}{A} \langle r^{2L-2} \rangle (1+K), \quad (28)$$

其中

$$K = \frac{1}{4} (t_1 + t_2) D / \left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{Nz}{A} \langle r^{2L-2} \rangle \right], \quad (29)$$

$$\langle r^{2L-2} \rangle = \frac{1}{A} \int d^3r \rho(r) r^{2L-2},$$

$$D = \int d^3r \rho_n(r) \rho_p(r) r^{2L-2}. \quad (30)$$

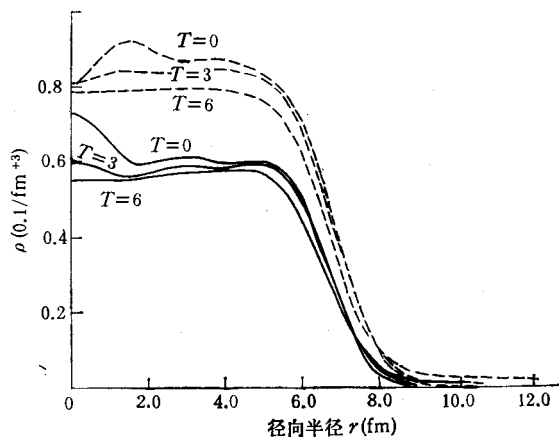
三、计算结果与讨论

我们首先用 SK II 相互作用, 在 $T = 0, 3, 6$ MeV 三个温度下自洽求解方程(1)–(5), 得到的单粒子谱及占据几率列于表1和表2中。为了考虑非束缚态 ($E > 0$) 对巨共振的贡献, 我们在 2.5 倍核半径处设置一个无穷高势垒, 使连续谱离散化。因而我们得到的单粒子态可延伸到很高能量 (≈ 40 MeV) 的连续区。从表1–2可见, 随着温度的上升, 位阱底部的单粒子能量明显上升, 但费米面附近的单粒子能级变化平缓。与 Bonche 等人^[21]的结果大致相符。温度升高时, 费米面变得越来越模糊。在图1中, 我们给出质子和中子的密度分布。随着核温度的上升, 核子明显地向外扩散, 均方根半径变大(见表3)。

第二步, 以计算得到的 HF 单粒子谱为基, 根据上节给出的线性响应理论公式, 我们计算了 ^{208}Pb 同位旋矢量电偶极和电四极巨共振。在数值计算中, 我们在径向取 15 个分

表 1 ^{208}Pb 在各种温度下的单中子能量及占据几率

中子态	$T = 0\text{MeV}$		$T = 3\text{MeV}$		$T = 6\text{MeV}$	
	ϵ (MeV)	n	ϵ (MeV)	n	ϵ (MeV)	n
1s1/2	-62.97	1.000	-61.85	1.000	-60.37	1.000
1p3/2	-56.16	1.000	-55.28	1.000	-53.61	0.999
1p1/2	-55.80	1.000	-54.98	1.000	-53.28	0.999
1d5/2	-47.95	1.000	-47.31	1.000	-45.50	0.998
1d3/2	-47.16	1.000	-46.49	1.000	-44.62	0.998
2s1/2	-43.94	1.000	-43.29	1.000	-41.56	0.996
1f7/2	-38.72	1.000	-38.33	1.000	-36.46	0.991
1f5/2	-37.21	1.000	-36.68	1.000	-34.72	0.988
2p3/2	-32.85	1.000	-32.54	1.000	-30.96	0.977
2p1/2	-32.02	1.000	-31.85	1.000	-30.27	0.974
1g9/2	-28.81	1.000	-28.68	0.999	-26.85	0.955
1g7/2	-26.28	1.000	-25.90	0.999	-23.99	0.930
2d5/2	-21.80	1.000	-21.69	0.995	-20.38	0.879
2d3/2	-20.23	1.000	-20.27	0.991	-19.05	0.853
3s1/2	-19.06	1.000	-18.99	0.987	-17.92	0.828
1h11/2	-18.57	1.000	-18.68	0.985	-16.97	0.804
1h9/2	-14.74	1.000	-14.52	0.943	-12.84	0.673
2f7/2	-11.14	1.000	-11.17	0.845	-10.23	0.571
2f5/2	-8.92	1.000	-9.09	0.732	-8.39	0.495
1i13/2	-8.34	1.000	-8.64	0.702	-7.13	0.443
3p3/2	-7.93	1.000	-8.07	0.661	-7.55	0.460
3p1/2	-7.10	1.000	-7.37	0.606	-6.96	0.436
1i11/2	-3.09	0.000	-3.05	0.267	-1.84	0.248
2g9/2	-1.34	0.000	-1.46	0.177	-1.09	0.225

图 1 不同温度下的核子密度 (Pb^{208})

-----中子, ——质子

表2 ^{208}Pb 在各种温度下的单质子能量及占据几率

质子态	$T = 0\text{MeV}$		$T = 3\text{MeV}$		$T = 6\text{MeV}$	
	ε (MeV)	n	ε (MeV)	n	ε (MeV)	n
1s1/2	-53.80	1.000	-52.17	1.000	-49.95	0.999
1p3/2	-47.25	1.000	-46.10	1.000	-43.39	0.998
1p1/2	-46.95	1.000	-45.78	1.000	-43.05	0.997
1d5/2	-39.19	1.000	-38.25	1.000	-35.43	0.991
1d3/2	-38.44	1.000	-37.38	1.000	-34.50	0.989
2s1/2	-34.45	1.000	-33.67	1.000	-31.03	0.981
1f7/2	-30.07	1.000	-29.38	0.999	-26.52	0.961
1f5/2	-28.57	1.000	-27.63	0.999	-24.72	0.948
2p3/2	-23.51	1.000	-22.97	0.995	-20.48	0.900
2p1/2	-22.70	1.000	-22.27	0.993	-19.81	0.890
1g9/2	-20.28	1.000	-19.84	0.985	-17.02	0.835
1g7/2	-17.71	1.000	-16.92	0.961	-14.10	0.757
2d5/2	-12.49	1.000	-12.15	0.834	-9.93	0.608
2d3/2	-11.04	1.000	-10.78	0.761	-8.69	0.558
3s1/2	-9.35	1.000	-9.21	0.653	-7.26	0.499
1h11/2	-10.14	1.000	-9.92	0.705	-7.23	0.497
1h9/2	-6.24	0.000	-5.64	0.365	-3.09	0.332
2f7/2	-1.62	0.000	-1.42	0.123	0.32	0.219

表3 ^{208}Pb 同位旋矢量电偶极巨共振的 RPA 结果

T (MeV)	r_{ms} (fm)	ω_R^{exp} (MeV)	ω_R^{cal} (MeV)	$m_1(f_2^2\text{MeV})$		$\frac{m_1^{\text{RPA}}}{m_1^{\text{DC}}}(\%)$
				DC	RPA	
0	5.61	13.5	13.6	440	370	84.1
3	5.73	—	13.4	433	365	84.2
6	6.30	—	12.9	408	342	83.6

点.

(1) 电偶极巨共振

图2显示 $T = 0, 3, 6\text{MeV}$ 情况下, ^{208}Pb 的同位旋矢量电偶极巨共振的强度分布 $S_F(\omega)$. 为了比较, 用虚线给出零温时的实验值. 共振峰的位置 ω_R 列于表3中. 我们得到的零温时的共振能量 $\omega_R = 13.6\text{MeV}$, 与实验值^[22] $\omega_R = 13.5\text{MeV}$ 及文献[17]的结果 $\omega_R = 13.1\text{MeV}$ 相符. 随着温度上升, 共振能量稍稍下降, 共振峰宽度也略有增加. 三个温度下的共振宽度分别为 2.58, 2.80 和 2.90 MeV. 共振峰的下移来源于核半径的变大, 因为共振能量与原子核的线度成反比. 至于上述共振宽度随温度的上升而变大仅是定性的. 因为 RPA 理论中并没有包括象 2p-2h 等对共振宽度有重要影响的组态, 所以不能给出足以描述实验的宽度. 实际上, 为了使跃迁强度光滑化, 我们在格林函数能量分母上附加了一个虚部, 即把 ω 变成 $\omega + i\Gamma/2$, $\Gamma = 1\text{MeV}$. 这种平均手续本身给单个共振带来了附加的 1 MeV 的宽度. 我们从图2还可发现, $T = 6\text{MeV}$ 的强度分布

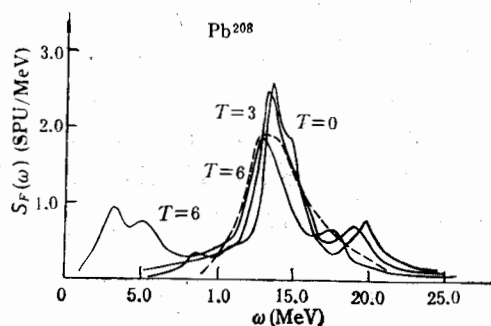


图 2 不同温度下同位旋矢量电偶极巨共振强度分布

-----零温实验值, ——理论计算

在 $\omega = 4$ MeV 附近出现一个低能共振峰, 在零温时并不存在. 这个低能共振来源于高温时粒子分布在费米面附近的弥散, 使得低能的 p-p 和 h-h 激发有可能发生. 在表 3 中, 我们还给出了由 RPA 算出的能量权重和规则 $m_1(\text{RPA})$ 与双对易子结果 $m_1(\text{DC})$ 的比较. 我们的数值计算穷尽了 85% 左右的求和规则.

(2) 电四极共振

图 3 显示计算得到的跃迁强度分布及零温时的实验值. 表 4 给出共振峰位置及能量权重和规则. 我们算得的零温共振能量 $\omega_R = 25.2$ MeV 比实验值^[23] 23.7 MeV 及文献 [17] 的计算值 23.5 MeV 偏高. 这可能是由于本文采用了与文献 [17] 不同的 Skyrme 力. 图 3 中不同温度下曲线的比较也反映了随温度升高共振峰下移并展宽的特点.

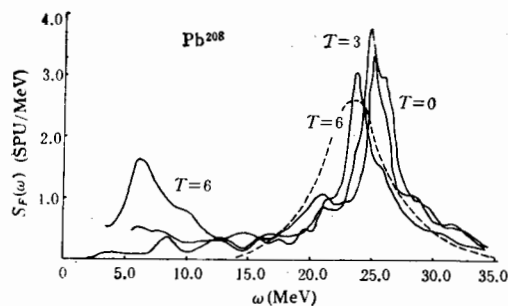


图 3 不同温度下同位旋矢量电四极共振强度分布

-----零温实验值, ——理论计算

表 4 ^{208}Pb 同位旋矢量电四极巨共振的 RPA 结果

$T(\text{MeV})$	$\omega_R^{\text{exp}}(\text{MeV})$	$\omega_R^{\text{cal}}(\text{MeV})$	$m_1(jm^4\text{MeV})$		$\frac{m_1^{\text{RPA}}}{m_1^{\text{DC}}}(\%)$
			DC	RPA	
0	23.7	25.2	4.27×10^4	3.62×10^4	84.8
3	—	24.9	4.34×10^4	3.61×10^4	82.0
6	—	23.7	4.66×10^4	3.41×10^4	73.0

总的来说,我们用基于有限温 HF 的含温度线性响应理论研究了 ^{208}Pb 的同位旋矢量电偶极和电四极巨共振性质对核温度的依赖性。这个坐标空间的 RPA 理论克服了组态数过大的困难。特别适合于描述重核及有限温度情况下的集体激发态,计算结果表明,随着核温度的升高,巨共振峰下移而变宽,与实验结果定性相符。

本工作受到傅德基研究员的支持和帮助;夏克定副研究员在计算机程序方面给予帮助;K.F.Liu 教授与我们进行过有益的讨论。在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] D. M. Brink, Ph. D. thesis, Oxford University, 1955.
- [2] P. Axel, *Phys. Rev.*, **126**(1962), 671.
- [3] G. A. Fisher, et al., *Phys. Rev.*, **C14**(1976), 28.
- [4] D. H. Dowell, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1191.
- [5] Z. Szeftlinski, et al., *Nucl. Phys.*, **A467**(1987), 397.
- [6] J. O. Newton, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1383.
- [7] C. A. Gossett, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1486.
- [8] W. Hennerici, et al., *Nucl. Phys.*, **A396**(1983), 329C.
- [9] J. J. Gaardhoje, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1783.
- [10] J. E. Draper, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49**(1982), 434.
- [11] A. M. Sandorfi, et al., *Phys. Lett.*, **130B**(1983), 19.
- [12] D. Vautherin and Vinh Mau, *Phys. Lett.*, **120B**(1983), 261.
- [13] H. Sagawa and G. F. Bertsch, *Phys. Lett.*, **146B**(1984), 138.
- [14] J. Bar-Touv, *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 1369.
- [15] Cai Yanhuang and M. Di Toro, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 105.
- [16] G. F. Bertsch and S. F. Tsai, *Phys. Rev.*, **18**(1975), 126.
- [17] K. F. Liu and G. E. Brown, *Nucl. Phys.*, **A265**(1976), 385.
- [18] H. D. Luo, Ph. D thesis, University of Kentucky, 1988.
- [19] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 626.
- [20] M. Barranco, A. Polls and J. Martorell, *Nucl. Phys.*, **A444**(1985), 445, and references therein.
- [21] P. Bonche, S. Levit and D. Vautherin, *Nucl. Phys.*, **A427**(1984), 278.
- [22] J. Ahrens, et al., Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Sendai, Japan (1972).
- [23] K. A. Snover, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 317.

The Temperature Dependence of Giant Resonances in High-Excited Nucleus

LI MING

(Physics Department, South China Normal University, Guangzhou 510631)

SONG HONGQIU

(The Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800)

ABSTRACT

We use the Hartree-Fock equation and the linear response theory in finite temperature to calculate the positions and transition strengths of the giant resonances of high-excited nucleus Pb^{208} . The result shows a downward shift and a broadening of the giant resonance energies as temperature increases.