

# 稳定和不稳定核巨共振性质的相对论研究\*

曹李刚<sup>1)</sup> 刘 玲<sup>1)</sup> 陈宝秋<sup>1 2)</sup> 马中玉<sup>1 2 3)</sup>

<sup>1)</sup> 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

<sup>2)</sup> 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 370000 兰州)

<sup>3)</sup> 中国科学院理论物理研究所, 100080 北京)

(2000 年 9 月 24 日收到)

在相对论平均场的基态上自洽的相对论无规位相近似(RRPA)理论框架下, 研究稳定和 unstable 核的巨共振性质. 研究了稳定核  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{16}\text{O}$  和 unstable 核  $\text{Ca}$  同位素链同位旋标量和同位旋矢量集体巨共振激发, 并讨论了 Dirac 海负能核子态和矢量介子空间分量对核的巨共振性质的影响. 研究的结果表明, Dirac 海负能核子态和矢量介子空间分量对同位旋标量激发有贡献, 特别是对重核, 而对轻核它的贡献减弱, 对于同位旋矢量激发的贡献可忽略. 几组常用的相对论平均场非线性模型参量, 不仅能成功的描述有限核的基态性质, 也能很好地描述核的巨共振激发. 对于  $N/Z$  极端情况下, 同位旋矢量巨偶极激发模式存在低能集体激发, 它是由于费密面附近弱束缚核子的激发和同位旋混杂效应.

关键词: 相对论无规位相近似, 核巨共振

PACC: 2160J, 2430

## 1 引 言

近年来, 相对论平均场(RMF)理论在描述有限核性质, 包括球形核、变形核以及远离  $\beta$  稳定线核的性质方面, 取得了很大的成功<sup>[1, 2]</sup>. 相对论平均场不仅广泛地用来描述核基态性质而且推广应用于重离子碰撞、核天体、超核等方面的研究. 相对论平均场理论的一个重要的推广是研究核结构的动力学过程, 如集体巨共振性质的研究. 早在八十年代末, 基于 Walecka 线性  $\sigma$ - $\omega$  模型<sup>[1]</sup>, Kurasawa 等<sup>[3]</sup>研究了在核物质中的线性响应; L' Huillier 等<sup>[4]</sup>和 Shepard 等<sup>[5]</sup>研究了有限核的响应函数和巨单极共振. 由于他们采用的线性模型给出的核物质的不可压缩性系数过大, 其结果只能给出定性的讨论. 为了定量地描述核基态的性质, 必须引入介子的非线性的自相互作用<sup>[2]</sup>. 近来, 在相对论无规位相近似计算中考虑了介子的非线性自相互作用项<sup>[6, 7]</sup>, 并且研究了在相对论平均场(RMF)基态上的相对论无规位相近似(RRPA)的自洽处理<sup>[8-10]</sup>. 研究表明, 在相对论完备基下 RRPA 与 RMF 的自洽性要求在 RRPA 中不仅要考虑正能的粒子-空穴(ph)对激发, 而且

必须包含费密海核子态和 Dirac 海中负能核子态形成的对(ha)激发. 本文采用建立在相对论平均场基态上的自洽的相对论无规位相近似方法来研究核的同位旋标量和同位旋矢量巨共振性质, 对于同位旋标量巨单极共振(ISGMR)激发模式, 在文献[8-10]中已作了详细的讨论, 本文主要讨论核的同位旋矢量巨单极共振(IVGMR)、同位旋矢量巨偶极共振(IVGDR)和同位旋标量巨四极共振(ISGQR)激发模式的性质以及 Dirac 海负能核子态和矢量介子空间分量对这些共振模式的影响.

最近几年, 由于放射性核束装置的建成, 为研究远离  $\beta$  稳定线核的性质以及探讨更新的物理现象创造了条件. 特别是近几年来实验对远离稳定线核及晕核等奇特核性质的研究, 促使理论上深入的研究奇特核的动力学性质. 本文利用相对论无规位相近似(RRPA)方法在研究稳定核巨共振性质的同时, 对 unstable 核的巨共振性质也做了探讨, 讨论了  $\text{Ca}$  同位素链, 从质子滴线核到 neutron 滴线核, 同位旋矢量巨偶极共振性质, 得出了一些比较有意义的结果.

## 2 理论方法

\* 国家自然科学基金(批准号: 19847002 和 19835010) 国家重点基金研究发展规划(批准号: G200077407)部分资助的课题.

我们从相对论平均场(RMF)出发,通过自洽求解 Dirac 方程来得到单粒子谱

$$\{\gamma_0 E_\lambda + i\boldsymbol{\gamma} \cdot \nabla - [M + \Sigma_\lambda(x)] - \gamma^5 \Sigma_\lambda(x)\}h_\lambda = 0, \tag{1}$$

其中  $M$  为核子质量,  $\lambda$  代表一系列量子数,  $E_\lambda$  和  $h_\lambda$  为相应的能量和波函数.

讨论 RMF 基态上的动力学过程,定义非微扰的关联极化算符

$$\begin{aligned} &\Pi_0(P,Q;x_1,x_2) \\ &= i0|T[\bar{\Psi}_H(x_1)P\Psi_H(x_1)\bar{\Psi}_H(x_2)Q\Psi_H(x_2)]|0 \\ &= iT[PG_H(x_1,x_2)QG_H(x_2,x_1)], \end{aligned} \tag{2}$$

其中  $G_H$  是相对论 Hartree 近似下的单粒子 Green 函数

$$\begin{aligned} G_H(x,x';E) = &\left[ \sum_a \frac{f_a(x)\bar{f}_a(x')}{E - E_a - i\eta} \right. \\ &+ \sum_A \frac{f_A(x)\bar{f}_A(x')}{E - E_A + i\eta} \\ &\left. + \sum_a \frac{g_a(x)\bar{g}_a(x')}{E - E_a - i\eta} \right], \end{aligned} \tag{3}$$

其中  $A,a,\bar{a}$  分别代表正能的未占有的核子态,费密海和 Dirac 海内的核子态. RMF 近似作了无海假设,这相应于将  $G_{\text{RMF}}$  来代表  $G_H$ ,即(3)式中最后一项的分母改为  $E - E_a + i\eta$ .

系统对外场的线性响应函数是推迟的关联极化算符的虚部

$$R(Q,Q;k,k';E) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi(Q,Q;k,k';E), \tag{4}$$

其中  $Q$  是外场算符. 关联极化算符由解 Bethe-Salpeter(BS)方程得到. 在相对论平均场基态上的 BS 方程可简化为

$$\begin{aligned} &\Pi(P,Q;k,k';E) = \Pi_0(P,Q;k,k';E) \\ &- \sum_i g_i^2 \int d^3k_1 d^3k_2 \Pi_0(P,\Gamma^i;k,k_1,E) \\ &\cdot D(k_1 - k_2) \Pi(\Gamma^i,Q;k_2,k',E), \end{aligned} \tag{5}$$

其中  $i$  表示  $\sigma,\omega,\rho,\sigma_3$  和  $D$  是相应的耦合常量和传播子. 在非线性模型中介子的传播子在动量表象下不再是一个简单定域形式,它可以用数值方法求解非定域方程得到<sup>[6]</sup>.  $\Pi_0$  代表非微扰分布,只是正能的粒子-空穴激发.

在表 1 中列出了能很好描述核物质及有限核核基态性质的几组常用的 RMF 非线性模型参量 NL1<sup>[11]</sup>,NL3<sup>[12]</sup>,NLSH<sup>[13]</sup>,TM1<sup>[14]</sup>所描述的核物

质的一些性质. 我们知道在线性模型下,核物质的不可压缩性系数太大,而且给出的有效质量比较小,引入介子的非线性自相互作用后,可以得到合理的核物质的不可压缩性系数,有效质量也略有增加. 我们将研究这些参量所给出的核的性质是如何影响核的激发态性质,即对核巨共振性质的影响.

表 1 参数 NL1,NLSH,NL3 和 TM1 得到的核物质的性质:不可压缩性系数  $K_\infty$ ,对称能  $\alpha_{\text{sym}}$ ,有效质量  $M^*/M$

	NL1	NLSH	NL3	TM1
$K_\infty/\text{MeV}$	211.3	355.4	271.7	281
$\alpha_{\text{sym}}/\text{MeV}$	43.7	36.1	37.4	36.9
$M^*/M$	0.57	0.597	0.60	0.634

### 3 稳定核巨共振性质

我们采用 RMF 非线性模型的四组常用参量 NL3,NL1,NLSH 和 TM1 计算了稳定核<sup>208</sup>Pb,<sup>144</sup>Sm,<sup>116</sup>Sn,<sup>90</sup>Zr,<sup>40</sup>Ca 等的 ISGMR,IVGDR 和 ISGQR

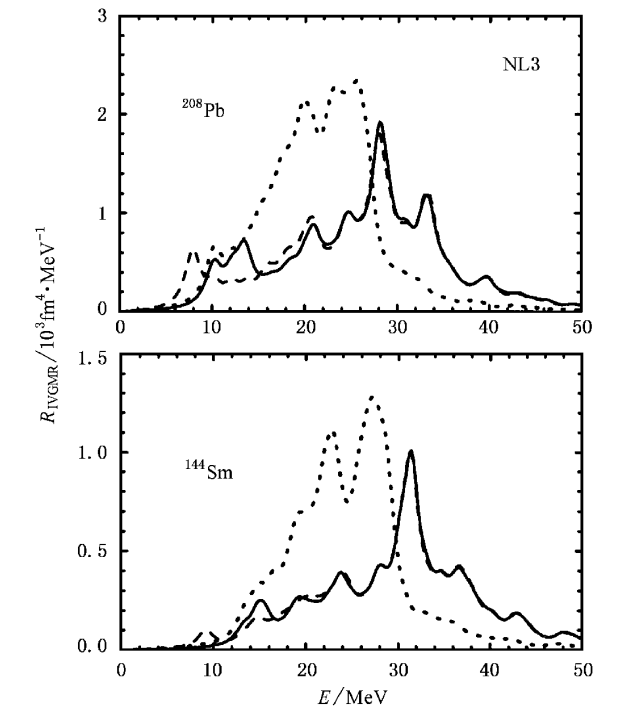


图 1 利用参数 NL3 计算的<sup>144</sup>Sm 和<sup>208</sup>Pb 的同位旋矢量巨单极共振的强度分布. 实线为 RRPA 强度分布;虚线为不考虑费密海和 Dirac 海负能核子态形成的对( $\bar{h}\alpha$ )激发时的分布;点线为非微扰的分布

共振,计算得到的中心能量在表 2 中给出,并给出了相应激发模式的实验测量结果.

在图 1 中给出用 NL3 计算的 $^{144}\text{Sm}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 的 IVGM R 强度分布随能量的变化情况.对于同位旋矢量集体激发模式,同位旋矢量介子  $\rho$  提供的粒子-空穴剩余相互作用起主要作用, $\rho$  介子的弱的排斥相互作用,使 RRPA 强度分布向能量较高的能区推移.从图 1 中可以看出,不论是 Hartree 强度分布还是 RRPA 强度分布,其分布的能量范围很宽,没有明显的峰,这说明同位旋矢量巨单极共振的集体性较弱.在文献 [9] 中已经指出 Dirac 海负能核子态和矢量介子空间分量对核的同位旋标量激发模式有重要的贡献,而对于同位旋矢量情况,Dirac 海负能核子态的贡献很小,主要是由正能粒子-空穴对的剩余相互作用产生的集体效应.这结果与文献 [9] 中的结论是一致的,这是由于 Dirac 海负能核子态的贡献主要是由标量介子产生的剩余相互作用产生的.在同位旋矢量激发模式中,起主要作用的  $\rho$  介子是矢量介子,因此在同位旋矢量激发模式中可忽略 Dirac 负能态的贡献.这个结论在 IVGDR 激发模式的研究中也成立.同时我们的计算结果还显示,矢量介子空间分量对核的同位旋矢量激发模式的贡献也很小.

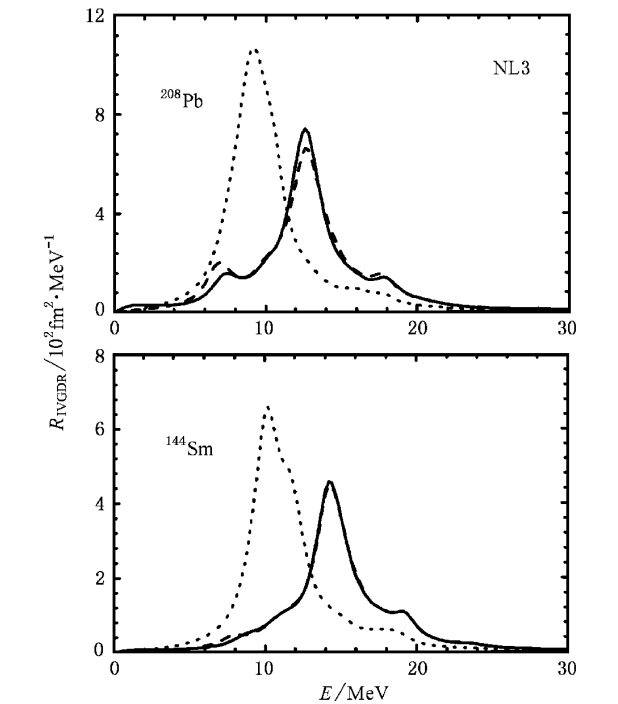


图 2 利用参数 NL3 计算的 $^{144}\text{Sm}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 的同位旋矢量巨偶极共振的强度分布 图注同图 1

图 2 中我们给出 $^{144}\text{Sm}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 同位旋矢量巨偶极共振(IVGDR)的强度分布,同样使用了 NL3 这组参量.在表 2 中可以看出,利用各种非线性模型计算的 IVGDR 中心能量值都能很好的符合实验结果,特别是在重核情况,如 $^{208}\text{Pb}$ . IVGDR 激发主要依赖于核的对称能,说明这四组参量给出合理的核物质的对称能.从图 2 中可以看出用参数 NL3 计算出来的 $^{144}\text{Sm}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 的 IVGDR 强度分布,有明显的峰存在,由于  $\rho$  介子提供的剩余相互作用将 RRPA 分布向较高的能区推移了几个 MeV.和 IVGM R 一样,对于 IVGDR 激发模式,Dirac 海负能核子态和矢量介子空间分量的贡献也很小.

表 2 利用各种参量计算出来的 ISGMR,IVGM R,IVGDR,ISGQR 的中心能量  $\bar{E}$  和实验值 (ISGMR 的实验值取自文献 [15]; IVGM R 的实验值取自文献 [16—18];IVGDR 的实验值取自文献 [19];ISGQR 的实验值取自文献 [20])

	NL3 $\bar{E}/\text{MeV}$	NL1 $\bar{E}/\text{MeV}$	NLSH $\bar{E}/\text{MeV}$	TMI $\bar{E}/\text{MeV}$	实验值 $\bar{E}/\text{MeV}$
ISGMR					
$^{208}\text{Pb}$	14.17	12.25	16.38	14.89	$14.17 \pm 0.28$
$^{144}\text{Sm}$	16.12	14.01	18.63	16.94	$15.39 \pm 0.28$
$^{116}\text{Sn}$	17.13	14.93	19.63	17.96	$16.01 \pm 0.12$
$^{90}\text{Zr}$	18.69	16.33	21.39	19.59	$17.89 \pm 0.20$
IVGM R					
$^{208}\text{Pb}$	26.42	26.96	27.14	26.28	$26.0 \pm 3.0$
$^{144}\text{Sm}$	30.42	30.52	31.18	30.36	
$^{90}\text{Zr}$	32.29	32.36	32.94	32.39	$28.5 \pm 2.6$
$^{40}\text{Ca}$	32.65	32.70	33.21	33.07	$31.1 \pm 2.2$
IVGDR					
$^{208}\text{Pb}$	13.16	13.83	13.43	13.07	$13.5 \pm 0.2$
$^{144}\text{Sm}$	15.33	15.63	15.61	15.23	
$^{90}\text{Zr}$	17.19	17.59	17.47	17.09	$16.5 \pm 0.2$
$^{40}\text{Ca}$	19.57	19.83	19.97	19.79	$19.8 \pm 0.5$
ISGQR					
$^{208}\text{Pb}$	13.43	12.66	14.11	13.24	$10.9 \pm 0.1$
$^{90}\text{Zr}$	17.20	17.11	17.50	16.74	$14.41 \pm 0.1$
$^{40}\text{Ca}$	20.53	20.35	20.83	20.29	$17.8 \pm 0.3$
$^{16}\text{O}$	25.11	24.14	25.91	25.27	20.7

我们还研究了稳定核的同位旋标量巨四级共振激发模式,利用参量 NL3 分别对 $^{16}\text{O}$ , $^{40}\text{Ca}$ , $^{90}\text{Zr}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 计算了 ISGQR 激发模式的强度分布.表 2 给出的结果显示,理论计算的同位旋标量巨四级共振

的能量比实验值略大,这是由于采用的各种非线性参量给出的核子的有效质量较小.从图 3 中可以看出,不论是轻核还是重核,对于 ISGQR 激发模式,强度分布中可明显地观察到 Dirac 海负能核子态的贡献,但对轻核它的影响减弱.图 3 中显示,随着核由轻到重,其 ISGQR 的激发能量逐渐减小,但强度却随着核子数的增加而增加.对重核,如 $^{90}\text{Zr}$ 和

$^{208}\text{Pb}$ ,实验上观察到存在低束缚的集体激发态.采用各种非线性参量的理论计算都能给出这种低能集体态,这些态是处于粒子发射阈下,是没有宽度的,所以图 3 中给出的强度分布只是一条线.实验上观察到的 $^{208}\text{Pb}$ 低能集体态( $2^+$ )处于 2.2 到 6.3 MeV 之间,理论计算的 $^{208}\text{Pb}$ 的低能集体激发为 5.2 和 5.8 MeV.

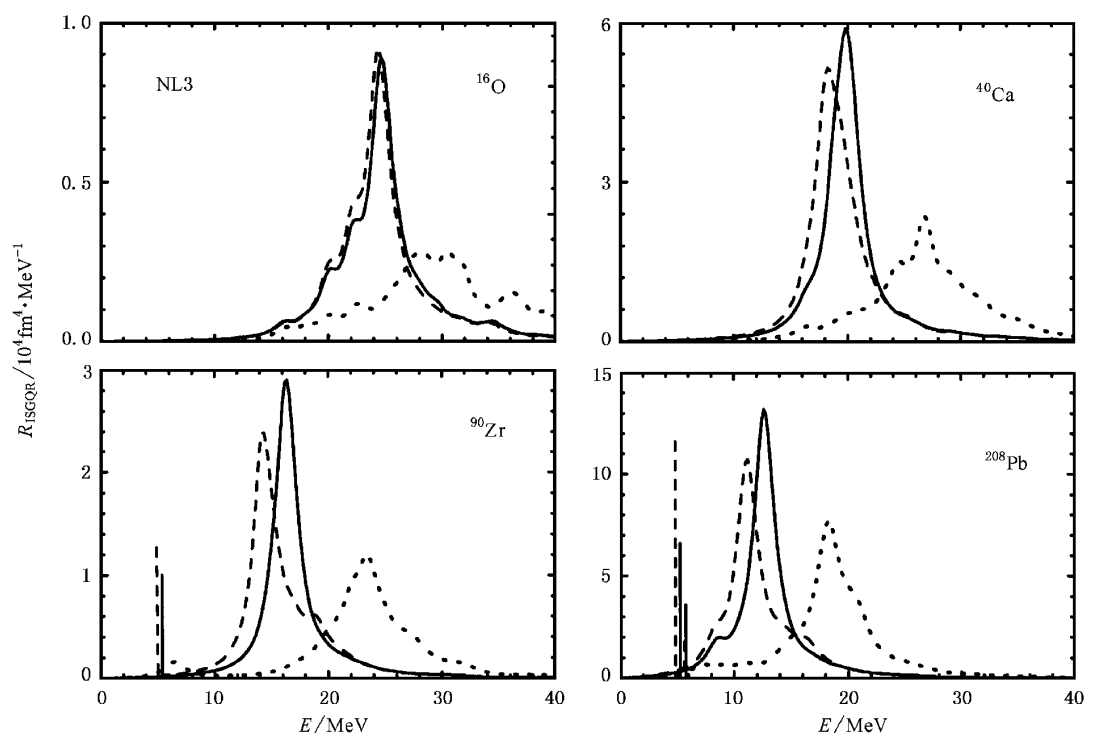


图 3 利用参量 NL3 计算的 $^{16}\text{O}$ 、 $^{40}\text{Ca}$ 、 $^{90}\text{Zr}$ 和 $^{208}\text{Pb}$ 的同位旋标量巨四极共振的强度分布 图注同图 1

## 4 非稳定核巨共振性质

从上节讨论可以知道,自洽的相对论无规位相近似(RRPA)能很好地描述稳定核巨共振性质,我们运用该方法来进一步研究不稳定核的巨共振性质,以此来探讨该理论模型推广到不稳定核区时的适用程度.为此我们计算了Ca同位素链,分别从质子滴线核到 neutron 滴线核的同位旋矢量巨偶极共振,计算中仍采用参量 NL3,并且假定核为球对称核,处于开壳的核子密度分布作平均化近似处理. $^{30}\text{Ca}$ 为极端丰质子核,处于 $1d_{5/2}$ 轨道的中子态被部分占有,质子数远大于中子数,最后一对质子处于 $1d_{3/2}$ 态,结合能很小,质子均方根半径大于中子均方根半径,在外形成质子皮.随着中子数的增加,中子均方

根半径慢慢地增大,而质子均方根半径变化很小.非常丰中子核 $^{70}\text{Ca}$ 中有 50 个中子,最外层的中子具有很小的结合能并有很大的空间弥散分布.从丰质子核 $^{30}\text{Ca}$ 到丰中子核 $^{70}\text{Ca}$ ,利用 RRPA 方法计算了它们的同位旋矢量巨偶极共振强度分布随激发能的变化情况,并在图 4 中给出计算结果.从图 4 中可以看出,Ca 同位素在 IVGDR 激发模式下,由于集体效应,RRPA 强度分布向较高的能区推移了几个 MeV,并有明显的峰存在,分布在 13—18 MeV 能区内.随着核子数的增加,RRPA 强度分布增强.对于 IVGDR 激发模式,起主要作用的是同位旋矢量介子  $\rho$ ,但还应该有同位旋标量介子  $\sigma, \omega$  的混杂效应,在稳定核情况下  $\sigma, \omega$  介子混杂效应不明显,随着核往滴线核推移,加入  $\sigma, \omega$  介子混杂,由于同位旋效应增强,RRPA 分布和没有加入  $\sigma, \omega$  介子混杂时的强度

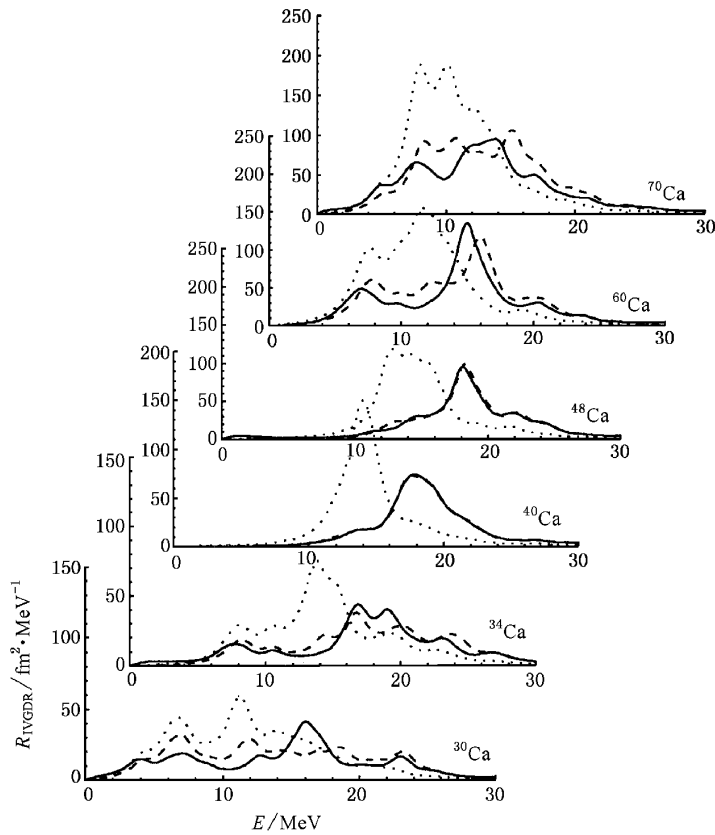


图4 利用参数 NL3 计算的 Ca 同位素链的同位旋矢量巨偶极共振的强度分布  
实线为 RRPA 强度分布;虚线为没有加入  $\sigma, \omega$  介子混杂时的分布;点线为非微扰  
的分布

分布差别比较明显. 从计算结果分析, 随着核子数增加, 共振峰能量逐渐减小, 由于加入  $\sigma, \omega$  介子混杂效应, 计算出来的共振峰能量随核子数变化情况与文献 [8] 中给出的经验公式不相符, 而是随着核子数的增加, 减小很快. 图 4 中还显示随着核素往中子滴线核和质子滴线核推移, 在小于 10 MeV 能区内存在低能集体激发, 激发能大约为 7 MeV, 并且随着核趋于滴线, 其分布明显增强, 它是由费密面附近弱束缚的核子激发和这些奇特核的中子和质子数的很大差异引起的同位旋混杂效应, 即同位旋标量介子在同位旋矢量激发模式中的作用.

## 5 结 语

在本文中, 采用自洽的相对论无规位相近似方

法研究了稳定核和不稳定核的巨共振性质, 如 IVGMR, IVGDR, ISGQR 激发模式, 并讨论了 Dirac 海负能核子态和矢量介子空间分量对核巨共振性质的影响. 结果表明, 对于同位旋标量激发, Dirac 海负能核子态的贡献尤为重要, 特别是对比较重的核影响更大; 对于同位旋矢量激发, Dirac 海负能核子态的贡献可忽略. 计算结果还显示, 矢量介子空间分量在同位旋标量激发中的贡献也比较大. 但对同位旋矢量激发, 矢量介子空间分量的贡献则很小. 几组常用的相对论平均场非线性模型参数, 它们不仅能成功地描述有限核的基态性质, 也能很好地描述核的巨共振激发. 在  $N/Z$  极端情况下, IVGDR 激发模式存在低能集体激发, 它是由费密面附近弱束缚核子的激发和同位旋混杂效应.

- [1] B. D. Serot, J. D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.* **16**( New York, 1986 ) p. 1.  
[2] P. Ring, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37**( 1996 ) 197.

- [3] H. Kurasawa, T. Suzuki, *Nucl. Phys.* **A445**( 1985 ) 685.  
[4] M. L. Huillier, N. V. Giai, *Phys. Rev.* **C39**( 1989 ) 2022.  
[5] J. R. Shepard, E. Rost, J. A. McNeil, *Phys. Rev.* **C40**( 1989 ),

2320.

[ 6 ] Z. Y. Ma , H. V. Giai , H. Toki , M. L. 'Huillier , *Phys. Rev. , C***55**( 1997 ) 2385.

[ 7 ] Z. Y. Ma , H. Toki , N. V. Giai , *Nucl. Phys. A***627**( 1997 ) ,1.

[ 8 ] Z. Y. Ma ,*Commun. Theor. Phys.* **32**( 1999 ) 493.

[ 9 ] Z. Y. Ma ,N. V. Giai ,A. Wandelt ,D. Vretenar , P. Ring ,Submitted to *Nucl. Phys. A*.

[ 10 ] Z. Y. Ma , L. G. Cao , *Nucl. Phys. Rev. ,* to be published( in Chinese )( 马中玉、曹李刚 将发表在《原子核物理评论》).

[ 11 ] P. G. Reinhard , M. Rufa , J. Maruhn , W. Greiner , J. Friedrich , *Z. Phys. A***323**( 1986 ) ,13.

[ 12 ] G. A. Lalazissis , J. Koening , P. Ring , *Phys. Rev. , C***55**( 1997 ) 540.

[ 13 ] M. M. Sharma , M. A. Nagarajan , P. Ring , *Phys. Lett. B***312**( 1993 ) 377.

[ 14 ] Y. Sugahara , H. Toki , *Nucl. Phys. A***575**( 1994 ) 557.

[ 15 ] D. H. Youngblood , H. L. Clark , Y. W. Lui , *Phys. Rev. Lett. ,* **82**( 1999 ) 691.

[ 16 ] A. Erell J. Alster , J. Lichtenstadt *et al. , Phys. Rev. Lett. ,* **52**( 1984 ) 2134.

[ 17 ] A. Erell , J. Alster , J. Lichtenstadt *et al. , Phys. Rev. , C***34**( 1986 ) ,1822.

[ 18 ] J. D. Bowman , *Nuclear Structure*( North-Holland , Amsterdam , 1985 ) ,p. 549.

[ 19 ] B. L. Berman , S. C. Fultz , *Rev. Mod. Phys.* **47**( 1975 ) 713.

[ 20 ] A. Van de Woude , *Prog. Part. Nucl. Phys.* **18**( 1987 ) 217.

GIANT RESONANCE PROPERTIES IN  $\beta$  STABLE

AND UNSTABLE NUCLEI<sup>\*</sup>

CAO LI-GANG<sup>a)</sup> LIU LING<sup>a)</sup> CHEN BAO-QIU<sup>a)b)</sup> MA ZHONG-YU<sup>b)c)</sup>

<sup>a)</sup>( China Institute of Atomic Energy , Beijing 102413 ,China )

<sup>b)</sup>( Center of Nuclear Theoretical Physics , National Laboratory of Heavy Ion Accelerator , Lanzhou 730000 ,China )

<sup>c)</sup>( Institute of Theoretical Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 ,China )

( Received 24 September 2000 )

ABSTRACT

We study the giant resonances of stable and unstable nuclei in the framework of the consistent relativistic random phase approximation built on the nonlinear relativistic mean field( RMF )ground states. The isoscalar and isovector modes of giant resonances for stable nuclei ,such as <sup>208</sup>Pb , <sup>144</sup>Sm , <sup>116</sup>Sn , <sup>90</sup>Zr , <sup>40</sup>Ca , <sup>16</sup>O and Ca isotope chains are investigated. The contribution to the giant resonances from the Dirac sea states and the currents of vector mesons are examined. The results show that the effects of the Dirac sea states on the isoscalar giant modes are pronounced , but become weaker for light nuclei , while the contributions of the isovector modes are negligible. The few sets of parameterizations of nonlinear RMF model , which are commonly used to give a good description of ground-state properties of finite nuclei , could also well describe the nuclear dynamic properties—giant resonances. For nuclei with the extreme value of  $N/Z$  , low-lying collective excitations are found in isovector dipole modes , which are mainly due to the ph excitation of the weakly bound states near Fermi surface and the isospin mixture effect.

**Keywords :** relativistic random phase approximation , nuclei giant resonance

**PACC :** 2160J , 2430

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant Nos. 19847002 and 19835010 ) , and in part by the State Key Development Program of Basic Research of China( Grant No. G200077407 ).