

^{40}Ca 的同位旋标量巨共振态的研究

李祝霞 张锡珍
(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文从核的多体理论出发考虑了 $(p-1h)$ 和 $2p-2h$ 之间的耦合, 计算了 ^{40}Ca 的同位旋标量巨单极共振和巨四极共振的强度函数. 计算结果可初步解释相应的实验事实.

一、引 言

同位旋标量巨单极共振态 (GMR) 和巨四极共振 (GQR) 在实验和理论上都已有广泛的研究, 但仍有许多不清楚的问题, 如“GMR”在 $A < 60$ 的区域内一直没有发现集中的强度分布, 而通常的强子非弹性散射中测得的巨共振强度由于扣除连续本底有相当大的误差而引起有相当大的不确定性. 最近, 在测 ^{40}Ca 的巨共振态的衰变中发现“GQR”强度分布与以往测得的很不一样(测巨共振的衰变可以有效地消除扣除连续本底中的误差). 实验发现 ^{40}Ca 的“GQR”除在 18MeV 附近发现有较强的强度分布外, 在 14MeV 附近也有相当的强度分布; ^{40}Ca 的“GMR”也发现在 10—20MeV 范围内有 30% 的能量求和规则. 所有这些关于 ^{40}Ca 的“GMR”和“GQR”的强度的测量都和只考虑到 $(1p-1h)$ 的 RPA 计算偏离较大^[1,2].

我们知道, 在通常的研究由单体算符引起的激发的计算中 (如能量和跃迁强度的计算) 通常只包括 $(1p-1h)$ 组态, 当在下述条件成立时这种近似是足够好的, 即 1) 比 $(1p-1h)$ 更复杂的组态如 $(2p-2h)$ 态的密度较低, 2) 如果 $(2p-2h)$ 态和 $(1p-1h)$ 态的耦合可以忽略. 这两个条件对于核的低激发态, 如表面振动态, 由于激发能低一般可以满足, 但对于巨共振态, 由于激发能高达 10—20MeV 甚至更高, 这两个条件显然不再满足. 首先, $(2p-2h)$ 态密度随激发能增长而指数增长, 在巨共振区内可高达 1000/MeV 或更高, 同时由于某些 $(2p-2h)$ 态能量与巨共振态能量可能很接近, 因此耦合十分强. 在此情况下, 除了考虑 $(1p-1h)$ 组态, $(2p-2h)$ 组态也必须考虑. 本文的第二部份给出理论框架及计算公式, 第三部份给出计算结果和讨论.

二、理论框架和计算公式

系统的哈密顿量可以写为:

$$H = T + V = H_0 + V_{rc}. \quad (1)$$

其中, $H_0 = T + \bar{V}$ (\bar{V} 是平均场). (2)

密度算符定义为

$$\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = \psi^+(\mathbf{r}, t)\psi(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

$\psi^+(\mathbf{r}, t)$ 是产生算符, $\psi(\mathbf{r}, t)$ 是消灭算符. 集体密度涨落可用密度关联函数来描写, 其定义为^[3,4]:

$$D(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t') = \langle 0 | T \{ \hat{\rho}(\mathbf{r}, t) \hat{\rho}(\mathbf{r}', t') \} | 0 \rangle, \quad (4)$$

其中 $\hat{\rho}(\mathbf{r}, t)$ 是密度涨落算符, 其定义为

$$\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = \bar{\rho}(\mathbf{r}, t) - \langle 0 | \bar{\rho}(\mathbf{r}, t) | 0 \rangle, \quad (5)$$

$|0\rangle$ 是系统的真实 H 的基态.

$D(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t')$ 描写由于外场引起的在 \mathbf{r}' , t' 处密度涨落在 t 时刻传播到 \mathbf{r} 处的几率密度, 它和单粒子格林函数一样服从 Dyson 方程, 即

$$D = D^0 + D^0 K D \quad (6)$$

D^0 是无相互作用时的密度关联函数, K 是不可约粒子-空穴相互作用.

我们可以把 K 写成如下形式:

$$K = K_0 + K_1 + K_R. \quad (7)$$

K_R 被认为是小量, 可以忽略; K_0 是随能量缓慢变化部份; K_1 是随能量迅速变化部份.

Dyson 方程(6)可以写为如下两个方程:

$$D' = D^0 + D^0 K_0 D', \quad (8)$$

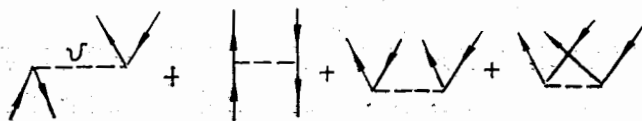
$$D = D' + D' K_1 D. \quad (9)$$

方程(8)和(9)又可写为:

$$D' = [D^{0-1} - K_0]^{-1}, \quad (10)$$

$$D = [D'^{-1} - K_1]. \quad (11)$$

如果 K_0 只包括如下的项



则方程(8)的解就是 RPA 解

$$D'_{\alpha\beta\lambda\mu}(E) = \sum_N \left[\frac{\chi_{\alpha\beta}^N \chi_{\lambda\mu}^{*N}}{E - E_N + i\eta} - \frac{\chi_{\beta\alpha}^N \chi_{\mu\lambda}^N}{E + E_N - i\eta} \right], \quad (12)$$

其中

$$\chi_{\alpha\beta} = \begin{cases} X_{\alpha\beta}^N & \text{若 } \alpha > \epsilon_F, \beta < \epsilon_F \\ Y_{\alpha\beta}^N & \text{若 } \alpha < \epsilon_F, \beta > \epsilon_F \end{cases} \quad (13)$$

是 RPA 振幅.

在解(9)时我们只取 TDA 项, 同时, 只取最重要的一个态, 这样从方程(11)就得到久期方程

一
1
c
虽
)
有
折
算

计
h)
各
共
h)
些
虑
第

$$\det \left[\frac{\omega - E_a}{\chi_{\alpha\beta}^a \chi_{i\beta}^a} - K'_{\alpha\beta\lambda\mu}(\omega) \right] = 0. \quad (14)$$

若 K' 仅包括到 $2p-2h$ 项即



$$(15)$$

则方程(14)就化为求解久期方程

$$\begin{vmatrix} \omega - E_a & V_{a\alpha_1} & V_{a\alpha_2} \\ V_{a\alpha_1} & \omega - E_{\alpha_1} & 0 \\ V_{a\alpha_2} & 0 & \omega - E_{\alpha_2} \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = 0. \quad (16)$$

其中, $V_{a\alpha} = \langle a | \delta H | \alpha \rangle$, α 是 $(2p-2h)$ 中间态. 这样, 我们得到本征态 $|i\rangle$ 及能量 E_i

$$|i\rangle = C_a(i) |a\rangle + \sum_{\alpha} a_{\alpha}(i) |\alpha\rangle \quad (17)$$

根据定义强度函数为:

$$S_0(E) = \sum_i c_a^2(E_i) \rho(E - E_i), \quad (18)$$

本文取 $\rho(E - E_i)$ 为费米分布即

$$\rho(E - E_i) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(E - E_i)^2 + (\Delta/2)^2} \quad (19)$$

三、计算结果及讨论

1. 单粒子谱的计算

由于计算机条件限制, 本文采用谐振子波函数, 但单粒子能量则采用 $W-S$ 位计算之能级, 在费米面附近采用实验能级, 单粒子组态包括费米面上两个大壳, 费米面下三个大壳.

2. 低激发态的计算

由于 ^{40}Ca 是 $L-S$ 满壳核, 没有自旋轨道闯入态, 因此不存在 $0\hbar\omega$ 激发的低激发态. 最低的正宇称激发态为 $2\hbar\omega$ 激发态, 最低的同位旋标量的负宇称态为 $1\hbar\omega$ 激发态如 3^- 和 5^- . 我们用 Migdal 力 $+(\pi, \rho)$ 交换力计算了这两个态, 所用力的形式见文献[5], Migdal

表 1 Landau-Migdal 力参数(1)

$C_0(\text{MeV})$	r_0	f_0^{in}	f_0^{ex}	f_0^{ex}	f_0^{in}	g_0^{in}	g_0^{ex}	g_0^{in}	g_0^{ex}
41.6	1.2	-0.01	-1.0	0.25	0.16	0.552	0.552	0.697	0.697

参数见表 1, 3^- 、 5^- 态的激发能和跃迁强度的计算值和实验值在表 2 中给出, 可以看出实验和理论的符合是好的。

表 2 ^{40}Ca 的低激发态

	激发能 (MeV)		跃迁强度 ($e^2\text{fm}^2$)	
	理 论	实 验	理 论	实 验
3^-	-3.49	3.74	1.68×10^4	1.49×10^4
5^-	5.23	4.49	2.27×10^4	3.38×10^4

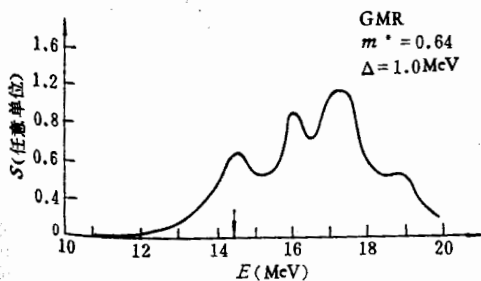
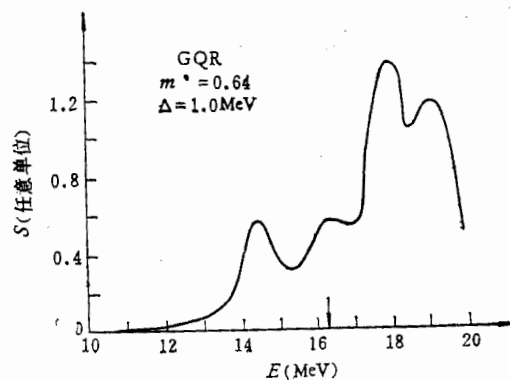
四、GMR 和 GQR 态的计算

对于巨共振态我们不能象在低激发态计算中那样采用简单的 RPA 计算, 而必须同时考虑 $1p1h$ 和 $2p2h$ 态。根据在第二节中给出的理论框架, 单粒子态应是 BHF 单粒子态。在我们的计算中用了简单的 Scaling 方法, 即用有效质量 m^* 作为 Scaling 改变单粒子能级间距, 这通常是认为合理的。同时由于我们把 $2p2h$ 态也考虑了进来, $p-h$ 之间的有效相互作用也应与计算低激发时的一不一样。为了方便, 我们仍采用 Migdal 力 + (π, ρ) 交换力, 但参数作了相应的改变。计算中所用 Migdal 力参数如表 3 所示。有效质量采用 BHF 计算给出的值: $m^* = 0.64$ 。

表 3 Landau-Migdal 力参数(2)

$C_0(\text{MeV})$	r_0	f_0^{in}	f_0^{ex}	$f_0'^{in}$	$f_0'^{ex}$	g_0^{in}	g_0^{ex}	$g_0'^{in}$	$g_0'^{ex}$
41.6	1.2	-0.15	-1.3	0.47	0.30	0.552	0.552	0.697	0.697

考虑到计算机容量的限制, 我们在计算中中间声子态仅包括了 3^- 和 5^- 。并且对中间的 $2p-2h$ 能量作了截断, 即 $E_{ex} > 50\text{MeV}$ 时不计入。事实上, 正如在前面分析中指出的那样, 除低激发态 3^- 和 5^- 态外, 其他的激发能都在 $2\hbar\omega$ 或更高, 而且集体性较差, 因而能量分母较大, 与 GMR 和 GQR 耦合较弱, 我们忽略它们是合理的。(我们计算了 4^+ 、 4^- 、 6^+ 、

图 1 ^{40}Ca 的 GMR 态的强度函数, 箭头指出处是 $1p-1h$ 计算的 GMR 的激发能。图 2 ^{40}Ca 的 GQR 态的强度函数, 箭头指出处是 $1p-1h$ 计算的 GQR 的激发能。

2⁺等的贡献,发现我们的考虑是合理的。)同时,从我们的计算中还发现 3⁻、5⁻的低激发态的贡献是主要的。图 1 和图 2 分别给出 GMR 和 GQR 的强度函数 $S(E)$ 。

从我们对于 ⁴⁰Ca 的 GMR 和 GQR 的强度计算可以得到如下结论: 1) 在 ⁴⁰Ca 中, GMR 和 GQR 的强度都分散在一个很宽的范围内, 且高能方向还有较长的尾巴。但在重核中 GMR 和 GQR 强度相对集中在某一能量附近。2) 在 ⁴⁰Ca 中, GMR 和 GQR 的强度在一个很宽的范围内相互混杂, 因此将会很难分辨。3) 对于较轻的核如 ⁴⁰Ca 同位旋标量巨共振激发的 E_x 和 A 的关系偏离由宏观分析得到的 $E_x(\text{GMR}) \sim 80A^{-1/3}$, $E_x(\text{GQR}) \sim 65A^{-1/3}$ 较远。这说明在如 ⁴⁰Ca 那样的轻核中微观描写可能更为合适。4) 必须指出在 ⁴⁰Ca GQR 的(1p1h)计算中强度已有较大的分散, 在我们的模型中只考虑一个最强的态。看来, 对于 ⁴⁰Ca 的 GQR 计算我们的模型还有待于进一步改进。

参 考 文 献

- [1] S. Brandenburg, R. De Leo et al., KVI preprint.
- [2] F. Zwarts, A. G. Drentje, M. N. Haraken and A. van der woude KVI preprint.
- [3] A. Fetter and S. Waleck Quantum theory of many particle systems (McCraw-Hill, New York, 1971).
- [4] J. Wambach, V. K. Mishra and Li Chu Hsia, *Nucl. Phys.*, A380(1982), 285.
- [5] Li Chu Hsia and V. Klemt, *Nucl. Phys.*, A364(1981), 93.

THE STUDY OF THE ISOSCALAR GIANT RESONANCE IN ⁴⁰Ca

LI ZHU-XIA ZHANG XI-ZHEN
(Institute of Atomic Energy)

ABSTRACT

The strength functions of the isoscalar giant resonance monopole resonance and giant quadrupole resonance in ⁴⁰Ca are calculated by coupling the 1p-1h states to 2p-2h states. The results can explain the recent experimental data.