第14卷 第10期 高能物理与核物理 Vol. 14, No. 10
1990年10月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Oct., 1990

自洽半经典 Sum rule 方法研究巨共振的平均性质*

李国强 徐躬耦
(杭州大学物理系) (南京大学物理系,兰州大学近代物理系)

摘 要

从同一扩展 Skyrme 力出发，用自洽半经典方法确定球形核基态密度分布 ρ_n 和 ρ_p，用 Sum rule 方法计算强度函数矩 m_{-1}^{λ}，m_1^{λ} 和 m_3^{λ}，从而具体计算了 isovector 巨单极,巨偶极和巨四极共振的平均激发能量,以及 isoscalar 巨单极和巨四极共振的宽度,部分结果同实验事实做了比较.

一、引 言

无规位相近似（RPA）是研究原子核巨多极共振的主要方法之一，通常的做法是从同一有效核子-核子相互作用(如 Skyrme 力)出发,先得到单粒子态和粒子-空穴相互作用,再解 RPA 方程得到巨共振的激发能谱(强度函数).这样的计算对于大范围的研究常常是相当复杂的[1,2].关于强度函数矩的 Sum rule 方法能使问题大为简化[3,4]. 通过 Sum rule，强度函数的 k 阶矩可以表示为一定对易子(或反对易子)的基态期待值. 如果将强度函数矩限于 $1p1h$ RPA, 那么只要知道非关联的 HF 基态就能计算上述强度函数矩了. 而且在以前的工作中[5,6],我们已经知道,对于巨共振这样的集体激发,完全有可能用自洽半经典 (SCSC) 方法来确定原子核的基态，取代比较复杂的 HF 计算. 我们称利用 SCSC 方法确定的基态及 Sum rule 公式计算强度函数矩的方法为自洽半经典 Sum rule 方法， 用此方法可以在广泛的核素范围内非常方便地研究巨多极共振的平均性质.

在以前的工作中,我们用自洽半经典 Sum rule 方法计算了 isoscalar 巨共振的平均激发能量[5],得到了和实验及复杂的 HF+RPA 计算相符得很好的结果. 另外在文献[6]中我们还研究了 isovector 巨共振的同位旋性质，但没有计算它们的平均激发能量. 本文中我们将利用类似的方法计算 isovector 巨共振的平均激发能量，使整个工作更加完整.

巨共振宽度也是反映巨共振性质的重要物理量. 巨共振的衰变包括直接发射核子进入连续谱（逃逸宽度 $\Gamma^{\uparrow}$）和进入更复杂的组态（$2p2h$ 等)最终形成复合核（扩展宽度 $\Gamma^{\downarrow}$）两种可能. $\Gamma^{\uparrow}$ 和 $\Gamma^{\downarrow}$ 的相对大小反映了核反应机制，是以直接反应或以复合核反应为主.

本文 1989 年 3 月 17 日收到.
* 国家自然科学基金资助的项目.

在截断的分立基上所进行的 $1p1h$ RPA 计算无法给出巨共振的宽度[1]，如果在计算中包括连续谱的影响，则可得到逃逸宽度[7,8]，要得到扩展宽度，则至少必须考虑 $2p2h$ 组态同巨共振之间的耦合，即进行 $2p2h$、RPA 计算。在这样的计算中必将遇到组态空间太大，数值计算难以进行等困难，至今只在一定的近似下对扩展宽度作过一些估算[9,10]。

本文中我们将从自洽半经典 Sum rule 的角度来探讨巨共振宽度的计算。除了 m_1^λ 和 m_3^λ 外，为了得到巨共振宽度，我们还必须知道 m_{-1}^λ。对 m_{-1}^λ 不存在简单的 Sum rule，但仍可通过约束的自洽半经典方法得到 m_{-1}^λ。

为使静态计算和动力学计算自洽起见，我们在整个工作中采用同一 Skyrme 力作为核子-核子相互作用。Skyrme 力已被广泛地应用于核物理的许多领域，如计算核子-核光学势[11]，核-核光学势[12,14]等。这样工作表明，SKa，SKM GS2 等 Skyrme 力既能正确地预言核的基态性质，又能合理地描述核的激发态性质。通过本工作，我们可以对这一问题有进一步的认识。

二、自洽半经典方法简介

在非相对论量子力学中，核多体系统的性质由下列哈密顿量决定：

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}_{\mathrm{Skyrme}} = \sum_{i=1}^{A} \frac{\vec{P}_i^2}{2m} + \sum_{i<j} v_{ij}, \tag{1}$$

其中已取核子-核子相互作用为 Skyrme 力[5,7]。

从(1)出发，采用 HF 近似，可以得到核多体系统的能量密度 $\mathscr{H}(\tau_q, J_q, \rho_q)$[5]。对其中的动能密度 τ_q 和自旋-轨道密度 $\vec{J}_q$ 采用半经典的泛函形式[13]，则可以得到能量密度泛函 $\mathscr{H}[\rho_n, \rho_p]$，考虑到核子数给定这一约束条件，拉格朗日泛函为：

$$\mathscr{L}[\rho_n, \rho_p] = \int \{\mathscr{H}[\rho_n, \rho_p] - \lambda_n \rho_n - \lambda_p \rho_p\} d\vec{r}. \tag{2}$$

由此拉格朗日的定态条件可以确定球形核基态的核子密度 $\rho_n(\vec{r})$ 和 $\rho_p(\vec{r})$。

三、自洽半经典 Sum rule 方法与 isovector 巨共振

用Sum rule 方法研究巨共振平均性质，就可以避免解 RPA 方程，而只要知道 HF 基态就足够了，而且在很多情况下，尤其对于巨共振这样的集体激发，HF 基态完全可以用 SCSC 基态代替（即所谓的自洽半经典 Sum rule 方法）。

强度函数 $S_\lambda(E)$ 反映了核系统对外界扰动 $\hat{F}_\lambda$ 的影响，定义强度函数 k 阶矩 m_k^λ：

$$m_k^\lambda = \int dES(E)E^k = \sum_{n\neq 0} |\langle n|\hat{F}_\lambda|0\rangle|^2 (E_n - E_0)^k, \tag{3}$$

可以证明：

$$m_1^\lambda = \frac{1}{2}\langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{H}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle, \tag{4}$$

$$m_3^\lambda = \frac{1}{2}\langle 0|[[\hat{F}_\lambda, \hat{H}], [\hat{H}, [\hat{H}, \hat{F}_\lambda]]]|0\rangle, \tag{5}$$

如果右边的基态 $|0\rangle$采用 HF 基态，则得到的强度函数矩具有 $1p1h$ RPA 精度。

对于 isoscalar 巨共振，可以证明 $[V_{\rm Skyrme}, \hat{F}_\lambda] = 0$，从而对于 m_3^λ 有：

$$m_3^\lambda = \frac{1}{2}\langle 0|[[\hat{F}_\lambda, \hat{T}], [\hat{H}, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]]|0\rangle \tag{6}$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial\eta^2}\langle\eta|\hat{H}|\eta\rangle|_{\eta=0}$$

$$|\eta\rangle = \exp[\eta, F'_\lambda]|0\rangle, \quad F'_\lambda = [\hat{T}, \hat{F}_\lambda].$$

对于 isovector 巨共振，一般地 $[V_{\rm Skyrme}, \hat{F}_\lambda] \neq 0$，因而不存在象(6)式那样的简单关系，对于 m_1^λ，由于它和哈密顿成线性关系，可以证明：

$$m_1^\lambda = \frac{1}{2}\langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{H}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle$$

$$= \frac{1}{2}\langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{T} + V_{\rm Skyrme}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle$$

$$= \frac{1}{2}\langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle(1 + K),$$

$$K = \langle 0|[\hat{F}_\lambda, [V_{\rm Skyrme}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle / \langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle, \tag{7}$$

K 称为 isovector 的加强因子。

m_3^λ 的处理则是很困难的。Brack[15] 等人忽略了势的贡献。即直接利用 (6)式，对 isovector GMR 和 GDR 作了考虑。文献[4]指出，对于 isovector 巨共振，其三阶矩 m_3^λ 可近似地用 Scaling 方法处理。如果忽略巨共振的宽度，那么：

$$(m_3^\lambda)_{\rm RPA} \simeq (m_3^\lambda)_{\rm Scaling} = 2(m_1^\lambda)_{\rm RPA}\frac{\langle 0|[[\hat{F}_\lambda, \hat{T}], [\hat{H}, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]]|0\rangle}{(\langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle)^2}, \tag{8}$$

将(7)式代入(8)式可得：

$$m_3^\lambda \simeq \frac{1}{2}\langle 0|[[\hat{F}_\lambda, \hat{T}], [\hat{H}, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]]|0\rangle(1 + K)^2, \tag{9}$$

从而 isovector 巨共振的平均激发能量为：

$$E_\lambda = \sqrt{m_3^\lambda / m_1^\lambda} = \sqrt{\frac{\langle 0|[[\hat{F}_\lambda, \hat{T}], [\hat{H}, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]]|0\rangle}{\langle 0|[\hat{F}_\lambda, [\hat{T}, \hat{F}_\lambda]]|0\rangle}}(1 + K). \tag{10}$$

下面我们将分别讨论 isovector 巨单极 (GMR)，巨偶极(GDR)和巨四极共振(GQR)。

1. 巨单极共振 (GMR)

其激发算子一般取为：

$$\hat{F}_0 = \sum_{i=1}^{A} r_i^2 t_3(i)$$

其中 $t_3(i)$ 是和核子同位旋第三分量有关的量子数：

$$t_3(i)=t_{3q}=\begin{cases}+1 & q=p\\ -1 & q=n\end{cases}$$

对于 m_1^0，可直接计算对易关系 $[\hat{F}_0,\ [\hat{H}\ \hat{F}_0]]$ 得到[6].结果为:

$$m_1^0=\frac{2\hbar^2}{m}A\langle r^2\rangle(1+K)$$

$$K=\left\{\left[t_1\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)+t_2\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)\right]\int r^2\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})d\vec{r}\right.$$

$$\left.+\left[t_4\left(1+\frac{1}{2}x_4\right)+t_5\left(1+\frac{1}{2}x_5\right)\right]\int r^2\rho(\vec{r})\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})d\vec{r}\right\}$$

$$\Big/\frac{\hbar^2}{2m}A\langle\vec{r}\rangle$$

对于 m_3^0，我们采用(9)式。核子波函数的 Scaling 变换为:

$$\varphi_{in}(\vec{r},\alpha)=e^{-\frac{3\alpha}{2}}\varphi_{in}(e^{-\alpha\vec{r}},\ 0)\quad \alpha=-\frac{2\hbar^2}{m}\eta$$

$$\varphi_{ip}(\vec{r},\alpha)=e^{+\frac{3\alpha}{2}}\varphi_{ip}(e^{\alpha\vec{r}},\ 0).$$

从而可以得到 m_3^0 的具体表达式,对于出现在这一表达式中的动能密度 τ_q 和自旋-轨道密度 $\vec{J}_q$，我们采用它们的半经典泛函形式,而对于核子密度 ρ_q，则采用 SCSC 计算的结果,这样可以计算 m_1^0，m_3^0，并由(10)式计算 GMR 的平均激发能量. 具体计算中我们采用扩展 Skyrme 力 SKM. 计算结果及同实验的比较在表 1 中给出[16,17],从这一比较中我们看到，我们所采用的自洽半经典 Sum rule 方法基本上能再现巨共振的平均激发能量.

表 1 isovector GMR 的平均激发能量，SKM

核	m_1^0 (MeV · fm⁴)	m_3^0 (MeV³ · fm⁴)	K	E(MeV)	
				理论	实验
^{40}Ca	5.73×10^4	5.758×10^7	0.453	31.7	31.1±2.2
^{60}Ni	7.861×10^4	7.361×10^7	0.479	30.6	/
^{90}Zr	1.834×10^5	1.586×10^8	0.543	29.4	28.5±2.6
^{120}Sn	2.906×10^5	2.778×10^8	0.551	28.0	/
^{208}Pb	7.803×10^5	4.916×10^8	0.597	25.1	26.0±3.0

2. 巨偶极共振（GDR）

其激发算子一般取为:

$$\hat{F}_1=\sum_{i=1}^{A}Z_i t_3(i).$$

通过计算对易关系可得到 m_1^1 和加强因子 K 的表达式:

$$m_1^1=\frac{\hbar^2}{2m}\frac{3}{4\pi}A(1+K),$$

$$K = \left\{\left[t_1\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)+t_2\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)\right]\int\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})d\vec{r}\right.$$
$$+\left[t_4\left(1+\frac{1}{2}x_4\right)+t_5\left(1+\frac{1}{2}x_5\right)\right]$$
$$\left.\cdot\int\rho(\vec{r})\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})d\vec{r}\right\}\Big/\frac{\hbar^2}{2m}A.$$

单核子波函数的 Scaling 变换为:

$$\varphi_{in}(\vec{r},\alpha)=\varphi_{in}\left(\vec{r}+\frac{\alpha}{2}\vec{e}_z\right),\quad \alpha=-\frac{2\hbar^2}{m}\eta$$
$$\varphi_{ip}(\vec{r},\alpha)=\varphi_{ip}\left(\vec{r}-\frac{\alpha}{2}\vec{e}_z\right).$$

从而利用 GMR 相类似的处理方法,可以得到 m_3^1 的计算公式,计算 isovector GDR 的平均激发能量计算中仍用 SKM.,计算结果及和实验的比较[18]见表2,目前的理论方法很好地再现了实验结果。

表 2　isovector GDR 的平均激发能量，SKM

核	m_1^1 (MeV · fm²)	m_3^1 (MeV³ · fm²)	K	E(MeV)	
				理论	实验
^{40}Ca	314.1	1.333×10⁵	0.583	20.6	19.8±0.5
^{60}Ni	503.3	1.760×10⁵	0.691	18.7	/
^{90}Zr	759.5	2.169×10⁵	0.701	16.9	16.5±0.2
^{120}Sn	1017.9	2.321×10⁵	0.710	15.1	15.4
^{208}Pb	1778.9	3.006×10⁵	0.724	13.0	13.5±0.1

3. 巨四极共振（GQR）

其激发算子一般取为:

$$\hat{F}_2=\sum_{i=1}^{A}(x_i^2+y_i^2-2z_i^2)t_3(i),$$

通过具体计算对易关系 $[\hat{F}_2,[\hat{H},\hat{F}_2]]$ 可以得到 m_1^2 和 K:

$$m_1^2=\frac{\hbar^2}{2m}\frac{10}{4\pi}A\langle r^2\rangle(1+K),$$
$$K=\left\{\left[t_1\left(1+\frac{1}{2}x_1\right)+t_2\left(1+\frac{1}{2}x_2\right)\right]\int\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})r^2d\vec{r}\right.$$
$$\left.+\left[t_4\left(1+\frac{1}{2}x_4\right)+t_5\left(1+\frac{1}{2}x_5\right)\right]\int r^2\rho(\vec{r})\rho_n(\vec{r})\rho_p(\vec{r})d\vec{r}\right\}$$
$$\Big/\frac{\hbar^2}{2m}A\langle r^2\rangle.$$

单核子波函数的 Scaling 变换为:

$$\varphi_{in}(\vec{r},\alpha) = \varphi_{in}(e^{-\alpha}x,\ e^{-\alpha}y,\ e^{2\alpha}z),\ \alpha = -\frac{2\hbar^2}{m}\eta$$

$$\varphi_{ip}(\vec{r},\alpha) = \varphi_{ip}(e^{\alpha}x,\ e^{\alpha}y,\ e^{-2\alpha}z)$$

利用处理 GMR 相似的方法,可以得到 m_3^2 的计算公式,利用(10)式可计算 GQR 的平均激发能量.计算结果及和实验事实的比较见表 3[19]. GQR 的加强因子和 GMR 的加强因子相同,理论计算和实验事实基本相符,又一次证实了自洽半经典 Sum rule 方法在研究巨共振平均性质方面的合理性.

表 3 isovector GQR 的平均激发能量,SKM

核	m_1^2(MeV · fm^4)	m_3^2 (MeV^3 · fm^4)	K	E(MeV)	
				理论	实验
^{40}Ca	1.141×10^4	1.311×10^7	0.453	33.9	/
^{60}Ni	1.564×10^4	1.662×10^7	0.479	32.6	31.9 ± 0.6
^{90}Zr	3.645×10^4	2.961×10^7	0.543	28.5	27.9 ± 1.0
^{120}Sn	5.783×10^4	4.000×10^7	0.551	26.3	/
^{208}Pb	1.553×10^4	7.585×10^7	0.597	22.1	22.5 ± 1.0

四、isoscalar 巨共振的宽度

为了计算巨共振的宽度,我们还必须得到逆能量权重矩 m_{-1}^{λ}. 对于 m_{-1}^{λ}, 由于它和系统的静态极化密切相关, 我们仍有可能在不知道 $S_\lambda(E)$ 的具体形式的情况下得到 m_{-1}^{λ}.

系统的动力学极化 $\alpha(\omega)$ 与算子 F_λ 的激发强度有下列关系:

$$\alpha(\omega) = 2\sum_{n\neq0}\frac{(E_n-E_0)|\langle n|F_\lambda|0\rangle|^2}{(E_n-E_0)^2-\omega^2}, \tag{11}$$

从而:

$$m_{-1}^{\lambda} = \frac{1}{2}\alpha(\omega)|_{\omega=0}, \tag{12}$$

$\alpha(0)$ 即为系统的静态极化,通常 $\alpha(0)$ 是通过对哈密顿 $H-\varepsilon F_\lambda$ 的约束 HF 计算得到的. 这样的计算在 SCSC 方法中等价于对下列 Lagrangian 的变分:

$$\mathscr{L}'[\rho_n,\rho_p] = \int\{\mathscr{H}[\rho_n,\rho_p]-\mu_n\rho_n-\mu_p\rho_p\}d\vec{r}-\varepsilon\mathscr{F}_\lambda[\rho_n,\rho_p],$$

$$\mathscr{F}_\lambda[\rho_n,\rho_p] = \int F_\lambda(\rho_n(\vec{r})+\rho_p(\vec{r}))d\vec{r}. \tag{13}$$

对于某个给定的小正数 ε,我们可以确定分布 $\rho_n(\varepsilon)$, $\rho_p(\varepsilon)$, 并计算激发算子的期待值 $\bar{F}_\lambda(\varepsilon)$. 按微扰展开方法,可以证明[20,4],

$$m_{-1}^{\lambda} = \frac{1}{2}\frac{d\bar{F}_\lambda(\varepsilon)}{d\varepsilon}\bigg|_{\varepsilon=0}. \tag{14}$$

本文中我们讨论 isoscalar 巨单极和巨四极共振的宽度，它们的激发算子分别为：

$$F_0 = \sum_{i=1}^{A} r_i^2, \text{ (GMR)}$$

$$F_2 = \sum_{i=1}^{A} r_i^2 Y_{20}(\Omega_i), \text{ (GQR)}$$

m_1^λ 和 m_3^λ 的具体表达式已在文献[5]中给出。 由于无法得到 $\bar{F}_\lambda(\varepsilon)$ 关于 ε 的明显函数形式，m_{-1}^λ 必须采用数值方法计算，我们所用的是五点数值微分方法，并取步长 $\Delta\varepsilon = 0.05$。

强度函数的方根差（Variance）σ 可由 m_{-1}^λ，m_1^λ 和 m_3^λ 得到[3]

$$\sigma = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{m_3^\lambda}{m_1^\lambda} - \frac{m_1^\lambda}{m_{-1}^\lambda}}. \tag{15}$$

如果认为巨共振的强度分布具有高斯形式，则其宽度和 σ 有下列关系[3]。

$$\Gamma = \sqrt{8\ln 2}\,\sigma, \tag{16}$$

由此可得到关于 Γ 的一个估算。

计算结果分别列于表 4(GMR) 和表 5(GQR) 中，两表中均给出了实验上测得的宽度以资比较[21]。从表中可以看到，我们的计算结果和实验事实有相同的量级，定量符合也尚可。误差的主要来源是关于强度分布具有高斯形式的假定，大多数关于巨共振宽度的计算都无法避免类似的近似。

五、小　结

我们将用自洽半经典方法确定核基态与用 Sum rule 方法计算强度函数矩相结合，提出了一种研究巨多极共振平均性质的有效、合理且方便的方法，即本文所介绍的自洽半

表 4　GMR 的宽度，SIII

核	m_1(MeV · fm^4)	m_3 (MeV^3 · fm^4)	m_{-1} (MeV^{-1} · fm^4)	σ (MeV)	Γ(MeV)	
					th.	exp.
^{40}Ca	0.372×10^5	0.150×10^8	92.54	2.01	4.72	/
^{48}Ca	0.499×10^5	0.185×10^8	139.26	1.76	4.14	/
^{60}Ni	0.701×10^5	0.237×10^8	214.57	1.69	3.98	2.7 ± 0.3
^{90}Zr	1.331×10^5	0.398×10^8	466.20	1.84	4.32	3.6 ± 0.3
^{120}Sn	2.163×10^5	0.561×10^8	894.17	2.09	4.91	4.0 ± 0.3
^{208}Pb	5.369×10^5	1.073×10^8	2786.19	1.34	3.14	2.6 ± 0.3

经典 Sum rule 方法，用这一方法我们具体计算了 isovector GMR，GDR，GQR 的一阶和三阶强度函数矩 m_1^λ 和 m_3^λ，从而计算了它们的平均激发能量，计算结果和实验事实符合得很好。

表 5 GQR 的宽度，SIII

核	m_1(MeV · fm^4)	m_3 (MeV^3 · fm^4)	m_{-1} (MeV^{-1} · fm^4)	σ (MeV)	Γ(MeV)	
					th.	exp.
^{40}Ca	7.395×10^3	0.232×10^7	0.245×10^2	1.71	4.01	3.0 ± 0.3
^{48}Ca	9.924×10^3	0.290×10^7	0.356×10^2	1.86	4.37	/
^{60}Ni	1.392×10^4	0.349×10^7	0.613×10^2	2.44	5.73	5.0 ± 0.4
^{90}Zr	2.647×10^4	0.534×10^7	1.451×10^2	2.20	5.17	4.3 ± 0.4
^{120}Sn	4.302×10^4	0.749×10^7	2.699×10^2	1.92	4.52	4.0 ± 0.3
^{208}Pb	1.068×10^5	1.340×10^7	9.028×10^2	1.34	3.16	2.7 ± 0.3

自洽半经典方法已由零温度推广到有限温度，而 Sum rule 方法也已被推广到有限温度情形，将这两个方法相结合，就自然得到有限温度自洽半经典方法。用这一方法可研究巨多极共振平均性质的温度依赖性[22]。

参 考 文 献

[1] N. Auerbach, A. Klein, *Nucl. Phys.*, **A395** (1983), 77.
[2] G. E. Goeke, J. Speth, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32** (1982), 65.
[3] O. Bohigas et al., *Phys. Rep.*, **51** (1979), 267.
[4] S. Stringari, *Nucl. Phys.*, **A309** (1978), 177, 189, *Ann. Phys.*, **151** (1983), 35.
[5] 李国强、徐躬耦，高能物理与核物理，**13**(1989)642.
[6] 李国强、徐躬耦，高能物理与核物理，**13**(1989)544.
[7] S. Shlomo et al., *Nucl. Phys.*, **A243** (1975), 507.
[8] S. Adachi, *Phys. Lett.*, **125B** (1983), 5.
[9] P. F. Bortignon et al., *Nucl. Phys.*, **A371**(1981), 406.
[10] S. Adachi et al., *Nucl. Phys.*, **A306** (1978), 53.
[11] Ge Ling-Xian et al., *Nucl. Phys.*, **A459** (1986), 77.
[12] Li Guo-Qiang, Xu Gong-Ou, *Nucl. Phys.*, **A492** (1989), 340.
[13] M. Brack et al., *Phys. Rep.*, **123**(1985), 275.
[14] Li Guo-Qiang, Xu Gong-Ou, *Chin. Phys. Lett.*, **5**(1988), 549.
[15] P. Gleissl et al., Preprints of the Niels Bohr Institute, NBI-88-62.
[16] M. Buenerd et al., *J. de Phys.*, **C45**(1984), c4.
[17] J. D. Bowman, Nuclear Structure 1985, (North-Holland, 1985).
[18] B. L. Berman et al., *Rev. Mod. Phys.*, **47**(1975), 713.
[19] F. E. Bertrand, *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 1832.
[20] L. E. Reihl, A Modern Course in Statistical Physics, (University of Texas Press, 1980).
[21] Proc. of Nucl. Phys. Workshop, I. C. T. P., Trieste, Italy, 1981.
[22] 李国强、徐躬耦，物理学报，**38**(1989)，1413.

A SELFCONSISTENT SEMICLASSICAL SUM RULE APPROACH TO THE AVERAGE PROPERTIES OF GIANT RESONANCES

Li Guoqiang

(Physics Department of Hangzhou University)

Xu Gongou

(Physics Department of Nanjing University, Modern Physics Department of Lanzhou University)

Abstract

The average energies of isovector giant resonances and the widths of isoscalar giant resonances are evaluated with the help of a selfconsistent semiclassical Sum rule approach. The comparison of the present results with experimental ones justifies the self consistent semi classical sum rule approach to the average properties of giant resonances.