

${}_{\Lambda}^A\text{Ca}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^A\text{Ca}$ 超核中的巨中子晕现象*

吕洪凤¹ 孟杰^{1,2,3;1)} 张双全¹

1(北京大学物理学院 北京 100871)

2(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

摘要 利用密度相关零程对力的相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov 方法,对偶中子数的 Ca 同位素从质子滴线到 neutron 滴线范围内的单 Λ 超核和双 Λ 超核基态性质进行了系统研究. 与通常的原子核相比,单 Λ 超核和双 Λ 超核中 Λ 超子提供的吸引力会相应地降低中子费米面. 所预言的中子滴线超核分别为 ${}_{\Lambda}^{77}\text{Ca}$ 和 ${}_{\Lambda\Lambda}^{78}\text{Ca}$, 比原来预测的通常滴线核 ${}^{74}\text{Ca}$ 多两个中子. 基于对双中子分离能、中子密度分布、半径、单粒子能谱、轨道占据数和连续谱贡献的分析,预言了超核中的巨中子晕现象.

关键词 巨中子晕 相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov 方法 Λ 超核

1 引言

放射性离子束工厂的快速发展,为探索原子核的存在极限及理解该领域的基本物理提供了可能. 各种全新的形态(如中子皮和中子晕)不断被发现. 自从在 ${}^{11}\text{Li}$ 中发现了第一例晕现象后^[1],奇特核引起了人们越来越多的关注,各种理论和实验工具已被广泛用于对它们的研究.

在相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov (RCHB) 方法中,中子晕可以理解为 Cooper 对被散射到含有小轨道角动量的连续谱中而形成的奇特现象^[2]. 在成功地描述了 ${}^{11}\text{Li}$ 中的晕现象之后^[3],利用 RCHB 方法又预言了在 Zr 和 Ca 同位素的奇特原子核中存在巨中子晕现象^[4,5],并指出:只要多个相邻原子核的核子分离能都足够小,就可能是巨晕存在的信号. 这意味着巨晕可以在更广泛的核素中存在. 当然,在理论上对目前或近期实验可以达到的奇特核区进行巨中子晕现象的预言和深入探讨,依然是一件有意义和富有挑战性的工作.

自从 20 世纪 50 年代在宇宙射线中发现了第一

例超核事件^[6]以来,随着新一代加速器的建成和探测技术的发展,目前已积累了大量单 Λ 超核的实验数据^[7],同时也取得了多例双 Λ 超核的实验数据^[8]. 在超核的理论描述方面,目前对 ΛN 相互作用的认知还很有限,对 $\Lambda\Lambda$ 相互作用的认知就更差一些. 这样,对超核性质的各种预测就与理论模型和相互作用方式的选取密切相关,具体评述参见文献[9].

近年来,随着人们对奇特核的关注,奇特超核也日渐引起人们的兴趣和注意. 如, L. Majling 就提出了以奇异数和双电荷交换反应(K^- , π^+)来产生丰中子或中子晕的单 Λ 超核^[10]. 同样,如果理论上预言存在巨中子晕的 Λ 超核,实验上应可以用该方法得到. 这对进一步认识和理解巨晕现象将很有帮助.

相对论平均场理论对核的基态性质有很好的描述^[11],在滴线原子核的奇特性质^[3,4]方面也取得了很大的成功. 本文将根据实验上提供的 Λ 超子-核子相互作用信息^[12]以及理论上对通常 Ca 同位素巨中子晕的预言^[5],利用 RCHB 方法,对偶中子数的 Ca 同位素从质子滴线到 neutron 滴线范围内的单 Λ 超核和双 Λ 超核基态性质进行系统研究.

2002-06-04 收稿

* 国家重点基础研究发展规划(G2000077407),国家自然科学基金(10025522,19847002,19935030)资助

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn

2 理论框架

相对论平均场理论的出发点是含有重子和介子自由度的有效拉氏量密度. 它把重子看成是在同位旋标量-标量 σ 介子、同位旋标量-矢量 ω 介子、同位旋矢量-矢量 ρ 介子和光子 γ 产生的势场中运动的 Dirac 粒子, 并采用平均场近似和无海近似来处理. 描述由核子、介子和 Λ 超子组成的超核系统的拉氏量密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \psi_N \left(\not{p} - g_\sigma^N \not{\sigma} - g_\omega^N \not{\omega} - g_\rho^N \not{\rho} - \frac{1}{2} e(1 - \tau_3) A - g_\sigma^N \sigma - m_N \right) \times \\ & \psi_\Lambda \left(\not{p} - g_\sigma^\Lambda \not{\sigma} + \frac{f_\omega^\Lambda}{2m_\Lambda} \not{\sigma} \not{\partial}_\mu \omega^\mu - g_\sigma^\Lambda \sigma - m_\Lambda \right) \times \\ & \psi_\Lambda + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \\ & \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu} \Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 \omega_\mu \omega^{\mu 2} - \\ & \frac{1}{4} R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, ψ_N 和 ψ_Λ 分别是描述核子和 Λ 超子的 Dirac 旋量, m_N 和 m_Λ 分别对应核子和 Λ 超子的质量. 上式中 $m_\sigma, g_\sigma^N, g_\sigma^\Lambda, m_\omega, g_\omega^N, g_\omega^\Lambda, m_\rho, g_\rho^N$ 分别是 σ, ω 和 ρ 介子的质量和耦合常数, g_2, g_3 和 c_3 分别为 σ 和 ω 介子的自耦耦合常数. f_ω^Λ 是 Λ 超子的张量耦合常数, 场的张量形式如下:

$$\begin{cases} \Omega^{\mu\nu} = \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \\ R^{\mu\nu} = \partial^\mu \rho^\nu - \partial^\nu \rho^\mu - g^\rho (\rho^\mu \times \rho^\nu), \\ F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu. \end{cases} \quad (2)$$

通过经典变分法, 对拉氏量密度进行变分, 可以得到核子、超子和介子的耦合方程. 其中, 核子的运动方程与通常核情况下得到的相同, 而 Λ 超子的运动方程为

$$[-i\alpha \nabla + \beta(m_\Lambda + g_\sigma^\Lambda \sigma(r)) + g_\omega^\Lambda \omega^0(r)] \psi_\Lambda = \epsilon_\Lambda \psi_\Lambda. \quad (3)$$

此外, 对于 σ 和 ω 介子的 Klein-Gordon 方程, 应分别在核子标量密度和矢量密度后相应地加入超子的标量密度 $-g_\sigma^\Lambda \psi_\Lambda^\dagger(r) \gamma^0 \psi_\Lambda(r)$ 和矢量密度 $g_\omega^\Lambda \psi_\Lambda^\dagger(r) \psi_\Lambda(r)$. 对重子和介子场运动方程取平均场和无海近似后, 进行自洽求解, 可以得到超核系统的基态性质.

3 计算结果与讨论

具体数值计算中与文献[2]类似, 这里也考虑了

核子的对关联效应, 并在坐标空间进行求解. 步骤为: 在大小为 20fm, 步长为 0.1fm 的盒子中自洽求解耦合方程组. 对核子部分, 相互作用选为 NL-SH 参数组^[13], 来自连续谱的贡献限制在约 120MeV 的窗口内. 对力选用密度相关的零程力. 在给定能量截断和盒子大小的情况下, 对力强度通过调节对能与采用有限程 Gogny 力所得到的对能相符而得到. 超子部分, Λ 超子质量 $m_\Lambda = 1115.6\text{MeV}$, 矢量耦合常数和张量耦合常数由组分夸克模型得到^[14]: $g_\omega^\Lambda = 2/3 g_\omega^N, g_\sigma^\Lambda = -f_\omega^\Lambda$, 标量耦合常数通过符合 ^{40}Ca 超核中 Λ 超子处于 1s 轨道时的超子结合能实验值^[12] ($B_{1s}^\Lambda = -18.7\text{MeV}$) 得到: $g_\sigma^\Lambda = 0.619 g_\sigma^N$. 另外, 由于这里只考虑单 Λ 超核和双 Λ 超核, 所以忽略了超子的对力.

中子分离能是揭示核壳层结构、预言中子滴线、检验微观理论模型的重要物理量. 图 1 中, 给出了偶中子数的 Ca 同位素的双中子分离能 S_{2n} 随中子数 N 的变化. 该 S_{2n} 曲线的共同特征是: 随着中子数的增加, 在 $N = 20, 28, 40$ 处均出现大的跃变, 这些跃变正对应着壳模型中的满壳和亚满壳. 但在另一个幻数 $N = 50$ 处并没有表现出异常特征, 这与中子晕的形成是相联系的 (见图 2). 若用正则基下的单粒子能谱来解释, 该满壳的消失是由于 $1g_{9/2}$ 轨道和其上的 $s-d$ 壳间的能隙减小而引起的 (见图 4).

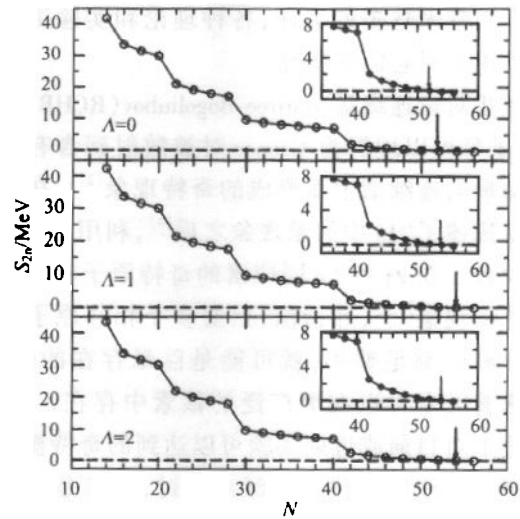


图 1 偶中子数的 Ca 同位素的双中子分离能 S_{2n} 随中子数 N 的变化

上、中、下 3 图分别对应通常核、单 Λ 超核和双 Λ 超核, 空心圈为计算值, 箭头所指为中子滴线核.

非常小的中子分离能被认为是原子核中产生中

子晕的一个信号. 图 1 的另一显著特征是中子数大于 40 的奇特 Ca 同位素的双中子分离能 S_{2n} 非常接近于零. 这些奇特 Ca 同位素可以被看成是以 ${}^{60}_{\Lambda}Ca$ (${}^{61}_{\Lambda}Ca$ 或 ${}^{61}_{2\Lambda}Ca$) 为核芯, $N > 40$ 的所谓价中子填充在弱束缚态和连续谱中而形成的. 由于小的中子分离能, 这些价中子的空间分布可能很大, 因此这里 S_{2n} 的行为表明在奇特 Ca 同位素中可能有巨晕现象的存在.

图 1 中超核的中子滴线 ($N = 56$) 比文献[5]预言的通常核的中子滴线 ($N = 54$) 外推了两个中子. 这对探测滴线核是非常有益的. 我们知道, Λ 超子提供的附加吸引作用会使超核的核芯收缩, 如 ${}^7_{\Lambda}Li$ 的核芯 6Li 要比自由空间的 6Li 小 20% 左右^[15], 不束缚的核 8Be 在加入一个 Λ 超子后形成的 ${}^8_{\Lambda}Be$ 则是束缚的^[9]. 但该效应只是对轻核较显著, 对于中重核素, 尤其是不稳定的丰中子中重核素, 一个或两个位于 $1s$ 态的 Λ 超子对由几十个核子所组成的原子核的整体性质, 其影响显然不如对轻核那样明显. 此处的计算表明, 在 Ca 巨中子晕核与一个或两个 Λ 超

子所形成的超核系统中, 超核的性质虽无重大改变, 但中子滴线向外延伸了两个中子, 使得超核体系比通常奇特核束缚更多的中子, 从而也使巨晕中的晕中子数增加, 有助于形成巨晕.

为定量考察超子的影响, 表 1 中给出了滴线附近核素的费米能. 从表中可以看出, 与相应的通常核相比, 加入超子后的费米能在质子滴线和中子滴线区均有降低. 但是对于质子滴线区, 超子提供的吸引作用还无法将原来不束缚的丰质子核变成束缚的超核体系, 所以此处的质子滴线超核仍为 $N = 14$, 即 ${}^{35}_{\Lambda}Ca$ 和 ${}^{36}_{2\Lambda}Ca$, 与通常的质子滴线核的中子数相同. 而在丰中子部分, 由于中子分离能接近于 0, 超子提供的吸引作用虽弱, 仍可以将原来不束缚的两个中子变成束缚的. 如中子数为 54 的核, 中子费米能为正 (0.010 MeV), 在加入一个和两个超子后, 所形成的单 Λ 超核和双 Λ 超核对应的中子费米能分别为 -0.022 和 -0.057 MeV, 即超子的加入将中子滴线外推了两个中子.

晕或巨晕的表现形式是中子密度空间分布的尾

表 1 滴线附近原子核的费米能

中子数	中子费米能			质子费米能		
	${}^A_{\Lambda}Ca$	${}^{A+1}_{\Lambda}Ca$	${}^{A+2}_{2\Lambda}Ca$	${}^A_{\Lambda}Ca$	${}^{A+1}_{\Lambda}Ca$	${}^{A+2}_{2\Lambda}Ca$
14	-19.267	-19.112	-19.295	0.316	0.518	0.410
16	-16.453	-16.415	-16.450	-1.589	-1.666	-1.782
52	-0.067	-0.102	-0.141	-26.165	-26.384	-26.976
54	0.010	-0.022	-0.057	-26.482	-26.710	-27.390
56	0.089	0.062	0.030	-26.302	-26.953	-27.566

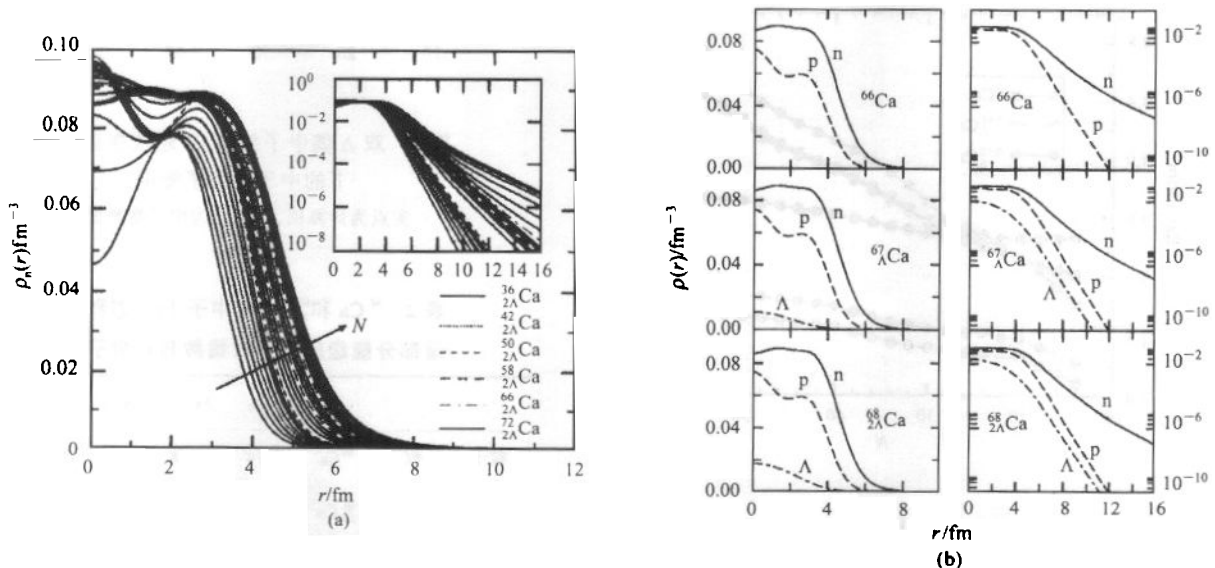


图 2 (a) 偶中子数的 Ca 双 Λ 超核在正常坐标和对数坐标下的中子密度分布;
(b) 巨晕区核素 ($N = 46$) 在正常坐标和对数坐标下的重子密度

部很大. 在图 2 中, 分别给出了 Ca 双 Λ 超核在正常坐标和对数坐标下的中子密度分布和 $N = 46$ 核素的中子、质子和超子的密度分布. 在对数坐标下, 可以清楚地看到 $N > 40$ 超核的中子密度分布, 其尾部要比较轻核素的大得多. 如在半径为 $r = 11\text{fm}$ 处, ${}^{72}_{2\Lambda}\text{Ca}$ 的中子密度比 ${}^{42}_{2\Lambda}\text{Ca}$ 的大 4 个量级. 另外随着中子数的增加, 尾部的密度分布显著增加, 这正表明了 $N > 40$ 的奇特 Ca 超核中同样有类似于通常奇特 Ca 核^[5] 中的巨中子晕. 为了更清楚地给出巨晕区核素的密度分布, 在图 2(b) 中以 $N = 46$ 的核素为例, 画出了各重子密度在正常坐标和对数坐标下的分布情况. 显然, 由于粒子数目较多, 中子的密度分布要比质子的和超子的密度分布大得多, 从对数坐标图可以看出, 中子密度分布有一个非常显著的尾巴, 而且超子的加入, 对中子和质子的密度分布几乎没有影响, 如质子密度的对数分布在 $r = 12\text{fm}$ 处均为 10^{-10}fm^{-3} .

图 3 中给出了超核和通常核的各种均方根半径随中子数的变化, 其中 r_n, r_Λ, r_m 和 r_c 分别对应于中子半径、超子半径、总的原子核物质半径和电荷半径. 显然, 除了奇特核区超核的 r_n 和 r_m 比普通核略低外, 超核和普通核的其他均方根半径在 $N = 14-54$ 的整个范围内几乎相同. 奇特核区超核的均方根半径 r_n, r_m 的细微降低表明了核芯束缚略紧, 这正和滴线的移动相对应. 另外在 $N > 40$ 的核素区, 中子半径有一显著特征, 即随着中子数的增多, 半径急剧增大, 该现象对应着巨中子晕的形成.

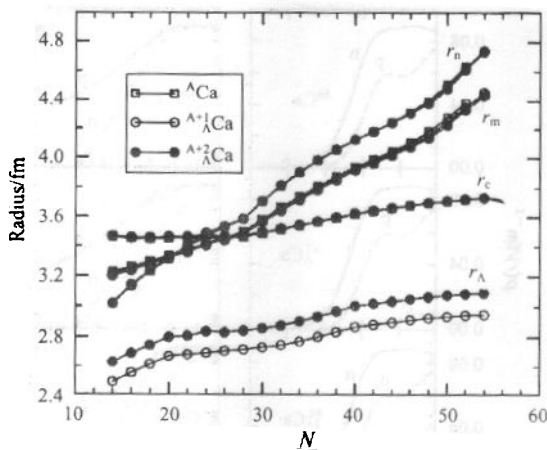


图 3 偶中子数的 Ca 同位素的均方根半径随中子数的变化

r_n, r_Λ, r_m 和 r_c 分别对应中子半径, 超子半径, 总物质半径和电荷半径.

为更清楚地理解上述结果, 以双 Λ 超核为例, 图 4 给出了 Ca 同位素在正则基下的中子单粒子能谱. 图中实点为计算值, 点划线为中子费米面. 可以看到在 $N = 20, 28, 40$ 处, 能级间有较大的能隙, 而费米面也在相应的地方有跳跃, 与前面在双中子分离能处的讨论相洽. 对于 $N > 40$ 的 Ca 同位素, 由于费米面接近于 0, 对关联会将中子对从弱束缚态散射到连续谱, 这意味着中子将占据弱束缚态或连续谱态, 而来自连续谱轨道的贡献, 如 $3s_{1/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}$ 等是巨晕形成的重要原因. 尤其是 $3s_{1/2}$ 态, 由于没有离心位垒, 波函数空间弥散很大, 其上的中子占据对晕的形成起关键作用. 以 ${}^{66}\text{Ca}$ 和 ${}^{68}_{2\Lambda}\text{Ca}$ 为例, 表 2 中给出了弱束缚态 $1g_{9/2}$ 及部分连续谱的中子占据数和单粒子能量. 与 ${}^{66}\text{Ca}$ 相比, ${}^{68}_{2\Lambda}\text{Ca}$ 在连续谱中的各个能级的中子占据数变小, 而单粒子能量变大; 相应地, $1g_{9/2}$ 的中子占据数变大, 能级加深. 这表明, 超核的核芯比相应的通常核束缚得紧. 同样, 由于 $3s_{1/2}$ 和 $2d_{5/2}$ 能级的降低, 费米面曲线在 $N = 50$ 处也没有大的弯曲, 该物理图像见图 4 中的点划线.

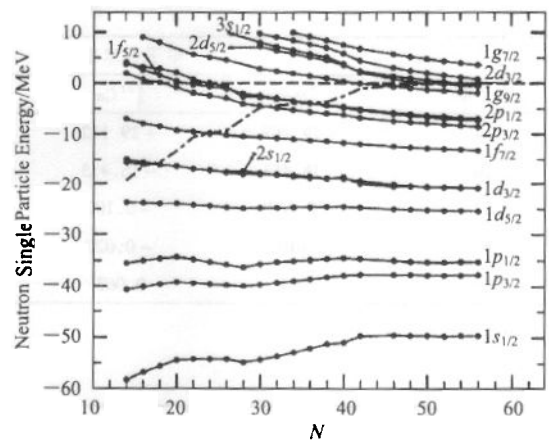


图 4 双 Λ 偶中子数的 Ca 超核在正则基下的中子单粒子能谱

实点为计算值, 点划线为中子费米能.

表 2 ${}^{66}\text{Ca}$ 和 ${}^{68}_{2\Lambda}\text{Ca}$ 内中子 $1g_{9/2}$ 态和连续谱部分能级的中子占据数和单粒子能量 MeV

		$1g_{9/2}$	$3s_{1/2}$	$2d_{5/2}$	$2d_{3/2}$	$1g_{7/2}$
粒子占据数	${}^{66}\text{Ca}$	5.14	0.178	0.426	0.108	0.136
	${}^{68}_{2\Lambda}\text{Ca}$	5.32	0.120	0.360	0.084	0.120
单粒子能量	${}^{66}\text{Ca}$	-0.48	0.64	1.41	2.85	5.67
	${}^{68}_{2\Lambda}\text{Ca}$	-0.71	0.81	1.40	3.06	5.72

4 总结

本文用微观自洽的相对论连续谱 Hartree-Bogoliubov 方法,对偶中子数的 Ca 同位素从质子滴线到
中子滴线范围内的通常核、单 Λ 超核和双 Λ 超核的
基态性质进行了系统研究. 通过对双中子分离能、
中子密度分布、均方根半径、中子单粒子能谱、中子

轨道占据数和连续谱贡献的分析后发现, Ca 超核同
位素中依然存在巨中子晕现象. 与通常的原子核相
比,由于加入超子提供的额外吸引力,使超核的中子
滴线超核分别为 ${}^{77}_{\Lambda}$ Ca 和 ${}^{78}_{\Lambda\Lambda}$ Ca,比原来预测的通常滴
线核 74 Ca 多两个中子,正常 Ca 核中的巨中子晕现象
在 Ca 超核中依然存在,由于中子滴线的外推,具有
巨晕特征的超核数目比正常核也有所增加.

参考文献 (References)

- 1 Tanihata I et al. Phys. Rev. Lett., 1985, **55**:2676
- 2 MENG J. Nucl. Phys., 1998, **A635**:3
- 3 MENG J, RING P. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:3963
- 4 MENG J, RING P. Phys. Rev. Lett., 1998, **80**:460
- 5 MENG J, Toki H, ZENG J Y et al. Phys. Rev., 2002, **C65**:041302 (R)
- 6 Danysz M, Pniewski J. Phil. Mag., 1953, **44**:348
- 7 Hotchi H et al. Phys. Rev., 2001, **C64**:044302 及其所引文献
- 8 Takahashi H et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**:212502-1 及其所引文献
- 9 Bandō H, Motoha T, Zofka J. Int. Mod. Phys., 1990, **A5**:4021
- 10 Majling L. Nucl. Phys., 1995, **A585**:211c
- 11 Serot B D, Walecka J D. Adv. Nucl. Phys., 1986, **16**:1
- 12 Pile H et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**:2585
- 13 Sharma M M, Nagarajan M A, RING P. Phys. Lett., 1993, **B312**:377
- 14 Cohen J, Weber H J. Phys. Rev., 1991, **C44**:1181
- 15 Tanida K et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:1982

Giant Neutron Halos in Λ -Hypernuclei ${}^A_{\Lambda}$ Ca and ${}^A_{\Lambda\Lambda}$ Ca in the Relativistic Continuum Hartree-Bogoliubov Theory*

LÜ Hong-Feng¹ MENG Jie^{1,2,3;1)} ZHANG Shuang-Quan¹

¹(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

²(Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

³(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

Abstract Ground state systemic properties of single- Λ and double- Λ hypernuclei for even- N Ca isotopes ranging from the proton drip-line to the neutron drip-line are studied by using the relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory with a density-dependent δ pairing interaction. Compared with the ordinary nuclei, the predicted neutron drip line nuclei are ${}^{77}_{\Lambda}$ Ca and ${}^{78}_{\Lambda\Lambda}$ Ca respectively, i. e., the last bound hypernuclei has two more neutrons than that of ordinary nuclei. Based on the analysis of two neutron separation energies, neutron single particle energy levels, the contribution of continuum and nucleon density distribution, giant halo phenomena due to pairing correlation and the contribution from the continuum are suggested to exist in Ca hypernuclei.

Key words giant neutron halo, relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory, Λ hypernuclei

Received 4 June 2002

* Supported by Major State Basic Research Development Program (G2000077407) and National Natural Science Foundation of China (10025522, 19847002, 19935030)

1) E-mail: mengj@pku.edu.cn