

文章编号: 1007-4627(2018)04-0409-11

Skyrme型N Λ 相互作用下超越平均场模型的 Λ 超核研究

陈超峰¹, 周先荣^{1,†}, 崔继伟², 李文影¹

(1. 华东师范大学物理与材料科学学院, 上海 200241;

2. 西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

摘要: 使用超越平均场 Skyrme-Hartree-Fock(SHF) 模型对 $^9_{\Lambda}\text{Be}$, $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ 和 $^{21}_{\Lambda}\text{Ne}$ 进行计算, 采用 SLy4 参数组的 Skyrme 力作为 NN 相互作用力, 采用最近提出的 SLL4 参数组的 Skyrme 力作为 N Λ 相互作用。计算中包含了超子的自旋-轨道力以再现单粒子态的自旋-轨道能级分裂和不交叉效应, 并采用 BCS 方法处理对力。讨论了不同组态超核的相关性质, 包含 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 及 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[000]1/2^+$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 。计算了 $^9_{\Lambda}\text{Be}$, $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ 的低激发能谱并与实验值进行了比较。结果表明, 采用的超越平均场 SHF 模型能很好地再现 Λ 超子占据 s_{Λ} 轨道的正宇称能级。对 ^8Be 的计算结果表明该模型可以很好地再现 ^8Be 的集团结构, 可以得出 $^9_{\Lambda}\text{Be}$ 的真实超核态能级和 ^9Be 类似态。对 $^9_{\Lambda}\text{Be}$ 及 $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ 的计算均再现了自旋双重态 ($3/2^+, 5/2^+$), 但是得到的双重态能级差依然与实验值有出入。此外, 对于上述超核体系均在 Λ 超子占据 $\Lambda[000]1/2^+$ 轨道时产生了收缩效应。还对 $^{21}_{\Lambda}\text{Ne}$ 进行了计算并和超越平均场 RMF 模型计算结果进行比较, 发现两者计算结果虽有细节上的出入, 但是结果基本一致。

关键词: 超越平均场; Λ 超核; Skyrme-Hartree-Fock模型; 转动对称性

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: [10.11804/NuclPhysRev.35.04.409](https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.409)

1 引言

近几十年来, 实验上对于 Λ 超核系统的探测手段相较于 Λ 超核最初被发现时已经有了很大的发展^[1-3]。在众多观测到的 Λ 超核系统中, $^9_{\Lambda}\text{Be}$ 有着明显的三体结构($\alpha\alpha\Lambda$), 而且其 Λ 超子与原子核($\alpha\alpha$)相对位置的不同会导致不同的能带结构^[1]。其中, 相关小组对组态为 $[(\alpha\alpha) \otimes s_{\Lambda}]_{K\pi=0+}$, $[(\alpha\alpha) \otimes p_{\Lambda}^{\parallel}]_{K\pi=0-}$ (超核态) 以及 $[(\alpha\alpha) \otimes p_{\Lambda}^{\perp}]_{K\pi=1-}$ (^9Be -相似态) 的三种典型能带进行了研究^[4-10]。此外, 研究表明实验中观测到的 $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 能级为其第一个 2^+ 态^[11]。同时多组不同的理论也在对 $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 的基态能量进行估计^[12-13]。

理论方面, 多种不同的原子核模型被拓展到了超核系统, 比如壳模型^[13-16], 少体计算模型^[12, 17-19], 自洽平均场模型^[20-33], 非对称分子动力学模型(AMD)^[34-38] 以及第一性原理计算(*ab initio* calculations)模型^[39]。在以上这些模型中, 只有自洽平均场模型可以不受原子核质量数的增长限制, 从而得出整张超核核素图。文献^[40]给出了一种新的 Skyrme 型的 N Λ 相互作用 SLL4, 可以在较广范围的超核质量数

下给出与实验结果匹配较好的 Λ 结合能。

与此同时, 采用平均场近似的方法有着两个主要的缺点。其一是在平均场模型中由于旋转对称性被破坏, 使得平均场模型难以研究低激发能谱; 其二是平均场模型使用的是一个统一的配置, 这将导致预测结果失准。为解决上述困难, 相对论平均场模型(RMF)^[41-42]与 Skyrme-Hartree-Fock 模型(SHF)^[43]都对超核的研究引入了超越平均场的计算方法, 并且对 $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ 和 $^{21}_{\Lambda}\text{Ne}$ 进行了成功的预测。在这些计算中, 采用了角动量投影(AMP)的方法以恢复旋转对称性; 引入生成坐标法(GCM)以混合不同的平均场组分。

在此过程中, 对 $^9_{\Lambda}\text{Be}$ 采用超越平均场 SHF 方法主要有两个目的。一是为了对本文开头提到的三个能带结构进行更为详细和全面的探讨; 二是为了测试 Skyrme 型 N Λ 相互作用 SLL4 在三体结构 $\alpha\alpha\Lambda$ 下的有效性。为了完善这个模型, $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 的 $[(\alpha\alpha) \otimes s_{\Lambda}^2]_{K=0+}$ 结构也作为参照组进行计算。

本文的结构如下: 文章第二节介绍超越平均场模型的理论基础, 第三节呈现计算结果并进行分析, 第四节对本文工作进行总结。

收稿日期: 2018-11-10; 修改日期: 2018-11-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11775081, 11547044); 上海市自然科学基金资助项目(17ZR1408900)

作者简介: 陈超峰(1994-), 男, 浙江绍兴人, 硕士研究生, 从事原子核结构研究; E-mail: 5117470002@stu.ecnu.edu.cn

† 通信作者: 周先荣, E-mail: xrzhou@phy.ecnu.edu.cn

2 计算模型

在选定体坐标系作为参考系的框架下, 带有 Λ 超子的体系波函数可以写成

$$|\Phi^{(N\Lambda)}(\beta)\rangle = |\Phi^N(\beta)\rangle \otimes |\Phi^\Lambda\rangle, \quad (1)$$

其中 $|\Phi^{(N\Lambda)}(\beta)\rangle$ 为具有四极变形 β 的核心核波函数 $|\Phi^N(\beta)\rangle$ 与 Λ 超子波函数 $|\Phi^\Lambda\rangle$ 的直积。超核体系的能量由三部分构成:

$$\varepsilon = \varepsilon_N^{\text{Skyrme}} + \varepsilon_\Lambda + \varepsilon_{\text{s.o.}}^\Lambda, \quad (2)$$

其中 $\varepsilon_N^{\text{Skyrme}}$ 是核心核质子和中子的总能量, ε_Λ 为非相对论平均场中核子-超子相互作用, 不包含自旋轨道部分。虽然在几乎所有 Skyrme 型 $N\Lambda$ 相互作用中, 均认为超子的自旋-轨道项作用力很小, 但在本文工作中依旧将其考虑在内, 为^[25, 40]

$$\varepsilon_{\text{s.o.}}^\Lambda = -\frac{1}{2}W_\Lambda(\rho_\Lambda \nabla \cdot \mathbf{J}_N + \rho_N \nabla \cdot \mathbf{J}_\Lambda). \quad (3)$$

其中: W_Λ 为自旋-轨道作用力强度参数; ρ_Λ, ρ_N 分别是 Λ 超子、核子密度; $\mathbf{J}_N, \mathbf{J}_\Lambda$ 分别为核子、超子自旋密度。需要指出的是, 在使用变分法的过程中需要引入一个额外的四极约束以保证整个系统具有轴对称性。此外, 本文使用了密度依赖的 δ 型相互作用 (DDDI)^[49] 作为对力的形式。

本文采用与文献^[32]相似的方法, 用 Nilsson 量子数 $\Lambda[Nn_3m_l]K^\pi$ 标记 Λ 超子的单粒子轨道, 并且仅考虑其中的四条 s_Λ -和 p_Λ -壳层的轨道, 也就是 $\Lambda[000]1/2^+$, $\Lambda[110]1/2^-$, $\Lambda[101]3/2^-$ 和 $\Lambda[101]1/2^-$ 。因此本文中单 Λ 超子系统 ${}^9_\Lambda\text{Be}$ 表示成 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[Nn_3m_l]K^\pi$ 。文献^[1, 8]中采用的符号如 $[(\alpha\alpha) \otimes p_\Lambda^\parallel]_{K=0^-}$, 其中 K 表示轨道角动量的第三分量, 但是本文中 K 表示总角动量的第三分量。

对于双 Λ 超核, 如 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, 目前已经有很多考虑了 $\Lambda\Lambda$ 相互作用的理论计算^[12, 19], 但由于目前实验发现的双 Λ 超核过少, 提供的 $\Lambda\Lambda$ 相互作用信息不多, 本文的讨论不包含这一部分。另外由于目前为止的讨论都着眼于两个 Λ 超子占据 s_Λ 轨道的情形, 故超子部分的波函数可以写成如下反对称形式,

$$|\Phi^\Lambda\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[\varphi_s^\Lambda(\Lambda_1)\varphi_{\bar{s}}^\Lambda(\Lambda_2) - \varphi_s^\Lambda(\Lambda_2)\varphi_{\bar{s}}^\Lambda(\Lambda_1)], \quad (4)$$

其中: φ_s^Λ 和 $\varphi_{\bar{s}}^\Lambda$ 为 s_Λ 轨道的时间反演态。

为恢复 $|\Phi^{(N\Lambda)}(\beta)\rangle$ 的旋转对称性以及出于对动态修正的考虑, 超核系统的本征态可以以叠加态的方式给

出,

$$|\Psi_\alpha^{JM}\rangle = \sum_\beta F_\alpha^J(\beta) \hat{P}_{MK}^J |\Phi^{(N\Lambda)}(\beta)\rangle, \quad (5)$$

此处 \hat{P}_{MK}^J 为角动量投影 (AMP) 算符, J, M 分别为总角动量及其第三分量(磁量子数), K 为体坐标系中总角动量第三分量, 并且可以分成核心核部分和超子部分, 即

$$K = K_c + K_\Lambda. \quad (6)$$

由于核心核具有时间反演对称性, K_c 为零, 从而 K 的值即为 K_Λ 。

在式(5)中, $F_\alpha^J(\beta)$ 的本征态由 Hill-Wheeler-Griffin (HWG) 方程决定^[50],

$$\sum_{\beta'} [H_{KK}^{IJ}(\beta, \beta') - E_\alpha^J N_{KK}^J(\beta, \beta')] F_\alpha^J(\beta') = 0, \quad (7)$$

其中, 哈密顿量和归一化矩阵元为

$$H_{KK}^{IJ}(\beta, \beta') = \langle \Phi^{(N\Lambda)}(\beta') | \hat{H}' \hat{P}_{KK}^J | \Phi^{(N\Lambda)}(\beta) \rangle \quad (8)$$

$$N_{KK}^J(\beta, \beta') = \langle \Phi^{(N\Lambda)}(\beta') | \hat{P}_{KK}^J | \Phi^{(N\Lambda)}(\beta) \rangle. \quad (9)$$

修正哈密顿量 \hat{H}' 为

$$\hat{H}' = \hat{H} - \lambda_p(\hat{N}_p - Z) - \lambda_n(\hat{N}_n - N), \quad (10)$$

由于 AMP 算符会使得平均粒子数与实际粒子数不同^[51-53], 故需要在上式右边添加后面两项, 而 \hat{H} 由式(2)的能量密度泛函 (EDF) 决定。

假定已经得到了上述的本征态, 那么约化后的 E2 跃迁几率可以表示成

$$B(\text{E2}, J\alpha \rightarrow J'\alpha') = \frac{1}{2J+1} \left| \langle \alpha'; J' | \hat{Q}_2 | \alpha; J \rangle \right|^2, \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \langle \alpha'; J' | \hat{Q}_2 | \alpha; J \rangle &= \sqrt{2J'+1} \times \\ &\sum_{M\mu\beta\beta'} F_{\alpha'}^{J'*}(\beta') F_\alpha^J(\beta) C_{JM2\mu}^{J'K'} \times \\ &\langle \Phi^{(N\Lambda)}(\beta') | \hat{Q}_{2\mu} \hat{P}_{MK}^J | \Phi^{(N\Lambda)}(\beta) \rangle, \end{aligned} \quad (12)$$

$\hat{Q}_{2\mu} = r^2 Y_{2\mu}(\varphi, \theta)$ 为电四极算符, $C_{JM2\mu}^{J'K'}$ 表示 Clebsch-Gordan 系数^[54]。

参数: 在本文工作中, 采用 SLy4 作为 NN 相互作用, 质子和中子的对力强度均取为 $V_0 = -410$ MeV·fm³^[55], 并取距离费米面为 5 MeV 的平滑截断^[25, 56-57]。使用 SLL4^[40] 作为 $N\Lambda$ 相互作用, 并调整超子的自旋-轨道势为 $W_\Lambda = 5.0$ MeV·fm⁵ (因为在这

样的参数选择下可以通过平均场和球形组态计算出实验观测到的自旋-轨道分裂^[58]。

组态空间: 由于内部波函数保持着轴对称性, 故组态空间大小完全由 β 及基矢数量决定。在本文工作中, β 的取值范围为-3.6~8.5, 期间均匀分布有86个基函数。事实上根据计算, β 处于-3.0~7.0之外的基函数权重比主要的基函数小两个量级, 其影响可以忽略。对于低激发能级而言, 选定范围内增加更多的基函数也不会对结果造成影响。

3 结果与讨论

本节将对使用前文所述超越平均场SHF模型的计算结果进行讨论, 包括对势能面(PES)、能谱、E2跃迁几率、(双) Λ 超子结合能、(超子)核子密度分布的讨论。

3.1 对 ^8Be , ^9Be , ^{10}Be 及 ^{12}C , ^{13}C 的计算结果及讨论

图1与图2给出了SHF平均场计算出的不同组态下势能面的情况。可以看出, ^8Be 的势能曲线在 $\beta=1.1$ 的长椭侧处于势能极小点, 表示此处为一个超形变点。出于众所周知的收缩效应的影响, 在能量最低的轨道 $\Lambda[000]1/2^+$ 加入一个 Λ 超子会使得 ^9Be 的最小能级往球形侧移动, 达到 $\beta=1.0$ 的位置。而由于 ^{12}C 的基态并没有 ^8Be 那样的集团结构, 故其本身势能极小点就在 $\beta=0$ 处, 即便 Λ 超子占据 $\Lambda[000]1/2^+$ 轨道, 收缩效应依然保持 ^{13}C 的势能最低点为 $\beta=0$ 的球形处。

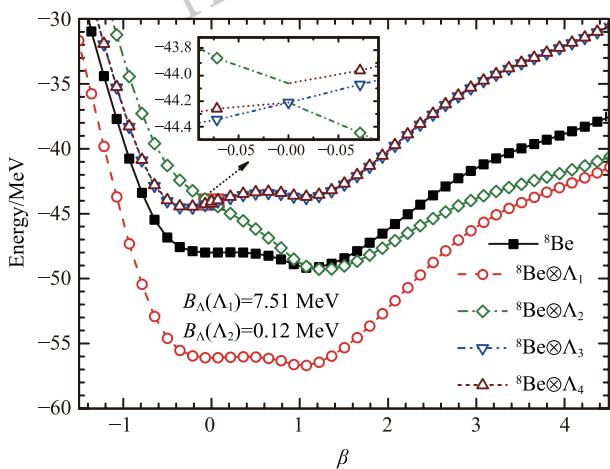


图1 (在线彩图) 不同组态情况下平均场计算得到的势能面

插入的图表示球形附近的自旋-轨道分裂, Λ_1 , Λ_2 , Λ_3 及 Λ_4 分别表示 Λ 超子的单粒子轨道 $\Lambda[000]1/2^+$ 、 $\Lambda[110]1/2^-$ 、 $\Lambda[101]3/2^-$ 及 $\Lambda[101]1/2^-$ 。

将 Λ 超子放入 $\Lambda[110]1/2^-$ 轨道将使得原子核的

形变往长椭方向发展, 而将超子放入 $\Lambda[101]3/2^-$ 和 $\Lambda[101]1/2^-$ 轨道会使得原子核形变往扁椭方向发展, 并且 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 和 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 分别在扁椭侧给出了几乎一样的能量最小值。

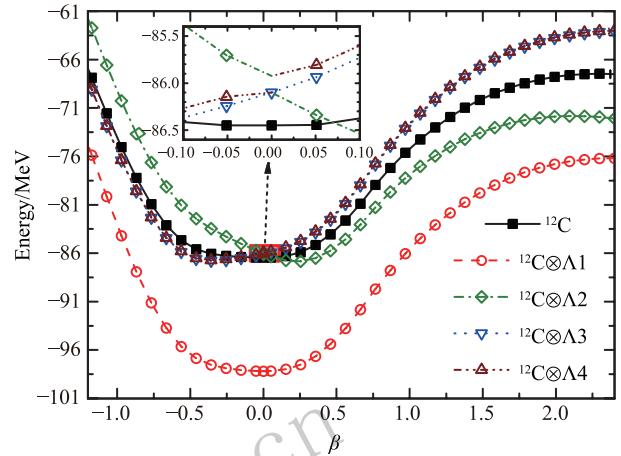
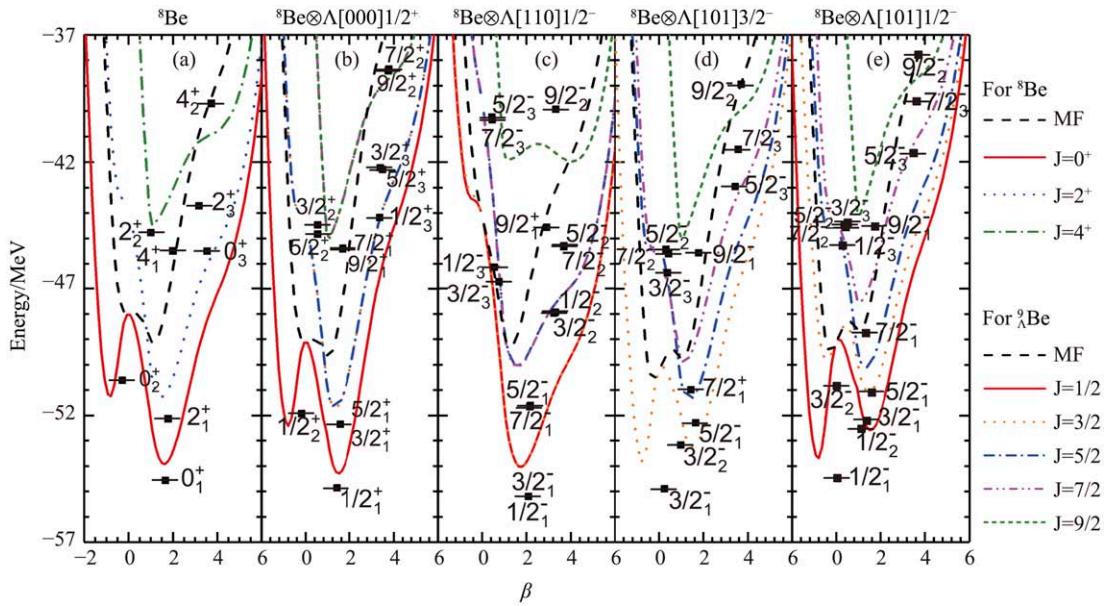


图2 与图1相同, 不过针对 ^{12}C 和 ^{13}C

这三种 p_Λ -轨道能量曲线区别的原因是三者密度分布的不同, 其中 $\Lambda[110]1/2^-$ 为长椭分布, $\Lambda[101]3/2^-$ 和 $\Lambda[101]1/2^-$ 为扁椭分布。图1和图2中的内插图清晰地反映了 $\beta=0$ 附近的自旋-轨道分裂, 并且组态 $^8\text{Be} \otimes (p_{1/2})_\Lambda$ 和 $^8\text{Be} \otimes (p_{3/2})_\Lambda$ 之间的能量差为149 keV, $^{12}\text{C} \otimes (p_{1/2})_\Lambda$ 和 $^{12}\text{C} \otimes (p_{3/2})_\Lambda$ 之间的能量差为174 keV, 而实验上测得 $^{12}\text{C} \otimes (p_{1/2})_\Lambda$ 和 $^{12}\text{C} \otimes (p_{3/2})_\Lambda$ 之间的能量差为 $152 \pm 54(\text{stat}) \pm 36(\text{syst})$ keV, 这说明本文选择的 W_Λ 值(5.0 MeV·fm⁵)是合理的。另外在插入的小图中也再现了不交叉规则(不交叉规则的具体细节和讨论, 敬请参阅文献[50]的76~77页, 或者文献[59]的259~260页), 这使得 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 和 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的能量曲线在 $\beta=0$ 处不连续。这种不交叉现象是方程(3)添加了超子的自旋-轨道项的结果。添加的超子自旋-轨道项使得此处两个能级发生强烈的组态混合效应, 从而导致能级排斥。由于 ^8Be 具有明显的双 α 集团效应, 本文接下来着重分析 ^8Be , ^9Be 和 ^{10}Be 的相关信息。

图3描述了 ^8Be , ^9Be 不同组态的角动量投影能量曲线。从图(a)中可以看出, ^8Be 的 $J^\pi = 0^+$ 经AMP算符作用后得到的能量曲线有两个能量最低点, 且分别位于长椭侧和扁椭侧。在图(b)中可以看出, 组态 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 的能量曲线和图(a)中所示的十分相似, 不过表现得更硬一些, 这是 Λ 超子的加入所导致的。图(c)中 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的扁椭侧极小值点消失,

图 3 (在线彩图) 角动量投影后 ${}^8\text{Be}$ 及 ${}^9\text{Be}$ 的能量曲线

(a) 表示的是 ${}^8\text{Be}$, (b), (c), (d) 和 (e) 表示的是 ${}^9\text{Be}$, 对应的组态分别为 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 、 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 、 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 。一些 GCM 的低激发能级位于平均形变位置 $\bar{\beta}$ 处。为了便于比较结果, (b), (c), (d), (e) 分别上移了 7 MeV, 0 MeV, -6 MeV 和 -5 MeV。

但是图 (d)、(e) 所示 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的扁椭侧极小值点得到了加强。与前文所述的情况相似, 这些不同组态的不同变化趋势也是由于它们各自的密度分布不同。GCM 方法的计算给出了一些平均形变位置 ($\bar{\beta}$) 附近的低激发能级, 同时也给出了核心核的平均形状。计算结果表明 ${}^8\text{Be}$ 的基态位于 $\bar{\beta} = 1.67$ 处(结果显示在(a)中), 而 Λ 超子占据 s_{Λ^-} 的收缩效应会使得 $\bar{\beta}$ 缩小到 1.41 (见 (b))。组态 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的带头态下, $\bar{\beta}$ 增长到 2.1, 这是因为这种组态相当于 $[(\alpha\alpha) \otimes p_{\Lambda}^{\parallel}]_{K=0^-}$, 而 $\alpha\text{-}\alpha$ 则由 Λ 超子占据 $\Lambda[110]1/2^-$ 轨道的效应在对称轴方向上被固化。而 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 则与 $[(\alpha\alpha) \otimes p_{\Lambda}^{\perp}]_{K=1^-}$ 相对应, $\alpha\text{-}\alpha$ 结构被大幅压缩, 故结果如 (d)、(e) 所示 ((d) 和 (e) 中的 $\bar{\beta}$ 分别等于 0.25 和 0.05, 其带头状态分别为 $J^\pi = 3/2^-$ 和 $J^\pi = 1/2^-$)。

图 4 给出了以 ${}^8\text{Be} + \Lambda(+\Lambda)$ 作为阈值为参考点 ${}^8\text{Be}$ 、 ${}^9\text{Be}$ 及 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 的基带。可以看到计算出来的 $B_{\Lambda} = 7.29$ MeV, 要略小于用变形 SHF 的计算结果(图 1, 7.51 MeV)。文献[40]指出, 球形组态的 SHF 计算得到的 $B_{\Lambda} = 8.02$ MeV, 要明显地比实验观测值 (6.71 ± 0.04 MeV^[61]) 大, 并且指出这是由于计算时采用的球形组态无法给出核心核的集团结构导致的。在本文的工作中, 在模型空间中考虑了超形变组态之后计算得出的 Λ 超子的结合能确实下降了 0.8 MeV。图 5 中的 (a) 和 (b) 显示, 超形变能在某种程度上提供双集团结构(two-cluster

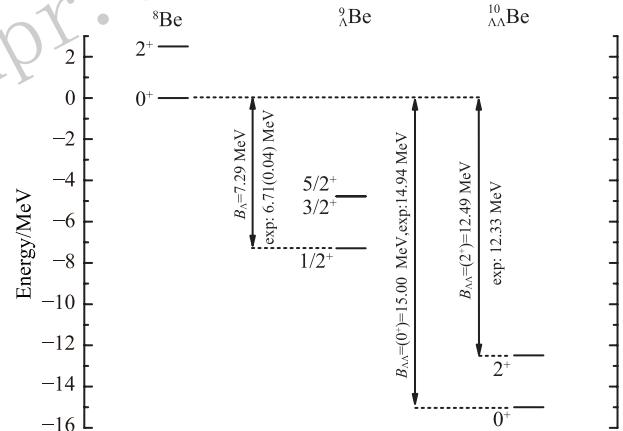


图 4 以 ${}^8\text{Be} + \Lambda(+\Lambda)$ 阈值为参考点得到的 ${}^8\text{Be}$ 、 ${}^9\text{Be}$ 和 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 正宇称能级
 ${}^8\text{Be}$ 能量实验值来自文献[60], (双) Λ 结合能的测量数据来自文献[13, 61]。

structure)。值得一提的是, 使用预期的 $\alpha\alpha\Lambda$ 结构进行标准少体计算给出 B_{Λ} 为 6.73 MeV, 是非常接近实验值的。

本文也计算了两个 Λ 分别占据 $\Lambda[000]1/2^+$ 态和其时间反演态下 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 的 0_1^+ 态和 2_1^+ 态。图 4 可以看出, 这两种态计算出来的双 Λ 结合能分别为 15.00 MeV 和 12.49 MeV, 而它们的实验值分别为 14.94 MeV^[13] 和 12.33 MeV^[11]。然而, 本文工作中使用的 SLL4 并不包含 $\Lambda\Lambda$ 相互作用, 那么如果 $B_{\Lambda\Lambda}$ 能在加入一个吸引势的 $\Lambda\Lambda$ 相互作用(也就是 $\langle V_{\Lambda\Lambda} \rangle > 0$ ^[13]) 后得

到正确结果的话，那么它应该会明显地大于观测值。

图5显示了 Λ 超子占据 s_{Λ} -轨道时对核物质密度分布产生的收缩效应。可以从图(a)和(d)看出,对于 ${}^8\text{Be}$ 的 0_1^+ 及 2_1^+ 态,超形变使得核物质凝聚在两个核心核附

近; 图(b)和(e)表明, 加入一个 $\Lambda[000]1/2^+$ 的 Λ 超子会使得核物质的凝聚变强。进一步来看, 图(c)和(f)表明 $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 的两个 Λ 超子占据 s_{Λ} -轨道将使得双集团结构的双中心结构消失。

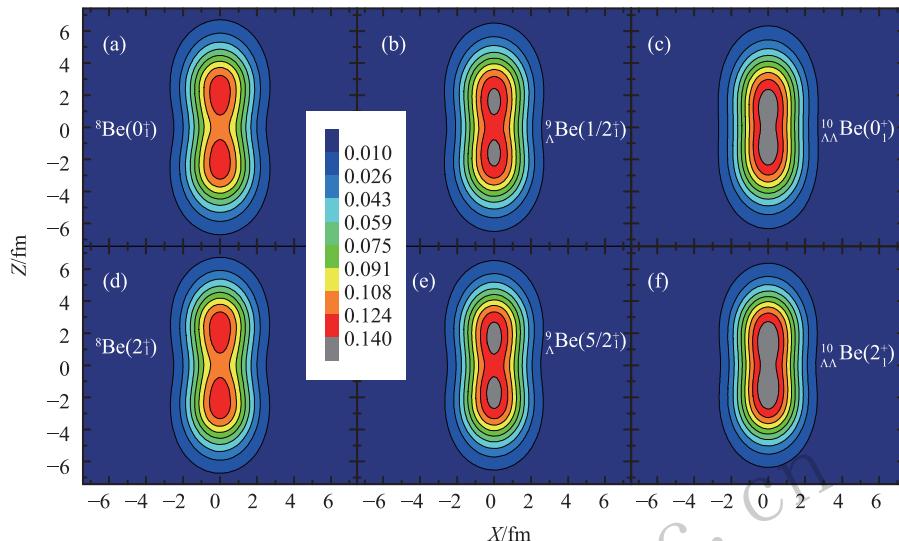


图 5 (在线彩图) ^{8}Be 、 ^{10}Be 、 ^{9}Be 的核物质密度(质子密度与中子密度之和)分布
这六幅密度分布图采用同一个颜色标度, 单位为 fm^{-3} 。

^8Be 与 ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ^{12}C 及 ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ 更全面的能谱计算结果(经AMP和GCM处理)及实验值见图6和7。可以看出, ^{12}C 的能量计算结果与实验值相当吻合,但是计算得到的 $B(\text{E}2)$ 与实验值有些许的差距。实验上观测到 ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ 的一条正宇称能级为 4.88 MeV, 本文计算的组态 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 能级为 4.96 MeV, 可能与之对应。在计算中, $^8\text{Be} \otimes \Lambda 1/2^+$ 和 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 各自再现了自旋双重态 $(3/2^+, 5/2^+)$, 其中 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 自旋双重态能量为 2.5 MeV, 实验值为 3.0 MeV,

$^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 自旋双重态比 ^{12}C 的 $J^\pi = 2^+$ 能级高出大约 0.56 MeV。本文计算的自旋分裂几乎为 0，而实验中观测到的分裂为 33 keV^[62]，这是由于本文使用的 SLL4 并没有考虑自旋-自旋相互作用。相比 ^{12}C ， ^{13}C 的 $B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ 和 $B(\text{E}2, 5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ 均减小了约 8%，这些结果都是 Λ 超子占据 s_Λ 轨道产生的收缩效应带来的。

实验上观测到 $[{}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}(0^+) \otimes (p_{3/2})_\Lambda]$ 和 $[{}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}(0^+) \otimes (p_{1/2})_\Lambda]$ 的能量分别为 10.830 和 10.982

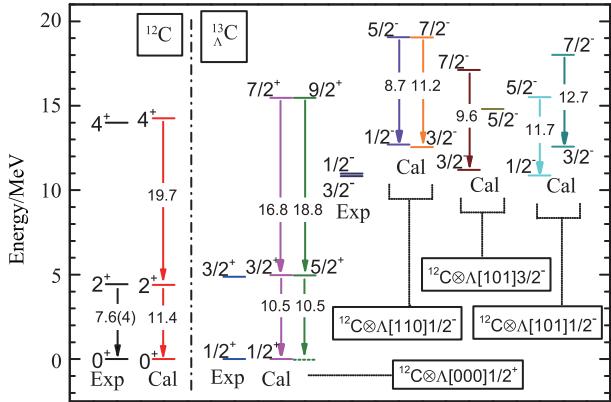


图 6 (在线彩图) ^{12}C 和 ^{13}C 的能级

实验值和计算值分别以‘Exp’和‘Cal’标出，约化 E2 跃迁几率以实箭头表示，计算的组态以虚线标出。 ^{12}C 的实验值来自文献[60]， ^{13}C 实验值来自文献[58]。

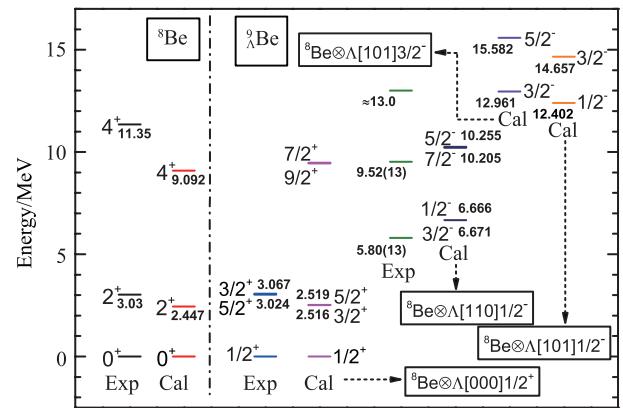


图 7 (在线彩图) $^8\text{Be} \otimes \Lambda[000]1/2^+$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$,
 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的能谱
 ^8Be 的实验值来自文献[60], ^9Be 实验值来自文献[1, 4, 10,
62–63]。

MeV, 在本文计算中, 有三个角动量分别为 $J^\pi = 3/2^-$, $3/2^-$ 和 $1/2^-$ 的带头能级分别为 12.55, 11.20 和 10.88 MeV, 分别对应组态 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 。大体上而言, 组态为 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的两条负宇称的带头位置可以与两个实验值对应, 但是依然有两个问题。第一个问题是本文计算中, ^{13}C 的第一个 $J^\pi = 3/2^-$ 能级要高于第一个 $J^\pi = 1/2^-$ 能级, 这与实验相矛盾, 第二个问题是 Nilsson 符号中的 K 不是好量子数。这部分的进一步讨论将在本文最后加以讨论。

组态 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的两个能级最低的负宇称自旋双重态 $(3/2^-, 1/2^-)$ 及 $(7/2^-, 5/2^-)$ 落在 6.7 MeV 和 10.2 MeV 处, 可能对应实验值 5.80(13) MeV 及 9.52(13) MeV^[1]。换言之, 组态 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 可以成功再现真正的超核态。组态 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$

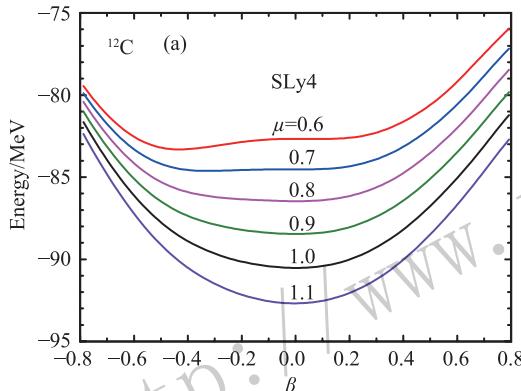


图 8 (在线彩图) (a) 为不同因子 μ 下 ^{12}C 的平均场计算的 PES, (b) 为 ^{12}C 的第一个 $J^\pi = 2^+$ 态, ^{13}C 第一个 $J^\pi = 3/2^+$ 态及三个负宇称能带带头能量随 μ 的变化情况
Q 表示 ^{12}C 的第一个 2^+ 态计算得到的谱四极矩。相关的实验值^[58, 60]以绿色 ‘*’ (^{12}C) 及绿色 ‘×’ (^{13}C) 标记于右图。

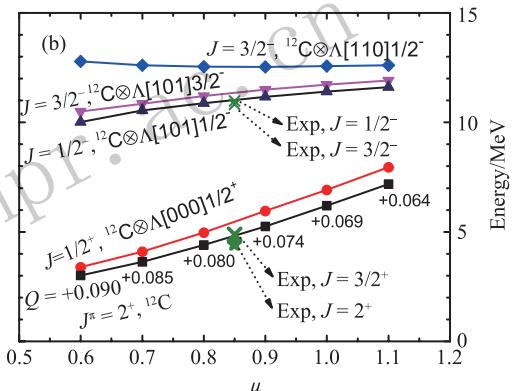
采用了一系列不同的缩小因子 μ 以给出不同的核心核形状。图 8 的右图给出了一些重要能级及对应的 μ 值位置。可以看出 ^{12}C 的 $J^\pi = 2^+$ 基带能级随着 μ 的增加而显著增加, 这是由于核心核慢慢变成球形使得惯性动量减小造成的。为使 ^{12}C 的形变过程更清晰, $J^\pi = 2^+$ 态的每一个 μ 值对应的谱四极矩 $Q(b)$ 均被标于图上。可以看出 $Q(b)$ 在随着 μ 的增加而减小, 在 μ 取 0.8 时, 计算得到的能量与实验值较为接近, 而且此时得到的 $Q(b)$ 亦与实验观测值 +0.06(3)^[66] 相符。可以看出, ^{13}C 在组态 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 的 $J^\pi = 3/2^+$ 能带下也有着与上述同样的趋势。

为使 Λ 超子与核心核的相对位置更清楚, 图 9 给出了相关的四个组态带头的 Λ 密度分布。在图 (a) 中, 基态下 Λ 超子分布集中于中心区域。图 (b) 表明组态 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的第一个 $J^\pi = 1/2^-$ 态呈现出 Λ 超子沿着 Z 轴的双中心分布, 对应于 p_{Λ}^{\parallel} -轨道。图 (c)

及 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 给出的能级会再高出几个 MeV, 并且给出带头能量分别为 12.96 MeV 和 12.40 MeV。这与 $^9\text{Be}(K^- \text{ in-flight}, \pi^-)$ 反应^[4]的第二个峰一致 (文献^[4]中给出的第二个峰为 6.3 MeV, 要比基态高 13.0 MeV, 也就是说第一个峰位于 -6.7 MeV), 一些模型预言该峰为 ^9Be -相似态^[8]。本文模型既可以计算真实超核态, 也可以计算 ^9Be 相似态。

文献^[55]指出, ^{12}C 的形状取决于原子核的自旋-轨道作用力, 较小的自旋-轨道作用力将会使得势能面最低点落到扁椭侧。这可以通过减小标准核力中的自旋-轨道相互作用力来获得验证, 即令 $W'_N = \mu W_N$ 。本文计算结果如图 8 所示, 所得结果与文献^[55]中采用 SLy4 型作用力得到的结果十分吻合。随着 μ 从 1.1 变到 0.6, 可以明显看出势能面的最低点从球形处移向扁椭侧。

为更仔细地分析能级对核心核形状的依赖性, 本文



和 (d) 表明 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^{8}\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的第一个 $J^\pi = 3/2^-$ 及 $J^\pi = 1/2^-$ 态均给出 Λ 核子的环状分布, 且前者要比后者分布得更弥散。在沿 Z 轴的旋转对称性下, 这种环状结构对应于 p_{Λ}^{\perp} -轨道。这一点也可以从图 8 中 ^{12}C 的三个负宇称能带随 μ 的变化中看出来。随着 μ 的增大, 核心核趋向于球形, 此时 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 能量下降而 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 能量上升。这也是因为 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 密度沿 Z 轴呈长椭分布而后两者呈扁椭分布。实验观测到的能级同样标注在图 8 右图上, 通过比较可以看出, 对于 ^{12}C 和 ^{13}C 而言, $\mu = 0.8$ 的计算给出了最佳的预测结果。

为研究 Λ 超子加到原子核上产生的 E2 跃迁强度的掺杂效应, 表 1 列出了 ^8Be , ^9Be 和 ^{10}Be 的 $B(\text{E}2)$ 值。文献^[64]给出 ^8Be 的 $B(\text{E}2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 值为 $(21 \pm 2.3) \text{ e}^2 \text{ fm}^4$, 本文计算得出 $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ 和 $4_1^+ \rightarrow$

2_1^+ 的 $B(E2)$ 值分别为 $21.97 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ 和 $32.88 \text{ e}^2 \text{fm}^4$, 表明本文采用的模型计算得到的 E2 跃迁强度偏大。考虑到超越相对论平均场模型给出的 $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ 为 47.28

$\text{e}^2 \text{fm}^4$ ^[45], 集团模型给出的为 $30.0 \text{ e}^2 \text{fm}^4$ ^[65], 本文计算结果是可以接受的。

参考文献[45, 47]的工作, 为消除 Λ 超子自旋 $1/2$ 的

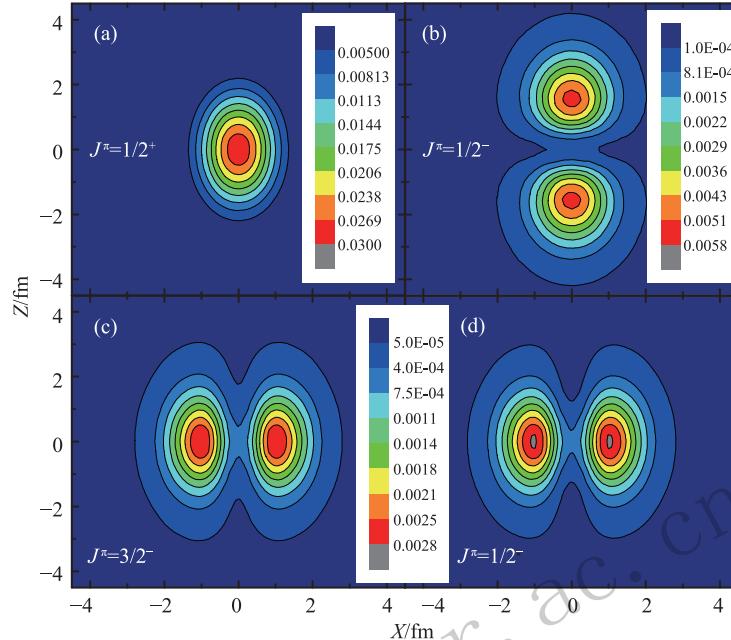


图 9 (在线彩图) ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[000] 1/2^+$ (a), ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[110] 1/2^-$ (b), ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101] 3/2^-$ (c) 和 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[101] 1/2^-$ (d) 带头的 Λ 超子密度分布
(c) 和 (d) 采用同一色条。

表 1 ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$ 和 ${}^{10}\Lambda\Lambda\text{Be}$ 的 E2 跃迁强度以及 ${}^9\text{Be}$ 对于核心核的 $cB(E2)$ 值(单位: $\text{e}^2 \text{fm}^4$), 标记为 $B(E2)^\dagger$ 和 $cB(E2)^\dagger$ 的列的数据由 PRM 给出^[45], 标有 exp 的实验数据来自于文献[64]

${}^8\text{Be}$			${}^9\text{Be}$			${}^{10}\Lambda\Lambda\text{Be}$		
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2)$	$B(E2)^\dagger$	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2)$	$cB(E2)$	$cB(E2)^\dagger$	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(E2)$
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	21.97	24.99	$3/2_1^+ \rightarrow 1/2_1^+$	17.18	17.18	22.55	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	13.86
			$5/2_1^+ \rightarrow 1/2_1^+$	17.20	17.20	22.57		
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	32.88	47.28	$7/2_1^+ \rightarrow 3/2_1^+$	22.21	24.67	41.58	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	18.66
Exp:	21 ± 2.3		$9/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$	24.36	24.36	41.55		
			$7/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$	2.599	25.99	41.52		
			$5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-$	29.02	37.32	16.90		
			$7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	36.81	36.81	17.15		

角动量耦合所引起的微弱因素, 可以为 ${}^9\text{Be}$ 引入参数 $cB(E2)$,

$$cB(E2, L_i \rightarrow L_f)_H \equiv \frac{1}{(2L_i+1)(2L_f+1)} \times \left\{ \begin{array}{ccc} L_f & J_f & j_L \\ J_i & L_i & 2 \end{array} \right\}^{-2} B(E2, J_i \rightarrow J_f), \quad (13)$$

此处 L_i 和 L_f 分别为最初和最终的核心核角动量, 并且对于 Λ 超子有 $j_L=1/2$ 。可以看出 ${}^8\text{Be} \otimes \Lambda[000] 1/2^+$ 得出的正宇称能级 $cB(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ 要比 ${}^8\text{Be}$ 的 $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ 小 20% 以上, 从这里可以清楚地看出 Λ 超子占据 s_Λ -轨道产生的收缩效应。

与 $B(E2, 5/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$ 和 $B(E2, 7/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-)$ 相对应的 $cB(E2)$ 值约为 $37 \text{ e}^2 \text{fm}^4$, 这要明显大于 PRM 给出的值^[45]。这种差距是因为文献[45]采用了多通道的计算, 而本文采用的是单通道计算。图 9 中的 (b) 表明 $\Lambda[110] 1/2^-$ 轨道是长椭分布的, 核心核的双 α 结构被 Λ 超子所吸引。若超子占据的轨道呈扁椭分布, 如 $\Lambda[101] 3/2^-$ 和 $\Lambda[101] 1/2^-$ 可能会使得长椭的权重减小, 从而减小 $cB(E2)$ 的值。

3.2 对 ${}^{20}\text{Ne}$ 和 ${}^{21}\Lambda\text{Ne}$ 的计算结果及讨论

为了验证本文采用的计算模型所得到的 sd 壳层超核的有效性, 本文对 ${}^{20}\text{Ne}$ 及 ${}^{21}\Lambda\text{Ne}$ 的性质进行了计

算, 不同组态下平均场的计算结果可见图 10。SLy4 参数组给出的 ^{20}Ne 势能面在 $\beta = 0.5$ 及 $\beta = -0.16$ 的长椭及扁椭侧各给出一个势能极小点, 且长椭侧的势能深度要远大于扁椭侧。在加入一个 Λ 超子后, 组态 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 的两个势能极小值点都往球形方向靠拢。与之前的讨论相同, $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的势能极小点同样是往长椭侧移动, 因为 Λ 超子占据 $\Lambda[110]1/2^-$ 轨道时的密度倾向于长椭分布, 同样的理由, 可见 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的势能极小点往扁椭侧移动。从插入的小图可以看到 $^{20}\text{Ne} \otimes (p_{1/2})_\Lambda$ 与 $^{20}\text{Ne} \otimes (p_{3/2})_\Lambda$ 有 100 keV 的能级差, 这与前文论述的一样是超子的自旋-轨道作用力的影响效应。同样的, 内插图中也再现了不交叉现象。

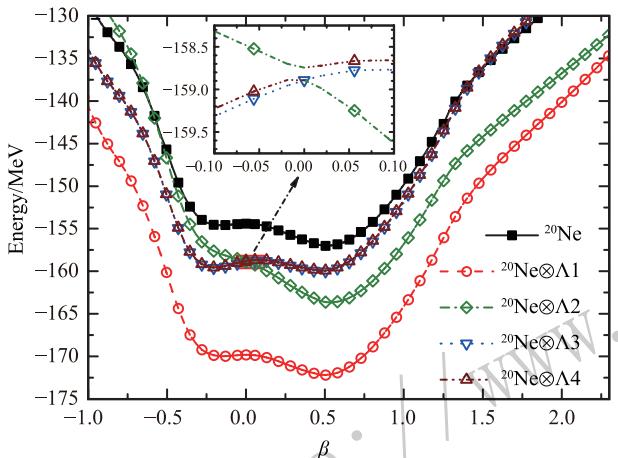


图 10 (在线彩图) 与图 1 相同, 不过对象为 ^{20}Ne 和 $^{21}\Lambda\text{Ne}$

图 11 给出了平均场计算得到的 ^{20}Ne 及 $^{21}\Lambda\text{Ne}$ 的约化 E2 跃迁几率。对于 ^{20}Ne , 计算得到的基带与实验观测到的结果一致, 且计算得到的 $B(\text{E}2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ 与实验观测值完全一致。 $B(\text{E}2, 4^+ \rightarrow 2^+)$ 及 $B(\text{E}2, 6^+ \rightarrow 4^+)$ 的计算值虽与实验值有出入, 但是差别不大。计算得出的 2^+ 态谱四极矩 $Q(b)$ 为 0.21, 实验值为 $0.23(3)$ ^[66]。

对于 $^{21}\Lambda\text{Ne}$ 的组态 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[000]1/2^+$, 分析它的正宇称旋转能带可以看出, $B(\text{E}2, 5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ 或 $B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ 约为 $56 \text{ e}^2 \text{fm}^4$, 要比 ^{20}Ne 的值小大约 14.6%, 这是 Λ 超子收缩效应的体现。图 11 也给出了 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 的三条负宇称能带, 其带头分别位于 8.8 MeV, 12.84 MeV 及 12.33 MeV 处。 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的带头要明显的低于其它两条负宇称能带, 这是因为核心核密度呈长椭分布, 故长椭分布的 Λ 超子轨道会有更大的结合能, $\Lambda[110]1/2^-$ 就呈长椭分布, 而 $\Lambda[101]3/2^-$ 及 $\Lambda[101]1/2^-$ 呈扁椭分布。

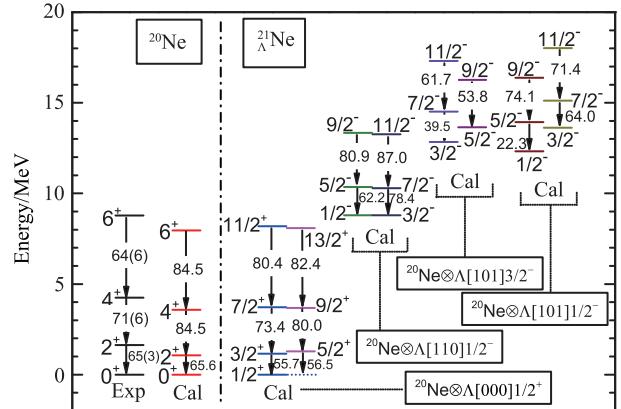


图 11 (在线彩图) 与图 6 相同, 不过对象为 ^{20}Ne 和 $^{21}\Lambda\text{Ne}$

文献[41]采用了超越平均场 RMF 方法计算了 ^{20}Ne 及 $^{21}\Lambda\text{Ne}$ 。大体上而言, 本文计算的结果与文献[41]给出的结果非常相近, 包括能谱、 $B(\text{E}2)$ 的值、甚至 Λ 超子的收缩效应。进一步而言, 文献[41]和本文均在解耦因子 $a = 1$ 及 -1 处再现了组态 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 和 $^{20}\text{Ne} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的旋转能带的强耦合极限。然而本文计算的一些能谱细节与文献[41]尚有一些出入。比如本文计算的自旋双重态 ($3/2^+, 5/2^+$) 能级差 $\delta E = E(3/2^+) - E(5/2^+)$ 为 -135 keV , 然而文献[41]给出的结果为 41 keV 。另一个例子是负宇称的自旋双重态 ($1/2^-, 3/2^-$) 能级差, 本文计算结果约为 0, 然而文献[41]所得结果为 -270 keV 。

4 结论

本文采用超越平均场 SHF 方法, 对 p 及 sd 壳的 Λ 超核 $^9\Lambda\text{Be}$, $^{10}\Lambda\text{Be}$, ^{13}C 及 $^{21}\Lambda\text{Ne}$ 进行了研究。计算时采用了 SLy4 及 SLL4 参数组分别作为 NN 相互作用和 NA 相互作用。

平均场的计算结果表明, 对于一个 Λ 超核系统, 其势能面的性质很大程度上受 Λ 超子占据的轨道影响。 $A^{-1}\text{Z} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 会因为收缩效应而更倾向于球形分布。另一方面, $A^{-1}\text{Z} \otimes \Lambda[110]1/2^-$ 的能量极小值点会往长椭方向发展, 而 $A^{-1}\text{Z} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 及 $A^{-1}\text{Z} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 往扁椭方向发展。在以往的 SHF 计算中一直被忽略的自旋-轨道作用力会使得单粒子能级 $(p_{1/2})_\Lambda$ 与 $(p_{3/2})_\Lambda$ 产生分裂, 同时会引起不交叉效应, 超子的自旋-轨道相互作用力在平均场和超越平均场的计算中可以取为 $5.0 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^5$ 。

从超越平均场的角度看, 目前的模型可以给出不同组态的正宇称和负宇称的能带。对 ^8Be 的基态计算再现了双 α 结构。通过比较实验结果及其他方法得到的数值, 可以认为本文计算的能量差和 E2 跃迁强

度结果是合理的。而将一个 Λ 超子放入 $\Lambda[000]1/2^+$ 轨道得到的正宇称能级结果可以很好地再现 $^9\Lambda\text{Be}$ 的实验值,如此产生的收缩效应导致 $B(\text{E}2)$ 跃迁强度显著减小。本文计算的 Λ 超子结合能为7.29 MeV,比实验值高0.5 MeV,但该结果要远优于文献[40]采用球形组态的计算结果。 Λ 超子占据 $\Lambda[110]1/2^-$ 轨道会得出两个自旋双重态($3/2^-, 1/2^-$)和($7/2^-, 5/2^-$),可能分别与实验观测到的5.80 MeV和9.52 MeV能级相关,这都与真实超核态的性质相一致。由于该组态的密度呈长椭分布,故这个负宇称组态会给出一个偏大的E2跃迁强度。另外两个负宇称组态, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ 和 $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ 在12~13 MeV附近再现了 ^9Be 相似态的测量结果($^9\text{Be}(K^- \text{in-flight}, \pi^-)$ 反应的第二个峰^[4])。双 Λ 超核 $^{10}\Lambda\Lambda\text{Be}$ 也作为该模型的验证组进行了两个 Λ 超子占据 $\Lambda[000]1/2^+$ 和其时间反演轨道的计算,可知若将 $\Lambda\Lambda$ 相互作用($V_{\Lambda\Lambda}$)作为吸引势进行修正的话,双 Λ 结合能的计算结果会偏高。对 ^{13}C 的组态 $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$ 计算结果也很好地再现了实验上观测到的正宇称 $J^\pi = 3/2^+$ 能级。对于另外两个实验观测到的负宇称能级 $J^\pi = 1/2^-$ 及 $J^\pi = 3/2^-$ 也得到了再现,但顺序颠倒。 $^{21}\Lambda\text{Ne}$ 目前还缺乏实验观测值,但是通过与超越平均场RMF方法计算的结果进行比较,可以看出两个模型给出了相同的能级位置信息,但是两个模型对于自旋双重态($3/2^+, 5/2^+$)及($1/2^-, 3/2^-$)的次序给出了相反的结论。因此,加入了Skryme型NA相互作用SLL4的超越平均场SHF模型可以很好地计算 Λ 超核,也可以很好地描述有着集团结构的核物质体系,但是也需要进一步的研究以描述细节。

参考文献:

- [1] HASHIMOTO O, TAMURA H. *Lect Notes Phys*, 2009, **781**: 105.
- [2] BOTTA E, BRESSANI T, GARBARINO G, *et al*. *Eur Phys J A*, 2012, **48**: 41.
- [3] GAL A, HUNGERFORD E V, MILLENER D J. *Rev Mod Phys*, 2016, **88**: 1.
- [4] BRÜCKNER W, FAESSLER M A, KILIAN K, *et al*. *Phys Lett B*, 1975, **55**: 107;
BRÜCKNER W, GRANZ B, INGHAM D, *et al*. *Phys Lett B*, 1976, **62**: 481;
BRÜCKNER W, FAESSLER M A, KETEL T J, *et al*. *Phys Lett B*, 1978, **79**: 157.
- [5] DALITZ R H, GAL A. *Phys Rev Lett*, 1976, **36**: 362.
- [6] AUERBACH E H, BALTZ A J, DOVER C B, *et al*. *Ann Phys*, 1983, **148**: 381.
- [7] YAMADA T, IKEDA K, MOTOBA T, *et al*. *Nucl Phys A*, 1986, **450**: 333.
- [8] YAMADA T, IKEDA K, BANDO H, *et al*. *Phys Rev C*, 1988, **38**: 854.
- [9] PILE P H, BART S, CHRIEN R E, *et al*. *Phys Rev Lett*, 1991, **66**: 2585.
- [10] HASHIMOTO O, AJIMURA S, AOKI K, *et al*. *Nucl Phys A*, 1998, **639**: 93c.
- [11] AHN J K, AKAISHI Y, AKIKAWA H, *et al*. *AIP Conf Proc*, 2001, **594**: 180.
- [12] HIYAMA E, KAMIMURA M, MOTOBA T, *et al*. *Phys Rev C*, 2002, **66**: 13.
- [13] GAL A, MILLENER D J. *Phys Lett B*, 2011, **701**: 342.
- [14] GAL A, SOPER J M, DALITZ R H. *Ann Phys (N.Y.)*, 1971, **63**: 53.
- [15] GAL A, SOPER J M, DALITZ R H. *Ann Phys (N.Y.)*, 1972, **72**: 445.
- [16] GAL A. *Nucl Phys A*, 2005, **754**: 91.
- [17] HIYAMA E, KAMIMURA M, MOTOBA T, *et al*. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**: 270.
- [18] HIYAMA E, YAMAMOTO Y, MOTOBA T, *et al*. *Phys Rev C*, 2009, **80**: 054321.
- [19] HIYAMA E, KAMIMURA M, YAMAMOTO Y, *et al*. *Phys Rev Lett*, 2010, **104**: 212502.
- [20] RAYET M. *Nucl Phys A*, 1981, **367**: 381.
- [21] CUGNON J, LEJEUNE A, SCHULZE H J. *Phys Rev C*, 2000, **62**: 064308.
- [22] VIDAÑA I, POLL S A, RAMOS A, *et al*. *Phys Rev C*, 2001, **64**: 044301.
- [23] ZHOU X R, SCHULZE H J, SAGAWA H, *et al*. *Phys Rev C*, 2007, **76**: 034312.
- [24] ZHOU X R, POLL S A, SCHULZE H J, *et al*. *Phys Rev C*, 2008, **78**: 054306.
- [25] WIN M T, HAGINO K, KOIKE T. *Phys Rev C*, 2011, **83**: 014301.
- [26] SCHULZE H J, RIJKEN T. *Phys Rev C*, 2013, **88**: 024322.
- [27] ZHOU X R, HIYAMA E, SAGAWA H. *Phys Rev C*, 2016, **94**: 024331.
- [28] WIN M T, HAGINO K. *Phys Rev C*, 2008, **78**: 054311.
- [29] SONG C Y, YAO J M, LÜ H F, *et al*. *Int J Mod Phys E*, 2018, **19**: 2538.
- [30] LU Bingnan, ZHAO Enguang, ZHOU Shangui. *Phys Rev C*, 2011, **84**: 014328.
- [31] TANIMURA Y, HAGINO K. *Phys Rev C*, 2012, **85**: 014306.
- [32] LU Bingnan, EMIKO H, HIROYUKI S, *et al*. *Phys Rev C*, 2014, **89**: 044307.
- [33] XU Renli, WU Chen, REN Zhongzhou. *Nucl Phys A*, 2015, **933**: 82.
- [34] KANADA-EN'YO Y, HORIUCHI H, Ono A. *Phys Rev C*, 1995, **52**: 628.
- [35] ISAKA M, KIMURA M, DOTE A, *et al*. *Phys Rev C*, 2011, **83**: 044323;
ISAKA M, KIMURA M, DOTE A, *et al*. *Phys Rev C*, 2011, **83**: 054304.
- [36] ISAKA M, HOMMA H, KIMURA M, *et al*. *Phys Rev C*,

- 2012, **85**: 034303.
- [37] ISAKA M, KIMURA M, DOTE A, *et al.* Phys Rev C, 2013, **87**: 021304(R).
- [38] ISAKA M, KIMURA M. Phys Rev C, 2015, **92**: 044326.
- [39] WIRTH R, GAZDA D, NAVRATIL P, *et al.* Phys Rev Lett, 2014, **113**: 192502.
- [40] SCHULZE H J, HIYAMA E. Phys Rev C, 2014, **90**: 047301.
- [41] MEI H, HAGINO K, YAO J M. Phys Rev C, 2016, **93**: 011301(R).
- [42] WU X Y, MEI H, YAO J M, *et al.* Phys Rev C, 2017, **95**: 034309.
- [43] CUI Jiwei, ZHOU Xianrong, GUO Lixin, *et al.* Phys Rev C, 2017, **95**: 024323.
- [44] YAO J M, LI Z P, HAGINO K, *et al.* Nucl Phys A, 2011, **868**: 12.
- [45] MEI H, HAGINO K, YAO J M, *et al.* Phys Rev C, 2014, **90**: 064302.
- [46] XUE W X, YAO J M, HAGINO K, *et al.* Phys Rev C, 2015, **91**: 024327.
- [47] MEI H, HAGINO K, YAO J M, *et al.* Phys Rev C, 2015, **91**: 064305.
- [48] MEI H, HAGINO K, YAO J M, *et al.* Phys Rev C, 2016, **93**: 044307.
- [49] BENDER M, RUTZ K, REINHARD P G, *et al.* Eur Phys J A, 2000, **8**: 59.
- [50] RING P, SCHUCK P. The Nuclear Many-Body Problem[M]. Berlin: Springer, 1980.
- [51] RODRIGUEZ-GUZMAN R, EGIDO J L, Robledo L M. Phys Lett B, 2000, **474**: 15.
- [52] BONCHE P, DOBACZEWSKI J, FLOCARD H, *et al.* Nucl Phys A, 1990, **510**: 466.
- [53] YAO J M, MEI H, CHEN H, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**: 014308.
- [54] DOBACZEWSKI J, SATULA W, CARLSSON B G, *et al.* Comput Phys Commun, 2009, **180**: 2361.
- [55] SAGAWA H, ZHOU X R, ZHANG X Z, *et al.* Phys Rev C, 2004, **70**: 054316.
- [56] TERASAKI J, HEENEN P H, FLOCARD H, *et al.* Nucl Phys A, 1996, **600**: 371.
- [57] CUI JiWei, ZHOU Xianrong, HANS-JOSEF S. Phys Rev C, 2015, **91**: 054306.
- [58] KOHRI H, AJIMURA S, HAYAKAWA H, *et al.* Phys Rev C, 2002, **65**: 034607.
- [59] GREINER W, MARUHN J A. Nuclear Models[M]. Berlin: Springer-Verlag, 1996.
- [60] National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [61] GAL A, BARANGER M, VOGT E. Advances in Nuclear Physics, 1975, **8**: 1.
- [62] TAMURA H, AJIMURA S, AKIKAWA H, *et al.* Nucl Phys A, 2005, **754**: 58c.
- [63] AKIKAWA H, AJIMURA S, CHRIEN R E, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, **88**: 082501.
- [64] DATAR V M, CHAKRABARTY D R, SURESH K, *et al.* Phys Rev Lett, 2013, **111**: 062502.
- [65] YU Youwen, MOTOBA T, BANDŌ H. Prog Theor Phys, 1986, **76**: 861.
- [66] STONE N J. At Data Nucl Data Tables, 2016, **111-112**: 1.

Study of Λ Hypernuclei Using the Beyond-mean-field Approach with Skyrme-type N Λ Interaction

CHEN Chaofeng¹⁾, ZHOU Xianrong^{1,†}, CUI Jiwei², LI Wenyi¹

(1. School of Physics and Materials Science, East China Normal University, Shanghai 200241, China;

2. School of Physics and Optoelectronic Engineering, XiDian University, Xi'an 710126, China)

Abstract: The beyond-mean-field Skyrme-Hartree-Fock approach is adopted to investigate the properties of $^9_{\Lambda}\text{Be}$, $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ and $^{21}_{\Lambda}\text{Ne}$. The nucleon-nucleon (NN) interaction SLy4 and the nucleon-hyperon(N Λ) interaction Skyrme-type SLL4 are used. The spin-orbit force of hyperon is included to show the spin-orbit splitting and non-crossing effect with BCS method to deal with pairing force. Energies of different configurations, such as $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[000]1/2^+$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]3/2^-$, $^{12}\text{C} \otimes \Lambda[101]1/2^-$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[000]1/2^+$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[110]1/2^-$, $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]3/2^-$ and $^8\text{Be} \otimes \Lambda[101]1/2^-$ are given and used to study the effects of Λ occupying different orbitals. The calculated energy spectra, including both positive- and negative-parity levels, are given and compared to the experimental data. The observed positive-parity spin-doublet ($3/2^+, 5/2^+$) are successfully reproduced, but the energy difference needs further investigation. The two well known band structures corresponding to the genuine hypernuclear states and the ^9Be -analog states are also obtained and compared with the observed ones. The shrinkage effect of Λ occupying $\Lambda[000]1/2^+$ is investigated through the density distributions of nuclear core. And finally the calculation results of $^{21}_{\Lambda}\text{Ne}$ are given and compared with the results of RMF method, which are nearly the same but with differences in some details.

Key words: beyond-mean-field; Λ hypernuclear; Skyrme-Hartree-Fock method; rotation symmetry

Received date: 10 Nov. 2018; Revised date: 30 Nov. 2018

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11775081,11547044); Natural Science Foundation of Shanghai, China(17ZR1408900)

† Corresponding author: ZHOU Xianrong, E-mail: xrzhou@phy.ecnu.edu.cn.