

轻丰中子素 ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{17}B 的三体动力学

李楚良 段宜武¹⁾ 黄笃之

湘潭师范学院物理系, 湘潭 411201

1993年3月24日收到

在任中洲、徐躬耦提出的三体模型^[1]基础上,对试探波函数进行了改进。利用关联密度函数研究了 ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{17}B 的内部结构和粒子关联,定性地找到了支持中子晕结构的证据。

PACC: 2160; 2430

一、引言

近年来,丰中子素奇异性质的研究吸引了很多学者^[2-6]。轻丰中子素 ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{17}B 具有很奇特的性质。以 ^{11}Li 为例:(1)两中子分离能为 $-0.21 \pm 0.08 \text{ MeV}$ 。因为 $n+n$ 和 $^9\text{Li}+n$ 均无束缚态,因此, ^{11}Li 的最可能开道就是 $^9\text{Li}+n+n$ 三体道;(2) ^{11}Li 的核物质均方根半径为 $3.14 \pm 0.06 \text{ fm}$,远大于由 $\sqrt{3/5}r_0 A^{1/3}$ 公式导出的 2.1 fm ;(3) ^{11}Li 碎裂过程中,核子横向动量分布存在双峰结构。所有这些特点看来在支持所谓的中子晕结构。

^{14}Be 和 ^{17}B 也具有类似的奇异性质。因此,有可能将这三种核一起进行系统研究。

最近,任中洲和徐躬耦提出了一个三体模型来解释这些核的奇异性质。在他们的模型中,这些核是由 $N=2Z$ 核芯和两个外层中子组成的三体系统。所假定的核芯-中子和中子-中子两体势为

中子-中子势:

$$V(r) = -s(751.541)b^{-2}\exp(-3.5412r/b), \quad (1)$$

其中 $s = 0.935$, $b = 2.23 \text{ fm}$ 。

核芯-中子势:

$$U(r) = -s_c[(N_c + 1)/2N_c](751.541)b_c^{-2}\exp(-3.5412r/b_c), \quad (2)$$

其中 s_c 的值在 $0.9-0.99$ 之间调节, $b_c = 5.0 \text{ fm}$, 而 N_c 为核芯核子数。采用这样的势的理由是在这些势作用下的两体系统并无束缚态。任中洲和徐躬耦在这样的三体模型下,较好地求得了与实验相接近的束缚能和均方根半径。但是,他们的工作最引人注目的是变分波函数

$$\psi = G\exp[-\alpha(r_1 + r_2) - \beta r_3] \quad (3)$$

过于简单。另外,两体势也有待进一步改进。

本文的目的在于定性解释 ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{17}B 的奇异性质。因此,除了对文献[1]的波函数

1) 现在工作单位: 湖南师范大学物理系,长沙 410081。

进行修改之外,将不对两体势进行修正,以便与他们^[1]的工作进行比较;另外,定义了一些关联密度函数,以便定性地讨论系统的结构和粒子关联的情况。

二、研究方法

假定¹¹Li,¹¹Be和¹¹B是由 $N = 2Z$ 核芯和两个价中子组成。在(1)和(2)式形式下的两体势作用下,系统的变分波函数空间部分为 ψ 。则在简谐振子近似下, ψ 可展开为

$$\psi = \sum_{[kl]} C_{[kl]} \cdot [\varphi_{nl}(\mathbf{r}_\alpha) \varphi_{NL}(\mathbf{R}_\alpha)]_L, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{R}_\alpha$ 为三体系统的Jacobi坐标的 α 系(见图1), φ 代表简谐振子波函数, (nl, NL) 为两个简谐振子波函数的一组量子数(用 $[k]$ 表示), $C_{[kl]}$ 则利用哈密顿矩阵的对角化得到。而 H 矩阵元的计算中要利用Talmi-Moshinsky系数^[7]。

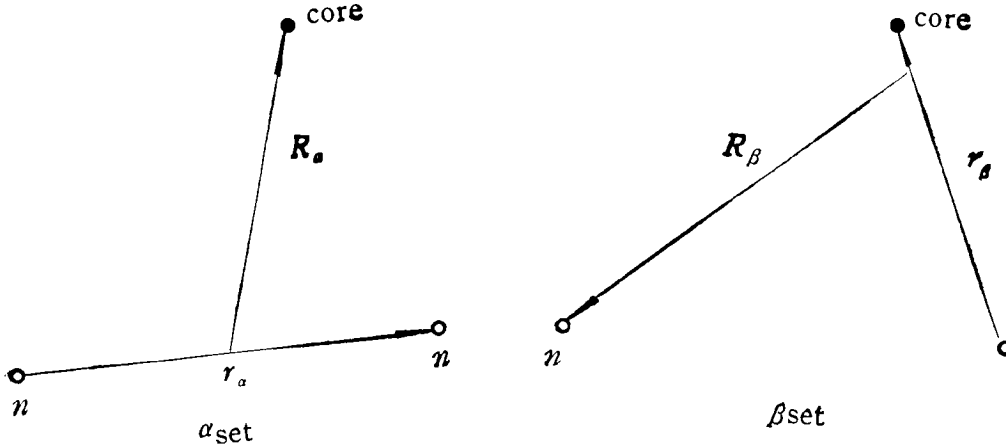


图1 三体系统 $N_c + n + n$ 的Jacobi坐标系

考虑到⁹Li芯和¹¹Li核的 J^π 为 $(\frac{3}{2})^-$,故我们假定 $L = 0$ (L 是由 l, L 耦合而成)。又考虑到 n 的全同性,在 α 系里,限定 $(-)^l = +$ 。这样,实际计算中,我们所取基矢数目在 α 系为95,在 β 系为165。也就是说,在 $2(n + N) + l + N \leq N_0$ 的截断条件下,我们仅取到 $N_0 = 16$ 。由于对基态而言,计算误差 $\Delta E/E$ 已为0.02以下,我们的结果定性而言已是足够精确的。

从波函数归一条件出发:

$$1 = \int |\phi|^2 d\mathbf{r}_\alpha d\mathbf{R}_\alpha, \quad (5)$$

可定义中子的一体密度为

$$\rho_n(\mathbf{R}_\beta) = \left(\frac{M}{m_n + m_{\text{core}}} \right) \int |\phi|^2 d\mathbf{r}_\beta, \quad (6)$$

其中 m_{core} 为核芯质量, $M = 2m_n + m_{\text{core}}$ 为总质量,而 \mathbf{r}_β 和 \mathbf{R}_β 为Jacobi坐标的 β 系(图1)。其次,定义两中子分布几率密度为

$$\rho_{2n}(R_\alpha) = \int |\psi|^2 d\mathbf{r}_\alpha. \quad (7)$$

它表示两个价中子相对 $N = 2Z$ 核芯的空间分布。另外,还可得到两个中子关联密度为

$$\rho_{n-n}(\mathbf{r}_\alpha) = \int |\psi|^2 d\mathbf{R}_\alpha. \quad (8)$$

它将给出中子-中子关联的情况。

因为在量子力学描述下,体系的几何结构是与其最可几形状相关的;又因为内部运动实际上表现为形状的变化,有必要引入形状密度的概念。形状密度 ρ_s 在当前情况下定义为^[8]

$$\rho_s = 8\pi^2 |\psi|^2 r_\alpha^2 R_\alpha^2 \sqrt{r_\alpha^2 + R_\alpha^2} \sin\theta. \quad (9)$$

它是体系处于特定形状在特定取向下的几率密度。在当前 $L = 0$ 的情况下,它仅是 $(r_\alpha, R_\alpha, \theta)$ 的函数。在对原子结构的研究中^[9]已经表明 ρ_s 是探讨量子体系结构和内部运动的有力工具之一。

三、结果与讨论

1. 基态能量

表 1 给出关于 ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{17}B 的数值计算结果。与任中洲等人的计算^[1]比较,可见由于采用了简谐振子波函数展开,基态能量已经低了许多,其中 ^{11}Li 的结果与实验相符很好, ^{14}Be 和 ^{17}B 的结果也接近实验数据。这说明我们的计算是可靠的,比任中洲的更精确。从波函数的分波权重 W 来看,(0, 0) 这占了 99% 以上,这是因为离心位势 $+l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2$ 的影响^[10]。现在约化质量 μ 变小了,高分波自然很难进来。从另一个角度也说明了为什么任中洲等人的波函数(无角度分量)也可以给出较好的结果。

表 1 基态能量和波函数分波权重

^AX	ϵ_c	$\hbar\omega$	基态能量 (MeV)			分波权重(%)
			E	$E_{(\text{Ren})}$	$E_{(\text{exp})}$	(0,0)+(22)+(44)+(66)+...
^{11}Li	0.9	6	-0.218	-0.12	-0.19 ± 0.11	99.36+0.60+ 0.03 +0.002+...
^{14}Be	0.99	8	-0.553	-0.43	-1.12 ± 0.20	99.56+0.42+ 0.016 +0.009+...
^{17}B	0.98	7.5	-0.515	-0.40	-1.49 ± 0.20	99.54+0.439+0.02+ 0.001 +...

2. 一体和两体密度分布

图 2 的 (a), (b) 和 (c) 分别给出对 ρ_{2n} , ρ_{n-n} 和 ρ_n 的计算结果。从图 2 可看出: (1) 两个价中子相对核芯的分布是比较靠外的, 这说明芯外两个中子可以运动到一个较远的区域, 从而形成较大的核半径; (2) 中子-中子关联也是不强的, 可以预计中子-中子之间的相对运动也较广泛, 而中子-中子键较松; (3) 由于 ρ_n 和 ρ_{2n} 的分布弥散到 3fm 以外, 可以预计将出现中子晕结构; (4) 比较三种核之间的差异, 可见 ^{14}Be 和 ^{17}B 比 ^{11}Li 核中核芯对价中子的束缚要紧, 这与实验上得到的均方根半径也是相符的。

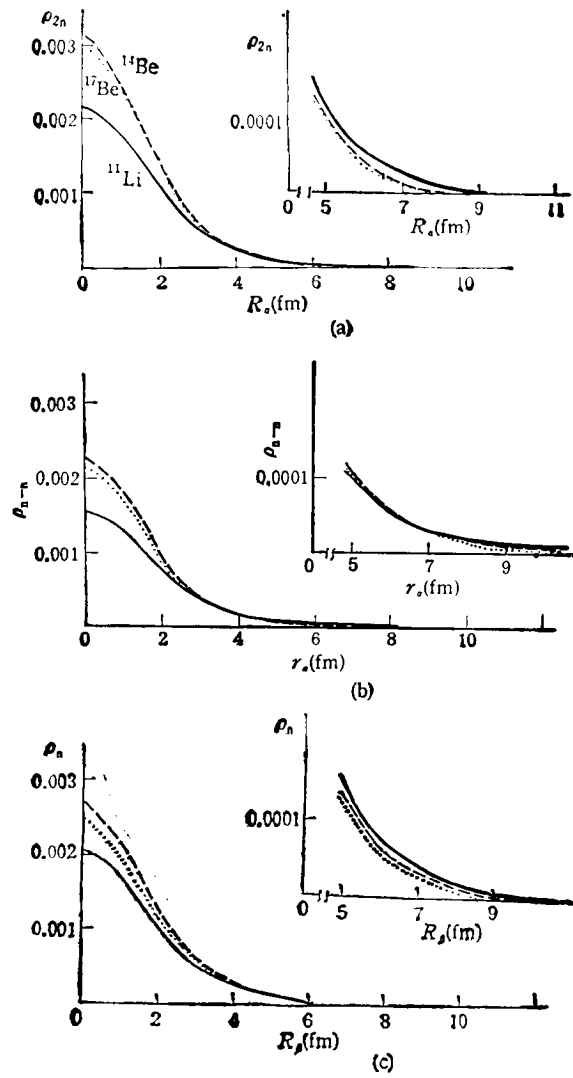


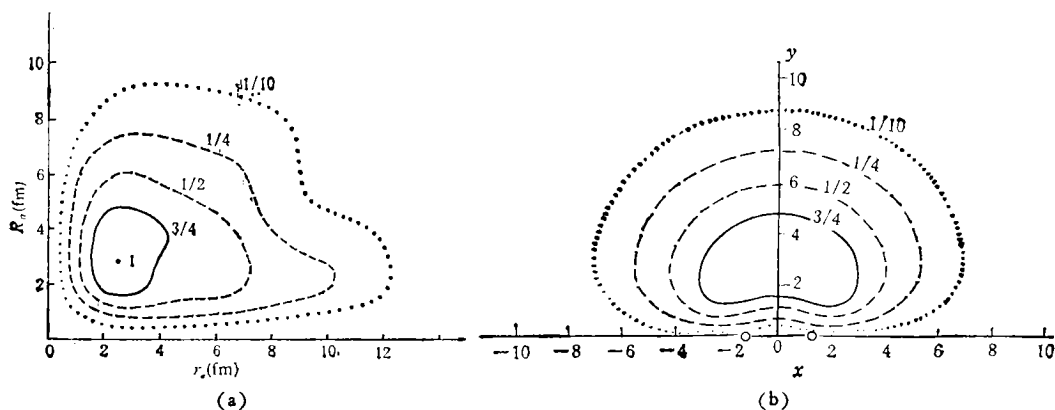
图2 ρ_{2n} , ρ_{n-n} 和 ρ_n 关联密度分布 实线表示 ^{11}Li 核;折线表示 ^{14}Be ;虚线表示 ^{17}B 的密度分布

3. 最可几形状与形状密度分布

通过计算形状密度 ρ_n 的极大值,系统的几何结构(或最可几形状)如表2所示。另外, $\theta = 90^\circ$ 和 $r_n = 2.48\text{fm}$ 时的 $^9\text{Li} + n + n$ 系统的形状密度分布在图3(a)和(b)中分别给出。由于 ^{14}Be 和 ^{17}B 的形状密度分布与 ^{11}Li 的只有几何上的区别而没有物理上的差异,这里就不一一画出。表2和图3(a)和(b)表明:(1) ^{11}Li , ^{14}Be 和 ^{17}B 作为三体模型时,其最可几形状是一等腰三角形。表2中第四列给出的是核芯与外层中子之间相应的最可几距离,从这些数据可知它们基本上与实验得到的均方根半径有相同的规律,数量上也相差不远。这与文献[1]得到的等边三角形并不完全一致。从实验的角度来看,似乎

表 2 最可几形状 (fm)

${}^A\text{X}$	r_a	R_a	$r_{n\text{-core}}$	R_m^{exp}	ρ^{max}
${}^{11}\text{Li}$	2.48	2.85	3.11	3.14 ± 0.06	0.346
${}^{14}\text{B}$	2.32	2.81	3.04	3.10 ± 0.30	0.421
${}^{17}\text{B}$	2.35	2.74	2.98	3.00 ± 0.40	0.412



(a) $\theta = 90^\circ$ 时形状密度 ρ_s 的分布曲线 以 $\rho_s^{\text{max}} = 0.346$ 为单位标记各曲线, 从里到外分别为 ρ_s^{max} 的 75%, 50%, 25% 和 10%。图 (b) 中亦如此

(b) $r = 2.48\text{fm}$ 时 ${}^{11}\text{Li}$ 的形状密度作为 (R, θ) 的函数 $\sqrt{x^2 + y^2} = R, \tan^{-1}(y/x) = \theta$, 两个中子在 $x = \pm r/2$ 处以两小圈表示

图 3

我们得到的结果更能解释中子晕结构的出现。(2)从图 3(a) 我们发现, 形状密度在 r_a 和 R_a 比较大的区域 ($>4\text{fm}$) 均有较大的分布。这再次证实了两个外层中子可以运动到比较广阔的区域。从动力学角度来看, 中子的动能 $p^2/2\mu$ 比较大(约化质量 μ 较小), 这样, 系统的动能主要集中在两个外层中子上, 从而导致它们大范围的运动。(3)图 3(b) 实际上可以看出核芯与两个外层中子(被冻结在 $r_a = 2.48\text{fm}$) 之间的相对运动。为了更好地观察这种相对运动, 读者可设想这实际上表示的是两外层中子相对核芯的摆动, 即当一个中子靠近核芯时, 另一个中子将离开核芯, 反之亦然。考虑到体系质心靠近核芯, 这种解释显然是合理的。这与所谓的软偶极共振是类似的。这必然导致中子晕结构的出现。(4)从以上分析似乎可以得出这样的结论, 即三体系统的解体方式有两种: 一是 ${}^9\text{Li}$ (核芯) 与两中子子系统的分离, 二是某个中子与 ${}^9\text{Li}$ (核芯) + n 子系统的分离。但是, 正如引言中所述, 无论 n + n 还是核芯 + n 子系统, 均无法构成束缚态, 因此, 最终的分离必定是(核芯 + n + n) 三体道。

四、小 结

尽管我们采用了极为简单的三体模型, 但仅就定性描述的目的而言, 本文的计算与分析却是十分合理的。首先, 从束缚能来看, 本文结果较文献[1]有进一步改进; 其次, 我们直观地描述了中子晕结构的出现并找到了内部运动模式, 这样就从理论上定性地澄清了存在于核内部的粒子关联细节。

当然,许多工作仍可以继续下去。比如,选择较好的两体势;采用更大数目的基矢等等,这样可能得到更为“真实”的波函数,从而可以定量计算动量密度、软偶极共振的能量等。但是,从过去我们对核三体系统内部运动的研究^[10]可以知道,由于核芯相对中子的质量比较大,本文得到的结果从定性的意义上讲是合理的,因而也是可靠的。

- [1] 任中洲、徐躬耦, 物理学报, **40**(1991), 1229.
- [2] 任中洲、徐躬耦, 物理学报, **41**(1992), 720.
- [3] T. Kobayashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2599.
- [4] G. F. Bertsch *et al.*, *Phys. Rev.* **C39**(1989), 1154.
- [5] K. Ikeda, *Nucl. Phys.*, **A538**(1992), 355c
- [6] Y. Tosaka and Y. Suzuki, *Nucl. Phys.*, **A512**(1990), 46.
- [7] Y. P. Gan *et al.*, *Comp. Phys. Commun.*, **34**(1985), 387.
- [8] C. G. Bao *et al.*, *Few-body Systems*, **2**(1987), 81.
- [9] Duan Yi-wu, Bao Cheng-guang, *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, **2**(1993), 170; 648.
- [10] 段宜武, 高能物理与核物理, **15**(1991), 913.

THREE-BODY DYNAMICS OF LIGHT NEUTRON RICH NUCLEI ¹¹Li, ¹⁰Be AND ¹⁰B

LI CHU-LIANG DUAN YI-WU HUANG DU-ZHI

Department of Physics, Xiangtan Normal College, Xiangtan 411201

(Received 24 March 1993)

ABSTRACT

Based on the three-body model proposed by Ren and Xu^[1], an improvement on their variational wave function has been made. The structures and the interparticle correlations have been explored by inspecting the correlated densities. A direct verification supporting the neutron halo structure has been found.

PACC: 2160; 2430