



复动量表象方法对奇特核中晕现象的研究

戴华名 曹雪能 刘泉 郭建友

Study on Halo Phenomenon in Exotic Nuclei by Complex Momentum Representation Method

DAI Huaming, CAO Xueneng, LIU Quan, GUO Jianyou

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC07>

引用格式:

戴华名, 曹雪能, 刘泉, 郭建友. 复动量表象方法对奇特核中晕现象的研究[J]. *原子核物理评论*, 2020, 37(3):574–579. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC07

DAI Huaming, CAO Xueneng, LIU Quan, GUO Jianyou. Study on Halo Phenomenon in Exotic Nuclei by Complex Momentum Representation Method[J]. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3):574–579. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC07

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

原子核单粒子共振态的研究进展

Progress on the Research of Nuclear Single Particle Resonant States

原子核物理评论. 2018, 35(4): 401–408 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.401>

强电场对夸克胶子等离子体中粲夸克偶素演化的影响(英文)

Effect of Strong Electric Field on the Evolution of Charmonium in Quark Gluon Plasma

原子核物理评论. 2019, 36(3): 278–288 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.03.278>

奇特核结构与激发的微观研究

Microscopic Study of Structures and Excitations of Exotic Nuclei

原子核物理评论. 2017, 34(3): 374–379 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.374>

利用光前量子化方法计算电子的广义横向动量分布函数

Investigation of the General Transverse Momentum Distribution Function in Light-front Wave Function Method

原子核物理评论. 2017, 34(4): 724–729 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.04.724>

高动量分布对核反应中原子核的阻止本领的影响

Effect of High Momentum Distribution on Nuclear Stopping in Nuclear Reaction

原子核物理评论. 2017, 34(2): 143–147 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.02.143>

中重核中单粒子与集体运动的竞争效应(英文)

Competition Between the Single-particle Seniority Regime and Collective Motion in Intermediate-mass Nuclei

原子核物理评论. 2018, 35(4): 420–428 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.04.420>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0574-06

复动量表象方法对奇特核中晕现象的研究

戴华名, 曹雪能, 刘 泉[†], 郭建友

(安徽大学物理与材料科学学院, 合肥 230601)

摘要: 晕现象的研究使人们对核结构有了新的认识。连续谱, 尤其是连续谱中的共振态在其中扮演着重要角色。复动量表象 (CMR) 方法不仅能够统一描述束缚态、共振态和连续谱, 而且能够很好地描述窄共振和宽共振。本文介绍了 CMR 方法对原子核共振态的研究。给出了 ^{31}Ne 和 ^{19}C 等核的束缚态和共振态的单粒子能量随形变参数 β_2 的变化规律, 分析了 ^{19}C 和 ^{31}Ne 中单中子晕形成的物理机制和在中子数 $N=20$ 附近能级反转的原因, 并预测了比 ^{37}Mg 重的核中的单中子晕现象, 这一预测结果对在实验中寻找较重的晕核具有一定的参考价值。这些研究表明 CMR 方法不仅适用于描述稳定核, 也适用于描述具有弥散物质分布的奇特核。

关键词: 薛定谔方程; 复动量表象方法; 单粒子共振态; 晕

中图分类号: O571.20⁺1

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC07

1 引言

近年来, 随着放射性核束技术的快速发展, 远离 β 稳定线的奇特原子核的结构引起了人们的普遍关注。在这些奇特原子核中, 呈现出许多新的现象, 如晕 (皮)、集团自组织、非线性多中子关联、连续态耦合、能级反转、幻数移动等新物理现象。自从 1985 年 Tanihata 等^[1]第一次发现 ^{11}Li 中的晕现象以来, 奇特核的研究引起了广泛关注, 核实验及理论工作者就此做了大量的研究^[2-6]。近期, 文献^[7]利用形变的相对论 Hartree-Bogoliubov 模型探讨了 ^{22}C 中晕的形成、形变效应、能级反转以及壳层的演化。

由于奇特核的中子或质子费米面非常接近零势能面, 连续阈附近弱束缚和非束缚态的贡献变得十分重要。恰当地处理连续阈附近弱束缚和非束缚态的贡献, 尤其是连续谱中共振态的贡献, 是一个理论能否成功描述奇特核的关键^[6]。因此, 物理学家们已经发展了很多研究单粒子共振态的方法, 包括散射相移方法^[8]、Jost 函数方法^[9-10]、格林函数方法^[11-12]、耦合常数解析延拓方法^[13-15]、实稳定化方法^[16-17]以及复标度方法^[18-19]。这些理论方法在描述奇特核方面取得了一定成功, 但仍存在缺陷。因此, 我们建立了复动量 (CMR) 表象方法^[20], 采用 CMR 方法, 不仅能够统一描述束缚态、共振态和连续谱, 而且能够很好地描述窄共振和宽共振^[21]。最近, 我们进一步发展了复动量表象 (CMR) 方

法, 获得了其它方法难以获得的连续阈附近低轨道角动量宽共振的信息。并且在非相对论框架下采用 CMR 方法计算得到单粒子能量、单粒子态的主要组分占比随四极形变系数 β_2 变化的关系以及径向密度分布等, 解释了实验上已经发现的 ^{31}Ne ^[22] 和 ^{19}C ^[23] 中的晕现象, 还预测了几个比 ^{37}Mg ^[24] 更重的核 (^{77}Fe 、 ^{75}Cr 和 ^{53}Ar) 中也可能存在不同的晕结构。

2 理论框架

为了研究晕核的单粒子共振态, 我们首先将哈密顿量表示为

$$H = T + V, \quad (1)$$

这里动量算符 $T = \mathbf{p}^2/2m$, 其中, $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ ($\mathbf{k}$ 是波矢), 根据文献^[25], 相互作用势 V 由中心势、形变势以及自旋轨道耦合势三部分组成:

$$\begin{aligned} V_{\text{cent}}(r) &= V_0 f(r), \\ V_{\text{def}}(r) &= -\beta_2 k(r) Y_{20}(\vartheta, \varphi), \\ V_{sl}(r) &= -4V_0 \Lambda^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} (s \cdot l), \end{aligned} \quad (2)$$

上式中 Λ 是核子的约化康普顿波长 $\hbar/m_r c$,

$$\begin{aligned} f(r) &= \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}, \\ \text{且} \quad k(r) &= V_0 r \frac{df(r)}{dr}. \end{aligned}$$

收稿日期: 2019-12-11; 修改日期: 2020-03-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11935001); 安徽省自然科学基金资助项目 (2008085MA26); 安徽省高等学校自然科学研究项目 (KJ2018A0028)

作者简介: 戴华名 (1995-), 男, 安徽芜湖人, 硕士研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: 1075092911@qq.com

† 通信作者: 刘泉, E-mail: quanliu@ahu.edu.cn.

和文献 [26] 类似, 参数 $a=0.67$ fm, $R=r_0A^{1/3}$, $r_0=1.27$ fm。

为了获得共振态, 我们将薛定谔方程转到动量空间, 可以同时得到束缚态、共振态和连续谱:

$$\int d\mathbf{k}' \langle \mathbf{k} | H | \mathbf{k}' \rangle \psi(\mathbf{k}') = E\psi(\mathbf{k}), \quad (3)$$

对于轴对称形变核, 宇称 π 以及总角动量的第三个分量是个好量子数, 动量波函数 $\psi(\mathbf{k})$ 用径向和角向部分来表达, 故

$$\psi(\mathbf{k}) = \psi_{mj}(\mathbf{k}) = \sum_{lj} f^{lj}(k) \phi_{ljmj}(\Omega_k), \quad (4)$$

这里 $f^{lj}(k)$ 是波函数的径向分量。波函数的角向部分表示为

$$\phi_{ljmj}(\Omega_k) = \sum_{ms} \left\langle lm \frac{1}{2} m_s \right| jm_j \rangle Y_{lm}(\Omega_k) \chi_{ms}, \quad (5)$$

将上述的波函数代入薛定谔方程, 我们可以得到:

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2 k_a^2}{2M} f^{lj}(k_a) + \sum_b w_b k_b^2 V_s(l, j, k_a, k_b) f^{lj}(k_b) - \\ & \beta_2 \sum_{l'j'} \sum_b w_b k_b^2 V_d(l, j, l', j', k_a, k_b) f^{l'j'}(k_b) = E f^{lj}(k_a), \end{aligned} \quad (6)$$

式 (6) 中的矩阵是不对称的, 为了简便计算, 我们变为对称矩阵

$$\begin{aligned} & \frac{\hbar^2 k_a^2}{2M} F^{lj}(k_a) + \sum_b \sqrt{w_a w_b} k_a k_b V_s(l, j, k_a, k_b) F^{lj}(k_b) - \\ & \beta_2 \sum_b \sum_{l'j'} \sqrt{w_a w_b} k_a k_b V_d(l, j, l', j', m_j, k_a, k_b) F^{l'j'}(k_b) = \\ & E F^{lj}(k_a). \end{aligned} \quad (7)$$

至此, 通过求解对称矩阵的本征解就可以解出薛定谔方程, 获得束缚态和共振态的能量, 为了获得坐标空间波函数, 做如下变换:

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_{mj}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\mathbf{k} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \psi_{mj}(\mathbf{k}). \quad (8)$$

假设 $\psi_{mj}(\mathbf{k})$ 具有如下形式

$$\psi_{mj}(\mathbf{r}) = \sum_{lj} f^{lj}(r) \phi_{ljmj}(\Omega_r), \quad (9)$$

则得到波函数的径向部分

$$f^{lj}(r) = i^l \sqrt{\frac{2}{p}} \sum_{a=1}^N \sqrt{w_a} k_a j_l(k_a r) F^{lj}(k_a), \quad (10)$$

和径向密度分布

$$\rho_{mj}(r) = \sum_{lj} f^{lj*}(r) f^{lj}(r). \quad (11)$$

3 计算结果与讨论

3.1 CMR 方法对 ^{31}Ne 、 ^{19}C 晕结构的研究

基于上面的理论公式, 我们对 ^{31}Ne 进行了计算 [22]。值得指出的是, 2012 年文献 [27] 采用复标度方法对 ^{31}Ne 进行过研究, 2014 年文献 [15] 在相对论平均场框架下采用耦合常数的解析延拓方法亦对 ^{31}Ne 中的晕现象进行了深入的研究。在图 1 中我们展示了采用 CMR 方法计算得到的 ^{31}Ne 单粒子能量随四极形变参数 β_2 的变化情况, 在该 Nilsson 能级图中共振态和束缚态分别用虚线和实线标记, $\beta_2=0$ 代表球形核。

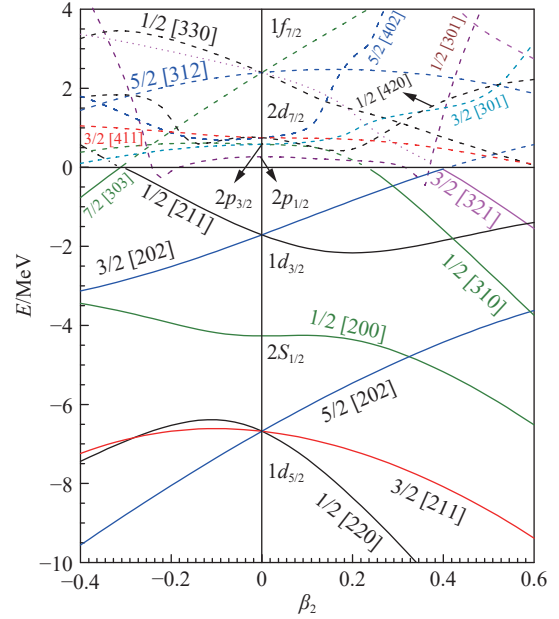


图 1 (在线彩图) 计算得到的随四极形变系数 β_2 变化的单粒子能量, 本图取自文献 [22]

我们可以看到所有的束缚态和文献 [26] 完全相同。对于共振态, 在散射相移计算 [26] 中只得到 $1f_{7/2}$ 能级, 在复标度计算 [27] 中得到了 $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$ 和 $1g_{9/2}$ 等共振能级, 却仍未得到能级 $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ 和 $2d_{5/2}$ 。在 CMR 模型的计算结果下, 我们可以看到, 当 $\beta_2=0$ 时, 共振能级 $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ 和 $2d_{5/2}$ 的顺序排列与我们所熟知的壳模型结构顺序不同, 即产生了 p - f 反转。核的能级次序与晕态的形成有关, 晕态的形成使弱束缚态核子的低轨道角动量降低, 形成能级反转。遗憾的是, $1/2[301]$ 和 $5/2[402]$ 轨道由于计算数值的不收敛导致轨道反常增高。由于能级发生了反转, 使得 ^{31}Ne 的最后一个中子占据

在 p 轨道上, 满足了晕形成的必要条件之一。当 β_2 不等于 0 的时候, 可以看到 ^{31}Ne 的第 21 个中子在不同的形变范围下分别占据不同的能级。考虑到单中子分离能的实验值, 我们发现, ^{31}Ne 的第 21 个中子在 $0.20 \leq \beta_2 \leq 0.29$ 和 $0.40 \leq \beta_2 \leq 0.59$ 时分别占据在 $3/2[321]$ 以及 $1/2[310]$ 能级。

为了进一步确定 ^{31}Ne 是否为晕核, 我们画出了单粒子态 $1/2[310]$ 和 $3/2[321]$ 的主要组分占比与形变参数的关系。由图 2 可知, $1/2[310]$ 能级的波函数主要是由 $p_{3/2}$ 轨道贡献的, 其占据几率高达 64%。在图 3 中可以明显地观察到能级 $3/2[321]$ 主要是由 $f_{7/2}$ 和 $p_{3/2}$ 轨道构成, $p_{3/2}$ 轨道贡献依然很大。晕结构是由于具有较低分离能的价核子占据在 $l=0$ 或 $l=1$ 的轨道形成的, 所以当价核子占据在能级 $1/2[310]$ 和 $3/2[321]$ 可能会形成晕。

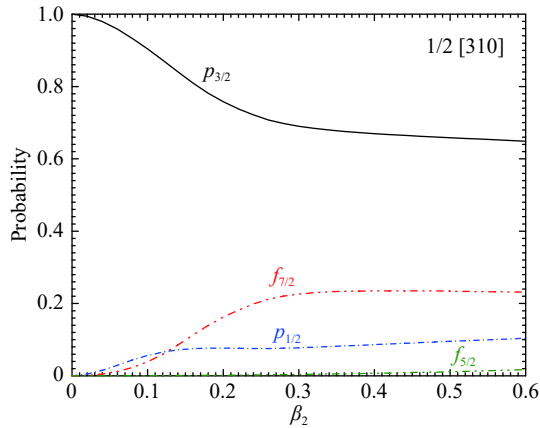


图 2 (在线彩图) 单粒子态 $1/2[310]$ 的主要组分的占比与形变参数的变化关系, 本图取自文献 [22]

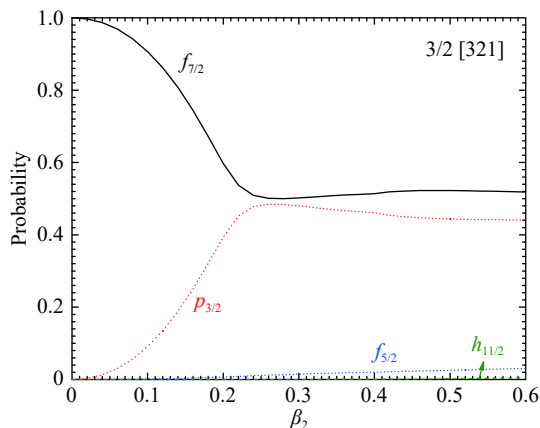


图 3 (在线彩图) 单粒子态 $3/2[321]$ 的主要组分的占比与形变参数的变化关系, 本图取自文献 [22]

在图 4 中我们还展示了坐标空间内不同积分路径下单粒子态 $1/2[310]$ 的径向密度分布随半径的变化曲线。路径 1 代表 $k=0.0\text{fm}^{-1}$, $k=0.5-i0.2\text{fm}^{-1}$, $k=1.0\text{fm}^{-1}$,

$k=3.0\text{fm}^{-1}$ 四点构成的三角形路径。路径 2 代表 $k=0.0\text{fm}^{-1}$, $k=0.2-i0.6\text{fm}^{-1}$, $k=1.0\text{fm}^{-1}$, $k=3.0\text{fm}^{-1}$ 四点构成的三角形路径。路径 3 代表 $k=0.0\text{fm}^{-1}$, $k=0.5-i0.6\text{fm}^{-1}$, $k=1.0\text{fm}^{-1}$, $k=3.0\text{fm}^{-1}$ 四点构成的三角形路径。路径 4 代表 $k=0.0\text{fm}^{-1}$, $k=0.8-i0.6\text{fm}^{-1}$, $k=1.0\text{fm}^{-1}$, $k=3.0\text{fm}^{-1}$ 四点构成的三角形路径。我们观察到, 径向密度分布并不依赖于计算过程中的积分路径。考虑到 ^{31}Ne 的第 21 个中子在 $0.40 \leq \beta_2 \leq 0.59$ 时占据 $1/2[310]$ 能级, 因此, 单粒子态 $1/2[310]$ 的形变参数 β_2 定为 0.25。我们发现此时的 $1/2[310]$ 的径向密度分布较为弥散, 这说明当最后一个粒子占据 $1/2[310]$ 时, 晕现象的出现是合理的。而单粒子态 $3/2[321]$ 的径向密度也有类似的性质, 详情可参考文献 [22]。综上所述, ^{31}Ne 可能是 $0.20 \leq \beta_2 \leq 0.29$ 或 $0.40 \leq \beta_2 \leq 0.59$ 的形变 p 波晕核。

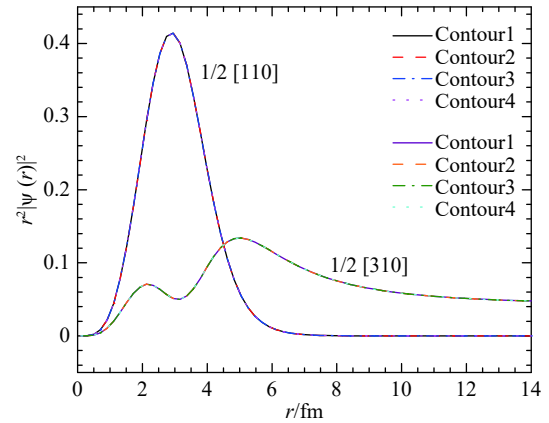


图 4 (在线彩图) 单粒态 $1/2[110]$ 和 $1/2[310]$ 的径向密度随 r 的变化曲线, 本图取自文献 [22]

采用上述分析方法, 我们也研究了丰中子核 ^{19}C , 得到束缚态及共振态的能量随形变参数的变化关系、单粒子态主要组分的占比、密度分布及单中子分离能, 结果表明 ^{19}C 的最后一个中子最有可能占据在 $0.20 \leq \beta_2 \leq 0.40$ 时的 $1/2[211]$ 能级。另外我们还在图 5 中展示了 ^{19}C 中 $1/2[211]$, $5/2[202]$, $1/2[220]$ 能级的均方根半径随形变参数 β_2 的变化情况。从图 5 我们发现 $1/2[211]$ 的均方根半径随着形变参数 β_2 的变大略有降低, 但在 $0.20 \leq \beta_2 \leq 0.40$ 形变范围内, 其值均超过 6.49fm , 远大于相邻能级均方根半径。综合考虑, ^{19}C 最有可能是个 β_2 介于 0.2 与 0.4 之间的长椭圆形 s 波晕核, 这与实验结果以及其它理论方法计算的结果相吻合。详细分析过程参考文献 [23]。

3.2 CMR 方法对 ^{77}Fe 、 ^{75}Cr 和 ^{53}Ar 晕结构的研究

目前, ^{37}Mg 是实验上发现的最重的晕核, 预测比 ^{37}Mg 更重的晕核得到了很多核理论工作者的关注。文

[310] 能级或 $3/2$ [321] 能级上, 支持 p 波晕的形成。在 ^{19}C 最后一个中子在 $0.2 \leq \beta_2 \leq 0.4$ 形变范围内是占据在 $1/2[211]$ 能级上的, 从能级成分占比可以判定其为 s 波晕。接下来, 还预测 ^{77}Fe 、 ^{75}Cr 和 ^{53}Ar 可能存在的晕结构。得到 ^{77}Fe (^{75}Cr) 可能是在 $-0.06 \leq \beta_2 \leq 0.13$ ($-0.12 \leq \beta_2 \leq 0.12$) 的 s 波晕核, 而 ^{53}Ar 可能是 $0.09 \leq \beta_2 \leq 0.13$ 的 p 波晕核。这一预测对在实验中寻找较重的晕核具有一定的参考价值。

下一步, 我们计划发展原子核中的协变密度泛函理论 (CDFT), 将 CMR 和 CDFT 结合, 建立统一描述束缚态、共振态和连续谱的 CDFT-CMR 理论, 研究原子核的单粒子运动, 获得单粒子共振态的信息, 揭示奇特核的壳层结构及其演化规律; 进一步考虑对关联, 考虑束缚态和共振态的耦合, 探索形变、对关联、共振态及其与束缚态的耦合在奇特现象的形成中所扮演的角色, 弄清晕、能级反转、幻数移动等奇特现象的物理机制。

参考文献:

- [1] TANIHATA I, HAMAGAKI H, HASHIMOTO O, et al. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2676.
- [2] MENG J, TOKI H, ZHOU S G, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2006, 57(2): 470.
- [3] MENG J, GUO J Y, LI J, et al. *Prog Phys*, 2011, 31: 1. (in Chinese)
(孟杰, 郭建友, 李剑, 等. 物理学进展, 2011, 31: 1.)
- [4] TANIHATA I, SAVAJOLS H, KANUNGO R. *Prog Part Nucl Phys*, 2013, 68: 215.
- [5] MENG J, ZHOU S G. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2015, 42(9): 093101.
- [6] MENG J, TOKI H, ZENG J Y, et al. *Phys Rev C*, 2002, 65: 041302.
- [7] SUN X X, ZHAO J, ZHOU S G. *Phys Lett B*, 2018, 785: 530.
- [8] HAMAMOTO I. *Phys Rev C*, 2016, 93(5): 054328.
- [9] LU B N, ZHAO E G, ZHOU S G. *Phys Rev Lett*, 2012, 109(7): 072501.
- [10] LU B N, ZHAO E G, ZHOU S G. *Phys Rev C*, 2013, 88(2): 024323.
- [11] MATSUO M. *Nucl Phys A*, 2001, 696(3-4): 371.
- [12] SUN T T, ZHANG S Q, ZHANG Y, et al. *Phys Rev C*, 2014, 90(5): 054321.
- [13] TANAKA N, SUZUKI Y, VARGA K. *Phys Rev C*, 1997, 56(1): 562.
- [14] ZHANG S S, SMITH M S, ARBANAS G, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86(3): 032802.
- [15] ZHANG S S, SMITH M S, KANG Z S, et al. *Phys Lett B*, 2014, 730: 30.
- [16] ZHANG L, ZHOU S G, MENG J, et al. *Phys Rev C*, 2008, 77(1): 014312.
- [17] ZHOU S G, MENG J, ZHAO E G. *Phys B: At, Mol Opt Phys*, 2009, 42(24): 245001.
- [18] MYO T, KIKUCHI Y, MASUI H, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2014, 79: 1.
- [19] GUO J Y, FANG X Z, JIAO P, et al. *Phys Rev C*, 2010, 82(3): 034318.
- [20] LI N, SHI M, GUO J Y, et al. *Phys Rev Lett*, 2016, 117(6): 062502.
- [21] GUO J Y, LIU Q, NIU Z M. *Nucl Phys Rev*, 2018, 35(4): 401. (in Chinese)
(郭建友, 刘泉, 牛中明, 等. 原子核物理评论, 2018, 35(4): 401.)
- [22] TIAN Y J, LIU Q, HENG T H, et al. *Phys Rev C*, 2017, 95: 064329.
- [23] CAO X N, LIU Q, GUO J Y. *J Phys G*, 2018, 45: 085105.
- [24] CAO X N, LIU Q, GUO J Y. *Phys Rev C*, 2019, 99: 014309.
- [25] HAMAMOTO I. *Phys Rev C*, 2005, 72(2): 024301.
- [26] HAMAMOTO I. *Phys Rev C*, 2010, 81(2): 021304.
- [27] LIU Q, GUO J Y, NIU Z M, et al. *Phys Rev C*, 2012, 86(5): 054312.
- [28] MENG J, RING P. *Phys Rev Lett*, 1998, 80(3): 460.
- [29] ZHOU S G, MENG J, RING P, et al. *Phys Rev C*, 2010, 82(1): 011301.
- [30] LI L, MENG J, RING P, et al. *Phys Rev C*, 2012, 85(2): 024312.

Study on Halo Phenomenon in Exotic Nuclei by Complex Momentum Representation Method

DAI Huaming, CAO Xueneng, LIU Quan[†], GUO Jianyou

(School of Physics and Materials Science, Anhui University, Hefei 230601, China)

Abstract: The study of halo phenomenon gives us a new understanding of nuclear structure, in which the continuum, especially the resonance in the continuum, plays an important role. The complex momentum representation (CMR) method can not only describe the bound state, resonant state and continuous spectrum uniformly, but also describe the narrow and wide resonance well. In this paper, the CMR method is introduced for the study of nuclear resonance. The single particle energy of bound state and resonance state of ^{31}Ne and ^{19}C with deformation parameter β_2 is given. The physical mechanism of halo formation in ^{19}C and ^{31}Ne and the reason of energy level inversion near the neutron number $N=20$ are analyzed. The halo phenomenon in nuclei heavier than ^{37}Mg is predicted. The result of this prediction is helpful to find heavier halo nuclei in experiments. These studies show that the CMR method is suitable for describing not only stable nuclei, but also exotic nuclei with diffuse material distribution.

Key words: Schrödinger equation; complex momentum representation method; single particle resonance; halo

Received date: 11 Dec. 2019; **Revised date:** 23 Mar. 2020

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11935001); Natural Science Foundation of Anhui Province (2008085MA26); Key Research Foundation of Education Ministry of Anhui Province under Grant(KJ2018A0028)

[†] **Corresponding author:** LIU Quan, E-mail: quanliu@ahu.edu.cn.