第 13 卷 第 6 期　　高 能 物 理 与 核 物 理　　Vol. 13, No. 6
1989 年 6 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　June, 1989

扩展 Skyrme 力的自洽半经典计算与原子核电模式 isovector 巨共振性质*

李国强　　　徐躬耦
（南京大学）　（南京大学，兰州大学）

摘　　要

利用自洽半经典（SCSC）计算确定的基态核子分布，讨论了电模式 isovector 巨共振性质．特别是，我们不仅考虑了 $\Delta T_3=0$ 的模式，而且考虑了 $\Delta T_3=\pm 1$ 模式，从而讨论了此类巨共振的同位旋性质，给出了它们的增强因子及 Centroid 能量的同位旋分裂．其中增强因子和 HF + RPA 计算结果相一致，而 Centroid 能量的同位旋分裂则和实验事实相近．

一、引　　言

近十几年来，关于巨共振的实验及理论的研究一直是核物理的一个重要领域．实验上，对核基态上的巨共振已作了详尽的研究[1]，而且随着重离子核物理实验手段的不断改进，直接观察和研究热核上的巨共振也成了可能[2]．理论上，自洽 HF + RPA 计算不失为研究巨共振的有力工具．事实上，关于球形核基态上的巨共振，几乎所有的微观计算都是在此框架下进行的[3]．但是，详尽的 HF + RPA 计算也有一些不可避免的困难．首先，要得到巨共振的扩展宽度，必须进行 $2p2h$ 的 RPA 计算，从而涉及一个非常大的组态空间，迄今只对一些轻核作过近似计算[4]；其次，对于形变核基态上巨共振的研究，将碰到基底难以选取的困难；最后，对于热核，显然也存在组态空间太大的问题，而且必须考虑连续谱的影响，即使有限温度的 HF 计算也还存在一些模糊不清的地方，需要花费大量的数值计算时间[5]，更不用说自洽的 HF + RPA 计算了．

另一方面，近几年来，半经典方法重又得到人们的重视．由于此方法主要涉及的是核子密度分布 $\rho_q(\vec{r})$（或相空间分布函数 $f_q(\vec{r},\vec{p},t)$），从而可以避免单粒子波函数带来的复杂性．文献 [6] 中我们已经对球形核的静态及 isoscalar 巨共振性质作了自洽半经典（SCSC）计算，得到了和实验及 HF + RPA 计算相一致的结果．本文的目的是要用此方法讨论球形核 isovector 巨共振性质，并同实验及 HF + RPA 计算作一比较，以进一步检验 SCSC 方法的合理性．同时我们还将用此方法讨论此类巨共振的同位旋分裂现象．我们的最终目的是要讨论形变核及热核上的巨共振．

对于电模式的 isovector 巨共振，以前的讨论常常只考虑其中的 $\Delta T_3=0$ 分量，这

---

* 国家自然科学基金资助项目．
本文 1988 年 1 月 18 日收到．

里 T_3 为原子核同位旋第三分量量子数.但事实上,对此类巨共振,还可能存在 $\Delta T_3=\pm1$ 的分量,我们称这样的模式为电荷交换模式. 常见的 (n,p),(p,n) 及 $(\pi^0,\pi^\pm)$ 反应可能导致 $\Delta T_3=\pm1$ 的巨共振.

与 $\Delta T_3=\pm1$ 模式相应的激发算子是非厄米的, 类似于厄米算子的 Sum rule,我们可以得到非厄米算子的 Sum rule. 通过这些 Sum rule, 可以方便地研究 $\Delta T_3=\pm1$ 模式的性质,特别是巨共振的同位旋分裂.

本文安排如下: 首先简要回顾 SCSC 计算的主要内容; 第三节推导强度函数矩的计算公式,并将结果同 HF + RPA 结果作了比较;第四节讨论巨共振的同位旋性质; 最后为一简短小结.

二、SCSC 方法简介

半经典近似下扩展 Skyrme 力的能量密度泛函 $\mathscr{H}[\rho_n,\rho_p]$ 已由文献[6]给出, 系统总能量为

$$E=\int\mathscr{H}[\rho_n,\rho_p]d\vec{r}. \tag{2.1}$$

由于粒子数守恒, Lagrangian 泛函为:

$$\mathscr{L}[\rho_n,\rho_p]=\int\{\mathscr{H}[\rho_n,\rho_p]-\lambda_n\rho_n-\lambda_p\rho_p\}d\vec{r}. \tag{2.2}$$

其极值的必要条件为:

$$\delta\mathscr{L}[\rho_n,\rho_p]=0. \tag{2.3}$$

取三参量 Fermi 函数为试探核子密度分布

$$\rho_q=\frac{\rho_{0q}}{1+\exp[(r-Rq)/aq]}. \tag{2.4}$$

则(2.3)式转化为:

$$\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\rho_{0q}}=0,\ \frac{\partial\mathscr{L}}{\partial R_q}=0,\ \frac{\partial\mathscr{L}}{\partial a_q}=0. \tag{2.5}$$

由此可确定变分参数,具体计算及结果可见于文献[6].

三、强度函数矩计算公式及结果

我们还是分 $\Delta T_3=0$ (厄米算子)和 $\Delta T_3=\pm1$ (非厄米算子) 两种情况进行讨论.

3.1. $\Delta T_3=0$ 模式

此时尽管激发算子和核子的同位旋自由度有关,但仍是厄米的:

$$Q_\lambda=\sum_{i=1}^{A}F_\lambda(\vec{r}_i)\tau_3(i)=\sum_{i=1}^{A}f_\lambda(r_i)Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i)\tau_3(i). \tag{3.1}$$

电模式 isovector 巨共振的强度函数矩的定义见于文献 [7]. 除了常见的能量权重和非能量权重矩解,还可以有能量负一次及能量三次等强度矩. 对于厄米算子,这些强度矩通过 Sum rule 和一定对易子的 HF 基态期待值相联系,例如对能量权重强度函数矩 m_1^A,

有:

$$m_1^\lambda = \frac{1}{2}\langle 0|[Q_\lambda, [H, Q_\lambda]]|0\rangle. \tag{3.2}$$

与 isoscalar 模式不同的是,由于 Q_λ 与同位旋自由度有关,从而扩展 Skyrme 力中所有动量相关项都将对 $[H, Q_\lambda]$ 作出贡献,必须逐项计算. 在此我们只给出其中一项的计算,即:

$$\begin{aligned}
&Q_\lambda, \left[\sum_{ij}\frac{1}{2}t_2(1+x_2P_\sigma)\vec{k}'\cdot\delta(\vec{r}_i-\vec{r}_j)\vec{k}, Q_\lambda\right] \\
&= \sum_l F_\lambda(\vec{r}_l)\tau_3(l), \left[\sum_{ij}\frac{1}{2}t_2(1+x_2P_\sigma)\vec{k}'\cdot\delta(\vec{r}_i-\vec{r}_j)\vec{k}, \sum_{l'}F_\lambda(\vec{r}_{l'})\tau_3(l')\right] \\
&= \frac{1}{4i}\left[\sum_l F_\lambda(\vec{r}_l)\tau_3(l), \sum_{ij}t_2(1+x_2P_\sigma)(\vec{k}'\cdot\delta(\vec{r}_i-\vec{r}_j)[\nabla_iF_\lambda(\vec{r}_i)\tau_3(i)\right. \\
&\quad \left. -\nabla_jF_\lambda(\vec{r}_j)\tau_3(j)] + [\nabla_iF_\lambda(\vec{r}_i)\tau_3(i)-\nabla_jF_\lambda(\vec{r}_j)\tau_3(j)]\cdot\delta(\vec{r}_i-\vec{r}_j)\vec{k})\right] \\
&= \frac{t_2}{4}\sum_{ij}(1+x_2P_\sigma)\delta(\vec{r}_i-\vec{r}_j)[\nabla_iF_\lambda(\vec{r}_i)\tau_3(i)-\nabla_jF_\lambda(\vec{r}_j)\tau_3(j)]^2 \\
&= \frac{1}{2}\sum_{ij}t_2(1+x_2P_\sigma)[\nabla_iF_\lambda(\vec{r}_i)]^2[1-\tau_3(i)\tau_3(j)]
\end{aligned}$$

在得到最后结果时,利用了 $\delta(\vec{r}_i-\vec{r}_j)$ 的性质.

其余各项可类似计算,最后可得:

$$m_1^\lambda = \frac{\hbar^2}{2m}\frac{A}{4\pi}\left\langle\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f\lambda}{r}\right)^2\right\rangle(1+K) \tag{3.3}$$

其中的K称为 isovector ($\Delta T_3=0$) 模式的 enhancement 因子,具体形式为:

$$\begin{aligned}
K = &\left\{\left[t_1\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)+t_2(1+x_2)\right]\int\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})\left[\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2\right]d\vec{r}\right. \\
&\left.+\left[t_4\left(1+\frac{1}{2}x_4\right)+t_5(1+x_5)\right]\int\rho(\vec{r})\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})\left[\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2\right]d\vec{r}\right\} \\
&\times\left[\frac{\hbar^2}{2m}\left\langle\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2\right\rangle\right]^{-1}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

在得到(3.3)和(3.4)式时,已利用了自旋算子及同位旋算子的性质.

我们用自洽确定了变分参数的(2.4)式及(3.3)和(3.4)式计算了 enhancement 因子K和能量权重强度函数矩 m_1^λ. 我们称这样的结果为 SCSC + RPA 结果,相应地,称用 HF 基态所得的结果为 HF + RPA 结果.表 1 中同时给出 SCSC + RPA 和 HF + RPA 的结果[7]. 比较表明,两种方法给出的结果非常相近.

同 isosalar 巨共振不相同[6],isovector 巨共振性质和所用 Skyrme 力参数有很大关系. 从表 2 可以看出,由 SIII 和 Ska 称得的K有很大的差别. 实际上,从(3.4)式我们就可以看到,K正比于 t_1+t_2, 而对不同的 Skyrme 力参数, t_1+t_2 有很大的差异.

3.2. $\Delta T_3=\pm 1$ 模式

巨共振可以看作相干的 $1p1h$ 激发,文献[6]所讨论的 isoscalar 模式及前面所讨论的 isovector 的 $\Delta T_3=0$ 模式是质子粒子-质子空穴或中子粒子-中子空穴相干激发,形

表 1　isovector（$\Delta T_3=0$）模式的 K 因子与 m_1^λ，SIII

		GMR		GDR		GQR	
		HF + RPA	SCSC + RPA	HF + RPA	SCSC + RPA	HF + RPA	SCSC + RPA
^{40}Ca	K	/	0.280	/	0.385	/	0.280
	m_1^λ	/	4.76×10^4	/	269.9	/	9.47×10^3
^{48}Ca	K	0.28	0.283	0.380	0.386	0.28	0.283
	m_1^λ	6.42×10^4	6.342×10^4	327.6	320.6	1.28×10^4	1.262×10^4
^{90}Zr	K	0.32	0.334	0.40	0.418	0.32	0.334
	m_1^λ	1.81×10^5	1.799×10^5	623.9	633.7	3.60×10^4	3.579×10^4
^{120}Sn	K	0.32	0.352	0.40	0.424	0.32	0.352
	m_1^λ	2.92×10^5	2.884×10^5	831.2	829.3	5.80×10^4	5.737×10^4
^{208}Pb	K	0.34	0.353	0.41	0.445	0.34	0.353
	m_1^λ	7.26×10^5	7.263×10^5	1448.8	1449.7	1.44×10^5	1.445×10^5

表 2　enhancement 因子 K 的比较

核	GDR		GQR	
	SIII	SKa	SIII	SKa
^{48}Ca	0.385	0.651	0.280	0.471
^{90}Zr	0.418	0.703	0.334	0.570
^{120}Sn	0.424	0.705	0.352	0.573
^{208}Pb	0.445	0.721	0.353	0.602

成这些巨共振时核的中子数和质子数不变．而 $\Delta T_3=\pm1$ 模式则涉及质子和中子的互换，形成的是质子粒子-中子空穴或中子粒子-质子空穴，N，Z 分别变为 $N\pm1$、$Z\mp1$．

导致中子粒子-质子空穴激发的算子为:

$$Q_+=\sum_{i=1}^{A}F_\lambda(\vec{r}_i)\tau_+(i)=\sum_{i=1}^{A}f_\lambda(r_i)Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i)\tau_+(i), \tag{3.5a}$$

而导致质子粒子-中子空穴激发的算子为:

$$Q_-=\sum_{i=1}^{A}F_\lambda(\vec{r}_i)\tau_-(i)=\sum_{i=1}^{A}f_\lambda(r_i)Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i)\tau_-(i), \tag{3.5b}$$

其中的 τ_+，τ_- 分别为同位旋 raising 和 lowering 算子:

$$\tau_\pm=\tau_x\pm i\tau_y$$

对于非厄米算子 $Q_\pm$，我们也可以定义强度函数:

$$S^\pm(E)=\sum_{n_\pm}|\langle n_\pm|Q_\pm|0\rangle|^2\delta(E-(E_{n_\pm}-E_0)) \tag{3.6}$$

其中 $|n_+\rangle$ 和 E_{n_+} 为同位旋 raising 算子 Q_+ 所导致的本征态和相应本征能量，而 $|n_-\rangle$ 和 E_{n_-} 是同位旋 lowering 算子 Q_- 所激发的本征态和相应的本征能量．

强度函数矩的定义也是类似的:

$$m_k^{\lambda\pm} = \int S^{\pm}(E)E^k dE = \sum_{n_\pm \neq 0} |\langle n_\pm | Q_\pm | 0 \rangle|^2 (E^{n_\pm} - E_0)^k. \tag{3.7}$$

我们知道,厄米算子的强度函数矩最终归结为对易子(反对易子)的基态期待值. 对于非厄米算子,如果将 $m_k^{\lambda+}$ 和 $m_k^{\lambda-}$ 合在一起考虑,则也有类似的结果:

$$m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+} = \langle 0 | [Q_+, Q_-] | 0 \rangle, \tag{3.8a}$$

$$m_1^{\lambda-} + m_1^{\lambda+} = \langle 0 | [Q_+, (H, Q_-)] | 0 \rangle, \tag{3.8b}$$

$$m_2^{\lambda-} - m_2^{\lambda+} = \langle 0 | [(Q_+, H), (H, Q_-)] | 0 \rangle. \tag{3.8c}$$

我们称(3.8)式为非厄米算子的 Sum rule. 若上式右边的基态为 HF 基态, 则得到的强度函数矩具有 RPA 精度.

类似于 $\Delta T_3 = 0$ 模式的讨论,我们通过计算对易关系可得下列结果:

$$m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+} = \frac{1}{2\pi}[N\langle f_\lambda^2 \rangle_n - Z\langle f_\lambda^2 \rangle_p] \tag{3.9a}$$

$$m_1^{\lambda+} + m_1^{\lambda-} = \frac{\hbar^2}{m}\frac{A}{4\pi}\left\langle \left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2 + \lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2 \right\rangle (1 + K + \eta) \tag{3.9b}$$

$$m_2^{\lambda-} - m_2^{\lambda+} = \frac{\hbar^2}{2m^2} \cdot \frac{1}{\pi}\left[N\left\langle \vec{p}_n^2 \left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2 + \lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2 \right\rangle_n - Z\left\langle \vec{p}_p^2\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2 + \lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2 \right\rangle_p \right] \tag{3.9c}$$

(3.9b)中的K已由(3.4)式给出, η 称为 charge-exchange 模式的 enhancement 因子, 由(3.10)式给出:

表3　$\Delta T_3 = \pm 1$ 模式的 η 因子,零阶和一阶矩, SIII

核		GMR		GDR		GQR	
		HF + RPA	SCSC + RPA	HF + RPA	SCSC + RPA	HF + RPA	SCSC + RPA
^{48}Ca	η	0.30	0.331	0.27	0.317	0.12	0.117
	$m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+}$	4981.3	4976.7	19.5	18.8	396.4	398.7
	$m_1^{\lambda-} + m_1^{\lambda+}$	1.59×10^5	1.571×10^5	786.1	793.1	2.80×10^4	2.717×10^4
^{90}Zr	η	0.41	0.432	0.42	0.413	0.16	0.172
	$m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+}$	1.02×10^4	1.071×10^4	32.4	33.5	809.2	815.3
	$m_1^{\lambda-} + m_1^{\lambda+}$	4.74×10^5	4.851×10^5	1618.0	1621.7	8.10×10^4	8.071×10^4
^{120}Sn	η	0.92	0.903	0.84	0.832	0.37	0.392
	$m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+}$	3.56×10^4	3.631×10^4	80.1	81.5	2836.2	2831.3
	$m_1^{\lambda-} + m_1^{\lambda+}$	3.91×10^5	3.975×10^5	2663.0	2661.7	1.49×10^5	1.532×10^5
^{208}Pb	η	2.09	2.01	2.08	2.03	0.84	0.795
	$m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+}$	1.36×10^5	1.338×10^5	241.2	242.3	1.09×10^4	1.033×10^4
	$m_1^{\lambda-} + m_0^{\lambda+}$	3.71×10^6	3.697×10^4	7181.7	7183.9	4.70×10^5	4.801×10^5

$$\eta=\left\{\frac{1}{8}\left[t_1\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)+t_2\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)\right]\int(\rho_n(\vec{r})-\rho_p(\vec{r}))^2\right.$$
$$\times\left[\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2\right]d\vec{r}$$
$$+\frac{1}{8}\left[t_4\left(1+\frac{1}{2}x_4\right)+t_5\left(1+\frac{1}{2}x_5\right)\right]\int\rho(\vec{r})(\rho_n(\vec{r})-\rho_p(\vec{r}))^2$$
$$\times\left[\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2\right]d\vec{r}$$
$$\left.+\int(\rho_n(\vec{r})-\rho_p(\vec{r}))v_c(\vec{r})f_\lambda^2d\vec{r}\right\}\Big/\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)A\left\langle\left(\frac{df_\lambda}{dr}\right)^2+\lambda(\lambda+1)\left(\frac{f_\lambda}{r}\right)^2\right\rangle \quad (3.10)$$

在得到 (3.9c) 时我们近似地忽略了交换效应.

我们用(2.4)及(3.9)和(3.10)式计算了 $\Delta T_3=\pm 1$ 模式的 enhancement 因子 η 和 $m_0^{\lambda-}-m_0^{\lambda+}$, $m_1^{\lambda-}+m_1^{\lambda+}$, 计算结果在表 3 中给出. 表 3 同时给出了详细的 HF + RPA 计算的结果[7]. 比较表明, SCSC + RPA 是适用于描写 isovector 巨共振的.

四、巨共振的同位旋性质

isovector 巨共振的 $\Delta T=0,\pm 1$ 分量的激发算子分别如(3.1)和(3.5)所示, Q_0 作用于 $T_3=\frac{1}{2}(N-Z)=T$ 的核上, 不改变 T_3 量子数,而 $Q_\pm$ 作用于上述态上,即激发起 $T_3=T\pm 1$ 的态,如图 1 所示. 具有相同总同位旋量子数但不同的同位旋第 3 分量量子数的态, 它们的能量差异显然来自 Coulomb 相互作用. 若不考虑 Coulomb 作用,则 $|T+1,T+1\rangle$, $|T+1,T\rangle$ 和 $|T+1,T-1\rangle$ 三个态有相同的能量,同样, $|T-1,T\rangle$ 和 $|T-1,T-1\rangle$ 也将具有相同的能量.

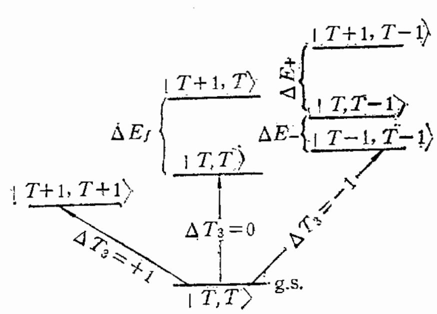

图 1　母核基态及各巨共振激发态

定义 E_+, E_- 和 E 分别为 $\Delta T_3=+1$, -1 和 0 道的 centroid 能量. 类似于文献[8],我们定义 "isovector" 和 "isotensor" 贡献 Δ_V 和 Δ_T 如下:

$$E_+=E+\Delta_V+\Delta_T, \quad (4.1a)$$
$$E_-=E-\Delta_V+\Delta_T. \quad (4.1b)$$

对于巨共振这样的集体模式,可以近似地认为每种激发的强度都分别集中于一个能量上,从而可以得到:

$$\Delta_V = \{E^2(m_0^{\lambda-} - m_0^{\lambda+}) - (m_2^{\lambda-} - m_2^{\lambda+})\}/(m_1^{\lambda-} + m_1^{\lambda+}), \tag{4.2a}$$

$$\Delta_T = \frac{1}{2E}\,\Delta_V^2. \tag{4.2b}$$

得到了 Δ_V 和 Δ_T 后,就可利用文献[8]的结果计算巨共振能量的同位旋分裂(见图 1):

$$\Delta E_+ = E_{T+1} - E_T = (T+1)\left[\frac{\Delta_V}{T} + \frac{(2T-1)}{2}\left(\frac{\Delta_T}{T^2}\right)\right], \tag{4.3a}$$

$$\Delta E_- = E_T - E_{T-1} = T\left[\frac{\Delta_V}{T} - \frac{(2T+3)}{2}\left(\frac{\Delta_T}{T^2}\right)\right]. \tag{4.3b}$$

强度函数矩的计算公式已在第 3 节中给出，我们分别讨论了球形核 ^{48}Ca，^{90}Zr，^{120}Sn 和 ^{208}Pb 上的 isovector GDR 和 GQR. 表 4 给出了对 GDR 的计算结果,并同实验测量结

表 4 isovector GDR 的同位旋性质，SKa

核	Δ_V	Δ_T	ΔE_-(MeV)		ΔE_+(MeV)	
	MeV	MeV	理 论	实 验	理 论	实 验
^{48}Ca	3.75	0.77	2.7	—	5.5	—
^{90}Zr	2.83	0.71	2.0	2.2	4.1	3.9
^{120}Sn	4.31	1.02	3.2	3.6	5.8	5.5
^{208}Pb	7.64	3.21	4.2	4.5	11.3	11.2

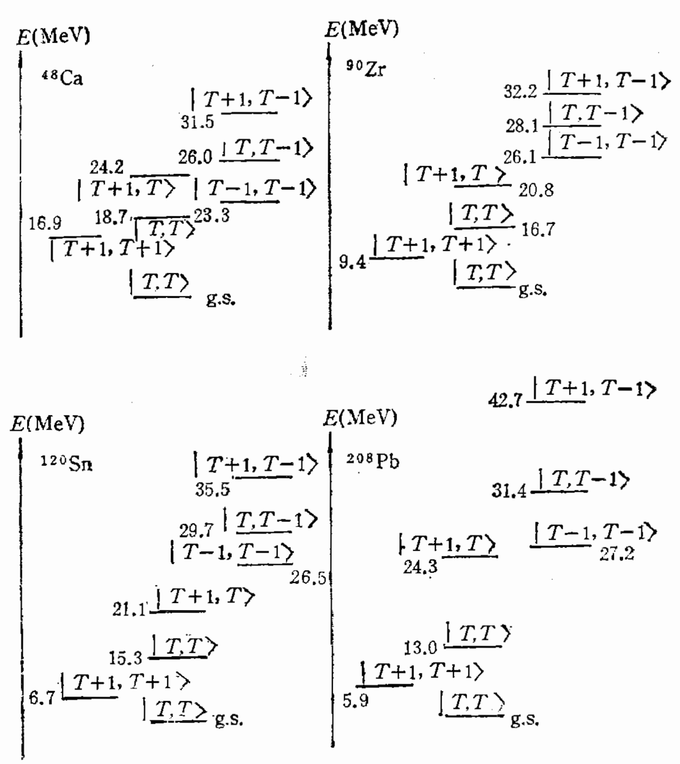

图 2 isovector GDR 的同位旋性质

表 5　isovector GQR 的同位旋性质，SKa

核	Δ_V(MeV)	Δ_T(MeV)	ΔE_+(MeV)	ΔE_-(MeV)
^{48}Ca	4.84	0.36	6.4	4.3
^{90}Zr	3.54	0.24	4.3	3.5
^{120}Sn	6.06	0.33	6.8	5.9
^{208}Pb	7.25	0.51	8.1	6.7

果作了比较[8]，发现理论结果和实验事实非常接近．表 5 给出了对 GQR 的计算结果，实验上迄今对这种模式的同位旋性质研究不多，所以无法进行比较．

另外我们可以近似地认为 $E_+(T+1)$ 和 $E(T+1)$，$E(T+1)$和 $E_-(T+1)$ 间的能量差即为下列 Coulomb 移动

$$\bar{\Delta}_c = \int (\rho_n(\vec{r}) - \rho_p(\vec{r})V_c(\vec{r})d\vec{r}/(N-Z).$$

利用表 4 和表 5 的结果就可以算得图 1 中各激发态相对于母核基态的激发能量．计算中我们取 $\Delta T_3 = 0$ 模式的 E_T 近似地等于 Centroid 能量 E 的下列经验值：

$$E_T \simeq E = 78.0A^{-\frac{1}{3}}(\mathrm{GDR}),$$

$$E_T \simeq E = 130.0A^{-\frac{1}{3}}(\mathrm{GQR}).$$

图 2 和图 3 中我们分别给出了球形核 ^{48}Ca，^{90}Zr，^{120}Sn 和 ^{208}Pb 中 isovector GDR 和 GQR 各同位旋分量相对于母核基态的激发能量．所用参数为 SKa．

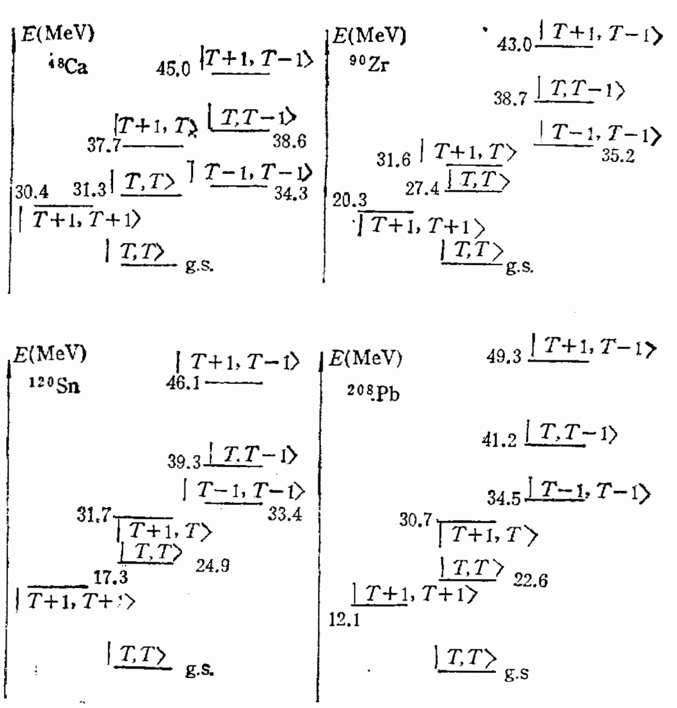

图 3　isovector GQR 的同位旋性质

五、小 结

本文在文献[6]的基础上进一步用半经典方法讨论了 isovector 巨共振性质. 特别是,我们不仅考虑了 $\Delta T_3=0$ 分量,而且考虑了 $\Delta T_3=\pm 1$ 分量,从而研究了巨共振的同位旋性质.

对于强度函数矩的计算结果表明,SCSC + RPA 方法得到的结果和 HF + RPA 得到的结果几乎相同,从而进一步肯定了 SCSC 方法在讨论原子核巨共振性质时的合理性. 如果我们能对 isovector 巨共振也称得 m_3^1,则可得到其 Centroid 能量. 另外,如果能进一步计算静态极化 m_{-1}^1,则可计算巨共振的宽度. 这方面的工作正在进行之中.

原子核巨共振的同位旋分裂问题实验上还研究得并不多, 而且主要集中于对 GDR 的研究. 文献[8]从 (p, n) 反应确定了处于 $|T-1, T-1\rangle$ 的 GDR. 理论上, 文献[7]从核子-核子相互作用角度探讨了同位旋分裂问题. 我们对于巨共振同位旋分裂的理论计算和已有的实验事实是相符的.

我们的最终目的是希望用此方法讨论形变核,热核和高自旋核上的巨共振. 由于 SCSC 方法主要涉及核子密度分布,因而完全可以相信将此方法推广到形变核,热核和转动核是可行的. 当然在实际的计算中还会碰到许多具体的困难,如核子-核子相互作用的选取,因为对于形变核,对关联将是重要的,而 Skyrme 力并没有包括成对效应.

参 考 文 献

[1] F. E. Berttrand, *Nucl. Phys.*, **A354**(1981), 129.
[2] G. F. Bertsch et al., *Phys. Today.*, **39**(1986), 44.
[3] G. E. Goeke and J. Speth, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32**(1982), 65.
[4] J. S. Dehesa et al., *Phys. Rev.*, **C15**(1976), 1858.
[5] P. Bonche et al., *Nucl. Phys.*, **A372**(1981), 496.
[6] 李国强等,扩展 Shyrmeb 的自洽半经典计算与原子核静态 isoscalav 巨共振性质(待发表).
[7] N. Auerbach et al., *Nucl. Phys.*, **A395**(1983), 77.
[8] R. Leondardi, *Phys. Rev.*, **C14**(1976), 385.
[9] W. A. Sterrmburg et al., *Phys. Rev. Lett.*, 45(1980), 1839.

SELFCONSISTENT SEMICLASSICAL CALCULATION WITH EXTENDED SKYRME FORCES AND THE PROPERTIES OF ISOVECTOR GIANT RESONANCES

Li Guoqiang Xu Gongou
(*Nanjing University*) (*Nanjing University, Lanzhou University*)

Abstract

The properties of isovector giant resonances are discussed with the help of the nuclear ground state density profiles obtained from self consiotent semi-classical calculation. Both the component with $\Delta T_3=0$ and the components with $\Delta T_3=\pm 1$ are considered. The isospin properties of the giant resonances are thereby studied. The results are in good agreement with HF+RPA calculation and experimental evidences.