

文章编号: 1007-4627(2003)01-0011-07

束缚态 β^- 衰变及其天体物理意义*

白希祥

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 束缚态 β^- 衰变是一种特殊的弱相互作用衰变模式, 对某些高电离态重原子的 β^- 衰变有重要或决定性的贡献. 从理论和实验两方面介绍了束缚态 β^- 衰变研究的进展及其对恒星中的慢中子俘获过程和 ^{187}Re - ^{187}Os 宇宙核钟的影响.

关键词: 高电离态原子; 束缚态 β^- 衰变; s 中子俘获过程; 宇宙核钟

中图分类号: O571.322; P14 **文献标识码:** A

1 引言

原子核 β 衰变在恒星演化的各个阶段和诸多核合成过程中起非常重要的作用. 有一些理论和实验研究表明, 在高温、高密度的恒星内部和星际介质中, 某些核素 β 衰变的有效半衰期、衰变模式乃至 β 稳定性发生显著的变化^[1, 2]. 天体物理环境中的原子通常处于高度电离的状态, 电离对原子核 β 衰变特性的影响是核天体物理的重要研究课题之一.

在天体物理环境中存在 6 种 β 衰变模式:

$$(Z, N, I; Kk)_i \rightarrow (Z+1, N-1, I+1; K'k')_f + e^- + \bar{\nu}_e$$

(连续态 β^- 衰变),

$$\rightarrow (Z+1, N-1, I; K'k')_f + e^- + \bar{\nu}_e$$

(束缚态 β^- 衰变),

$$\rightarrow (Z-1, N+1, I-1; K'k')_f + e^+ + \nu_e$$

(连续态 β^+ 衰变),

$$\rightarrow (Z-1, N+1, I; K'k')_f + \nu_e$$

(轨道电子俘获),

$$(Z, N, I; Kk)_i + e^- \rightarrow (Z-1, N+1, I-1; K'k')_f + \nu_e$$

(连续态电子俘获), 和

$$(Z, N, I; Kk)_i + e^+ \rightarrow (Z+1, N-1, I+1; K'k')_f + \bar{\nu}_e$$

(连续态正电子俘获),

式中括号外的下角标 i, f 分别表征初态和末态, 括号中的 5 个变量依次是核中的质子数、中子数、原子的电离度(即质子数与束缚电子数之差)、原子核和原子的量子态. 前 3 种衰变是实验室中常见的弱

相互作用过程(这里未列入非常稀少的双 β 衰变). 与实验室的情况相比, 在天体物理环境中它们的相对概率发生程度不同的变化. 连续态电子俘获和连续态正电子俘获只能发生在恒星内部. 在高温和高密度的恒星物质中, 发生连续态电子俘获的概率往往超过发生轨道电子俘获的概率. 当自由电子进入简并状态后, 这种情况更加突出. 在高温($T \geq 10^9$ K)和低密度的恒星环境中, 连续态正电子俘获可能成为重要的衰变过程.

束缚态 β^- (简称 β_b) 衰变是与连续态 β^- (简称 β_c) 衰变相伴随的一种特殊的弱相互作用两体衰变模式: 衰变产生的电子不是被发射到连续态中, 而是出现在子核原子因电离而空出的束缚电子态上; 同时发射一个携带着几乎全部衰变能的单能反中微子(子核的反冲能为 meV 量级); 衰变前后原子的电离度保持不变. 它是轨道电子俘获的时间反演过程. 发生衰变的可能性是 Daudel 等^[3] 在 1947 年预言的, 其后相继有人对中子^[4, 5]、氦^[4, 6-8]、中性^[8]和高度电离的重原子^[4, 8-13] 做了一系列理论计算. 直到 1992 年才在重离子冷却储存环实验中第一次观测到这种衰变^[14].

在一般的实验室条件下母核原子是中性的, β^- 衰变产生的电子出现在子核原子未被填充的外层电子轨道上的相空间非常小, β_b 衰变的概率极低, 通常被占支配地位的 β_c 衰变所掩盖. 中子衰变为中性

收稿日期: 2002 - 09 - 27

* 基金项目: 国家自然科学基金重点基金资助项目(19735010-1, 19935030); 国家杰出青年自然科学基金资助项目(10025524); 国家重点基础研究发展规划基金资助项目(G2000077400)

作者简介: 白希祥(1935-), 男(汉族), 辽宁灯塔人, 研究员, 博士生导师, 从事实验核物理和核天体物理研究.

氢原子,是最简单的 β_b 衰变事例, β_b 与 β_c 衰变概率之比的理论估计值为 4.2×10^{-6} , 其中衰变到氢原子激发态的贡献为 20%^[4]. 中性 ^3H 原子和 $^3\text{H}^+$ 离子的 β_b 与各自 β_c 衰变概率之比的理论估计值分别达到 0.7% 和 1.0%^[4, 7, 13]. 与中性原子的情况相反, 某些高电离态重原子的 β_b 衰变概率显著上升, 完全电离甚至能导致个别稳定的重核发生 β_b 衰变.

2 β_b 衰变的理论估计

2.1 完全电离的情况

在通常的计算中, 中性原子的 β_c 衰变能 Q_n 等于母核原子和子核原子的静止能量之差. 这种近似计算考虑了电子的静止能量, 但忽略了衰变前后电子在原子中结合能的差异. β_c 衰变导致子核原子的电离度上升, 电离释放的电子结合能转化为子核原子静止能量的增高, 使实际的衰变能低于 Q_n . 在母核原子完全电离的情况下, 实际的 β_c 衰变能等于 Q_n 扣除子核原子和母核原子的总电子结合能之差 $B_n(Z+1) - B_n(Z)$. 中性原子的总电子结合能 B_n 随 Z 增大而升高. 原子序数越大, 电离度越高, 电子结合能的差异对能量关系和 β_b 与 β_c 衰变概率的影响越大. 这种影响是相空间效应, 与原子核弱相互作用的矩阵元无关.

向连续态发射电子的相空间强烈依赖于 Q_n . 对于中性原子, 只要 $Q_n > 0$ 就可发生 β_c 衰变; 对于裸核, Q_n 的一部分用来抵消 $B_n(Z+1) - B_n(Z)$, 导致相空间缩小. 从表 1 中可以看出, 当 Q_n 较小时

裸核的 λ_c 明显小于 λ_n , 例如表 1 中 ^{155}Eu ($Q_n \leq 192.7 \text{ keV}$) 的情况. 当 $Q_n < [B_n(Z+1) - B_n(Z)]$ 时, 裸核的 β_c 衰变在能量上是禁戒的. 以 ^{187}Re 为例, 其中性原子的总电子结合能比中性 ^{187}Os 原子的小 15.31 keV, 而其 Q_n 只有 2.66 keV, 后者小于前者, 不可能发生 β_c 衰变. ^{210}Pb ($Q_n = 16.6 \text{ keV}$), ^{228}Ra ($Q_n = 14.7 \text{ keV}$), ^{227}Ac ($Q_n = 19.6 \text{ keV}$) 和 ^{241}Pu 也属于同样的情况. β_c 衰变被能量禁戒的裸核可通过 β_b 模式发生 β^- 衰变.

裸核 β_b 衰变的能量主要来自末态原子中产生的电子的结合能. 例如, 裸核 β_b 衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子的实际衰变能为

$$Q_b^k = B^k + Q_n - [B_n(Z+1) - B_n(Z)], \quad (1)$$

式中 B^k 表示 K 壳层中一个电子的结合能, 由

$$B^k = m_e c^2 \{1 - [1 - \alpha^2 (Z+1)^2]^{1/2}\} \quad (\alpha \text{ 为精细结构常数}) \quad (2)$$

给出. 按照(1)和(2)式, 裸核 $^{187}\text{Re}^{75+}$ β_b 衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 的基态衰变能 $Q_b^k \approx 85.79 + 2.66 - 15.31 = 73.14 \text{ keV}$, 这在能量上使其有可能通过 β_b 衰变到 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 的 9.75 keV 第一激发态. 表 1 列举了一些裸核 β_b 和 β_c 衰变概率的理论值以及相应中性原子 β^- 衰变概率的实验值^[13].

图 1 显示几种裸核的 λ_b/λ_c 随 Q_n 变化的计算结果^[12]. 可以看出, 当 Q_n 很小时 β^- 衰变概率完全取决于 β_b 衰变; 对相同的 Q_n , Z 越大该比值越高.

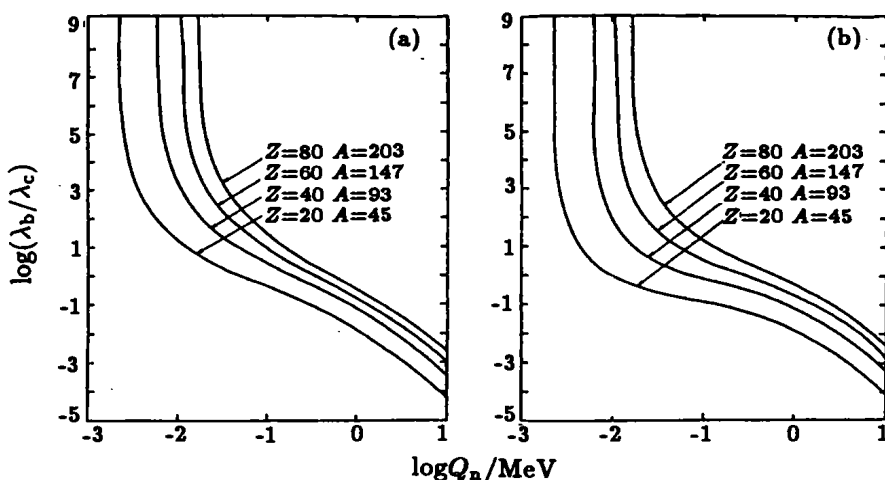


图 1 ^{45}Ca , ^{93}Zr , ^{147}Nd 和 ^{203}Hg 裸核的 λ_b/λ_c 随中性原子 β^- 衰变能 Q_n 的变化

(a) 容许和非唯一型一级禁戒跃迁, (b) 唯一型一级禁戒跃迁, 同一核素的不同 Q_n 对应其子核的不同的量子态.

表 1 部分裸核 β^- 衰变概率(λ_c)和 β_+ 衰变概率(λ_b)的理论值及相应中性原子 β^- 衰变概率(λ_n)的实验值

母核	Q_n/keV	$\log ft$	类型	λ_n/s^{-1}	λ_c/s^{-1}	λ_b/s^{-1}
^3H	18.62	3.06	a	1.8×10^{-9}	1.8×10^{-9}	1.8×10^{-11}
^{14}C	156.5	9.04	a	3.8×10^{-12}	3.8×10^{-12}	6.0×10^{-14}
^{32}Si	225.0	8.02	a	2.2×10^{-10}	2.1×10^{-10}	1.4×10^{-11}
^{33}P	248.5	5.02	a	3.2×10^{-7}	3.1×10^{-7}	2.1×10^{-8}
^{35}S	166.8	5.00	a	9.2×10^{-8}	9.0×10^{-8}	1.2×10^{-8}
^{45}Ca	256.5	5.98	a	4.9×10^{-8}	4.8×10^{-8}	5.9×10^{-9}
^{63}Ni	65.9	6.64	a	2.2×10^{-10}	1.9×10^{-10}	3.0×10^{-10}
^{66}Ni	227.0	4.12	a	3.5×10^{-6}	3.4×10^{-6}	1.0×10^{-6}
^{93}Zr	60.1	(10.0)	u	1.4×10^{-14}	1.1×10^{-14}	1.3×10^{-14}
^{95}Nb	156.8	5.09	a	2.3×10^{-7}	2.1×10^{-7}	2.4×10^{-7}
^{106}Ru	39.4	4.30	a	2.2×10^{-8}	1.2×10^{-8}	2.1×10^{-7}
^{107}Pd	33.2	9.93	u	3.4×10^{-15}	1.8×10^{-15}	8.2×10^{-15}
$^{110}\text{Ag}^m$	83.7	5.37	a	2.2×10^{-8}	1.7×10^{-8}	7.8×10^{-8}
^{151}Sm	76.3	7.53	nu	2.3×10^{-10}	1.5×10^{-10}	2.3×10^{-9}
	54.8	9.13	nu	2.1×10^{-12}	1.1×10^{-12}	3.8×10^{-11}
^{165}Eu	252.7	8.78	nu	5.8×10^{-10}	5.8×10^{-10}	9.0×10^{-10}
	192.7	8.57	nu	4.0×10^{-10}	3.5×10^{-10}	9.2×10^{-10}
	166.2	7.91	a	1.2×10^{-9}	9.7×10^{-10}	3.3×10^{-9}
	147.4	7.47	a	2.2×10^{-9}	1.8×10^{-9}	7.6×10^{-9}
	134.7	8.73	a	8.9×10^{-11}	7.2×10^{-11}	3.6×10^{-9}
	106.6	8.94	nu	2.7×10^{-11}	2.0×10^{-11}	1.6×10^{-10}
^{163}Dy	-2.57*	(5.0)	a*	0	0	1.6×10^{-7}
^{171}Tm	96.4	6.32	nu	1.1×10^{-8}	7.6×10^{-9}	1.0×10^{-7}
	29.7	6.45	nu	2.3×10^{-10}	4.0×10^{-11}	2.3×10^{-8}
^{187}Re	2.66*	(11.0)	u	5.1×10^{-19}	0	1.4×10^{-14}
	-7.11	(7.5)	nu	0	0	1.6×10^{-9}
^{191}Os	141.3	5.32	a	5.2×10^{-7}	4.0×10^{-7}	3.4×10^{-6}
^{193}Ir	-56.3	(7.5)	nu	0	0	1.6×10^{-10}
	-57.9	(7.4)	nu	0	0	1.7×10^{-10}
	-76.5	(7.5)	nu	0	0	8.8×10^{-12}
^{205}Tl	-53.5	(12.0)	u	0	0	7.0×10^{-17}
	-55.8	(5.4)	nu	0	0	6.6×10^{-8}
^{210}Pb	63.1	7.84	nu	1.9×10^{-10}	7.7×10^{-11}	7.5×10^{-9}
	16.6	5.46	nu	8.0×10^{-10}	0	8.3×10^{-7}
^{228}Ra	39.0	(6.5)	a	2.3×10^{-9}	1.8×10^{-10}	2.3×10^{-7}
	14.7	(5.0)	a	1.5×10^{-9}	0	4.9×10^{-6}
^{227}Ac	44.1	7.09	nu	5.4×10^{-10}	9.8×10^{-11}	7.2×10^{-8}
	34.8	6.97	nu	3.5×10^{-10}	2.9×10^{-11}	8.3×10^{-8}
	19.6	6.75	nu	1.0×10^{-10}	0	1.1×10^{-7}
^{241}Pu	20.8	5.79	nu	1.5×10^{-9}	0	1.9×10^{-6}

注: 表中 Q_n 为中性原子的 β^- 衰变能; $\log ft$ 是根据实验资料和文献中的 f 值计算得到的, 圆括号中的数值表示不确定; 第 4 列中的 a, nu 和 u 分别指容许跃迁、非唯一型和唯一型一级禁戒跃迁; 同一母核的不同 Q_n 对应其子核的不同量子态(基态或激发态); * 对原表中的数值或跃迁类型做了修正.

2.2 部分电离的情况

图 2 显示了几种核素的 β 衰变概率作为原子电离度函数的理论计算结果^[13]. ^{151}Sm 和 ^{191}Os 的 λ_b 及 λ_c 随电离度的变化示于图 2(a). 对于这种 Q_n 相对较大的情况, 只有当电离度很高时 λ_b 才能超过 λ_c . 图 2(b) 显示高度电离导致在中性原子状态下稳定的核素 ^{163}Dy 和 ^{205}Tl 发生 β_b 衰变的情况. 图 2(c) 是 Q_n 很小的 ^{187}Re 的结果, 显而易见, 当电离度超过 47 时 ^{187}Re 向 ^{187}Os 基态的 β_c 衰变(唯一型一级禁戒跃迁)是能量禁戒的. 如果电离度超过 65, ^{187}Re 向 ^{187}Os 9.75 keV 第一激发态的 β_b 衰变(非唯一型一级禁戒跃迁)成为起决定性作用的过程.

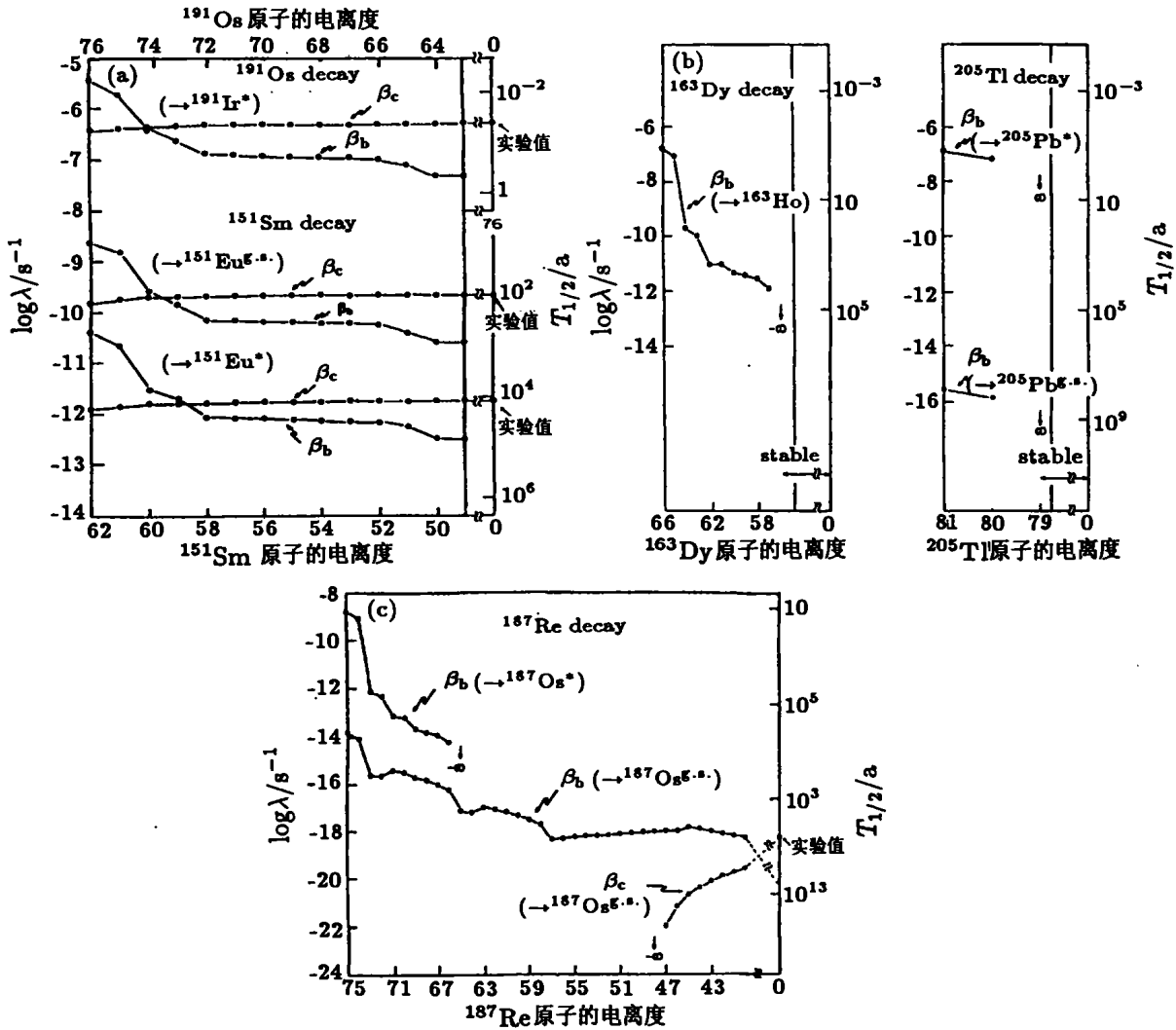


图 2 几种核素的 β 衰变概率随其原子电离度变化的理论估计

(a) ^{151}Sm 的非唯一型一级禁戒 β_b 及 β_c 跃迁和 ^{191}Os 的容许 β_b 及 β_c 跃迁, 子核分别为 ^{151}Eu 基态、 ^{151}Eu 21.54 keV 激发态和 ^{191}Ir 171.38 keV 激发态. 右侧纵坐标为相应的半衰期, 实验值对应中性原子; (b) ^{163}Dy 向 ^{163}Ho 基态的容许 β_b 跃迁, ^{205}Tl 向 ^{205}Pb 基态的唯一型一级禁戒 β_b 跃迁和向 ^{205}Pb 2.33 keV 激发态的非唯一型一级禁戒 β_b 跃迁; (c) ^{187}Re 向 ^{187}Os 基态的唯一型一级禁戒 β_b 及 β_c 跃迁和向 ^{187}Os 9.75 keV 激发态的非唯一型一级禁戒 β_b 跃迁.

3 若干裸核的实验结果

3.1 ^{163}Dy

^{163}Dy 中性原子是稳定的, 其 $Q_n = -2.565$ keV. 从图 2(b) 可以看出, 当 ^{163}Dy 的电离度超过

定的核素 ^{163}Dy 和 ^{205}Tl 发生 β_b 衰变的情况. 图 2(c) 是 Q_n 很小的 ^{187}Re 的结果, 显而易见, 当电离度超过 47 时 ^{187}Re 向 ^{187}Os 基态的 β_c 衰变(唯一型一级禁戒跃迁)是能量禁戒的. 如果电离度超过 65, ^{187}Re 向 ^{187}Os 9.75 keV 第一激发态的 β_b 衰变(非唯一型一级禁戒跃迁)成为起决定性作用的过程.

57 时, $^{163}\text{Dy} \rightarrow ^{163}\text{Ho}$ 基态 β_b 衰变率随电离度的提高而急剧上升. 裸核 $^{163}\text{Dy}^{66+}$ 衰变为 K 或 L 壳层中, 有一个电子的类氢离子 $^{163}\text{Ho}^{66+}$ 的基态 β_b 衰变是容许 Gamow-Teller 跃迁, 其实际衰变能为^[14]

$$Q_{\beta_b}^{h,i} = B_{\text{Ho}}^{h,66+} - [B_n(^{163}\text{Ho}) - B_n(^{163}\text{Dy})] - Q_{\text{ec}}, \quad (3)$$

$$\langle \lambda_b \rangle = (6.7 \pm 0.4) \times 10^{-10} \text{ s}^{-1},$$

$$T_{1/2} = (32.9 \pm 2.0) \text{ a},$$

式中 $B_{\text{Ho}}^{h,66+}$ 表示 $^{163}\text{Ho}^{66+}$ K 和 L 壳的电子结合能 ($B_{\text{Ho}}^{h,66+} = 65.137 \text{ keV}$), 第二项为中性 ^{163}Ho 和 ^{163}Dy 原子的总电子结合能之差 (12.493 keV), Q_{ec} 是在中性 ^{163}Ho 原子中轨道电子俘获的 Q 值 (直接测量结果为 $(2.3 + 1) \text{ keV}$). 由此可得 $^{163}\text{Dy}^{66+}$ 衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{163}\text{Ho}^{66+}$ 的基态 β_b 衰变能约为 $(50.3 \pm 1) \text{ keV}$.

在德国 GSI 实验室重离子加速器冷却储存环中测量的结果为^[14]

$$\lambda_b [^{163}\text{Dy}^{66+} \rightarrow ^{163}\text{Ho}^{66+}]$$

$$= (1.72 \pm 0.1 \pm 0.07) \times 10^{-7} \text{ s}^{-1},$$

$$T_{1/2} = 47^{+5}_-4 \text{ d},$$

理论预言的半衰期为 50 天, 两者在误差范围内相符.

3.2 ^{187}Re

对于中性 ^{187}Re 原子, 只有向 ^{187}Os 基态的 β_c 衰变 (唯一型一级禁戒跃迁) 是能量上允许的. 由于矩阵元和 Q_n 值都很小, 半衰期长达约 $43 \times 10^9 \text{ a}$. 因为子核 $^{187}\text{Os}^{1+}$ 离子的内层电子轨道均被占满, β_b 衰变对中性 ^{187}Re 原子 β^- 的贡献不到 1%. 前面已经阐明, 裸核 $^{187}\text{Re}^{75+}$ 的 β_c 衰变是能量禁戒的, 但衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 的基态和 9.75 keV 第一激发态的 β_b 衰变具有较高的衰变能, 半衰期的理论预言值是 $14 \times 10^9 \text{ a}$, 比中性 ^{187}Re 原子的短 9 个量级.

由于预期的衰变概率仅为 ^{163}D 裸核的约 1%, 测量 ^{187}Re 裸核的 β_b 衰变要困难得多. 在冷却储存环实验中采用了两种独立的方法确定来自 $^{187}\text{Re}^{75+}$ 衰变的 $^{187}\text{Os}^{76+}$ 的数目 (为了分离 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 与 $^{187}\text{Re}^{75+}$, 前者被转化为 $^{187}\text{Os}^{76+}$). 实验结果的平均值为^[15]

理论估计的半衰期与测量值在同一量级. 因为向 L 壳层 β_b 衰变的相对概率极小, 测出的 λ_b 实际上等于向 K 壳层的 β_b 衰变概率. 向 ^{187}Os 第一激发态的非唯一型一级禁戒跃迁对该衰变概率的贡献占支配地位, 向 ^{187}Os 基态跃迁的矩阵元甚小, 其贡献可以忽略.

3.3 ^{206}Tl 和 ^{207}Tl

^{206}Tl 和 ^{207}Tl 裸核的 β_b 衰变也是在上述冷却储存环装置中直接测到的^[16]. 从该实验可确定 ^{206}Tl 和 ^{207}Tl 裸核 β_b 衰变的部分半衰期、 β_b 衰变的 Q 值以及束缚态和连续态电子波函数的比值, 具体的实验结果尚未发表.

4 β_b 衰变的天体物理意义

4.1 β_b 衰变对 s 过程的影响

在核素图上, s 过程反应流演进的路线如何分支决定于中子俘获与 β 衰变之间的竞争, 发生分支处的分支比是该核素的中子俘获概率和 β (涉及 β^- 、电子俘获或 β^+) 衰变概率的函数^[17]. 中子俘获概率与温度轻微相关, 但激发态热布居的贡献或高度电离的等离子体中的 β_b 衰变会导致 β 衰变概率的剧烈改变. 如上所述, 当中性原子的 β^- 衰变能 Q_n 与 K 壳层的电子结合能相当或小于后者时, β_b 衰变效应是很显著的. 表 2 列出了在典型的 s 过程环境条件下 ($T = 3 \times 10^8 \text{ K}$, 电子数密度 $= 10^{27} \text{ cm}^{-3}$) 若干核素的 β_b 衰变导致其 β^- 衰变概率倍增的理论估计^[12]. β_b 衰变对 s 过程的分析非常重要, 除表中所列效应显著的核素外, 还有一些核素, 例如 ^{79}Se , 即使它们的 Q_n 明显超过 K 壳层电子的结合能, 其 β_b 衰变对恒星中 β 衰变概率的贡献也是不应被忽略的^[17].

表 2 在典型的 s 过程环境条件下 β_b 衰变导致 β^- 衰变概率倍增的理论估计*

核素	^{106}Ru	^{150}Nd	^{157}Gd	^{160}Gd	^{163}Dy	^{171}Tm	^{179}Hf	^{187}Re	^{194}Os	^{193}Ir	^{195}Pt	^{205}Tl	^{210}Pb
因子	15	∞	∞	11	120	9.9	20	34	16	40	250	480	2 000

* 表中只列出了倍增因子 $(\lambda_b + \lambda_c) / \lambda_c > 5.0$ 的核素, ∞ 表示倍增因子超过 2×10^5 .

4.2 ^{187}Re - ^{187}Os 宇宙核钟的校准

太阳系中铁以上重元素的丰度是太阳系形成前银河系恒星中的 s 和 r 中子俘获核合成过程的结果. 若已知核合成的速率, 根据太阳系中长寿放射性同位素的丰度可以估计出我们所在银河系年龄的下限. 处于 s 过程反应路径上而且其丰度不曾受到 r 过程贡献干扰的长寿放射性同位素最适于用来确定银河系的年龄. 用 ^{187}Re 与其衰变子核丰度的比值作为宇宙核钟是 Clayton^[18] 最先提出的, 戴光曦等^[19] 曾做过评述. 中性 ^{187}Re 原子 β_c 衰变的半衰期长达 $\sim 43 \times 10^9$ a, 虽然它本身是 r 过程产生的, 但其衰变子核 ^{187}Os 不是 r 过程直接产生的. 由于相对丰度只与 s 过程有关, 不受 r 过程模型的影响, ^{187}Re - ^{187}Os 作为宇宙核钟比 ^{232}Th 和 ^{238}U 等有一定的优越性.

利用太阳系 ^{187}Re 和 ^{187}Os 丰度的比值估计银河系星盘中核合成的年龄(小于约等于银河系年龄)的下限, 首先要对该核钟本身进行校准. 如果简单地认为 ^{187}Os 全部来自 ^{187}Re 的衰变, 而 ^{187}Re 又按其中性原子的半衰期衰变, 会得出 ^{187}Re 年龄超过宇宙年龄的荒谬结论. 必须仔细分析银河系演化进程中恒星与星际介质间转移物质的多代大循环对 ^{187}Re 与 ^{187}Os 丰度比值随时间演变的影响, 进行下列因素的修正^[1, 15]: (1) 已存在的 ^{187}Re 和 ^{187}Os 在新形成的下一代恒星的高温环境中被中子俘获过程转化为其它核素; (2) s 中子俘获反应对产生 ^{187}Os 的贡

献. 在 s 过程中 ^{187}Os 与 ^{186}Os 成比例地产生, 但被热布居的 ^{187}Os 9.75 keV 激发态的中子俘获使其转化为 ^{188}Os 的效应需要修正; (3) 从表 2 可见, 在 s 过程的环境条件下, ^{187}Re 的 β_c 衰变使其 β^- 衰变比中性原子的加快数十倍. 必须考虑 ^{187}Re 滞留在恒星内部时其 β^- 衰变的加速对 ^{187}Re 和 ^{187}Os 丰度比值随时间演变的影响.

近年来一系列关于 $1 \leq M \leq 50 M_\odot$ (M_\odot 表征太阳质量) 恒星演化的模型系统地研究了上述各种效应, 给出银河系年龄的上限为 18×10^9 a, 下限为 11.5×10^9 a^[1]. 由于化学演化模型中的参数仍存在不确定性, 目前 ^{187}Re - ^{187}Os 核钟对缩窄银河系年龄范围的帮助还不是很大. 伴随恒星及银河系演化模型的进一步完善和有关核物理数据及 ^{187}Re - ^{187}Os 丰度数据精度的提高, 将来可望给出更可靠的结果.

5 结束语

束缚态 β^- 衰变是原子核弱相互作用过程与原子过程相互渗透和交叉的结果. 在天体物理环境中, 这种相互渗透和交叉体现得十分明显. 热核聚变反应中的静电屏蔽效应^[20] 和 β 衰变中的原子效应都表明: 为了揭示天体中的核过程, 只研究纯粹核物理的规律是不够的, 不可避免地要探讨物理环境对它的影响.

参 考 文 献:

- [1] Arnould M, Takahashi K. Nuclear Astrophysics [J]. Rep Prog Phys, 1999, **62**: 395.
- [2] Takahashi K, Yokoi K. Nuclear β -decays of Highly Ionized Heavy Atoms in Stellar Interiors [J]. Nucl Phys, 1983, **A404**: 578.
- [3] Daudel R, Jean M, Lecoin M. Sur la Possibilité D' Existence d' un Type Particulier de Radioactivité Phénomène de Création e [J]. J Phys Radium, 1947, **8**: 238.
- [4] Bahcall J N. Theory of Bound-state Beta Decay [J]. Phys Rev, 1961, **124**: 495.
- [5] Cohen S G. The Decay of Neutrons into Neutral Hydrogen Atoms [J]. Phys Rev, 1951, **84**: 591.
- [6] Sherk P M. Bound Electron Creation in the Decay of Tritium [J]. Phys Rev, 1949, **75**: 789.
- [7] Budick B. Atomic Effects on the Tritium ft Value [J]. Phys Rev Lett, 1983, **51**: 1 034.
- [8] Баткин И С. К Вопросу о β -Распаде в Связанные Состояния [J]. Изв Акад Наук СССР(СерФиз), 1976, **40**: 1 279.
- [9] Clayton D D. Isotopic Composition of Cosmic Importance [J]. Nature(London), 1969, **224**: 56.
- [10] Williams R D, Fowler W A, Koonin S E. Bound-state Decay of Rhenium [J]. Astrophys J, 1984, **281**: 363.
- [11] Chen Z, Rosenberg L, Spruch L. Hartree-Fock Calculations of the Ratio of Bound-state to Continuum β Decay of ^{187}Re , the Chronometric Partner of ^{187}Os [J]. Phys Rev, 1987, **A35**: 1 981.
- [12] Takahashi K, Yokoi K. Beta-decay Rates of Highly Ionized Heavy Atoms in Stellar Interiors [J]. At Data and Nucl Data

- Tables, 1987, **36**: 375.
- [13] Takahashi K, Boyd R N, Mathews G J, *et al.* Bound - state Beta Decay of Highly Ionized Atoms[J]. Phys Rev, 1987, **C36**: 1 522.
- [14] Jung M, Bosch F, Beckert K, *et al.* First Observation of Bound-state β^- Decay [J]. Phys Rev Lett, 1992, **69**: 2 164.
- [15] Bosch F, Faestermann T, Friese J, *et al.* Observation of Bound-state β^- Decay of Fully Ionized ^{187}Re ; ^{187}Re - ^{187}Os cosmochronometry [J]. Phys Rev Lett, 1996, **77**: 5 190.
- [16] Ohtsubo T, Bosch F, Geissel H, *et al.* Direct Observation of Bound Beta Decay of Bare $^{206,207}\text{Tl}$ at FRS-ESR [M]. GSI Scientific Report, 2000, 15.
- [17] Käppeler F, Beer H, Wisshak K. s-process Nucleosynthesis-nuclear Physics and the Classical Model [J]. Rep Prog Phys, 1989, **52**: 945.
- [18] Clayton D D. Cosmoradiogenic Chronologies of Nucleosynthesis[J]. Astrophys J, 1964, **139**: 637.
- [19] 戴光曦, 孙志虹. 宇宙核钟[J]. 原子核物理评论, 2001, **18** (3): 156.
- [20] 白希祥. 低能带电粒子聚变反应中的静电屏蔽效应[J]. 原子核物理评论, 2002, **19** (1): 7.

Bound-state β^- Decay and Its Astrophysical Significance *

BAI Xi-xiang

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract: The bound-state β^- decay stands for a particular weak interaction decay mode, which has a significant or dominant contribution to the β^- decays of some highly ionized heavy atoms. The progress of the theoretical and experimental studies on this decay mode, and its importance to the s-process synthesis of heavy elements as well as the ^{187}Re - ^{187}Os cosmochronometer are presented.

Key words: highly ionized atom; bound-state β^- decay; s-neutron capture process; cosmochronometer

* **Foundation item:** Major State Basic Research Development Program(G2000077400); National Natural Science Foundation of China (19735010-1, 19935030, 10025524)