

核半径的弥散效应和形变效应

卢书城* 潘正瑛 王炎森

(复旦大学物理二系)

摘 要

本文采用 Yukawa 折迭型密度分布函数,在计及椭球形变和四面对称体形变的情况下给出了核电荷半径的计算公式。对 55 种元素 148 个核素所作的计算表明,计算值与实验值之间的总体偏差为 0.034 fm,与参数较多的小液滴模型结果相近;且可克服 $Z^{1/3}$ 律在解释某些跨过大壳的同位素系列核半径变化时所遇到的困难。本文还通过分析不同核素之间核表面宽度的涨落与中子壳层结构的关系,解释了同位素核半径的精细结构。

一、引 言

早期的核半径 $A^{1/3}$ 律与实验数据比较,核半径常数 r_0 从轻核到重核有大于 10% 的系统偏离。为了解决这个问题,近年来提出了各种唯象的或经验的核电荷半径新公式^[1-5]。

考虑到核表面弥散分布已为大量实验所证实,对 $A^{1/3}$ 律作弥散修正相当自然。在 [5] 中采用 Yukawa 折迭型密度分布函数,选取与质量公式^[7]统一的核半径常数,给出了一个弥散修正的核半径公式,基本上克服了 $A^{1/3}$ 律的系统偏差。此公式主要适用于 β 稳定线附近的球形核。在 W. D. Myers 的小液滴模型 (droplet model) 中,核半径计算值与实验值的总体偏差仅 0.031 fm,但计算公式颇为复杂,除形变参数外,固定参数也较多 (7 个)^[6]。I. Angeli 等人^[8]曾对核电荷半径的精细结构作过系统的经验分析,但未能区分弥散、形变这两种效应对核半径的贡献。[3][4] 采用核电荷半径的 $Z^{1/3}$ 律,大范围地描述了核半径的变化趋势。对于某些同位素系列核半径的变化细节,[4] 也作了较好的说明,但还存在形变修正不够完善等问题。

本文拟在上述工作的基础上从两方面进行改进:首先,采用比较完善的形变修正,把 [5] 的核半径公式予以推广,所得公式只含 2 个固定参数,但计算值精度与 [6] 接近,并可克服 [4] 在分析同位素核半径精细结构时遇到的某些困难。然后,进一步分析了不同核素间核表面弥散宽度的涨落与中子壳层结构的关系,并用以解释同位素系列核电荷半径的变化规律。

* 科研协作。通讯地址:九江师专物理科。
本文 1984 年 1 月 20 日收到。

二、弥散修正和形变修正

1. 核电荷半径计算公式

在核方均半径 (m. s. radius) 的定义式

$$\langle r^2 \rangle = \int_{\infty} d^3 r_1 r_1^2 \rho(\mathbf{r}_1) / \int_{\infty} d^3 r_1 \rho(\mathbf{r}_1), \quad (1)$$

中,取用 Yukawa 折迭型密度分布函数^[9]:

$$\rho(\mathbf{r}_1) = \rho_0 \int_V d^3 r_2 g(r_{12}), \quad (2)$$

式中积分遍及核陡变 (Sharp) 表面所围体积 V , $\rho_0 = Ze/V$ 为平均电荷密度, $g(r_{12})$ 是归一化的 Yukawa 函数:

$$g(r_{12}) = (1/4\pi a^3) e^{-r_{12}/a} / (r_{12}/a). \quad (3)$$

a 称为 Yukawa 函数的作用范围,是一个表征核表面弥散宽度的量^[7,9]. 式(2)代入(1)后经变量代换得^[5,9]:

$$\langle r^2 \rangle = \left(\int_V d^3 r r^2 / \int_V d^3 r \right) + 6a^2. \quad (4)$$

上式右边第二项为弥散效应对 $\langle r^2 \rangle$ 的贡献.

为了更好地刻划包括大形变区在内的核表面形状,这里采用如下微扰椭球型核表面矢径^[10]:

$$R(\theta) = (R_0/\lambda) \left\{ \frac{1 - \frac{1}{3}\epsilon + \frac{2}{3}\epsilon P_2(\cos\theta_t)}{1 - \frac{2}{3}\epsilon P_2(\cos\theta_t) + 2\epsilon_4 P_4(\cos\theta_t)} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

其中延伸座标 θ_t 与普通极角 θ 间的关系为

$$\cos\theta_t = \left\{ \frac{1 - \frac{2}{3}\epsilon}{1 + \frac{1}{3}\epsilon - \epsilon\cos\theta} \right\}^{1/2} \cos\theta; \quad (6)$$

ϵ 、 ϵ_4 分别为椭球 (spheroidal) 形变参数和四面对称体 (tetroidal) 形变参数¹⁾. 常数 λ 的取值使 $R(\theta)$ 所围体积等于以 R_0 为半径的球体积;在假定核物质不可压缩时,有

$$R_0 = r_0 A^{1/3}. \quad (7)$$

注意到在整个周期表中 ϵ_4 一般甚小于 ϵ ,我们在式(5)代入(4)后进行演算时将 ϵ_4 处理为对椭球形变的微扰,得到如下核电荷半径计算公式:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3} f(\epsilon, \epsilon_4) + 6a^2, \quad (8)$$

上式右边第一项计入了形变效应对 $\langle r^2 \rangle$ 的贡献. f 是与形变参数有关的形状因子:

1) 在二级近似下,通常按球谐函数展开而得的四极和十六极形变参数 β 和 β_4 可组合成 ϵ 和 ϵ_4 ,参见[11].

$$f(\varepsilon, \varepsilon_4) = \frac{1 - \frac{2}{3}\varepsilon + \frac{1}{3}\varepsilon^2}{\left(1 - \varepsilon + \frac{4}{27}\varepsilon^3\right)^{2/3}} + \frac{5}{9}\varepsilon_4\left(\varepsilon_4 - \frac{8}{5}\varepsilon^2 + \frac{20}{11}\varepsilon\varepsilon_4\right). \quad (9)$$

此式含有关于 ε 的解析表式, 因此比[6]的级数展开式简洁.

由于 ε 与四极形变参数 β 之间的一级近似关系为 $\varepsilon \simeq (3\sqrt{5}/4\sqrt{\pi})\beta^{[11]}$, 故对小形变核 ($\varepsilon_4 \ll \varepsilon \ll 1$), 形状因子简化为:

$$f \simeq 1 + \frac{4}{9}\varepsilon^2 \simeq 1 + \frac{5}{4\pi}\beta^2,$$

这与 Bethe 表式^[12]一致. 对球形核 ($\varepsilon = \varepsilon_4 = 0$), $f = 1$, 此时式(8)与[5]不计形变时所得公式相同.

2. 计算值和实验值的比较

参数选定. 在本文中, 选[7][13]给出的核半径常数:

$$r_0 = 1.160\text{fm},$$

而形变参数 $\varepsilon, \varepsilon_4$ 则系统引自[14]. 用这些形变参数所作的原子核电四极矩及电十六极矩计算, 在稀土和锆系大形变区与实验符合甚好^[13]. 在图(1)中示出了 $f(\varepsilon, \varepsilon_4)$ 随 A 变化的情况. 为了在全周期表范围内和核半径实验值的总体变化趋势进行比较, a 先选用[5]给出的定值 a_0 :

$$a = a_0 = 0.600\text{fm}.$$

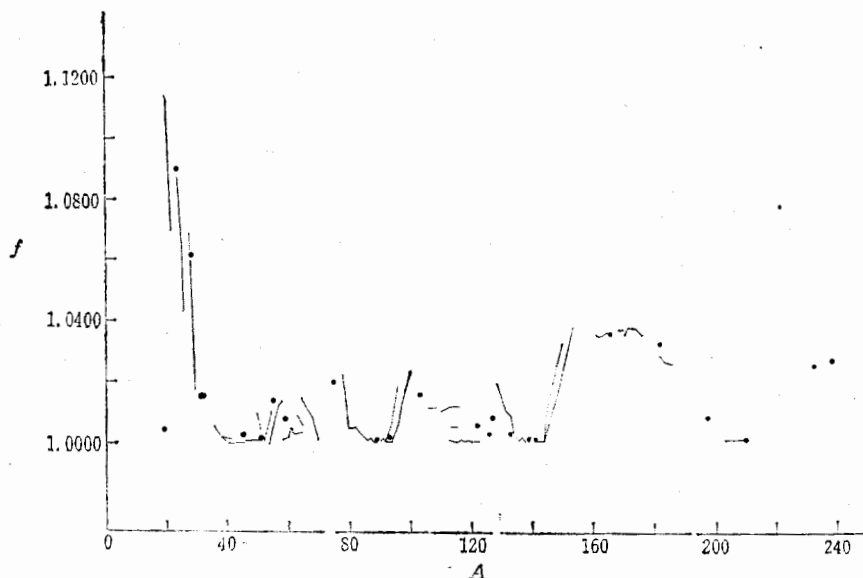


图1 形状因子 f 随 A 的变化

图中同一元素的诸同位素以折线相连, 单独的核素以圆点标出, 下同.

在实验核半径数据的选取方面, 本文尽量利用同位素系列核电荷半径之差 $\delta\langle r^2 \rangle$ 与

$\delta\langle r^2 \rangle^{1/2}$. 作为基准的参照核, 取有关文献方均半径的等权平均作为实验值 $\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}^{[4,15]}$. 选用的核半径数据的出处见图 2 附注.

采用前面选定的核参数, 核方均半径的计算式可写为:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{calc}} = \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3} f(\epsilon, \epsilon_4) + 6a_0^2. \quad (10)$$

我们对 ${}^8\text{O}$ 到 ${}^{92}\text{U}$ 之间 55 种元素 148 个核素作了计算, $\langle r^2 \rangle_{\text{calc}}^{1/2}$ 与 $\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2}$ 之间的总体方均根偏差为 0.034fm, 相对偏差 0.92%. 比较情况见图 2 所示.

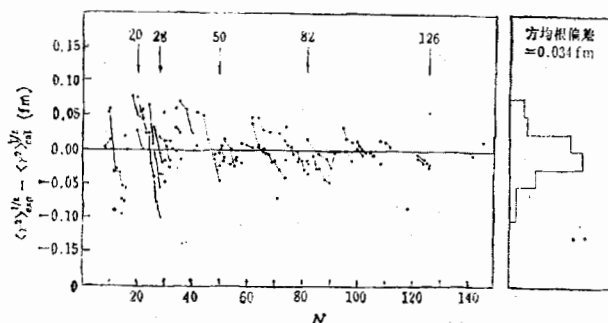


图 2 核半径计算值和实验值的偏差随 N 的变化

实验核半径数据出处: J74, E 74, BJ 77, Br 80, S 78, T 70, K 70, N 72, K 71, N 78, P 79, P 77, G 79, W 78, W 69, Eh 67, A 66, H 56.

同位素核半径差数据出处: ${}^{46,50}\text{Ti}$, R 71; ${}^{78,80,82,84}\text{Kr}$, G 79; ${}^{128,130,132,134,136,138}\text{Ba}$, N 78; 其余 E 74.

产生上述偏差的原因有各种不同的解释. 小液滴模型着重对式(10)右边第一项进行修正, 计入核物质的可压缩性, 中子皮, 以及由于质子之间的库仑斥力而引起的电荷重分布 (redistribution)^[2,6]. 但我们认为, 偏差主要部分很可能来自式(10)第二项将弥散宽度取作定值. 五十年代以来, 通过电子散射和 μX 射线测量, 对包括弥散宽度在内的核电荷分布参数已作了广泛的研究^[16], 从汇编的数据^[16,17]可以看到, 不同核素之间弥散宽度的差异是普遍存在的. 实际上, 若将 a 和核半径实验值通过下式相联系:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{exp}} = \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3} f(\epsilon, \epsilon_4) + 6a^2, \quad (11)$$

则由式(10)(11)可得:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2} - \langle r^2 \rangle_{\text{calc}}^{1/2} \simeq (5\sqrt{5}/\sqrt{3} r_0 A^{1/3})(a^2 - a_0^2). \quad (12)$$

这样, 图 2 中偏差值的变化就可用 a 围绕定值 a_0 的涨落来解释. 下面, 我们通过分析同位素系列核表面弥散宽度起伏的规律, 讨论同位素核半径的精细结构.

三、同位素核半径变化规律的分析

同位素系列核半径存在偏离 $A^{1/3}$ 律的“反常”变化趋势, 对此, 曾有过细致的实验测量

和分析^[16-21]. 近年来,对个别系列的反常核半径变化,已有人用弥散宽度的改变来解释^[22]. 但是,直接对现有文献提供的弥散宽度数据(如[16][17])作系统分析,尚存在某些困难. 首先,对实验结果的分析,不同文献常采用不同的电荷分布函数,各同位素系列(甚至同一系列各核素)之间的核半径常数不统一;其次,对轻核及中重核所采用的2PF、3PF、3PG模型多未计及形变效应,所得原子核(尤其是大形变轻核)的弥散宽度数据还须重作形变修正^[23-26]. 但本文的核半径公式已包含比较细致的形变修正,并采用统一的 r_0 ,这就为大范围分析弥散宽度(由 a 表征)的变化规律提供了有利条件. 下面,我们就用(11)式来分析弥散宽度的变化规律.

1. 同位素系列的核弥散宽度随中子数的变化

由式(8)知,在同一系列中,相差两个中子的一对核素之间 $\langle r^2 \rangle$ 之差为:

$$\delta\langle r^2 \rangle_{A+2,A} = \delta\langle r^2 \rangle_{0,A+2,A} + \langle r^2 \rangle_0 \delta(f)_{A+2,A} + 6\delta(a^2)_{A+2,A}. \quad (13)$$

式中 $\langle r^2 \rangle_0 \equiv \frac{3}{5} r_0^2 A^{2/3}$. 上式右边第一项正定,它表示 A 的增加引起 $\langle r^2 \rangle$ 增大;第二项计入了 $f(\epsilon, \epsilon_1)$ 的变化对 $\langle r^2 \rangle$ 的影响,此项可正可负,但由计算可知其绝对值小于第一项(个别核素对例外). 若只考虑这两项,对某些中子数接近幻数的系列,尽管 $\delta(f)_{A+2,A} < 0$,核半径仍将随 A 增大而增大,这与实验事实不符. 因此,研究 a 随中子数变化的规律,即分析上式第三项的作用,对于说明核半径变化的精细结构是十分重要的. 据式(11),我

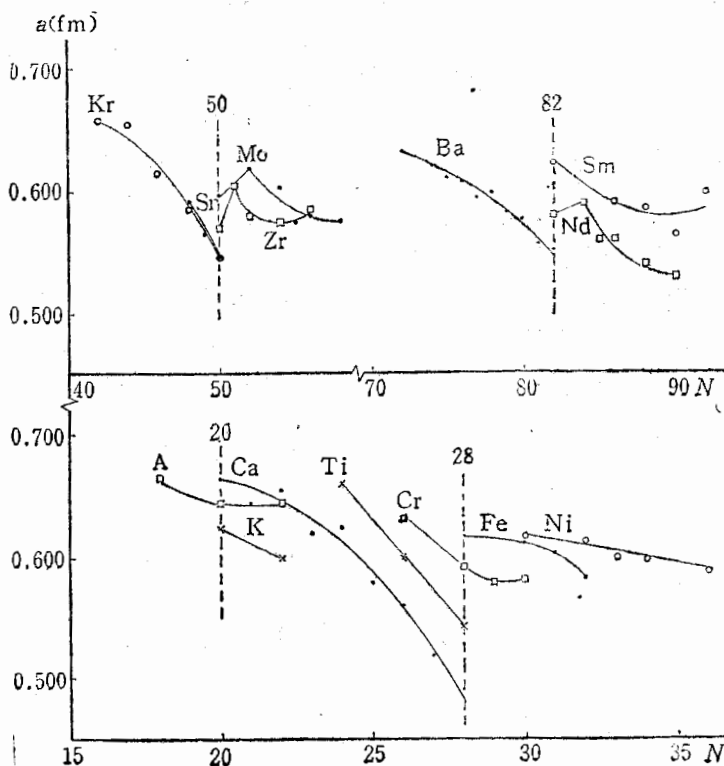


图3 14个同位素系列的 $\bar{a} \sim N$ 图

们对⁹⁰O 到⁸²Pb 之间的 30 个同位素系列计算了 a 值,并对其中位于中子幻数附近的 14 个系列画出了 $a \sim N$ 图,如图 3 示. 现讨论如下:

(1) 中子数略大于幻数的壳区—— $1f_{7/2}$ 前半壳区 ($A_{(20)-22}$, $K_{(20)-22}$, $Ca_{(20)-24}$); $2P_{3/2}$, $1f_{5/2}$ 壳区 ($Cr_{(28)-30}$, $Fe_{(28)-32}$, Ni_{30-36}); $2d_{5/2}$ 壳区 ($Zr_{(50)-56}$, $Mo_{(50)-56}$); 其他壳区 (Nd_{82-90} , Sm_{82-92}).

这些壳区的共同特点是刚过大壳 ($N = 20, 28, 50, 82$). 由图 3 可见,各系列的弥散宽度虽有变化,但变化幅度不大. 与此相应, $\delta\langle r^2 \rangle_{A+2,A} > 0$, 即系列中核半径随 A 的递增略有增大(仅 $Zr_{51} - Zr_{50}$ 对例外). 因此,[4]在解释 Fe_{28-32} , Ni_{30-36} , Mo_{50-56} , Sm_{82-92} 等系列的核半径变化时所遇到的困难,在本文中并不突出. 即使采用 a 取定值的式(10),这四个系列的核半径计算值和实验值之间仍有相同的变化趋势,相对偏差不大于 0.6%.

(2) 中子数略小于幻数的壳区—— $1f_{7/2}$ 后半壳区 (Ca_{24-28} , Cr_{26-28} , Ti_{24-28}); $1g_{9/2}$ 壳区 (Kr_{42-50} , Sr_{48-50}); 其他壳区 (Ba_{72-82}).

在上述壳区中,各系列均以中子闭壳核素结尾. 从图 3 可见,在除 Ba 外的其他各系列中,诸核素的 a 随中子数增加迅速下降,因而式(13)中的 $\delta(a^2)_{A+2,A}$ 是一个绝对值较大的负值,于是导致 $\delta\langle r^2 \rangle_{A+2,A} < 0$. 换言之,在这些系列中所发生的核电荷半径反常缩小的现象,与电荷分布弥散宽度随 A 的增加而急剧收缩相对应. Ca 系列的弥散宽度变化幅度较大,这已在电子散射实验中得到证实^[28].

Ba 系列 a 的下落不如其它各系列迅速,因此该系列个别核素间虽也存在电荷半径大小交错的情况,如

$$\left. \begin{aligned} \langle r^2 \rangle(Ba_{75}) < \langle r^2 \rangle(Ba_{74}), \langle r^2 \rangle(Ba_{79}) < \langle r^2 \rangle(Ba_{78}), \\ \langle r^2 \rangle(Ba_{81}) < \langle r^2 \rangle(Ba_{80}), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

但总体来说, Ba 系列的核半径随 A 增大而增大.

综上所述,在幻数两侧的相邻系列之间, a 随 N 变化的平均斜率将有一个突变. 这一细节是壳效应在电荷分布弥散宽度方面的反映.

弥散宽度变化的快慢和附加中子轨道角动量的大小有关,这是造成上述突变的一种可能原因. 高角动量的附加中子对弥散宽度的影响比低角动量的附加中子来得大. 一般来说,除轻核区 ($N \sim 20$) 外,在幻数两侧的相邻系列之间,附加中子的轨道角动量相差都比较大,这就造成弥散宽度变化快慢上的差异. Ba 系列也是一例. 式(14)所示的核半径参差变化不能用奇偶效应来解释,因为奇偶效应将使 $Ba_{75,79,81}$ 的核半径增大,而实际情况恰好相反. 考虑到轨道角动量相差较大的 $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ 几条能级经常错位,式(14)所示的现象有可能与能级交错造成组态混合有关. 但中子-质子分布的关联不仅涉及电荷的弥散宽度,也涉及电荷分布的形状,是尚待进一步研究的课题.

2. 各系列之间弥散宽度的变化所呈现的壳效应

式(8)可改写为

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_0 [f(\varepsilon, \varepsilon_1) + g(N, z)], \quad (15)$$

其中

$$g(N, z) \equiv (10a^2/r_0^2)A^{-2/3} \quad (16)$$

是表征弥散修正大小的无量纲因子。为了对上述中子壳效应作一定量描述,我们选择 $g(N, z)$ 作经验处理,给出如下经验表式:

$$g(N, z) = C_z + \alpha_z N, \quad (17)$$

式中 C_z 和 α_z 是一对根据实验数据拟合的参数。各同位素系列的 (C_z, α_z) 值见文末附表; α_z 随 z 的变化见图 4。

各系列弥散宽度变化快慢所呈现的壳效应,在图 4 中反映得比较清楚。根据前面分析过的原因,除图中 \square 点比相邻 \times 点的位置高 ($|\alpha_z|$ 小) 以外, α_z 的走向还发生了间断跳跃。图中用箭头标出了在系列中央出现中子幻数的同位素所在的位置,而上述距变就发生在这些位置上。

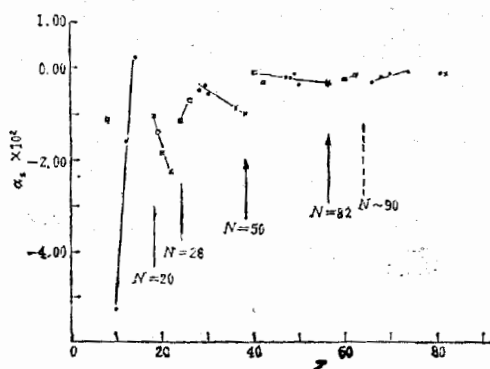


图 4 同位素系列 α_z 随 z 的变化

图中以 \square (及 \times) 表示以中子闭壳核素为首(为尾)的系列, A, Cr, Ca 分别分为两个小系列(见附表), 标以 \circ 。在 $N \sim 90$ 附近, 以带虚线的箭头标出了一个可能反映支壳层效应的跳变。

式(17)所示的 $g(N, z)$ 线性化处理精度较高。将(17)代入(15)计算 $\langle r^2 \rangle^{1/2}$, 所得计算值与实验值之间的偏差仅为 10^{-3} fm 数量级, 可以复现同位素核半径偏离 $A^{1/3}$ 律的反常变化细节。但由于本文对 $A^{1/3}$ 律只考虑了形变、弥散两项主要修正, 因此通过 $g(N, z)$ 因子的线性化处理, 实际上已将一些次要效应(如奇偶效应等)对核半径的贡献归入弥散修正之中, 这显然是一种简化方案。此外, 本文虽从核半径的实验数据分析出发, 对弥散宽度在幻数附近的变化细节作了描述, 但在理论诠释和寻找其他实验佐证方面还有待进一步研究。

本文承杨福家教授热情指导, 谨致谢忱。

们选择

附表 同位素系列弥散参数 C_z 和 α_z 的值

元素	中子数范围	$C_z \times 10^2$	$\alpha_z \times 10^2$	元素	中子数范围	$C_z \times 10^2$	$\alpha_z \times 10^2$
^8O	8—10	51.29	-1.100	^{30}Zn	34—40	39.52	-0.544
^{10}Ne	10—12	94.63	-5.269	^{36}Kr	42—50	52.49	-0.817
^{12}Mg	12—14	48.25	-1.576	^{38}Sr	48—50	62.06	-1.018
^{14}Si	14—16	19.15	0.238	^{40}Zr	50—56	17.64	-0.100
^{18}A	18—22	48.74	-1.035	^{42}Mo	50—58	27.35	-0.277
	18—20	59.53	-1.613	^{47}Ag	60—62	22.97	-0.178
	20—22	36.41	-0.457	^{48}Cd	62—68	26.28	-0.203
^{19}K	20—22	53.64	-1.416	^{49}In	64—66	19.63	-0.126
^{20}Ca	20—28	65.72	-1.839	^{50}Sn	62—66	34.83	-0.354
	20—24	54.09	-1.302	^{56}Ba	72—82	34.70	-0.319
	24—28	78.80	-2.336	^{60}Nd	82—90	30.09	-0.253
^{22}Ti	24—28	79.70	-2.265	^{62}Sm	82—92	23.72	-0.165
^{24}Cr	26—30	50.95	-1.130	^{66}Dy	95—98	39.81	-0.311
	26—28	62.30	-1.553	^{68}Er	100—102	29.02	-0.201
	28—30	35.40	-0.598	^{70}Yb	100—106	25.64	-0.164
^{26}Fe	28—32	40.04	-0.711	^{74}W	108—112	19.46	-0.097
^{28}Ni	30—36	33.00	-0.471	^{81}Tl	122—124	24.41	-0.139
^{29}Cu	34—36	31.70	-0.379	^{82}Pb	122—126	24.42	-0.139

实验数据出处

A 66 H. L. Acker, et al., *Nucl. Phys.*, **87** (1966), 1.

BJ 77 见[15]

Br 80 B. A. Brown, et al., MSUCL-319 (1980), 转引自[4].

E74 见[17]

Eh 67 R. D. Ehrlich, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18** (1967), 959.

G 79 见[22].

H56 B. Hahn, et al., *Phys. Rev.*, **101** (1956), 1131.

J 74 见[16].

K 70 V. M. Khvastunov, et al., *Nucl. Phys.*, **A146** (1970), 15.K 71 J. W. Kast, et al., *Nucl. Phys.*, **A169** (1971), 62.N 72 R. Neuhausen, et al., *Phys. Rev.*, **C5** (1972), 124.N 78 G. Nowicki, et al., *Phys. Rev.*, **C18** (1978), 2369.P 77 R. J. Power, et al., *Nucl. Phys.*, **A278** (1977), 477.; **A 292** (1977), 437.P 79 R. J. Powers, et al., *Nucl. Phys.*, **A 316** (1979), 295.R 71 E. F. Romberg, et al., *Nucl. Phys.*, **A 173** (1971), 124.S 78 L. A. Schaller, et al., *Nucl. Phys.*, **A 300** (1978), 225.T 70 H. Theissen, et al., *Z. Physik*, **231** (1970), 475.W 69 C. S. Wu, et al., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **19** (1969), 527.W 78 H. D. Wahlfahrt, et al., *Phys. Lett.*, **73 B** (1978), 131.

参 考 文 献

[1] W. D. Myers, *Nucl. Phys.*, **A204**(1973), 465.[2] W. D. Myers, et al., *Ann. Phys.*, **84**(1974), 186.[3] 曾谨言, 物理学报, **24**(1975), 151.[4] 曾谨言, 高能物理与核物理, **7**(1983), 101.

(17)

附表;

前面分
司断跳
变就发得计
反常
z)因
散修
散宽
进一

- [5] 潘正瑛, 王炎森, 陈建新, 杨福家, «弥散修正的核半径规律及其在巨共振中的应用», 原子核物理. (待发表).
- [6] W. D. Myers, et al., LBL-15446 (1983).
- [7] P. Möller and J. R. Nix, *Nucl. Phys.*, A361(1981), 117.
- [8] I. Angeli and M. Csatlos, *Nucl. Phys.*, A288 (1977), 480.
- [9] K. T. R. Davies and J. R. Nix, *Phys. Rev.*, C14(1976), 1977.
- [10] J. R. Nix, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 22(1972), 65.
- [11] W. Ogle, et al., *Rev. Mod. Phys.*, 43(1971), 424.
- [12] A. A. Bethe, et al., *Rev. Mod. Phys.*, 7(1936), 165.
- [13] P. Möller and J. R. Nix, *At. Data and Nucl. Data Tables*, 26(1981), 165.
- [14] P. Möller and J. R. Nix, 私人通讯(1982).
- [15] R. C. Barrett and D. F. Jackson, "Nuclear size and structure", Oxford University Press (1977).
- [16] C. W. de Jager, et al., *At. Data and Nucl. Data Tables*, 14(1974), 479.
- [17] R. Engfer, et al., *At. Data and Nucl. Data Tables*, 14(1974), 509.
- [18] V. M. Khvastunov, et al., *Phys. Lett.*, 28B(1968), 119.
- [19] F. G. Perey, et al., *Phys. Rev. Lett.*, 17(1966), 324.
- [20] J. A. Molen, et al., *Phys. Lett.*, 29B(1969), 396.
- [21] V. M. Khvastunov, et al., *Phys. Lett.*, 28B(1968), 119.
- [22] H. Gerhardt, et al., *Z. Physik*, A292(1979), 7.
- [23] S. A. de Wit, et al., *Nucl. Phys.*, 87(1967), 657.
- [24] R. A. Carrigan, et al., *Phys. Rev. Lett.*, 20(1968), 874.
- [25] D. Hitlin, et al., *Phys. Rev.*, C1(1970), 1184.
- [26] J. R. Moreira, et al., *Can. J. Phys.*, 49(1971), 1434.
- [27] G. Süßmann, *Z. Physik*, A274(1975), 145.
- [28] R. Frosch, et al., *Phys. Rev.*, 174(1968), 1380.

DIFFUSENESS AND DEFORMATION EFFECT IN NUCLEAR CHARGE RADIUS

LU SHU-CHENG PAN ZHENG-YING WANG YAN-SHENG
(Fudan University, Department of Nuclear Science)

ABSTRACT

On the basis of Yukawa folded density distribution, a new formula of nuclear charge radius is proposed to include the effect of both spheroidal and tetroidal deformation. With the values of only two constants, the resulting root-mean-square error in calculated nuclear radii of 148 nuclides is 0.034 fm, which is near to that of Droplet model. It can be used to explain the nuclear radii of some isotopic sequences where the $Z^{1/3}$ law has difficulties. Taking the fluctuation of diffuseness width into account, the peculiar behaviors of some isotopic sequences can be well explained. The dependence of all the fluctuation on the neutron shell structure is also discussed.