

重核大集团发射半衰期的计算^{*}

张高龙^{1)†} 刘 浩²⁾ 乐小云¹⁾

1) 北京航空航天大学理学院物理系, 北京 100191)

2) 兰州商学院物理实验室, 兰州 730020)

(2008 年 6 月 25 日收到, 2008 年 8 月 6 日收到修改稿)

重核大集团(^{14}C - ^{34}Si)发射的半衰期在理论上用 Wentzel-Kramers-Brillouin 近似进行了计算. 利用双折叠模型计算大集团和剩余子核间的核相互作用, 在折叠积分中选取了密度依赖的、零力程交换项的核子-核子相互作用. 计算得到的半衰期和液滴模型结果、系统公式的结果以及实验数据进行了比较, 表明目前的计算能够很好地给出重核大集团(^{14}C - ^{34}Si)发射的寿命. 这可为重核其他大集团(^{15}N , ^{46}Ar , ^{48}Ca 等)的发射提供可靠的预测.

关键词: 半衰期, 双折叠模型, 集团发射

PACC: 2390, 2160G

1. 引 言

自从 1896 年 Becquerel 观察到天然放射性和 1908 年 Rutherford 第一次从实验上证实了 α 放射性^[1, 2]以及 Gamow 等在理论上按照量子隧道效应成功解释了 α 放射性^[3-5], 人们开始研究不稳定原子核基态衰变机制. 1980 年理论上指出有越出 α 发射的大集团(cluster radioactivity)发射机制^[6], 1984 年观察到了 ^{223}Ra 的 ^{14}C 放射性^[7, 8], 目前人们陆续在 Fr, Ra, Ac, Th 和 U 等重核中观察到了 ^{20}O , ^{23}F , $^{24-26}\text{Ne}$, $^{28, 30}\text{Mg}$ 和 $^{32, 34}\text{Si}$ 的放射性. 母核经过这些大集团发射后剩余的子核几乎都是接近闭壳的 $^{207-212}\text{Pb}$, $^{204-207}\text{Hg}$, ^{211}Bi 和 ^{207}Tl 等球形核, 这说明在大集团发射中壳效应对关联效应扮演着重要的角色. 理论上用不同的模型来描述大集团放射性, 例如壳模型、集团模型和类裂变模型等, 在这些模型里考虑母核基态的大部分核子被冷却重新安排, 有集团预形成过程, 因此可以有不同的大集团放射性. Poenaru 等利用 ASAF(analytical superasym-metric fission)模型分析了大集团发射机制, 模型考虑了奇-偶效应^[9]; Ren 等用 DDC(density-dependence cluster)模型计算了大集团发射的半衰期^[10], 引入预形成概率, 给出计算大集团发射半衰期的系统公式. 在这些模型中, 母核集团发射就是粒子势垒穿透过程, 用到量子隧道效

应, 最后母核分裂成发射的大集团和剩余子核. 因此, 母核半衰期的确定主要是大集团和剩余子核相互作用势垒的计算, 其中最主要的是大集团和剩余子核之间核相互作用计算. 我们利用双折叠模型已经进行了光学势实部计算^[11], 并很好地应用到熔合反应中^[12, 13]对熔合反应激发函数和势垒分布的分析和计算. 对熔合反应也涉及到势垒穿透. 利用双折叠模型计算了原子核之间的核相互作用, 得到的熔合激发函数和熔合势垒分布能够和实验数据很好地符合. 本文利用双折叠模型计算母核中大集团和剩余子核之间的核相互作用, 模型中折叠积分大集团和剩余子核的物质密度分布, 选取密度依赖的、零力程交换项的 M3Y 核子-核子相互作用, 库仑相互作用的计算采用简单的传统计算方法. 利用得到的核相互作用和库仑相互作用加上 Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB)近似就能够得到母核发射大集团的半衰期, 将计算的结果和已有的理论计算结果以及实验数据进行比较, 并给出原子核中其他大集团发射半衰期的预测, 预测可能存在的衰变机制.

2. 双折叠模型计算过程

在双折叠模型里核相互作用的计算按照下面的公式:

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60572177)资助的课题.

[†] E-mail: zgl@buaa.edu.cn

$$V_N(\mathbf{R}) = \iint \rho_1(\mathbf{r}_1) \chi(s) \rho_2(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (1)$$

这里的 r_1 和 r_2 分别是集团和剩余子核中的核子相对集团和剩余子核各自球心的距离, $\rho_1(r_1)$ 和 $\rho_2(r_2)$ 分别是集团和剩余子核的物质密度分布函数. 对集团的密度分布利用电子散射实验数据和 Hattie-Fock 程序计算得到, 剩余子核的密度分布函数采用球对称的费米函数

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R_0)/a]}. \quad (2)$$

这里弥散参数 $a = 0.54 \text{ fm}$, 半密度半径 R_0 按照下面公式计算:

$$R_0 = r_0(1 - \pi^2 a^2/3r_0^2), \quad (3)$$

$$r_0 = 1.13A_d^{1/3}, \quad (4)$$

A_d 是剩余子核的质量数, 利用归一化条件

$$\int \rho_i(\mathbf{r}_i) d\mathbf{r}_i = A_i \quad (5)$$

得到 ρ_0 . 在公式(1)中 $s = \mathbf{R} + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ 是集团中的核子和剩余子核中的核子之间的距离矢量, \mathbf{R} 是集团和剩余子核质心间的距离矢量. v 是两个核子间的核子-核子相互作用, 一般采用密度独立的 M3Y-Reid 相互作用, 它在谐振子基下能够复制 G 矩阵元素, M3Y 相互作用包含单 π 介子交换的长程部分和重介子交换的短程排斥部分,

$$v^{(\text{M3Y})}(s, E) = 7999 \frac{e^{-4s}}{4s} - 2134 \frac{e^{-2.5s}}{2.5s} + \hat{J}_{00}(E) \chi(s). \quad (6)$$

式中前两项是直接相互作用项, 最后一项 $\hat{J}_{00}(E)$ 是零力程交换项,

$$\hat{J}_{00}(E) \approx -27[1 - 0.005(E/A)] \text{ MeV fm}^3. \quad (7)$$

为了考虑核物质中高级交换效应和泡利阻塞效应, 在密度独立的核子-核子相互作用里引入密度依赖因子, 降低相互作用的强度, 这时的核子-核子相互作用称为密度依赖的核子-核子相互作用. 常用于解释重离子散射和 α 散射以及集团放射性现象. 本文中密度依赖的核子-核子相互作用形式为^[14]:

$$\chi(s, \rho, E) = F(\rho, E) v^{(\text{M3Y})}(s, E), \quad (8)$$

$$F(\rho, E) = \alpha [1 - \beta(E) \rho_1^{2/3}][1 - \beta(E) \rho_2^{2/3}]. \quad (9)$$

这种密度依赖形式的核物质不可压缩系数能够与最近的实验和理论结果很好一致. 这里的 ρ_1 和 ρ_2 分别代表集团和剩余子核的物质密度分布函数. $\beta(E)$ 是和核物质平均自由程相关的参数, 从对数据的优

化拟合上它的值取 $1.6 \text{ fm}^{2[15]}$, 保持常数, 独立于能量, 参数 C 基本上是归一化常数. 这样利用(1)式就能够得到母核中集团和剩余子核间的核相互作用. 对于它们间的库仑相互作用, 采用传统计算球形带电粒子的方法,

$$V_C(R) = Z_1 Z_2 e^2 \begin{cases} \frac{1}{R} & (R > R_C) \\ \frac{1}{2R_C} \left[3 - \left(\frac{R}{R_C} \right)^2 \right] & (R < R_C) \end{cases}. \quad (10)$$

式中 Z_1 和 Z_2 分别是集团和剩余子核的原子序数, $e^2 = 1.44 \text{ MeVfm}$, $R_C = R_{0\text{cluster}} + R_{0d}$, $R_{0\text{cluster}}$ 和 R_{0d} 利用式(3)计算得到. 这样集团和剩余子核间总的相互作用势为:

$$V(R) = V_N(R) + V_C(R) + \frac{K(l+1)\hbar^2}{2\mu R^2}, \quad (11)$$

式中第一项为核相互作用, 第二项为库仑相互作用, 最后一项为离心势. $\mu = \frac{m_{\text{cluster}} m_d}{m_{\text{cluster}} + m_d}$ 是集团和剩余子核的折合质量, m_{cluster} 和 m_d 分别是集团和剩余子核的质量数, 单位都是 MeV/c^2 .

母核中形成的集团从核中发射出来, 要经过势垒穿透过程. 利用 WKB 近似计算势垒穿透概率, 进而得到集团发射的半衰期. 半衰期计算公式为^[16]

$$T_{1/2} = [(\pi \hbar \ln 2) E_v] [1 + \exp(K)]. \quad (12)$$

波数 K 为:

$$K = \frac{2}{\hbar} \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{2\mu(V(R) - E_v - Q)} dR, \quad (13)$$

式中 μ 为集团和剩余子核的折合质量, Q 是母核衰变时发射集团的释放能, E_v 是零点振动能, 它和释放能 Q 存在比例关系, 也就是考虑了壳效应. 当剩余子核具有幻数的质子数和中子数时, 释放能 Q 最大. 按照文献^[17]考虑了原子核的奇-偶效应, 对偶-偶核零点振动能 E_v 和释放能 Q 之间的比例系数最大, 而奇-奇核最小. 在(12)和(13)式中如果保持其它条件不变, 零点振动能 E_v 越大, 则母核发射集团的概率越大, 衰变的寿命越短. R_1 和 R_2 分别是集团和剩余子核之间相互作用势垒位置的最小值和最大值, 利用下式决定,

$$V(R_1) = Q + E_v = V(R_2). \quad (14)$$

在计算中利用数值计算的结果和 $Q + E_v$ 进行比较, 选取 R_1 和 R_2 .

3. 数值计算的结果和讨论

对于大集团发射,考虑了壳效应和原子核的奇-偶效应,零点振动能 E_v 和释放能 Q 之间的关系为^[17]

$$\frac{E_v}{Q} = \begin{cases} ax^2 + bx + c & (4 < A_e < A_{eb}) \\ c & (A_e > A_{eb}) \end{cases} \quad (15)$$

式中 A_e 是发射集团的质量数, $x = (A_e - 24)/20$, 参数 a, b, c 和 A_{eb} 见表 1.

表 1 公式(15)中的参数 a, b, c 和 A_{eb}

| 母核 (Z, N) | A_{eb} | a | b | c |
|---------------|----------|--------|---------|--------|
| 偶-偶 | 27 | 0.0178 | -0.0341 | 0.0530 |
| 奇-偶 | 24 | 0.0230 | -0.0261 | 0.0457 |
| 偶-奇 | 24 | 0.0452 | 0.0066 | 0.0437 |
| 奇-奇 | 24 | 0.0410 | 0.0085 | 0.0400 |

在公式(7)中的 E/A 是发射粒子在实验室系的能量,等于释放能 Q ,单位是 MeV.在衰变过程里,公式(7)中的 E 等于在发射集团和剩余子核组成系统的质心系里测量到的能量,而在衰变过程中质心系里测量到的能量就是衰变时释放的能量 Q ,单位是 MeV.相对高能重离子散射,衰变释放的能量非常小,这样公式(7)中的能量依赖项可以忽略,实际上在大集团衰变过程中是能量独立项,采用 $\hat{J}_{00}(E) \approx -276 \text{ MeVfm}^3$.利用上面的计算方法得到了各原子核在不同大集团发射的半衰期,见表 2.表中的最小角动量 l_{\min} 是考虑了衰变前后自旋宇称守恒,进行大集团发射时带走的最小角动量.系统公式来自文献 10 中,

$$\lg T_{1/2} = aZ_1 Z_2 Q^{-1/2} + cZ_1 Z_2 + d + h. \quad (16)$$

式中 $a = 1.51799, c = -0.053387, d = -92.91142$, 对偶-偶核 $h = 0$, 对奇 A 核 $h = 1.402$. 计算结果见表 2.表中列出了 $^{14}\text{C}-^{34}\text{Si}$ 这些大集团发射的实验数据、反应释放能 Q 、集团带走的最小角动量、双折叠模型计算的结果和液滴模型计算的结果^[18]以及系统公式^[10]计算的结果.把双折叠模型计算的结果和实验数据、系统公式以及液滴模型结果进行比较,我们能够观察到目前计算的结果和实验数据在数量级上一致,在计算中没有对折叠的核相互作用进行任何重整化.而且目前计算的结果大部分比系统公式结果、液滴模型的结果更能够接近实验数据.在计算中,对离心势部分的计算,考虑了衰变前后的自旋宇

表 2 对大集团发射半衰期的双折叠模型计算和液滴模型、系统公式计算、实验数据的比较

| 母核 AX | 发射集团 a_x | 最小角动量 l_{\min} | 实验数据 $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | 目前计算结果 $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | 公式 $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | 液滴模型结果 $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | 释放能 Q/MeV |
|-------------------|------------------|------------------|-------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|---------------------------------|--------------------|
| ^{221}Fr | ^{14}C | 3 | 14.5 | 14.77 | 14.41 | 13.68 | 31.30 |
| ^{221}Ra | ^{14}C | 3 | 13.4 | 14.06 | 13.43 | 12.18 | 32.40 |
| ^{222}Ra | ^{14}C | 0 | 11.0 | 10.92 | 10.73 | 10.59 | 33.05 |
| ^{223}Ra | ^{14}C | 4 | 15.2 | 15.99 | 14.56 | 13.45 | 31.85 |
| ^{224}Ra | ^{14}C | 0 | 15.7 | 15.97 | 15.99 | 16.59 | 30.53 |
| ^{226}Ra | ^{14}C | 0 | 21.2 | 21.22 | 21.44 | 22.51 | 28.21 |
| ^{225}Ac | ^{14}C | 4 | 17.2 | 18.25 | 18.83 | 17.81 | 30.48 |
| ^{226}Th | ^{14}C | 0 | > 15.3 | 18.13 | 18.6 | 18.79 | 30.55 |
| ^{226}Th | ^{18}O | 0 | > 16.8 | 18.06 | 19.32 | 18.95 | 45.73 |
| ^{224}Th | ^{14}C | 0 | 15.7 | 15.97 | 15.99 | 16.59 | 30.53 |
| ^{228}Th | ^{20}O | 0 | 20.7 | 20.80 | 20.98 | 21.61 | 44.72 |
| ^{231}Pa | ^{23}F | 1 | > 26.0 | 24.11 | 24.65 | 24.26 | 51.86 |
| ^{230}U | ^{22}Ne | 0 | 19.6 | 20.31 | 22.17 | 21.40 | 61.40 |
| ^{230}Th | ^{24}Ne | 0 | 24.6 | 24.06 | 24.14 | 25.45 | 57.78 |
| ^{232}Th | ^{24}Ne | 0 | > 29.0 | 27.55 | 27.01 | 28.76 | 55.76 |
| ^{231}Pa | ^{24}Ne | 1 | 22.9 | 21.90 | 23.43 | 21.93 | 60.42 |
| ^{230}U | ^{24}Ne | 0 | > 18.2 | 22.22 | 22.22 | 21.97 | 61.36 |
| ^{232}U | ^{24}Ne | 0 | 20.4 | 20.34 | 21.0 | 19.99 | 62.31 |
| ^{233}U | ^{24}Ne | 2 | 24.8 | 24.37 | 24.73 | 23.36 | 60.51 |
| ^{234}U | ^{24}Ne | 0 | > 26.0 | 26.14 | 25.58 | 26.54 | 58.84 |
| ^{235}U | ^{24}Ne | 1 | 27.4 | 29.79 | 29.07 | 29.40 | 57.36 |
| ^{236}U | ^{24}Ne | 0 | > 26.0 | 29.76 | 29.71 | 32.18 | 55.96 |
| ^{233}U | ^{25}Ne | 2 | 24.8 | 24.13 | 24.41 | 23.15 | 60.75 |
| ^{235}U | ^{25}Ne | 3 | 27.4 | 29.47 | 28.54 | 29.08 | 57.73 |
| ^{232}Th | ^{26}Ne | 0 | > 29.0 | 28.51 | 26.70 | 29.72 | 55.97 |
| ^{234}U | ^{26}Ne | 0 | > 26.0 | 25.41 | 24.72 | 25.91 | 59.47 |
| ^{236}U | ^{26}Ne | 0 | > 26.0 | 30.31 | 28.55 | 31.48 | 56.75 |
| ^{232}U | ^{28}Mg | 0 | > 22.7 | 25.25 | 24.86 | 25.74 | 74.33 |
| ^{233}U | ^{28}Mg | 3 | > 27.6 | 26.48 | 26.36 | 25.78 | 74.25 |
| ^{234}U | ^{28}Mg | 0 | 25.7 | 25.27 | 25.09 | 25.90 | 74.13 |
| ^{235}U | ^{28}Mg | 1 | > 28.0 | 29.49 | 28.73 | 29.26 | 72.21 |
| ^{236}U | ^{28}Mg | 0 | 27.6 | 28.74 | 27.78 | 29.34 | 71.83 |
| ^{236}Pu | ^{28}Mg | 0 | 21.7 | 20.45 | 21.90 | 20.0 | 79.67 |
| ^{238}Pu | ^{28}Mg | 0 | 25.7 | 25.93 | 25.97 | 26.34 | 75.93 |
| ^{236}U | ^{30}Mg | 0 | 27.6 | 27.68 | 27.01 | 29.28 | 72.48 |
| ^{237}Np | ^{30}Mg | 2 | 27.6 | 26.44 | 26.98 | 26.56 | 74.99 |
| ^{238}Pu | ^{30}Mg | 0 | 25.7 | 24.14 | 24.78 | 24.83 | 77.0 |
| ^{238}Pu | ^{32}Si | 0 | 25.3 | 25.75 | 25.31 | 25.73 | 91.21 |
| ^{240}Cm | ^{32}Si | 0 | | 21.15 | 22.43 | 19.60 | 97.34 |
| ^{240}Pu | ^{34}Si | 0 | > 25.5 | 26.5 | 25.47 | 26.08 | 91.05 |
| ^{241}Am | ^{34}Si | 3 | > 25.3 | 25.49 | 25.56 | 23.32 | 93.94 |
| ^{242}Cm | ^{34}Si | 0 | 23.2 | 22.67 | 23.17 | 21.11 | 96.53 |
| ^{244}Cm | ^{34}Si | 0 | | 27.39 | 26.37 | 26.69 | 93.14 |

表 3 一些原子核可能的大集团发射半衰期

| 母核 ${}^A X$ | 发射集团 ${}^a x$ | 母核 J^π | 子核 J^π | 发射集团 J^π | 液滴模型结果 $\lg T_{1/2} / s$ | 系统公式 $\lg T_{1/2} / s$ | 目前计算结果 $\lg T_{1/2} / s$ | 最小角动量 l_{\min} | 释放能 Q/MeV |
|---------------------|--------------------|--------------------------------|---------------------------------|-----------------|-----------------------------|---------------------------|-----------------------------|---------------------|-----------------------|
| ${}^{219}\text{Ac}$ | ${}^{12}\text{C}$ | $\frac{9}{2}^-$ | $\frac{9}{2}^-$ | 0^+ | 14.30 | 16.32 | 16.74 | 0 | 31.63 |
| ${}^{218}\text{Ra}$ | ${}^{12}\text{C}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 15.89 | 16.19 | 17.45 | 0 | 30.44 |
| ${}^{223}\text{Ra}$ | ${}^{12}\text{C}$ | $\frac{3}{2}^+$ | $\frac{9}{2}^+$ | 0^+ | 21.97 | 24.05 | 25.36 | 3 | 27.73 |
| ${}^{220}\text{Th}$ | ${}^{12}\text{C}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 14.20 | 15.13 | 16.14 | 0 | 32.14 |
| ${}^{225}\text{Th}$ | ${}^{12}\text{C}$ | $\frac{3}{2}^+$ | $\frac{9}{2}^+$ | 0^+ | 21.04 | 23.73 | 24.87 | 3 | 28.97 |
| ${}^{221}\text{Pa}$ | ${}^{12}\text{C}$ | $\frac{9}{2}^-$ | $\frac{9}{2}^-$ | 0^+ | 12.87 | 15.50 | 15.67 | 0 | 33.26 |
| ${}^{221}\text{Fr}$ | ${}^{15}\text{N}$ | $\frac{5}{2}^-$ | 0^+ | $\frac{1}{2}^-$ | 23.60 | 24.10 | 24.08 | 2 | 34.13 |
| ${}^{221}\text{Ra}$ | ${}^{15}\text{N}$ | $\frac{5}{2}^+$ | 0^- | $\frac{1}{2}^-$ | 22.60 | 23.46 | 24.29 | 2 | 35.12 |
| ${}^{222}\text{Ra}$ | ${}^{15}\text{N}$ | 0^+ | $\frac{1}{2}^+, \frac{11}{2}^-$ | $\frac{1}{2}^-$ | 22.26 | 21.79 | 22.42 | 4 | 35.25 |
| ${}^{223}\text{Ra}$ | ${}^{15}\text{N}$ | $\frac{3}{2}^+$ | 5^+ | $\frac{1}{2}^-$ | 25.36 | 26.07 | 26.78 | 1 | 33.89 |
| ${}^{223}\text{Ac}$ | ${}^{15}\text{N}$ | $\frac{5}{2}^-$ | 0^+ | $\frac{1}{2}^-$ | 14.46 | 16.52 | 15.69 | 2 | 39.48 |
| ${}^{225}\text{Ac}$ | ${}^{15}\text{N}$ | $\frac{3}{2}^-$ | 0^+ | $\frac{1}{2}^-$ | 21.11 | 22.53 | 21.77 | 1 | 36.27 |
| ${}^{223}\text{Th}$ | ${}^{15}\text{N}$ | $\frac{5}{2}^+$ | 5^+ | $\frac{1}{2}^-$ | 18.40 | 20.26 | 20.53 | 2 | 38.15 |
| ${}^{222}\text{Th}$ | ${}^{15}\text{N}$ | 0^+ | 5^+ | $\frac{1}{2}^-$ | 20.54 | 20.75 | 21.33 | 5 | 37.16 |
| ${}^{222}\text{Th}$ | ${}^{16}\text{O}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 18.36 | 19.32 | 19.47 | 0 | 45.73 |
| ${}^{223}\text{Th}$ | ${}^{16}\text{O}$ | $\frac{5}{2}^+$ | $\frac{1}{2}^-$ | 0^+ | 16.74 | 19.37 | 19.74 | 2 | 46.58 |
| ${}^{227}\text{Pa}$ | ${}^{16}\text{O}$ | $\frac{5}{2}^-$ | $\frac{9}{2}^-$ | 0^+ | 23.73 | 25.99 | 25.62 | 2 | 43.43 |
| ${}^{226}\text{U}$ | ${}^{16}\text{O}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 16.49 | 18.40 | 17.93 | 0 | 48.03 |
| ${}^{227}\text{U}$ | ${}^{16}\text{O}$ | $\frac{3}{2}^+$ | $\frac{9}{2}^+$ | 0^+ | 19.76 | 22.71 | 23.03 | 3 | 46.19 |
| ${}^{225}\text{Np}$ | ${}^{16}\text{O}$ | $\frac{9}{2}^-$ | $\frac{9}{2}^-$ | 0^+ | 15.73 | 19.33 | 18.25 | 0 | 49.21 |
| ${}^{223}\text{Th}$ | ${}^{17}\text{O}$ | $\frac{5}{2}^+$ | 0^+ | $\frac{5}{2}^+$ | 22.18 | 23.63 | 24.66 | 0 | 43.98 |
| ${}^{224}\text{Th}$ | ${}^{17}\text{O}$ | 0^+ | $\frac{1}{2}^-, \frac{13}{2}^+$ | $\frac{5}{2}^+$ | 23.58 | 23.47 | 24.27 | 2 | 43.26 |
| ${}^{225}\text{Th}$ | ${}^{17}\text{O}$ | $\frac{3}{2}^+$ | 0^+ | $\frac{5}{2}^+$ | 20.30 | 22.13 | 22.76 | 1 | 44.87 |
| ${}^{227}\text{Pa}$ | ${}^{17}\text{O}$ | $\frac{5}{2}^-$ | $0^-, 9^-$ | $\frac{5}{2}^+$ | 26.48 | 27.76 | 27.87 | 0 | 42.44 |
| ${}^{227}\text{U}$ | ${}^{17}\text{O}$ | $\frac{3}{2}^+$ | 0^+ | $\frac{5}{2}^+$ | 21.08 | 23.38 | 23.86 | 1 | 45.78 |
| ${}^{235}\text{U}$ | ${}^{29}\text{Mg}$ | $\frac{7}{2}^-, \frac{1}{2}^+$ | 0^+ | $\frac{3}{2}^+$ | 28.96 | 28.33 | 29.83 | 1 | 72.55 |
| ${}^{235}\text{Np}$ | ${}^{29}\text{Mg}$ | $\frac{5}{2}^+$ | $0^-, 12^-$ | $\frac{3}{2}^+$ | 28.40 | 28.15 | 29.59 | 1 | 73.97 |
| ${}^{235}\text{Pu}$ | ${}^{29}\text{Mg}$ | $\frac{5}{2}^+$ | 0^+ | $\frac{3}{2}^+$ | 25.61 | 26.58 | 27.61 | 1 | 76.64 |
| ${}^{238}\text{Pu}$ | ${}^{29}\text{Mg}$ | 0^+ | $\frac{9}{2}^+$ | $\frac{3}{2}^+$ | 29.28 | 27.67 | 29.61 | 3 | 74.45 |
| ${}^{237}\text{Am}$ | ${}^{29}\text{Mg}$ | $\frac{5}{2}^+$ | 5^+ | $\frac{3}{2}^+$ | 28.43 | 28.64 | 30.01 | 1 | 76.09 |
| ${}^{238}\text{Am}$ | ${}^{29}\text{Mg}$ | 1^+ | $\frac{9}{2}^-$ | $\frac{3}{2}^+$ | 26.08 | 27.23 | 28.65 | 3 | 77.35 |
| ${}^{239}\text{Pu}$ | ${}^{34}\text{Si}$ | $\frac{1}{2}^+$ | $\frac{1}{2}^-$ | 0^+ | 26.56 | 27.08 | 28.38 | 0 | 90.84 |

续表 3

| 母核 | 发射集团 | 母核 | 子核 | 发射集团 | 液滴模型结果 | 系统公式 | 目前计算结果 | 最小角动量 | 释放能 |
|---------------------|--------------------|-----------------|-----------------|-------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|------------|----------------|
| ${}^A X$ | a_x | J^π | J^π | $J\pi \lg T_{1/2} / \text{s}$ | $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | $\lg T_{1/2} / \text{s}$ | l_{\min} | Q/MeV |
| ${}^{239}\text{Am}$ | ${}^{34}\text{Si}$ | $\frac{5}{2}^-$ | $\frac{1}{2}^+$ | 0^+ | 24.89 | 26.28 | 27.01 | 2 | 93.18 |
| ${}^{242}\text{Cf}$ | ${}^{34}\text{Si}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 25.51 | 25.78 | 27.10 | 0 | 96.77 |
| ${}^{244}\text{Cf}$ | ${}^{34}\text{Si}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 24.18 | 25.20 | 25.79 | 0 | 97.39 |
| ${}^{242}\text{Cf}$ | ${}^{36}\text{S}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 22.59 | 23.82 | 24.39 | 0 | 113.7 |
| ${}^{244}\text{Cf}$ | ${}^{36}\text{Si}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 21.95 | 23.66 | 23.80 | 0 | 113.9 |
| ${}^{249}\text{Cf}$ | ${}^{46}\text{Ar}$ | $\frac{9}{2}^-$ | $\frac{5}{2}^-$ | 0^+ | 27.15 | 27.35 | 29.01 | 2 | 124.72 |
| ${}^{251}\text{Cf}$ | ${}^{46}\text{Ar}$ | $\frac{1}{2}^+$ | $\frac{1}{2}^-$ | 0^+ | 24.30 | 26.23 | 26.58 | 0 | 126.16 |
| ${}^{252}\text{Cf}$ | ${}^{46}\text{Ar}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 23.18 | 24.39 | 24.06 | 0 | 126.72 |
| ${}^{249}\text{Cf}$ | ${}^{48}\text{Ca}$ | $\frac{9}{2}^-$ | $\frac{5}{2}^-$ | 0^+ | 27.79 | 27.02 | 30.07 | 2 | 137.69 |
| ${}^{253}\text{Fm}$ | ${}^{48}\text{Ca}$ | $\frac{1}{2}^+$ | $\frac{1}{2}^-$ | 0^+ | 20.52 | 24.18 | 24.70 | 0 | 145.85 |
| ${}^{250}\text{No}$ | ${}^{48}\text{Ca}$ | 0^+ | $0^+ 9^-$ | 0^+ | 18.76 | 21.69 | 22.51 | 0 | 151.66 |
| ${}^{252}\text{No}$ | ${}^{48}\text{Ca}$ | 0^+ | $0^+ 9^-$ | 0^+ | 17.32 | 21.32 | 21.37 | 0 | 152.21 |
| ${}^{254}\text{No}$ | ${}^{48}\text{Ca}$ | 0^+ | 0^+ | 0^+ | 15.92 | 20.98 | 20.22 | 0 | 152.73 |
| ${}^{257}\text{No}$ | ${}^{48}\text{Ca}$ | $\frac{7}{2}^+$ | $\frac{9}{2}^+$ | 0^+ | 16.34 | 22.82 | 22.76 | 1 | 152.06 |

称守恒,取集团发射时带走的最小角动量 l_{\min} .从公式(13)可以看到,衰变的半衰期对释放能 Q 敏感,计算的半衰期的正确性依赖于释放能 Q 的精确性.对于释放能 Q 有 $Q = M - (M_{\text{cluster}} + M_d)$,这里 M 、 M_{cluster} 和 M_d 分别是母核、发射集团和剩余子核的原子质量,单位采用能量单位.如果 $Q > 0$,则母核可以进行集团发射.这里释放能 Q 的计算运用各原子核实验基态质量.从上面的计算可知,利用双折叠模型选用密度依赖的核子-核子相互作用能够得到大集团与剩余子核间的核相互作用,用势垒穿透方法得到原子核大集团发射的半衰期,计算结果基本符合(${}^{14}\text{C}$ - ${}^{34}\text{Si}$)大集团发射的实验数据.和系统公式的结果比较有相近精确度,说明选用的参数比较合理,计算结果准确可靠.对不能确定的实验半衰期给出比较准确结果,这些实验数据需要在实验上进一步的证实.上面计算说明目前的双折叠模型能够用于原子核集团发射半衰期的计算,可以进行原子核可能衰变模式和半衰期的预测,将可以用于超重区 $Z = 112, 114, 116$ 等原子核衰变的研究.

运用上面的计算方法,我们进一步计算了一些原子核可能存在一些大集团(${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{15}\text{N}$ 、 ${}^{16}\text{O}$ 、 ${}^{17}\text{O}$ 、 ${}^{29}\text{Mg}$ 、 ${}^{34}\text{Si}$ 、 ${}^{36}\text{S}$ 、 ${}^{46}\text{Ar}$ 和 ${}^{48}\text{Ca}$)发射的半衰期,见表 3.通过这些计算,可以观察到各种同位素发射集团的半衰期有数量级上变化,目前计算的结果对有些原子核的

半衰期和液滴模型的结果不一致,但是和系统公式计算的结果在数量级上保持一致,说明目前计算能够为许多原子核可能存在的大集团发射提供可靠预测,为将来实验提供好的理论依据,希望这些理论预测能为将来实验有指导意义.同时,这些计算表明将可以利用双折叠模型进行原子核集团发射的预测,特别是对超重核的 α 衰变提供预测,为寻找新的超重元素和衰变机制研究提供数据以及下一步运用它研究原子核中 α 预形成因子提供了方法.

4. 结 论

综上所述,运用密度依赖的核子-核子相互作用,通过双折叠模型得到集团和剩余子核间的核相互作用,进行了原子核大集团衰变模式和半衰期的计算.在计算中没有对得到的微观核势进行任何重整化,计算的结果和实验数据能够保持一致,对一些原子核可能存在的一些大集团(${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{15}\text{N}$ 、 ${}^{16}\text{O}$ 、 ${}^{17}\text{O}$ 、 ${}^{29}\text{Mg}$ 、 ${}^{34}\text{Si}$ 、 ${}^{36}\text{S}$ 、 ${}^{46}\text{Ar}$ 和 ${}^{48}\text{Ca}$)发射进行了计算,这些为将来的实验提供了依据.目前的双折叠模型能够很好地计算大集团发射半衰期说明能够为原子核大集团发射模式和半衰期提供合理的预测,希望对将来的实验能够有指导意义.

- [1] Rutherford E , Geiger H 1908 *Proc. R. Soc. A* **81** 141
- [2] Rutherford E , Royds T 1908 *Philos. Mag.* **1** 281
- [3] Gamow G 1928 *Z. Phys.* **51** 204
- [4] Condon E U , Guernsey R W 1928 *Nature* **122** 439
- [5] Condon E U , Guernsey R W 1929 *Phys. Rev.* **33** 127
- [6] Sandulescu A , Poenaru D N , Greiner W 1980 *Sov. J. Part. Nucl.* **11** 528
- [7] Rose H J , Jones G A 1984 *Nature* **307** 245
- [8] Aleksandrov D V , Belyatskii A F , Glukhov Y A , Nikolskii Y E , Novatskii B G , Ogloblin A A , Stepanov D N 1984 *JETP Lett.* **40** 909
- [9] Poenaru D N , Greiner W , Depta K , Ivascu M , Mazilu D , Sandulescu A 1986 *Atomic Data Nuclear Data Tables* **34** 423
- [10] Ren Z Z , Xu C , Wang Z J 2004 *Phys. Rev. C* **70** 034304
- [11] Zhang G L , Zhang H Q , Liu Z H , Zhang C L , Lin C J , Yang F , An G P , Jia H M , Wu Z D , Xu X X , Bai C L , Yu N 2007 *Chin. Phys. C* **31** 634
- [12] Zhang G L , Zhang H Q , Liu Z H , Zhang C L , Lin C J , Yang F , An G P , Jia H M , Wu Z D , Xu X X , Bai C L , Yu N 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 397
- [13] Zhang G L , Le X Y , Liu Z H 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1247
- [14] Basu D N 2005 *Int. J. Mod. Phys. E* **14** 739
- [15] Basu D N 2004 *J. Phys. G* **30** B7
- [16] Basu D N 2003 *Phys. Lett. B* **566** 90
- [17] Poenaru D N , Greiner W , Ivascu M , Mazilu D , Plonski I H 1986 *Z. Phys. A* **325** 435
- [18] Royer G , Moustabchir R 2001 *Nucl. Phys. A* **683** 182

Calculation of half-lives of heavy cluster emission for heavy nuclei^{*}

Zhang Gao-Long^{1)†} Liu Hao²⁾ Le Xiao-Yun¹⁾

1) (Department of Physics , School of Science , Beihang University , Beijing 100191 , China)

2) (Physics Laboratory , Lanzhou Commercial College , Lanzhou 730020 , China)

(Received 25 June 2008 ; revised manuscript received 6 August 2008)

Abstract

Half-lives of heavy cluster (^{14}C - ^{34}Si) emission for heavy nuclei are theoretically calculated in the frame of WKB approximation. The microscopic nuclear potential between heavy cluster and residual nuclei for parent nuclei is obtained by double-folding process by using density-dependent nucleon-nucleon interaction with zero-range exchange term. The results are compared with those of liquid-drop model , systematic formula and experimental data. It is obvious that the present calculation can successfully give the lifetimes of heavy cluster (^{14}C - ^{34}Si) emission for heavy nuclei. It also provides reasonable prediction for the other heavy cluster (^{15}N , ^{46}Ar and ^{48}Ca , etc.) emission for some nuclei.

Keywords : half-life , double folding model , cluster emission

PACC : 2390 , 2160G

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60572177).

[†] E-mail : zgl@buaa.edu.cn