

核 ANC 和激发态中子晕*

刘祖华¹⁾ 林承键 张焕乔 李志常 张竟上
吴岳伟 杨峰 阮明 刘建成 李淑媛 彭绍华
(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 利用转移反应 $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 和 $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ 抽取 $^{12}\text{B} \leftrightarrow ^{11}\text{B} + n$ 和 $^{13}\text{C} \leftrightarrow ^{12}\text{C} + n$ 重叠函数的核渐近归一化常数,计算了 ^{12}B 和 ^{13}C 核中价中子密度分布的均方根半径及其在核外的几率.实验结果表明, ^{12}B 的第二($J^\pi = 2^-$),第三($J^\pi = 1^-$)激发态和 ^{13}C 的第一($J^\pi = 1/2^+$)激发态为中子晕态,而 ^{13}C 的第三($J^\pi = 5/2^+$)激发态是中子皮态.考察了库仑势和角动量对晕形成的阻碍效应.提出了均方根半径对于有效核子分离能的统一的标度定律.

关键词 转移反应 渐近归一化常数 激发态中子晕

1 引言

晕核是当今在核物理界引起很大兴趣的奇特核结构现象.就本质而言,晕结构是一种效应^[1],起因于最后一个核子或核子对处于弱束缚核态.因此,晕结构应该是一种普遍现象,除滴线附近核外,还应该在稳定核的某些激发态中存在.基于这一认识,近年来我们开展了寻找激发态中子晕的研究.

另一方面,自然界中化学元素的起源是核天体物理中非常吸引人的研究课题.按大爆炸模型理论,比铁重的核只能通过接连的中子俘获和 β 衰变生成.而在慢过程(S过程)中,中子俘获主要是沿着 β 稳定线进行.因此,将晕结构及其对中子俘获的影响的研究推广到 β 稳定线及其邻近的核区,对天体物理及核物理本身都非常有意义.

通常采用测量能量大于20MeV/u的奇特核与靶核的相互作用截面或破裂碎块动量分布探索晕结构.虽然这些方法目前仍然被广泛使用,但人们越来越有兴趣采用研究稳定核发展起来的传统方法来研究晕核的详细结构.事实上,很难用测量相互作用截面或动量分布方法探索激发态晕.在本工作中,我们用转移反应研究 ^{12}B 和 ^{13}C 的激发态中子晕.实验结果表明,转移反应是探索激发态晕的有效和灵敏的方法.

2001-08-24 收稿

* 国家自然科学基金(19875078,10075077)和国家重点基础研究发展规划(G2000077406)资助

1) E-mail: huan@iris.ciae.ac.cn

转移反应为表面过程. 接扭曲波波恩近似(DWBA)理论, 除入射道和出射道的扭曲波以外, 转移截面的计算主要涉及束缚态 $B \leftrightarrow A + N$ 的重叠函数 $I_{AN}^B(r_{AN})$. 以下我们将看到, 直接中子辐射俘获截面和价核子密度分布的均方根半径的计算都用到重叠函数 $I_{AN}^B(r_{AN})$. 这就是可以利用转移反应推算某些天体物理 S 因子和探索激发态晕的内在原因.

2 核 ANC

原子核的多体性质要求在核反应的理论处理中, 对它们的波函数作适当的描写. 最简单的办法是将 B 体的波函数按一套 $(B-1)$ 体哈密顿的完全本征函数展开. 其展开系数即为 $B \leftrightarrow A + N$ 的重叠积分,

$$I_{AN}^B(\mathbf{r}) = \langle A \otimes N | B \rangle, \quad (1)$$

其中 \mathbf{r} 为连接核 A 的质心与核子 N 的矢量. 重叠积分不是总哈密顿的本征函数, 因此并不归一. 重叠积分模的平方

$$S_{AN} = \int d\mathbf{r} [I_{AN}^B(\mathbf{r})]^2 \quad (2)$$

定义为谱因子^[2]. 重叠积分起着价核子波函数的作用. 如上所述, 因涉及多体函数, 在核内很难计算. 但在核外, 当 $r > R_N$, 核力近乎消失时, 径向重叠积分变为^[1]

$$I_{ANl_Bj_B}^B(r) = C_{ANl_Bj_B}^B \frac{W_{-\eta_B, l_B+1/2}(2k_B r)}{r} \quad r > R_N, \quad (3)$$

此处, $C_{ANl_Bj_B}^B$ 即为核渐近归一化常数(ANC), 它定义了重叠积分在核外的幅度. 其中

l_B 分别是价核子的轨道角动量和总角动量, W 是 Whittaker 函数, $k_B = \sqrt{2\mu_{AN}S_N}/\hbar$ 为波矢, S_N 是核子分离能, μ_{AN} 为 A 和 N 的约化质量, η_B 是库仑参数, 对于中子, $\eta_B = 0$. 由(3)式可见, 在核外, 一旦求得核 ANC $C_{ANl_Bj_B}^B$, 则重叠积分 $I_{ANl_Bj_B}^B(r)$ 完全确定.

在单粒子处理中, 核径向重叠积分可近似为单粒子重叠积分 $I_{ANl_Bj_B}^{B(SP)}$ ^[2],

$$I_{ANl_Bj_B}^B(r) \approx I_{ANl_Bj_B}^{B(SP)}(r) = [S_{l_Bj_B}^{(SP)}]^{1/2} \Phi_{n_B l_B j_B}(r), \quad (4)$$

其中 $S_{l_Bj_B}^{(SP)}$ 为单粒子谱因子, 而 Φ 是归一化的单粒子径向波函数, 在核外为

$$\Phi_{n_B l_B j_B}(r) = b_{l_B j_B} \frac{W_{-\eta_B, l_B+1/2}(2k_B r)}{r}, \quad (5)$$

$b_{l_B j_B}$ 是单粒子 ANC, n_B 是单粒子径向波函数的结点数. 由(3)–(5)式可得到核 ANC, 单粒子 ANC 与单粒子谱因子的近似关系

$$C_{ANl_Bj_B}^B = [S_{l_Bj_B}^{(SP)}]^{1/2} b_{l_B j_B}. \quad (6)$$

3 由直接反应抽取核 ANC

考虑转移反应

$$a + A \rightarrow b + B, \quad (7)$$

其中 $a = b + N$, $B = A + N$, N 为转移粒子. 反应的跃迁幅度可写成

$$M_{\alpha\beta} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} I_{AN}^B(\mathbf{r}_{AN}) | \Delta v | I_{bN}^a(\mathbf{r}_{bN}) \chi_{\alpha}^{(+)} \rangle, \quad (8)$$

$\chi_{\alpha}^{(+)}$ 和 $\chi_{\beta}^{(-)}$ 为入射道和出射道的扭曲波, Δv 是跃迁算符. 由上式可见, 转移反应跃迁幅度计算涉及初末态的重叠积分, I_{bN}^a 和 I_{AN}^B . 利用(4)式, 核子 N 由初态 $(n_a l_a j_a)$ 轨道转移到末态 $(n_b l_b j_b)$ 轨道的微分截面可分解为初末态的谱因子与通常的 DWBA 截面之积,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = S_{l_b j_b}^{B(SP)} S_{l_a j_a}^{a(SP)} \sigma_{l_b j_b l_a j_a}^{DW}, \quad (9)$$

根据(6)式, 我们可以把(9)式改写为,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (C_{ANl_b j_b}^B)^2 (C_{bNl_a j_a}^a)^2 R_{l_b j_b l_a j_a}, \quad (10)$$

$$R_{l_b j_b l_a j_a} = \frac{\sigma_{l_b j_b l_a j_a}^{DW}}{b_{l_b j_b}^2 B_{l_a j_a}^2}, \quad (11)$$

其中单粒子 ANC, $b_{l_b j_b}$ 和 $b_{l_a j_a}$ 由 DWBA 程序计算的单粒子波函数利用(5)式求得. 因此 $R_{l_b j_b l_a j_a}$ 可用 DWBA 程序计算. 如果 $C_{bNl_a j_a}^a$ 值已知, 可利用(10)式从实验测量的转移反应微分截面抽取末态核 ANC $C_{ANl_b j_b}^B$. 将(9)式改写成(10)式的好处在于(9)式中的谱因子 S 和 σ^{DW} 都与模型参数有关, 而在表面反应的条件下, (10)式中的核 ANC 和 $R_{l_b j_b l_a j_a}$ 都与模型参数无关.

我们在中国原子能科学研究所的串列加速器上测量了 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 和 $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ 转移反应角分布. 入射 d 能量 11.8 MeV, ^{11}B 和 ^{12}C 靶厚为 $215 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. 出射质子 p 的动量用 Q3D 磁谱仪分析. 在 $\pm 24^\circ$ 放置二块金硅面垒半导体探测器, 测量 d 的弹性散射作截面的相对归一. 在 Q3D 置于某些角度时, 还用在 0° 的法拉第筒直接测量束流强度, 结合靶厚作截面的绝对归一. 图 1 给出转移到 ^{12}B 基态和第二、三激发态的角分布. 我们用有限程 PTOLEMY 程序^[3]做 DWBA 计算, 入射道的光学势参数从 12 MeV 的 $d + ^{12}\text{C}$ 弹性散射角分布^[4]抽取, Goncharov 等^[5]的能量相关光学势参数用于计算出射道的扭曲波. DWBA 的计算结果如图 1 中的虚线所示. 图中的实线是直接和复合核过程的贡献之和. 已经证明^[6], 前角的微分截面对扭曲波光学势参数不灵敏. 而我们正是通过与这些角度的实验微分截面比较抽取核 ANC. 用 Woods-Saxon 势计算单粒子波函数, 调节势的深度使其符合中子分离能. 为了考察势参数对单粒子谱因子 $S_{l_b j_b}^{(SP)}$ 、单粒子 ANC $b_{l_b j_b}$ 和核 ANC $C_{ANl_b j_b}^B$ 的影响, 我们改变半径参数 r_0 和弥散参数 a_0 的值, 共计算了 12 个点 ($r_0 = 1.0 - 1.3 \text{ fm}$, $a_0 = 0.5 - 0.7 \text{ fm}$, 步长 0.1 fm). 此外, 在 DWBA 计算中还用了标准参数 $r_0 = 1.25 \text{ fm}$, $a_0 = 0.65 \text{ fm}$. 已知 $d \leftrightarrow p + n$ 的核 ANC $(C_{pn}^d)^2 = 0.76 \text{ fm}^{-1}$ ^[7]. 对于每组 (r_0, a_0) 值, 算得 $b_{l_b j_b}$ 和 $R_{l_b j_b l_a j_a}$, 并通过与 3 个前角 ($\theta_{\text{Lab}} = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$) 实验微分截面的比较抽取核 ANC $C_{ANl_b j_b}^B$ 和单粒子谱因子 $S_{l_b j_b}^{(SP)}$. 抽取的 $C_{ANl_b j_b}^B$ 值列于表 1 (见第 4 节) 中.

图 2 显示 ^{12}B 第三激发态 ($J^\pi = 1^-$) 的单粒子 ANC $b_{l_b j_b}$, 单粒子谱因子 $S_{l_b j_b}^{(SP)}$ 和核 ANC

$C_{ANl_B j_B}^B$ 随势参数 r_0/a_0 的变化. 由图可见 $b_{l_B j_B}$ 和 $S_{l_B j_B}^{(SP)}$ 是与参数有关的, 而 $C_{ANl_B j_B}^B$ 值在误差范围内不随 r_0/a_0 值变化, 从而证明了按(10)式抽取的核 ANC 与模型参数无关.

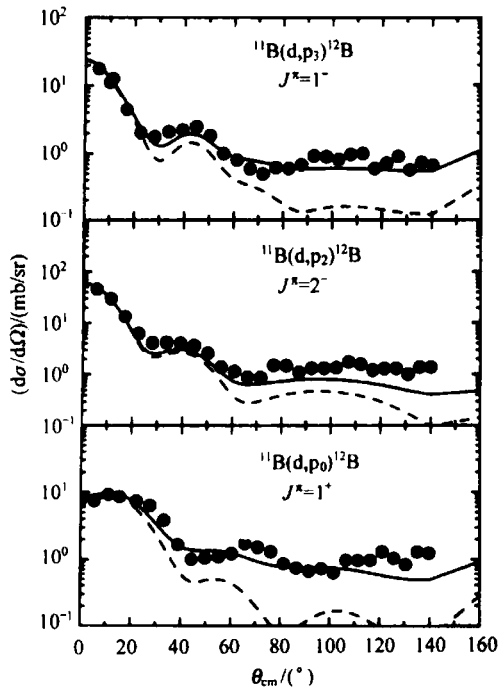


图 1 $E_d = 11.8\text{MeV } ^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ 转移反应角分布
- 为 DWBA 计算, — 是直接过程和
复合核过程贡献之和.

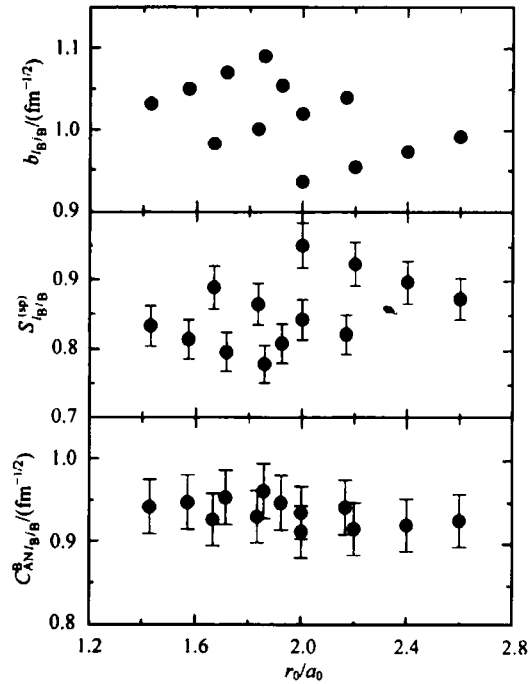


图 2 ^{12}B 第三激发态 ($J^\pi = 1^-$) 的单粒子
ANC $b_{l_B j_B}$, 单粒子谱因子 $S_{l_B j_B}^{(SP)}$ 和核
ANC $C_{ANl_B j_B}^B$ 随势参数 r_0/a_0 的变化

4 激发态中子晕

处于 $(n_B l_B j_B)$ 轨道的价核子分布的均方根半径可近似用径向核重叠积分定义^[8,9]

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \left[\int_0^\infty r^4 (I_{ANl_B j_B}^B(r))^2 dr \right]^{1/2} \quad (12)$$

它可以分成核内和渐近区域两部分,

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \quad (13)$$

上式的第一项是与模型参数有关的. 我们取束缚态势参数 (r_0, a_0) 使 $S_{l_B j_B} = 1$, 所以可用单粒子波函数 Φ 代替核径向重叠积分. 而第二项与模型无关, 且是均方根半径值的主要贡献. 因此第一项计算中参数不确定性引入的误差很小. 渐近区域的贡献可用下式估计,

$$D_\lambda(R_N) = \left[\frac{\int_{R_N}^{\infty} r^{2\lambda} \Phi_{n_B l_B j_B}(r) dr}{\int_0^{\infty} r^{2\lambda} \Phi_{n_B l_B j_B}(r) dr} \right]^{1/\lambda} \quad (14)$$

$\lambda = 1, 2$. D_1 代表价核子在相互作用半径 ($R_N = 4.1 \text{ fm}$) 外的几率, D_2 是渐近区域对均方根半径的贡献, 即(13)式中第二项所占的比例. ^{12}B , ^{13}C 基态和激发态的价中子分布的均方根半径和 D_1, D_2 值都列于表 1. 值得注意的是, 对于价核子的轨道角动量 $l_B = 0$ 的那些激发态, D_1 等于或大于 50%. 从这个意义^[10]讲, 这些态, 即 ^{12}B 的第二 ($J^\pi = 2^-$), 第三 ($J^\pi = 1^-$) 和 ^{13}C 的第一 ($J^\pi = 1/2^+$) 激发态是中子晕态. 而 ^{13}C 的第三 ($J^\pi = 5/2^+$) 激发态是中子皮态.

表 1 $^{12}\text{B}, ^{13}\text{C}$ 基态和激发态的核渐近归一化常数 $C_{\text{ANI}_B j_B}^B$

核	E_x /MeV	l_B /ħ	J^π	$C_{\text{ANI}_B j_B}^B$ /fm ^{-1/2}	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ /fm	D_1 (%)	D_2 (%)
^{12}B	0	1	1^+	1.16 ± 0.10	3.16 ± 0.32	19.9	70.2
	1.674	0	2^-	1.34 ± 0.12	4.01 ± 0.61	53.6	91.9
	2.621	0	1^-	0.94 ± 0.08	5.64 ± 0.90	66.8	96.3
^{13}C	0	1	$1/2^-$	1.93 ± 0.17	3.39 ± 0.31	14.3	62.1
	3.089	0	$1/2^+$	1.84 ± 0.16	5.04 ± 0.75	50.3	90.5
	3.854	2	$5/2^+$	0.15 ± 0.01	3.68 ± 0.40	25.2	74.2

5 晕核的标度定律

Fedorov 等^[11]对晕态的基本特征做了广泛的研究, 提出了他们的标度定律,

$$\frac{\langle r^2 \rangle}{R_{\text{sq}}^2} = \begin{cases} 10.44 \text{ MeV fm}^2 / (S_n R_{\text{sq}}^2) & l = 0 \\ 3.65 \text{ MeV}^{1/2} \text{ fm} / (S_n R_{\text{sq}}^2)^{1/2} & l = 1, \\ 1.40 & l = 2 \end{cases} \quad (15)$$

其中 R_{sq} 是参考方势阱的半径, S_n 是中子分离能. 我们用现有的实验数据在图 3 中与他们们的标度定律做比较. 由图可见, 实验结果与上述标度定律不一致. 建立一个与实验数据一致的标度定律是有意义的. 目前我们暂时用对处于 S 态的中子作实验数据的最小二乘法拟合, 给出 $l = 0$ 的标度定律,

$$\frac{\langle r^2 \rangle}{R_{\text{sq}}^2} = \frac{4.8 \text{ MeV}^{1/3} \text{ fm}^{2/3}}{(S_n R_{\text{sq}}^2)^{1/3}}, \quad (16)$$

如图 3 的实线所示. 图中的 ^{17}F 第一激发态 ($J^\pi = 1/2^+$) 是激发态质子晕. 库仑位垒和角动量对晕形成的阻碍效应由图 3 清晰可见. 为了对这些效应作定量的评估, 我们定义一个有效核子分离能

$$(S_n)_{\text{eff}} = S_n + \frac{Z_{\text{core}} e^2}{R_{\text{rms}}} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R_{\text{rms}}^2}, \quad (17)$$

其中 $R_{\text{rms}} = \langle r^2 \rangle^{1/2}$ 为均方根半径, Z_{core} 是核芯核电荷数, μ 是价核子与核芯核的约化质量.

用 $(S_n)_{\text{eff}}$ 代替公式(16)的 S_n , 计算结果见图 4. 由图 4 可见, 所有实验点几乎都落在公式(16)所代表的标度定律中. 由此可见, 库仑势和角动量的阻碍效应可等价于有效核子分离能的增加. 用了有效分离能后, 具有各种轨道角动量的中子和质子都可视为处于 S 态的中子. 这应该如此, 因为经这一近似处理, 径向波动方程中的离心项和库仑项消失.

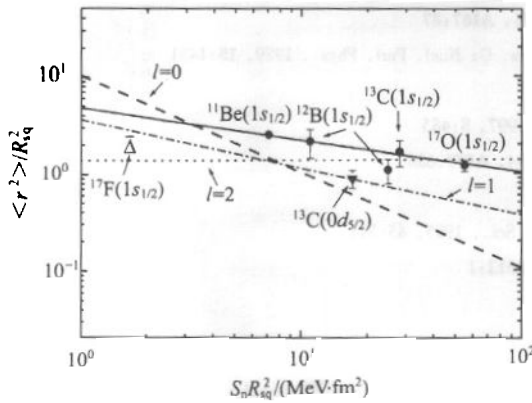


图 3 晕核的价核子分布均方根半径对核子分离能的标度定律
 - - - $l=0$, - · - $l=1$, · · · $l=2$ 代表 Fedorov 等人的标度定律, — 为公式(16)所代表的标度定律. 元素符号后括号内表示价核子所处轨道的量子数.

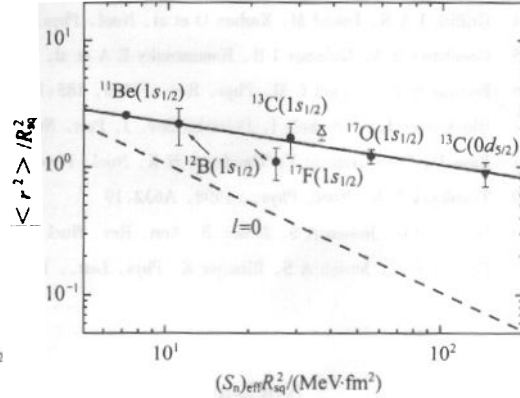


图 4 晕核的价核子分布均方根半径对有效核子分离能的标度定律(实线)
 - - - Fedorov 等人的 $l=0$ 时的标度定律.

6 讨论

直接辐射俘获反应 $A + N \rightarrow B + \gamma$ 的幅度定义为,

$$M^{DC} = \langle I_{\text{ANI}_B^B}^B(r) | \hat{O} | \chi_i^+(r) \rangle, \quad (18)$$

此处 \hat{O} 是电磁跃迁算符, χ_i^+ 是初态的扭曲波, $I_{\text{ANI}_B^B}^B$ 是计算转移反应幅度同一的核重叠函数. 由此可见, 转移反应微分截面, 直接俘获截面和价核子分布计算都涉及到核重叠函数. $I_{\text{ANI}_B^B}^B$ 在核内部很难正确计算, 但在核外部分, 一旦求得核 ANC 值, 则可完全确定. 而转移反应中, 直接辐射俘获和价核子分布均主要是表面过程或具有表面特征. 我们通过 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ 和 $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ 转移反应实验, 演示了抽取核 ANC 和由此求价核子分布的均方根半径. 同样, 利用公式(18)还可计算天体物理感兴趣能区直接俘获截面或某些重要天体物理 S 因子. 相关计算正在进行之中.

实验结果表明, ^{12}B 的第二 ($J^\pi = 2^-$), 第三 ($J^\pi = 1^-$) 和 ^{13}C 的第一 ($J^\pi = 1/2^+$) 激发态为中子晕态. 对于这些核态, 价核子有 50% 以上几率布居核外. 而 ^{13}C 的第三 ($J^\pi = 5/2^+$) 激发态为中子皮态. 我们还定量考察了库仑和角动量对晕形成的阻碍效应, 给出了价核子分布均方根半径对于有效核子分离能的统一的标度定律.

参考文献 (References)

- 1 XU H M, Gagliardi C A, Tribble R E et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**:2027
- 2 Mukhamedzhanov A M, Gagliardi G A, Tribble R E. *Phys. Rev.*, 2000, **C63**:0246121
- 3 Goddard R P, Knutson L D, Tostevin J A. *Phys. Lett.*, 1982, **B118**:241
- 4 Griffith J A R, Irshad M, Karban O et al. *Nucl. Phys.*, 1971, **A167**:87
- 5 Goncharov S A, Gulamov I R, Romanovsky E A et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1989, **15**:1431
- 6 Fortune H T, Vincent C M. *Phys. Rev.*, 1969, **185**:1401
- 7 Blokhintsev L D, Borbely I, Dolinskii Sov. *J. Part. Nucl.*, 1997, **8**:485
- 8 Baye D, Descouvemont P, Timofeyuk N K. *Nucl. Phys.*, 1994, **A577**:624
- 9 Timofeyuk N K. *Nucl. Phys.*, 1998, **A632**:19
- 10 Hansen P G, Jensen A S, Jonson B. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 1995, **45**:591
- 11 Fedorov D V, Jensen A S, Riisager K. *Phys. Lett.*, 1995, **B312**:1

**Nuclear Asymptotic Normalization Coefficients
and Neutron Halo of the Excited States**

LIU Zu-Hua LIJ¹⁾ Cheng-Jian ZHANG Huan-Qiao LI Zhi-Chang ZHANG Jing-Shang
WU Yue-Wei YANG Feng RUAN Ming LIU Jian-Cheng LI Shu-Yuan PENG Shao-Hua
(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract We have extracted the nuclear asymptotic normalization coefficients for the virtual transitions $^{12}\text{B} \leftrightarrow ^{11}\text{B} + n$ and $^{13}\text{C} \leftrightarrow ^{12}\text{C} + n$ via two transfer reactions $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ and $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$. With these coefficients, root-mean-square radii for the valence neutron in ^{12}B and ^{13}C have been calculated. Our results show that the second ($J^\pi = 2^-$), third ($J^\pi = 1^-$) excited states in ^{12}B , and the first ($J^\pi = 1/2^+$) excited state in ^{13}C are neutron halo states, whereas the third ($J^\pi = 5/2^+$) excited state in ^{13}C is a neutron skin state. The retard effects of the Coulomb potential and the orbital angular momentum on halo formation have been quantitatively examined. A unified scaling law for the mean-square radius versus the effective nucleon separation energy is established for the systems with a neutron or proton in a weakly bound state.

Key words transfer reactions, asymptotic normalization coefficients, neutron halo of excited state

Received 24 August 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875078, 10075077) and Major State Basic Research Development Program (G2000077406)

1) E-mail: huan@iris.ciae.ac.cn