

而被我们完
数据,并可

and T. Ta-
M. Ishihara,
ihara, T. Shi-
Rev. Lett., 43

975), 632.

tions between

J. Toke and

ILITY
ICLEI
NG

veloped by T.
hod we have
coming from
extracted the
hin the range
itting the ex

核电荷半径的壳(形变)效应

曾 谨 言

(北京大学物理系)

摘 要

实验证据分析表明:大变形区的核电荷方均根半径常数 r_p 无例外地比相邻球形核大一些. 这可以用形变效应来说明. 中子数在下列壳层中 $1p_{3/2}(N \sim 3-6)$, $1d_{5/2}(N \sim 9-14)$, $1f_{7/2}(N \sim 20-28)$, $1g_{9/2}(N \sim 40-50)$, $1h_{11/2}(N \sim 70-82)$ 的各同位素的电荷半径的变化(随 A 的增大半径反而变小等)与 $A^{1/3}$ 律完全抵触. 在 $Z^{1/3}$ 律基础上,考虑形变效应后可给予较好的说明.

原子核的结合能、低激发谱(例如 $E_{2_1^+}$)、跃迁几率(例如 $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_1^+)$)、电四极矩及形变等都有明显的壳效应. 它们随 Z 或 N (而不是 A) 有明显的周期起伏. 可以期望核电荷半径也存在类似的壳效应. 目前测量电荷半径的精度已大为提高, 相对误差可达 $<1\%$. 但按传统的核电荷半径的 $A^{1/3}$ 律, 半径常数 $r_0 = 1.20\text{fm}$ (重核)— 1.35fm (轻核). r_0 有大幅度的 ($>10\%$) 而且是从轻核到重核的系统偏离, 壳效应所导致的 r_0 的小变化就被掩盖了, 不容易被觉察出来. 按照核电荷半径的 $Z^{1/3}$ 律^[1], 半径常数 r_p 的变化幅度要小得多, 并且没有从轻核到重核的系统偏离. 作为一个经验规律, 对于核电荷半径在整个周期表中的变化来说, $Z^{1/3}$ 律无疑要比 $A^{1/3}$ 律好. 因此在这个基础上来分析壳结构对电荷半径的影响, 可能比较明显^[2].

壳效应可以通过两方面对核半径发生影响: 一是电荷分布的密度, 一是电荷分布的形状. 对于前者, 由于核物质的不可压缩度 K 很大^[2], 而结合能的壳修正一般 $\leq 10\text{MeV}$, 所以通过壳效应导致的密度起伏对半径的影响可能相当小, 目前尚无明显证据. 但壳效应导致的形变起伏对半径的影响可能是相当可观的. 这与下列实验事实是一致的, 即在原子核的低激发谱中系统地观测到形状振动集体激发态, 而没有观测到与密度涨落相联系的集体激发态. 实验表明, 低激形状振动谱主要是四极振动, 其次是八极振动. 本文只分析四极轴对称形变对核电荷半径的影响, 暂不考虑非轴对称及高阶形变.

设原子核电荷分布具有轴对称四极形变 β ($\beta^2 \ll 1$), 并假设变形时核体积保持不变(或假设等密度面所包围的体积保持不变), 则可以证明^[3]

本文1982年3月9日收到.

- 1) 本文工作完成后,了解到 I. Angeli & M. Scatlo's (*Nucl. Phys.*, **A288** (1977), 480.) 曾经在 $A^{1/3}$ 律的基础上系统地分析了核电荷半径的精细结构(包括壳效应,形变效应,奇偶效应). 因此, 与该文比较,互相补充,将是有益的.
- 2) 设原子核巨单极共振频率为 ω , 则原子核的不可压缩度 K 可作如下估算: $K \approx m \langle r^2 \rangle \omega^2 = 3/5 m R^2 \omega^2$, m 为核子质量. 取实验观测值^[2] $\hbar \omega = 60 Z^{-1/3} \text{MeV}$, $R = 1.64 Z^{1/3} \text{fm}$, 可得出 $K \approx 140 \text{MeV}$.

$$\langle r^2 \rangle_\beta = \langle r^2 \rangle_0 \left(1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2 \right), \quad (1)$$

$\langle r^2 \rangle_0$ 是 $\beta = 0$ (球形核) 时的方均半径. 假设不可压缩的球形核的电荷半径

$$\left(R_0 = \sqrt{\frac{5}{3}} \langle r^2 \rangle_0^{1/2} \right)$$

遵守 $Z^{1/3}$ 律,

$$R_0 = r_p^0 Z^{1/3}, \quad (2)$$

则变形核的半径

$$R = r_p Z^{1/3}, \quad (3)$$

其中

$$r_p = r_p^0 \left(1 + \frac{5}{8\pi} \beta^2 \right). \quad (4)$$

壳效应导致的 β^2 的起伏就会表现为 r_p 的周期起伏. 本文将根据现有实验数据来分析这个变化. 核电荷的方均根半径的实验数据主要根据 μ 介原子的 X 射线谱及高能电子散射的分析得出. 它们随同位素的变化则主要根据光学同位素移动及 μ 介原子的 X 射线谱定出.

对于偶偶核基态, 可根据 $B(E2)$ 的观测值用下列公式计算其形变^[4]

$$\beta^2 = \left(\frac{4\pi}{3ZeR_0^2} \right)^2 \sum_i B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_i^+). \quad (5)$$

在绝大多数情况下, $\sum_i B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_i^+) \approx B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$. Kumar 证明^[4], 上述关系式不仅对大变形核, 而且对所有偶偶核 (包括过渡区小变形核) 的基态都成立. Stelson & Grodzins (S65) 正是按照这个公式来整理原子核的形变数据的.

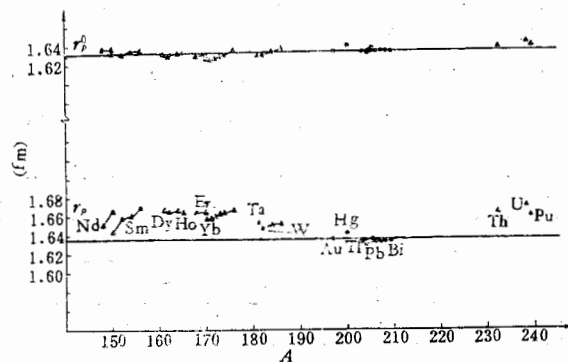


图1 ▲ 变形核 ● 球形核

电荷半径数据出处: $^{148,150}\text{Nd}$, J74, E74; $^{150,152,154}\text{Sm}$, P79, E74, J74; $^{161,162,164}\text{Dy}$, P77, E74; ^{163}Ho , P76, J74; $^{168,170}\text{Er}$, E74; $^{170,171,172,173,174,176}\text{Yb}$, E74; ^{181}Ta , P77; $^{182,184,186}\text{W}$, E74; ^{197}Au , B77, E74; $^{203,205}\text{Tl}$, E74; ^{200}Hg , E74, B77; $^{204,206,207,208}\text{Pb}$, B77, E74; ^{209}Bi , E74, J74; ^{232}Th , J74; ^{238}U , J74; ^{239}Pu , R65.

形变数据: 变形核的形变主要根据 E74, 并参考上列文献. 球形核区的数据取自 S65.

(1)

大变
测定
地看
半径
好地
(2)
数的

1
10
10
11
11
12
12
12
12
13
13

▲ 参

(1) 实验证据的分析如下:

(1) 稀土及铜系核大变形区

首先分析实验上研究得很多的大变形区, 即稀土区及铜系区. 它们具有稳定的大变形, $\beta \sim 0.20-0.35$. 按(4)式, 这可以使半径常数 r_p 增大 $\sim 2\%$. 图 1 给出近年来测定的稀土区及铜系区以及在它们之间的球形或小变形核的电荷半径常数 r_p . 可以清楚地看出, 稀土及铜系变形核的半径常数 r_p 无例外地比两个区域之间的球形或小变形核的半径常数稍大 ($\sim 1-3\%$). 把形变影响扣除之后的半径常数 r_p^0 , 在实验误差范围内相当好地保持为常数.

(2) 轻核大变形区 ($1d_{5/2}$ 壳, $N \sim 9-14$ 或 $A \sim 19-27$)

另一个研究较多的变形核区即轻核变形区. 由于这些核的核子数不太多, 随着核子数的小变化往往可以引起形变的较大变化^[5], 所以这个区域中原子核形变的变化不如稀

表 1(a) 轻核大变形区形变对电荷半径的影响

核	$\langle r^2 \rangle^{1/2}(\text{fm})$	$r_p(\text{fm})$	选用的形变参数 $ \beta $	$r_p^0(\text{fm})$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 数据出处
^{19}F	2.898(10)	1.800	~ 0.70	~ 1.640	S78
^{20}Ne	$\left. \begin{matrix} 3.040(25) \\ 3.020(20) \end{matrix} \right\}$	1.816	~ 0.70	~ 1.655	J74, Br80
^{22}Ne	$\left. \begin{matrix} 2.969(2) \\ 2.949(21) \end{matrix} \right\}$	1.773	~ 0.60	~ 1.655	J74, Br80
^{23}Na	2.986(9)	1.734	~ 0.55	~ 1.636	S78
^{24}Mg	3.075(15)	1.734	~ 0.55	~ 1.636	J74
^{26}Mg	3.003(11)	1.693	~ 0.45	~ 1.628	E77
^{27}Mg	3.017(32)	1.701	~ 0.45	~ 1.635	J74
^{27}Al	3.058(5)	1.679	~ 0.35	~ 1.639	S78

▲ 参考表 1(b) 数据来选定, 有一些核是参考相邻核的数据来选取的.

表 1 (b) 形变参数 $|\beta|$

核	$ \beta $ (S65)	$ \beta $ (C72)
^{20}Ne	$0.75^{+0.06}_{-0.08}$	$0.64^{+0.03}_{-0.04}$
^{22}Ne	$0.59^{+0.07}_{-0.09}$	$0.53^{+0.03}_{-0.04}$
^{24}Mg	$0.57^{+0.04}_{-0.05}$	$0.52^{+0.01}_{-0.01}$
^{26}Mg	$0.47^{+0.06}_{-0.06}$	$0.48^{+0.03}_{-0.03}$
^{27}Si	$0.34^{+0.02}_{-0.02}$	$0.35^{+0.01}_{-0.01}$

▲ 根据公式(5), 并取 $R_0 = 1.63Z^{1/3}\text{fm}$, 可得

$$|\beta| = 158 Z^{-1/3} \sqrt{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) / B(E2)}$$

式中 $B(E2)$ 以 $e^2 b^2$ 为单位.

来分析这
电子散射
射线谱定

(5)

上述关系

Stelson &

土及铜系区那样平滑。由实验定出的形变 β^2 的精确度也稍差。但这个区域中的许多原子核有相当大的变形则是无疑的^[5]。实验分析表明：这个区域中的核电荷半径常数 r_p 系统地比一般原子核大一些。但把形变效应扣除之后， r_p^0 相当接近于常数。见表1。值得注意的是各同位素的核电荷半径随 A 的增加反而变小，即

$$R(^{22}\text{Ne}_{12}) < R(^{20}\text{Ne}_{10}),$$

$$R(^{26}\text{Mg}_{14}) < R(^{24}\text{Mg}_{12}), R(^{25}\text{Mg}_{13}) < R(^{24}\text{Mg}_{12}).$$

看来形变在这里起了重要作用。其它 $1d_{5/2}$ 壳核可能也有类似现象，这有待实验证实。

有证据表明(尽管实验误差较大)， $1p_{3/2}$ 壳核 ($N, Z \sim 3-6$) 可能有类似现象，但不如 $1d_{5/2}$ 壳那样明显。例如

$$R(^7\text{Li}_4) < R(^6\text{Li}_3), R(^{11}\text{B}_6) < R(^{10}\text{B}_5), (J74).$$

这可能也与形变有关。

(3) $1f_{7/2}$ 壳区 (Ca, Ti, Cr; $N \sim 20-28$)

Ca 是研究在周期表的局部区域中核电荷分布的变化规律的最理想的对象。它具有一系列稳定的同位素 ($A = 40, 42, 43, 44, 46, 48$)，而且是周期表中唯一的具有两个双幻核的元素。Ca 的电荷分布从六十年代到现在都是人们很关心的一个课题^[6,7]。实验观测及理论分析愈来愈精确。见表2与图2。

表2 Ca 各同位素的核电荷半径的变化

核	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	R (fm)	$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$	r_0 (fm)	r_0^0 (fm)	r_p (fm)	r_p^0 (fm)
^{40}Ca	3.4800	4.4927	0.097(5)	1.314	1.312	1.655	1.652
^{41}Ca	3.4805(4)	4.4933		1.303		1.655	
^{42}Ca	3.5114(10)	4.5332	0.210(4)	1.304	1.293	1.670	1.656
^{43}Ca	3.4984(10)	4.5164		1.289		1.664	
^{44}Ca	3.5214(11)	4.5461	0.224(5)	1.288	1.275	1.675	1.658
^{45}Ca	3.4981(14)	4.5160		1.270		1.664	
^{46}Ca	3.4995(15)	4.5178	0.180(15)	1.261	1.253	1.664	1.654
^{47}Ca	3.4852(38)	4.4994		1.247		1.658	
^{48}Ca	3.4814(18)	4.4945	0.078(18)	1.237	1.236	1.656	1.654

$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ 数据： ^{40}Ca 取自 W78，其余取自 B80，T81。

$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$ 数据：取自 T81 (根据 $B(E2)$ 观测值计算出)。

分析表明，它们具有如下特点：

(a) 尽管双满壳球形核 ^{48}Ca 与 ^{40}Ca 的中子数相差达 40%，它们的电荷半径几乎完全相等，

$$\langle r^2 \rangle^{1/2}(^{48}\text{Ca}) - \langle r^2 \rangle^{1/2}(^{40}\text{Ca}) = \begin{cases} -0.0001 \pm 0.0008 \text{fm}, (\text{W78}) \\ 0.0010 \pm 0.0012 \text{fm}, (\text{B80}). \end{cases}$$

这与电荷半径的 $A^{1/3}$ 律完全矛盾。在一个局部区域中半径常数 r_0 变化幅度竟达 6%。 r_0 的大幅度变化完全掩盖了壳(形变)效应。

(b) 整个 $1f_{7/2}$ 壳的一系列 Ca 同位素的核电荷分布体积(半径)几乎保持不变。Ca 的各同位素的半径常数 r_p 的小变化是相当有规律的，它明显地反映出形变的影响。处于 $1f_{7/2}$ 壳中部的 ^{44}Ca 的形变最大 ($\beta = 0.224$)，相应 r_p 也最大。

值得注意的是，X. Campi^[8] 用 Hartree-Fock 方法(考虑了原子核可以有形变，但忽

略了四
结果也
的电荷

(c)

更大，同
 $N = 28$
径反而

$R(^{48}\text{C}$

这种现
触。 $1f_{7/2}$
是实验
样仔细

$\delta \langle r$

$\delta \langle r$

即

这种奇
($N = 2$

此外还

(d)

按 B80，

^{48}Ca 及
函数的
象(堵塞

(4) $1g_9$

按

ardt 等

发现中

许多原
子数 r_p 系
1. 值得

证实。
象, 但不

它具有
两个
71. 实验

r_p^0 (fm)
1.652
1.656
1.658
1.654
1.654

几乎完全

占 6%。

Ca 的各
处于 $1f_{7/2}$

变, 但

略了四极振动的动力学影响) 的计算
结果也得出: Ca 的所有偶偶同位素
的电荷分布具有相同的体积。

(c) 由于 $1f_{7/2}$ 壳比 $1d_{5/2}$ 及 $1p_{3/2}$ 壳
更大, 同位素系列更长, 在接近于满壳
 $N = 28$ 时, 随核子数 A 增大而电荷半
径反而变小的奇异现象更为明显, 即

$R(^{48}\text{Ca}) < R(^{46}\text{Ca}) < R(^{44}\text{Ca})$ 。
这种现象与电荷半径的 $A^{1/3}$ 律完全抵
触。 $1f_{7/2}$ 壳的其它核也有类似现象。只
是实验观测及分析没有 Ca 同位素那
样仔细和精确。按 R71,

$$\delta \langle r^2 \rangle^{1/2} (^{46}\text{Ti}_{24} - ^{48}\text{Ti}_{26}) = 0.015 \pm 0.010 \text{fm},$$

$$\delta \langle r^2 \rangle^{1/2} (^{48}\text{Ti}_{26} - ^{50}\text{Ti}_{28}) = 0.020 \pm 0.010 \text{fm},$$

$$\delta \langle r^2 \rangle^{1/2} (^{46}\text{Ti}_{24} - ^{50}\text{Ti}_{28}) = 0.030 \pm 0.015 \text{fm},$$

即

$$R(^{50}\text{Ti}_{28}) < R(^{48}\text{Ti}_{26}) < R(^{46}\text{Ti}_{24}).$$

这种奇异现象可以在 $Z^{1/3}$ 律的基础上考虑形变的影响来说明。当中子数 N 愈接近满壳
($N = 28$) 时, 形变随之变小。事实上

$$\beta^2(^{50}\text{Ti}_{28}) < \beta^2(^{48}\text{Ti}_{26}) < \beta^2(^{46}\text{Ti}_{24}), \text{ (D71, K69, H70).}$$

此外还有

$$R(^{52}\text{Cr}_{28}) < R(^{50}\text{Cr}_{26}), \text{ (E74)}$$

(d) 附带提及, ^{41}Ca 与 ^{47}Ca 的电荷半径与 ^{40}Ca 及 ^{48}Ca 几乎相同。按 Ko79

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} (^{41}\text{Ca}) = \langle r^2 \rangle^{1/2} (^{40}\text{Ca}) \pm 0.006 \text{fm}.$$

按 B80, T81,

$$\delta \langle r^2 \rangle^{1/2} (^{41}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}) = 0.0033 \pm 0.0028 \text{fm},$$

$$\delta \langle r^2 \rangle^{1/2} (^{47}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}) = 0.036 \pm 0.026 \text{fm}.$$

^{43}Ca 及 ^{45}Ca 的半径也比自己两侧的偶偶核略小一点。这种微小的奇偶差异现象涉及到波
函数的细节, 已引起人们注意。有人用核子之间的对关联及四极长程力来定性解释此现
象(堵塞效应削弱了基态关联)^[9]。

(4) $1g_{9/2}$ 壳区 ($\text{Kr}, \text{Sr}, \dots; N \sim 40-50$)

按壳模型能级系, 下一个比较确切的子壳出现在 $1g_{9/2}$ ($N \sim 40-50$)。最近 H. Gerh-
ardt 等^[10]对 $^{78}\text{Kr}_{42} - ^{86}\text{Kr}_{50}$ 诸稳定偶偶核的电荷半径的变化作了仔细的观测与分析。他们
发现中子数在 $1g_{9/2}$ 壳内变动的一系列 Kr 同位素的电荷半径随 A 增大而均匀地减少。即

$$\delta \langle r^2 \rangle (^{78}\text{Kr}_{42} - ^{80}\text{Kr}_{44}) = 0.0397 \text{fm}^2, \quad \delta \langle r^2 \rangle (^{80}\text{Kr}_{44} - ^{82}\text{Kr}_{46}) = 0.0328 \text{fm}^2,$$

$$\delta \langle r^2 \rangle (^{82}\text{Kr}_{46} - ^{84}\text{Kr}_{48}) = 0.0211 \text{fm}^2, \quad \delta \langle r^2 \rangle (^{84}\text{Kr}_{48} - ^{86}\text{Kr}_{50}) = 0.0327 \text{fm}^2.$$

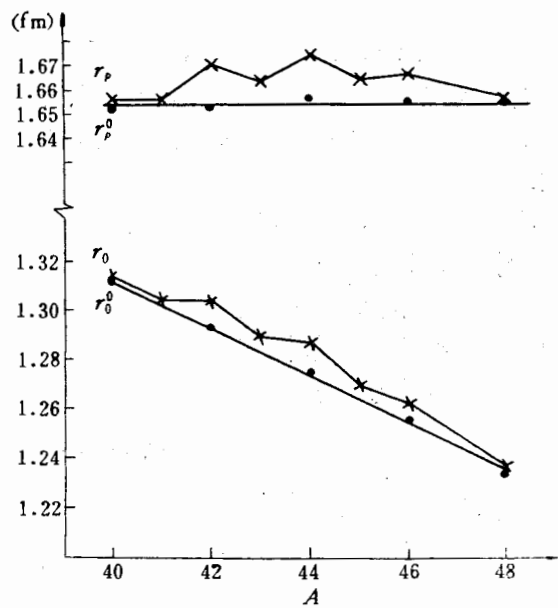


图 2 Ca 同位素电荷半径常数的变化

即

$$R(^{86}\text{Kr}_{50}) < R(^{84}\text{Kr}_{48}) < R(^{82}\text{Kr}_{46}) < R(^{80}\text{Kr}_{44}) < R(^{78}\text{Kr}_{42}).$$

这与 $1f_{7/2}$ 壳(Ca 同位素)的后半壳情况相似。但与 $1f_{7/2}$ 的前半壳略有不同。这是由于 ^{40}Ca 及 ^{48}Ca 都是双满壳核,而 $N = 40$ 并非一个稳定的大壳, $^{78}\text{Kr}_{42}$ 既非单满壳核,更不是双满壳核。

值得注意的是, Gerhardt 等分析结果指出: Kr 各同位素的电荷分布 $\langle r^2 \rangle$ 的变化与形变 $\langle \beta^2 \rangle$ 的变化完全一致,即

$$\beta(^{86}\text{Kr}_{50}) < \beta(^{84}\text{Kr}_{48}) < \beta(^{82}\text{Kr}_{46}) < \beta(^{80}\text{Kr}_{44}) < \beta(^{78}\text{Kr}_{42}).$$

他们还指出 $\delta\langle r^2 \rangle$ 与 $\delta\langle \beta^2 \rangle$ 相当好地成一条直线关系。按照通常的核半径 $A^{1/3}$ 律, $(A + 2)$ 核与 A 核的 $\langle r^2 \rangle$ 相差为

$$\delta\langle r^2 \rangle_{A+2,A} \simeq \frac{4}{3A} \langle r^2 \rangle_A. \quad (6)$$

他们指出,这关系与实验符合很差,所以人们通常引进一个因子 X_f 来反映这一事实,即令

$$\delta\langle r^2 \rangle_{A+2,A} = X_f \cdot \frac{4}{3A} \langle r^2 \rangle_A. \quad (7)$$

在一般情况下, $X_f \sim 0.5-0.7$. 若要考虑形变的影响,则

$$\delta\langle r^2 \rangle_{A+2,A} = X_f \frac{4}{3A} \langle r^2 \rangle_A + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_A \delta\langle \beta^2 \rangle. \quad (8)$$

Gerhardt et al. 仔细分析表明: 只有 $X_f = 0$ 才能给出符合实验的结果,即只有用形变的改变才能解析 Kr 各同位素的核电荷半径的变化。

事实上,在 Gerhardt et al. 之前,已经有人发现 Sr 的各同位素的核电荷半径的变化有类似的现象,即 $R(^{88}\text{Sr}_{50}) < R(^{87}\text{Sr}_{49}) < R(^{86}\text{Sr}_{48})$, (E74).

只不过没有研究得那样仔细。

(5) 其它壳层

综上所述,按照壳模型能级系(见表3),在

$N \sim (3-6)$ 区,有一个确切的子壳 $1p_{3/2}$,

$N \sim (9-14)$ 区,有一个确切的子壳 $1d_{5/2}$,

$N \sim (20-28)$ 区,有一个确切的子壳 $1f_{7/2}$,

$N \sim (40-50)$ 区,有一个确切的子壳 $1g_{9/2}$.

它们与相邻能级分开比较明显,而且这些能级都是由于强自旋轨道耦合从上一个谐振子大壳的高 l 能级分裂下来的 ($j = l + 1/2$),宇称与相邻能级相反,相对说来,组态混合小一些。因此壳层(形变)效应对电荷半径的影响比较明显而有规律。

对于更高的壳层,情况要复杂一些。由于单粒子能级较为密集,在一些核中往往出现

表3 壳模型能级系

N	2	8	(14)	20	28	(40)	50	82	126
能级	$1s_{1/2}$	$1p_{3/2} 1p_{1/2}$	$1d_{5/2} 2s_{1/2} 1d_{3/2}$		$1f_{7/2} 2p_{3/2} 1f_{5/2} 2p_{1/2}$		$1g_{9/2} 2d_{5/2} 1g_{7/2}$	$[2d_{3/2} \ 3s_{1/2}]$ $[1h_{11/2}]$	$[1i_{13/2}]$ $[3p_{3/2} \ 2f_{5/2} \ 3p_{1/2}]$

能级次
在一些
显。其
应对电
— ^{146}Ba

呈现明
什么变

N
效应更
然不大

(6) 存
(a)

大壳 N
素的电

$^{58}\text{Fe}_{32}$, *
增加,不
的变化,

0.294 (S
化,半径
度的变

(b)

$r_p^0 = 1.62$
外,是确
种差别。

(c)

$^{40}\text{Ca} - ^{48}\text{C}$
析来看,
子分布与
都相差

- [1] 曾谨
[2] C. Y
on :
[3] A. I
[4] K. J
[5] B. I
[6] Proc
nucl
[7] F. T
[8] X. C

能级次序交错的现象. 在 $N < 82$ 之下, $1h_{11/2}$ 能级与相邻能级并未明显分开. 事实上, 在一些核中, $(2d_{3/2}, 1h_{11/2}, 3s_{1/2})$ 几条能级的相对位置常发生交叉, 所以子壳效应就不明显. 其次, 由于核子数比较多, 形变随核子数的变化一般也比较缓慢, 因此壳层(形变)效应对电荷半径的影响就不大明显. 例如 $^{138}\text{Ba}_{72}$ — $^{148}\text{Ba}_{82}$ (图 3), 它们形变的变化比较小, 也不呈现明显的子壳效应. 半径常数 r_p 几乎没有什么变化.

$N < 126$ 区域的情况还要复杂一些, 子壳效应更不明显. 形变及电荷半径常数的变化虽然不大, 但大规则(B76).

(6) 存在的问题与困难

(a) 应该指出, 用上述观点来解释刚跨过大壳 $N = 28, 50$ 及 82 的局部区域中的各同位素的电荷半径的变化还有困难. 例如 $^{54}\text{Fe}_{28}$ — $^{58}\text{Fe}_{32}$, $^{58}\text{Ni}_{30}$ — $^{64}\text{Ni}_{36}$, $^{92}\text{Mo}_{50}$ — $^{98}\text{Mo}_{56}$, 单靠形变的

增加, 不足以完全说明它们电荷半径的变化. 又例如 $^{144}\text{Sm}_{82}$ — $^{154}\text{Sm}_{92}$ 的电荷半径常数 r_p 的变化, 在 $N \sim 88$ — 90 处有一个突变(形状相变), $^{150}\text{Sm}_{88}$, $\beta = 0.174$, 而 $^{152}\text{Sm}_{90}$, $\beta = 0.294$ (S65), 的确导致半径常数大幅度增加. 但在 $N \sim 82$ — 86 区域, 形变并无很大变化, 半径常数 r_p 仍然变化较大. 这是无法用形变来说明的. 这可能涉及满壳外核子密度的变化.

(b) 较轻的双幻核 ^{40}Ca 与 ^{48}Ca 的电荷半径常数 $r_p^0 = 1.650\text{fm}$, 而重的双幻核 ^{208}Pb , $r_p^0 = 1.635\text{fm}$, 约相差 1%. 由于它们都是相当精确测定的, 这种差别明显在实验误差之外, 是确实存在的. 这可能与核物质的压缩度有关. 目前核多体理论尚未能定量说明这种差别.

(c) 有一定的证据表明, 核内中子分布半径与电荷分布半径可能略有不同. 特别是 ^{40}Ca — ^{48}Ca 的各同位素的电荷半径相差极微, 而中子数相差达 40%. 从强子散射实验分析来看, ^{42}Ca 、 ^{44}Ca 及 ^{48}Ca 可能有一个“中子皮”^[6], 但目前尚未作定论. 但在中、重核中, 中子分布与电荷分布可能有相当大差异则是可能的, 因为中子与质子的壳层分布及费密面都相差颇大. 中子分布的探讨是目前核物理所关心的问题之一.

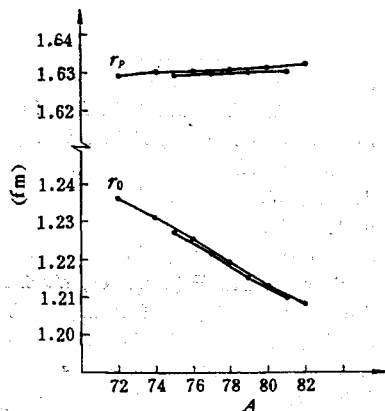


图3 Ba各同位素的电荷半径常数的变化(N78)

参 考 文 献

- [1] 曾谨言, 物理学报, 24(1975), 151.
- [2] C. Y. Tseng and F. C. Yang, *Scientia Sinica, Series A*, 25(1982), 186; see also Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Aug., 1980, Berkeley, California, p. 172.
- [3] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure, Vol. 1*(1969), p. 163.
- [4] K. Kumar, *Phys. Rev. Lett.*, 28(1972), 249.
- [5] B. R. Mottelson, Nobel Lectures, 1975. Nordita Publications, No. 632, p. 101.
- [6] Proc. of the International Discussion Meeting "What do we know about the radial shape of nuclei in the Ca-region?" Karlsruhe, Germany, 1979.
- [7] F. Träger, *Zeit. Physik*, A299(1981), 33.
- [8] X. Campi, in Proc. of the International Discussion Meeting "What do we know about the radial

^{40}Ca
仅满

化与

4 +

(6)

即令

(7)

(8)

形变的

的变化

个谐振子
组态混合

往往出现

126

$2f_{5/2}$ $3p_{1/2}$

- shape of nuclei in the Ca-region? Karlsruhe, Germany, 1979.
 [9] B. S. Reshal and R. A. Sorenson, *Nucl. Phys.*, **A161**(1971), 385.
 [10] H. Gerhardt et al., *Zeit. Physik*, **A292**(1979), 7.

实验数据出处

- B76 Bonn, J. et al., *Zeit. Physik*, **A276**(1978), 203.
 B77 Barrett, R. C. and Jackson, J. D., *Nuclear Sizes and Structure*, Clarendon Press, Oxford, 1977.
 B78 Brandt, H. W. et al., *Zeit. Physik*, **A228**(1978), 241.
 B79 Bergmann, E. et al., *Zeit. Physik*, **A292**(1979), 401.
 B80 Bergmann, E. et al., *Zeit. Physik*, **A294**(1980), 319.
 Br79 Briscoe, W. J. et al., in *Int. Conf on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions (Mainz)*, 1979.
 Br80 Brown, B. A., Chung, W. and Wildenthal, B. H., MSUCL-319 (1980).
 C72 Christy, A. and Häusser, O., *Nucl. Data Tables*, **11**(1972), 281.
 D71 De Castro Faria, N. N. et al., *Nucl. Phys.*, **A174** (1971), 124.
 E74 Engfer, R. et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **14**(1974), 507.
 E77 Euteneuer, H. et al., *Phys. Rev.*, **C16**(1977), 1703.
 H70 Häusser, O. et al., *Nucl. Phys.*, **A150**(1970), 417.
 J74 De Jager, C. W. et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **14**(1974), 479.
 K69 Kavaloski, C. D. and Kossler, W. J., *Phys. Rev.*, **180**(1969), 971.
 K79 Klingbeil, U. et al., *Zeit. Physik*, **A290**(1979), 143.
 Ko79 Kowalski, J. et al., *Zeit. Physik*, **A290**(1979), 345.
 N78 Nowicki, G. et al., *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 2369.
 P76 Powers, R. J. et al., *Nucl. Phys.*, **A262**(1976), 493.
 P77 Powers, R. J. et al., *Nucl. Phys.*, **A278**(1977), 477; **A292**(1977), 487.
 P79 Powers, R. J. et al., *Nucl. Phys.*, **A316**(1979), 295.
 R65 Raboy, S. et al., *Nucl. Phys.*, **73**(1965), 353.
 R71 Romberg, E. F. et al., *Nucl. Phys.*, **A173**(1971), 124.
 S65 Stelson, P. H. and Grodzins, L., *Nuclear Data*, **1**(1965), 21.
 S78 Schaller, L. A. et al., *Nucl. Phys.*, **A300**(1978), 225.
 S80 Schellenberg, L. et al., *Nucl. Phys.*, **A333**(1980), 333.
 T81 Träger, F., *Zeit. Physik*, **A299**(1981), 33.
 W78 Wahlfahrt, H. D. et al., *Phys. Lett.*, **73B**(1978), 131.
 W81 Weise, J., *Zeit. Physik*, **A300**(1981), 329.

SHELL (DEFORMATION) EFFECT IN NUCLEAR
CHARGE RADIUS

ZENG JIN-YAN (C. Y. TSENG)

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

It is shown that without exception the observed rms charge radius constants of strongly deformed nuclei, r_p 's, are a little larger than those of the neighbouring spherical nuclei. The local variations among the charge radii of the sequence of isotopes, the incomplete neutron shells [$1p_{3/2}$ ($N \sim 3-6$), $1d_{5/2}$ ($N \sim 9-14$), $1f_{7/2}$ ($N \sim 20-28$), $1g_{9/2}$ ($N \sim 40-50$), $1h_{11/2}$ ($N \sim 70-82$)], display some peculiar behaviors (eg. rms charge radii decrease with increasing A) which are sharply conflicting with the traditional $A^{1/3}$ -law. Taking the deformation effect into account, these strange variations can be accounted for with the $Z^{1/3}$ -law.

法。
中，
0+ 壳近年
统一地讨
单重其中 ϕ_a 壳
四重

在无穷小

其中

 σ_h, λ Θ_{h_i} 因此, 和单
荷 Y、同位

本文 1