

修正表面 δ 相互作用在 PDHF 方法中的应用

廖 继 志
(四川大学, 成都)

摘 要

本文设计了一种带角动量修正的表面 δ 相互作用,并用它对质量数 $A = 56$ 到 74 之间的偶偶核进行了角动量投影形变哈特里-福克 (PDHF) 计算. 得到的基态组态单粒子能谱比用 KB 矩阵元算出的更合理. 投影能谱与实验能谱符合得相当好. 基态结合能与实验值的符合也是满意的.

在我们不久前的工作中曾用以 ^{40}Ca 为核心的 KB 矩阵元对偶钛和铬核进行了 PDHF 研究,得到了相当好的结果^[1,2,3]. 当用这种矩阵元和同一组单粒子能研究 $A > 56$ 的 fp 壳层核时,得到的 DHF 单粒子能谱与经验知识和尼尔逊能级偏离较大,而且结合能也太小. 对于这一质量区也许应该用以 ^{56}Ni 为核心的 KB 矩阵元. 但是我们希望统一研究整个 fp 壳层区原子核,包括 ^{56}Ni 在内. 于是我们作了另一种选择. 如所周知,修正表面 δ 相互作用 (MSDI) 曾广泛用于壳模型计算,得到了满意的结果^[4-6],但还未见有用于 DHF 的报道. 所以我们尝试用 MSDI 作 DHF 计算以研究 fp 核. 同时,为了使 $(1f_{7/2})^2$ 组态的 8 个矩阵元 $\langle f_{7/2}^2 JT | V | f_{7/2}^2 JT \rangle$ 与 $^{57}\text{Co}_{27}$ 的空穴-空穴谱更接近,我们还引入了一种新的修正,即把通用 MSDI 的常数修正项改成角动量相关的修正项,并称这种相互作用为 MJSDI.

DHF 方法和 DHF 态的近似角动量投影已在文献 [1, 2] 中讨论过了,这里只列出最必要的公式以便后文叙述方便. 在轴对称情形下, HF 单粒子态 $|\lambda\rangle$ 可用球对称壳模型单粒子态 $|jm\rangle \equiv |nljm\tau_z\rangle$ 来展开

$$|\lambda; k = m_\lambda\rangle = \sum_i C_{im_\lambda} |jm_\lambda\rangle, \quad (1)$$

于是求 $|\lambda\rangle$ 及其本征值 ϵ_λ 的问题成为在 $|jm\rangle$ 表象中将 HF 哈密顿 \hat{h} 对角化的问题. \hat{h} 的矩阵元为

$$\begin{aligned} \langle jm | \hat{h} | j'm \rangle = & e_j \delta_{jj'} + \sum_{\lambda=1}^A \sum_{i_2 i_3} C_{i_2 m_\lambda} C_{i_3 m_\lambda} \frac{1}{2} \sum_J (im j_2 m_\lambda | JM) \\ & \times (j' m j_3 m_\lambda | JM) [\langle ij_2 J 1 | V | j' j_3 J 1 \rangle_a \\ & + \langle j j_2 J | T_z | V | j' j_3 J | T_z \rangle_a]. \end{aligned} \quad (2)$$

其中 e_i 是球形壳模型单粒子能, $\langle j_2 J T | V | j_1 J T \rangle_a$ 是 JT 表象中的反对称化两体矩阵元, J 和 T 分别是二粒子态的角动量和同位旋. 矩阵 (2) 的对角化产生 HF 单粒子能 ϵ_i 和对应的波函数 $C_{jm\lambda}$.

我们用 MSDI 作 (2) 式中的两体有效相互作用

$$V^{\text{MSDI}} = -4\pi A'_T \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(r_1 - R_0) + B \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 + C. \quad (3)$$

经验表明, 在 fp 空间 $(1f_{7/2})^2$ 组态的 8 个矩阵元 $\langle \frac{7}{2} J T | V | \frac{7}{2} J T \rangle$ 特别重要. 而

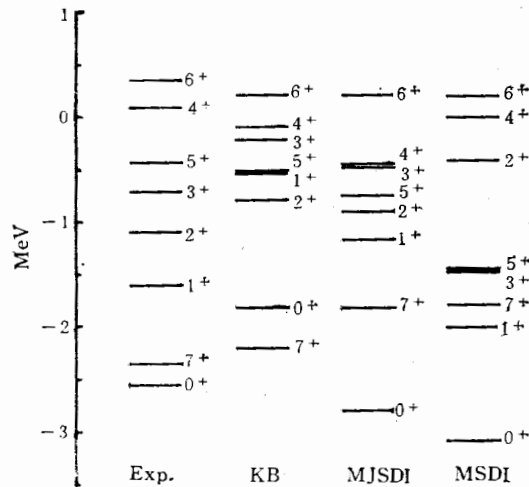


图 1 $\langle \frac{7}{2} J T | V | \frac{7}{2} J T \rangle$ 矩阵元的比较

MSDI 的这 8 个元素与从 ^{56}Co 实验谱抽取的值相差很大: 奇 J 矩阵元过于集中且 7^+ 高于 1^+ (见图 1). 这可能是由于 MSDI 缺乏长程力引起的. 考虑到 $Q \cdot Q$ 型的长程四极力产生 $L(L+1)$ 型能谱的特点, 我们将 (3) 式中的 C 项改成 J^2 相关的对角修正项以部分弥补无长程部分的缺点. 为使 7^+ 降到 1^+ 之下, 而 6^+ 不下降, 可以唯象地将此项写成 (4) 式中的形式, 它不违背 J^2 相关的基本原则, 并使其 J 态顺序与 KB 矩阵元中的顺序相同. 称这种相互作用为 MJSDI,

$$V^{\text{MJSDI}} = -4\pi A'_T \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(r_1 - R_0) + B \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 + C(-1)^J J(J-5). \quad (4)$$

由 (3) 式或 (4) 式可算出 fp 空间的 195 个两体矩阵元^[7]. 利用这些矩阵元即可进行 DHF 和角动量投影计算. 计算细节见文献 [1, 2]. 为了确定 (3) 式和 (4) 式中的参量, 还计算了相对于 ^{40}Ca 核心的结合能.

根据文献 [7], MSDI 的参量随质量数 A 而变. 我们对 $A = 68$ 到 76 中的十余种偶偶核用 DHF 和近似角动量投影方法进行结合能计算, 调出了相互作用参量和单粒子能 (本文中能量单位为 MeV): MSDI: $A_0 = 0.48$, $A_1 = 0.87$, $B = 0.35$, $C = 0.05$; MJSDI: $A_0 = 0.52$, $A_1 = 0.72$, $B = 0.09$, $C = 0.05$; 球形壳模型单粒子能为 $e_{7/2} = -8.75$, $e_{5/2} = -3.30$, $e_{3/2} = -4.02$, $e_{1/2} = -2.25$ (为确定 e_i 还参考了 ^{57}Ni 的实验能谱). 这里 $A_T (T = 0, 1)$ 等于 (3)、(4) 式中的 A'_T 乘以相关单粒子态的径向波函数在核表面上的值^[7].

下面对计算结果作一些分析讨论. 表 1 列出了用 MSDI 矩阵元和 MJSDI 矩阵元计算的、一些偶偶核的基态结合能 (以 ^{40}Ca 为核心), 及它们的实验值. 可以看出, MJSDI 的结果比 MSDI 的要好一些. 必须指出, 表 1 中列出的内秉态 HF 总能量 E_{HF} 是已扣除库仑能后的值^[1], 所以投影后的基态结合能 E_0 也不含库仑能. 库仑能按 Talmi 公式计算,

$$E_c(Z) = CZ + \frac{1}{2} Z(Z-1)a + \begin{cases} bZ/2, & \text{当 } Z \text{ 为偶数} \\ b(Z-1)/2, & \text{当 } Z \text{ 为奇数} \end{cases}$$

表 1 $A = 68$ 到 76 间 8 种偶偶核的、相对于 ^{40}Ca 核心的结合能 (MeV)

核 素	^{68}Zn	^{70}Zn	^{70}Ge	^{72}Ge	^{72}Se	^{74}Se	^{74}Kr	^{76}Kr
实 验 值	-253.32	-269.02	-268.46	-286.63	-280.14	-300.84	-289.37	-312.63
M E_{HF}	-243.00	-271.72	-258.58	-286.56	-268.80	-299.06	-280.23	-310.63
J								
S E_0	-247.50	-275.21	-262.91	-289.07	-271.79	-300.68	-282.14	-312.17
D								
I $S\%$	-2.30	+2.30	-2.07	+0.85	-2.98	-0.05	-2.50	-0.15
M E_{HF}	-242.11	-275.58	-256.23	-284.88	-266.06	-297.44	-280.91	-310.18
S E_0	-247.65	-282.04	-260.44	-287.77	-270.23	-299.66	-283.26	-311.94
D								
I $S\%$	-2.24	+4.84	-2.99	+0.40	-3.54	-0.39	-2.11	-0.22

[注] E_{HF} 是内秉态的 HF 总能量; E_0 是 $J=0$ 投影态能量, 即基态结合能; $S\%$ 是 E_0 相对于实验值的百分偏差. 结合能实验值取自 *J. H. E. Mattauch, Nucl. Phys., 67(1965), 1.*

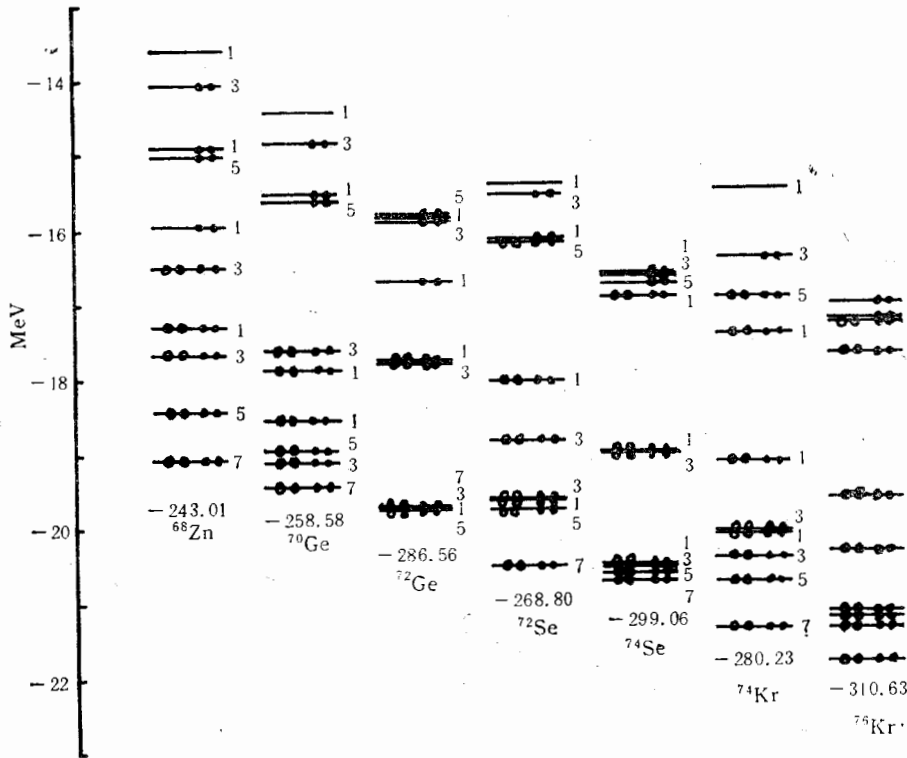


图 2 用 MJSDI 计算的 7 种偶偶核的基态单粒子能级, 能级旁的数字为 $2k$

式中 $c = 7.226$, $a = 0.274$, $b = 0.082$, 都以 MeV 为单位. 表 1 中的数据说明, 用 MJSDI 矩阵元计算的结合能随质量数的变化比用 MSDI 矩阵元计算的平缓一些. 这在 ^{68}Zn 到 ^{70}Zn 区最为明显.

用 MJSDI 矩阵元计算了 ^{56}Ni 到 ^{76}Kr 之间的十多种偶偶核的 HF 基态单粒子能级, 图 2 给出部分结果. 单粒子谱随 A 的增大显示明显的系统性. 计算结果表明, 这一质

量区内原子核基态内秉态的对称性质变化较大: ^{56}Ni 是近球形的, ^{58}Ni 具有扁椭球对称性, 从 ^{60}Ni 到 ^{66}Zn 为一长椭球区, 而 ^{68}Zn 到 ^{76}Kr 之间的核则具有扁椭球对称性. 其中 ^{72}Ge 和 ^{74}Se 形变很小, 具有略扁的近球形状.

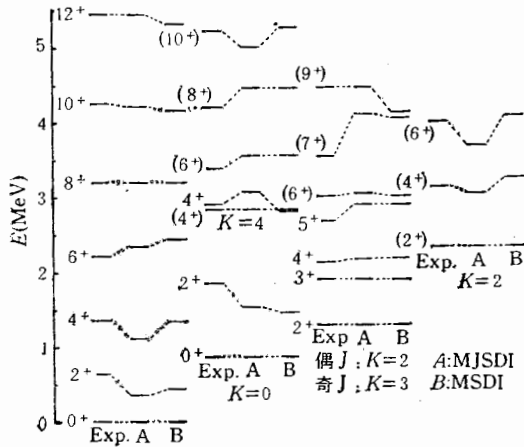


图3 ^{74}Se 投影能谱与实验能谱的比较

图3给出了 ^{74}Se 的投影能谱与实验能谱的比较, 实验数据取自文献 [8、9]. 实验能谱中有一个以 1.269 MeV 2^+ 态带头的准 γ 带, 但其中偶自旋态 2^+ 、 4^+ 、 6^+ 与奇自旋态 3^+ 、 5^+ 、 (7^+) 、 (9^+) 之间没有跃迁, 因而实际上分裂成了两个带. 我们分别用 $K=2$ 和 $K=3$ 两个投影带去解释. 与以前的结果^[2,3] 一样, yrast 谱也要用两个 0^+ 投影带的交叉来解释: 6^+ 以下属于扁椭球基态, 8^+ 以上属于长椭球激发内秉态. 0.854 MeV 0^+ 态和 1.839 MeV 2^+ 态间只有弱的跃迁, 很可能不是同一带的成员, $K=0^+$ 投影带与它们偏离很大. 2.314 MeV 态的自旋宇称未定, 它以大致相同的几率向 1.269 MeV 2^+ 和 0.854 MeV 0^+ 跃迁. 我们用一个 $K=2$ 的投影带去解释它和相关的另两个态. 实验能谱中 2.832, 3.383, 4.198 和 5.206 MeV 四个态之间有较强的跃迁联系, 形成一个带结构, 但自旋宇称未定. 由于其带头 2.832 MeV 态以大致相等的几率向 yrast 带中的 6^+ 、 4^+ 态跃迁, 故我们用一个 $K=4$ 的投影带去拟合, 符合很好. 从整体看, MSDI 和 MJS DI 都能解释 ^{74}Se 的能谱, 但后者更好一些.

以上结果表明, MSDI 和 MJS DI 作为原子核中的有效相互作用在 DHF 计算中可以得出合理的单粒子能级系, 经过角动量投影产生的能谱与实验能谱符合得比较好. 同时这种相互作用的矩阵元计算简单, 参量容易调节, 便于研究相互作用强度对单粒子态的影响. 同时与 MSDI 相比较 MJS DI 能得出与经验值符合更好的 $(1 f_{7/2})^2$ 组态矩阵元和更接近于实验值的基态结合能. 所以它们在 DHF 和相关的计算中有一定的实用价值.

参 考 文 献

- [1] 廖继志, 原子核物理, **7**(1985), 338.
- [2] 廖继志, 原子核物理, **9**(1987), 220.
- [3] 廖继志, 高能物理与核物理, **11**(1987).
- [4] P. W. M. Glaudemans, et al., *Nucl. Phys.*, **A102**(1967), 593.
- [5] J. E. Koops, et al., *Z. Phys.*, **A280**(1977), 181.
- [6] 李先胤等, 高能物理与核物理, **11**(1987), 397.
- [7] P. J. Brussaard, et al., *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy*, Amsterdam, North-Holland Pub Co., 1977, p. 106.
- [8] R. B. Piercey et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 1344.
- [9] K. Ogino, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 71.

APPLICATIONS OF THE MODIFIED SURFACE DELTA INTER- ACTION IN THE ANGULAR MOMENTUM PROJECTION DEFORMED HARTREE-FOCK METHOD

LIAO JIZHI

(*Sichuan University, Chengdu*)

ABSTRACT

In this paper a modified surface delta interaction with an angular momentum correction term is proposed. By using this interaction the deformed Hartree-Fock and the approximate angular momentum projection calculations are performed for even-even nuclei in mass region $A=56-74$. The single particle energy spectra of the ground state configurations obtained are more reasonable than that calculated with KB matrix elements. The agreement of the calculated binding energies and projection energy spectra with experimental ones is fairly good.