

天体元素生成与原子核的性质

罗文东^{1,2,3} 陈永寿^{1,2}

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

3 (中南工业大学物理系 长沙 410083)

P144
0571.2

摘要 介绍了元素合成的总体框架,特别是其中通过原子核聚变释放能量的核燃烧方式和中子俘获过程,并重点说明了原子核的性质作为输入参数对各种天体过程物理图象的影响.

关键词 元素丰度 恒星演化 核燃烧 中子俘获

分类号 O571.2

元素

天体元素生成原子核

在天体演化和宇宙演化过程中,核反应起着极其重要的作用.核天体物理是从原子核的基本性质、核反应和核衰变等规律出发研究恒星能源、恒星演化及星际元素成分等基本问题的一门边缘学科,其主要研究目标之一在于确定各种元素及其同位素的核合成机制、时间、物理环境和宇宙场所.

宇宙间各种元素的丰度是宇宙发展过程中所发生的各种核反应的结果.根据各种观测结果,我们可以近似地估计各元素的质量在宇宙总质量中所占的比例,从而得到所谓的宇宙元素丰度曲线(图 1).它至少反映了我们所能观测的区域中元素丰度的分布情况.任何天体演化和宇宙演化的理论都应当对这一曲线的特性作出合理的解释.

尽管元素起源的恒星理论与原初理论在同一年提出,但一开始人们的注意力几乎都被吸引向了 Gamov 的大爆炸学说.因此早期的元素起源理论大多都假设元素是在宇宙的原始状态里形成的.大爆炸后 1 s 左右,温度下降到 1 MeV,中微子能量降到不足以与强子-轻子体系发生作用,脱耦退出热平衡.这时质子不再能通过俘获电子转变为中子,开始核形成时代.至大约 3 min 时出现核合成,

生成²H、³He 和 ⁴He. 但将这一机制推广到更重的元素时,立即面临着严重困难:质量数 $A=5$ 和 8 处不存在对发射核子稳定的原子核,原初核合成必然终止于⁴He. 并且膨胀的宇宙整体温度、密度在不断地降低,而重核素的合成需要更高的温度和密度以克服不断增大的 Coulomb 势垒. 尽管某些理论进一步考虑了早期宇宙中重子数密度的不均匀性,

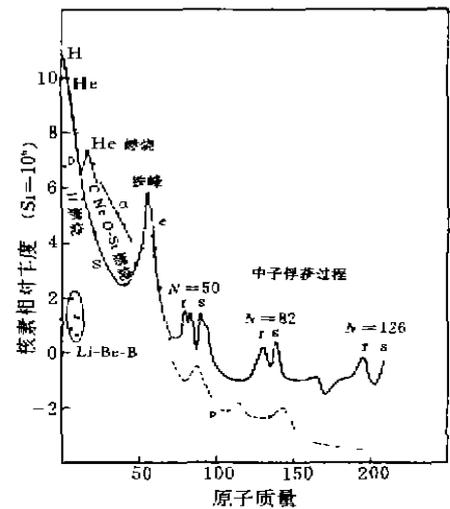


图 1 元素丰度曲线及相应的核反应过程

1999 - 03 - 29 收稿.

• 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心'99 首次学术讨论会论文.

即便如此,它对重元素的贡献也远不能解释太阳系中观测到的重元素丰度分布,并且这种原初理论对宇宙提出了找不出依据的、非常特别的初始条件.这样,一旦宇宙的初始阶段完成,物质的分布应该空间均匀且与时间无关,这与观测结果也不相符合(如不同年龄的恒星,其组成当然不同).

现在人们知道,绝大多数元素是在恒星演化过程中形成的.元素的生成路径及其丰度主要由宇宙演化过程中的温度、密度和化学组成等天体环境条件和原子核的性质(质量、反应截面、衰变半衰期、 Q 值等)两方面的因素所决定.因此,在研究宏观世界的天体物理与研究微观世界的核物理间发生了密切的关系,形成了一门交叉科学——核天体物理学.

事实上,元素丰度曲线上的许多特征给人们研究元素的生成以重要提示,并且这些特征与原子核的性质有密切关系:

(1) H 为丰度最大的元素(按原子数计占总数的 92.8%,按重量计 75.5%),He 则为次最丰元素(按数目占 7.1%,按重量占 23.1%),而其它所有元素所占宇宙重量之比仅为 1.4%.考虑到质子稳定而中子不稳定,因此所有元素可能都由 H 演化而来,而 He 作为 H 燃烧的直接产物,为次最丰元素.

(2) 在 $A=56$ 为中心处出现高丰度峰.由核物理知识可知, ^{56}Fe 的核子平均结合能最大,原子核在 Fe 和 Ni 处最为稳定.但 Fe 和 Ni 占星系总质量也不到 1%,因此,尽管所有原子核都趋向于往最稳定的组态演化,但要达到这种状况需要一个极其漫长的过程.

(3) 丰度分布总体上表现出在 $A \approx 100$ 之前为指数下降,而后斜率突然变小,近似为一个常数.在这种基本趋势的背景上,附加有很多重要细节.例如, α 粒子核(如 ^{16}O 、 ^{20}Ne 、 \dots 、 ^{40}Ca 、 ^{48}Ti)相对其邻近核具有较高丰度;曲线后半部先后出现 3 组双峰,分别对应于 $A=80$ 、130、195 及 $A=90$ 、138、208

等位置附近;D、Li、Be 和 B 的丰度显著小于其邻居核 H、He、C、N 和 O 等;丰质子重核丰度极小.

一个完全成功的元素形成理论,毫无疑问应该对丰度曲线上的的一系列特征给出定量的解释. Burbidge 等^[1]在被称为 B²FH 中系统地提出了一系列合成核素的反应,为元素生成的恒星学说奠定了基础^[2,3].假如只有氢是原初产生的,为了解释丰度曲线上的上述特性,至少需要 8 种不同类型的核合成过程,即 H 燃烧过程、He 燃烧过程、 α 过程与平衡过程(e 过程)(这两个过程后来发展成为 C、Ne、O 和 Si 燃烧过程)、慢中子俘获过程(s 过程)、快中子俘获过程(r 过程)、质子俘获过程(p 过程)及其它过程(x 过程).

1 H 燃烧过程

弥漫在宇宙中的气体云在引力作用下塌缩形成星坯后,而星坯在其自引力作用下缓慢收缩,此时,引力势能转化为热能,温度和压强逐渐增高.一旦中心温度升高到氢的点火温度(约 10^7 K,即使 H 核能够穿过 Coulomb 势垒而逼近到核力的作用力程)就引起氢核的聚变,这是恒星中能量产生的主要方式,由此产生的压力可以阻止恒星的进一步收缩.处于 H 燃烧阶段的恒星称为主序星.恒星生命中的 90% 以上的时间都处于主序阶段.

H 燃烧主要通过两条反应途径进行: pp 链及 CNO 循环,其反应总效果均相当于 $4\ ^1\text{H} \rightarrow\ ^4\text{He}$. pp 链中各个反应率的细节决定了中微子的能谱,对理解太阳中微子问题有着关键作用. $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ 反应为 CNO 循环中速率最慢的,其反应率决定了整个 CNO 循环的反应率,从而在确定大质量恒星的演化及球状星团(Globular clusters)的年龄中扮演着重要角色.在新星爆炸的典型温度下($T \approx 2 \sim 4 \times 10^8$ K), $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ 的反应速率超过 ^{13}N 的 β^+ 衰变率,高温 CNO 循环取代 CNO

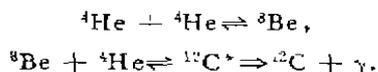
循环成为主导过程. 高温 CNO 循环的一个重要结果是 $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ 产额比值约为 1, 而在 CNO 循环中该比值为 4×10^{-5} . 太阳系中该比值为 4×10^{-3} . 这表明太阳系中大部分 ^{15}N 是新星爆炸的结果. 在更高的温度下 $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$ 反应将使得高温 CNO 循环终止而进入快质子俘获(rp)过程, 生成丰质子核 ^{65}As 直至 ^{68}Se , 甚至 ^{96}Ru .

在漫长的主序阶段, 恒星内部维持着稳恒的压力分布和温度分布, 其光度和表面温度基本不变. 恒星在烧尽核心区的 H 后便熄灭. 这时核心区是 H 燃烧的产物, 主要是 He. 外围区的物质仍主要是未燃烧尽的 H. 熄火后恒星失去了辐射的能量, 其引力会继续收缩以全面提升恒星温度, 以期达到 He 的点火温度. 通过收缩首先点燃的是核心与外围之间的 H 壳. 为尽快输运走核心区收缩所释放出的引力势能及核心外围 H 壳燃烧所释放的核能, 外围的 H 层就会剧烈地膨胀. 这时恒星的光度增大, 半径增大, 表面变冷——恒星从主序星向红巨星过渡.

由于收缩后恒星密度较高, 物质成为服从 Fermi-Dirac 分布的简并电子气体, 其压力仅依赖密度, 而与温度无关. 这样一旦点火, 核反应释放出的巨大能量会使恒星温度迅速升高, 核反应变得更加剧烈以至于爆炸(He 闪光). 闪光时, 大量能量的释放将恒星外层的 H 气都吹走, 剩下的是恒星内部的 He 区, 同时核心因膨胀而减小了密度, 从而过渡到正常 He 燃烧阶段($T \approx 2 \times 10^8 \text{ K}$).

2 He 燃烧过程

该过程主要有两个阶段: 3α 俘获生成 ^{12}C 和进一步俘获 α 粒子生成 ^{16}O . 由于原子量为 5 与 8 的核都是不稳定的, 故 He 燃烧的第一个反应就是著名的 3α 俘获反应:



这里首先两个 α 粒子非束缚低能态共振

形成 ${}^8\text{Be}$ 的基态, 其寿命仅 $0.968 \times 10^{-16} \text{ s}$. 核过程如果在此终止, 显然与宇宙中大量存在 ^{12}C 这一观测结果相矛盾. 这意味着 ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ 的反应率比预想的要大得多, 从而表明在 ^{12}C 相应于恒星粒子能量的能区中存在一个共振能级. 核物理实验确定了这个从天体物理学角度预言的 s 波共振峰($E_s = 7.6542 \text{ MeV}$, $J^\pi = 0^+$, ^{12}C 的第二激发态). ^{12}C 丰度问题的解决已成为核天体物理学中最杰出的成就之一.

$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 的反应率仍是当今核天体物理学最重要的不确定量之一. 在恒星温度下, 该反应与前述 ${}^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ 反应率之比决定了生成的 ^{12}C 转化为 ^{16}O 的程度以及大质量恒星 C-O 丰度比(约 0.6). He 燃烧末期, C-O 比值是大质量恒星后继演化过程(重离子燃烧)的初始条件. 在这一后续阶段, Fe 以下的很多重核素得以合成. 但所有这些过程对 $\sigma + ^{12}\text{C}$ 的俘获率极敏感. 中等质量核素丰度和大质量恒星的最终演化(超新星爆炸)强烈依赖于该反应率的确定.

实际上 He 燃烧过程终止于 ^{16}O . 因为在 He 燃烧的环境下, 进一步俘获 α 生成 ^{20}Ne 的反应极慢. 随着 He 逐渐耗尽, 在恒星核心形成了一个 C-O 核心. 在以后阶段, 恒星演化非常敏感地依赖于恒星的初始质量. 对元素合成而言, 最有意义的是大质量恒星($M > 8 M_\odot$, M_\odot 为太阳质量). 这种恒星是合成比 C、O 更重的大多数核素的场所.

3 α 过程与平衡过程(e 过程)

B²FH 当初引入 α 过程是为了解释丰度曲线上 α 粒子核的高丰度; 人们希望在 O 的基础上不断地俘获 α 粒子, 从而合成 ^{20}Ne 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si 、 ^{32}S 和 ^{36}Ar 等核素. 后来发现, ^{20}Ne 在 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 反应阈能附近的能量范围内不存在具有合适宇称和角动量的激发态作为其共振能级. 在恒星温度下, $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ 的反应率远远小于 $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 的反应率. σ 过

程实际终止于 ^{16}O 。比 ^{16}O 重的元素的形成是通过恒星核心 C、Ne、O 和 Si 的相继燃烧而得到的。

这些燃烧过程发生在大质量($M > 8M_{\odot}$)恒星演化过程的晚期。一个重要特点就是恒星的亮度(能量损失)主要通过直接从恒星内部逸出中微子而不再靠恒星表面的电磁辐射来进行。巨大的亮度表明,恒星的温度增加(进一步收缩以期克服越来越大的 Coulomb 势垒),恒星的演化速度因此而大大加快。燃烧过程所持续的时间很短。例如,对一个质量为 $25 M_{\odot}$ 的恒星而言, H 燃烧过程持续约 7×10^6 a, He 燃烧为 $5 \sim 10^5$ a, C 燃烧为 500 a, Ne 燃烧约为 1 a, O 燃烧约为 20 d, Si 燃烧仅为 1 d 左右。

He 燃烧结束后,星体进一步收缩升温。温度达到约 8×10^8 K 时 C 燃烧开始点火。主要的反应有 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ 、 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{p})^{23}\text{Na}$ 及 $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \text{n})^{23}\text{Mg}$ 。这些反应放出的 α 粒子、质子和中子可以与已有的原子核(包括 CNO 循环中的生成核)发生反应,生成 Ne、Na、Mg、Al、Si、P 的一系列同位素,但主要产物是 ^{20}Ne 和 ^{24}Mg 。

在 C 燃烧的末期,温度高达 1.2×10^9 K, 恒星核心的主要成分为 ^{16}O 、 ^{20}Ne 和 ^{24}Mg 。由于 ^{20}Ne 的 α 分离能出奇的低(仅 4.73 MeV, 而 ^{16}O 和 ^{12}C 中的 α 分离能分别为 7.15 和 7.37 MeV, 这些原子核的中子、质子分离能高达 12~19 MeV), 因此在氧与氧发生反应之前, 如此高温环境的黑体辐射使得 ^{20}Ne 光致蜕变($^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$, 吸热反应), 发射出的 α 粒子穿透 ^{20}Ne 的 Coulomb 势垒形成 ^{24}Mg ($^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$, 放热反应), 其总的效果相当于放热反应 $^{20}\text{Ne}(^{20}\text{Ne}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$ 。其产物与 C 燃烧后的结果相似, 只是前者产生 Ne 而这里则消耗 Ne。

Ne 燃烧消耗了内部大部分 Ne 后, 恒星继续收缩, 当温度升至 2×10^9 K 时 O 开始与 O 熔合, 其主要反应有 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}$ 、 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \text{p})^{31}\text{P}$ 、 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \text{n})^{32}\text{S}$ 等, 放出的 α 粒

子、质子和中子与已有核素发生作用, 从而生成直至 $A \approx 40$ 范围内的众多核素, 并且有利于 α 粒子核素(由于其较高的结合能), 最主要的产物为 ^{28}Si 和 ^{32}S 。

在整个 O 燃烧过程中温度一直在上升, 当达到 $3 \times 10^9 \sim 3.5 \times 10^9$ K 时, O 燃烧逐渐让位于 Si 燃烧。Si 燃烧过程是指从前述各种燃烧过程的产物出发, 构造出直至丰度曲线上铁峰位置附近核素的一系列核反应。在这里已有核的光致蜕变扮演着关键角色。光致蜕变发射出的 α 粒子、质子、中子用于构造更重的原子核。首先蜕变那些阈能较低的核, 最后则消耗难熔的核(如 ^{28}Si)。一个特别简化而又富有启发性的 Si 燃烧图象是通过 (γ, α) 、 (γ, p) 和 (γ, n) 过程分解 ^{28}Si , 再通过 (α, ν) 、 (p, γ) 、 (n, γ) 、 (α, p) 和 (α, n) 等反应增加粒子数构造出更重的核素。光核反应与俘获反应达到一种准平衡, 当大部分恒星核心物质转变为铁峰区域原子核时, 丰度最大的核素为 ^{54}Fe 、 ^{56}Fe 和 ^{58}Ni 。

由于 Fe 峰附近原子核最稳定, 每个核子的平均结合能最大, 在硅耗尽后不可能发生进一步的放能核聚变, 因此不再可能有稳定的恒星演化阶段, Fe 核心迅速坍缩。大质量恒星通过第二类超新星爆炸演化为一颗中子星或黑洞。值得注意的是, He 燃烧阶段生成的 C-O 比值严重影响后续核合成过程, 甚至最后黑洞与中子星的比例。如果 He 燃烧阶段末期的 C-O 比值哪怕只少几个百分点, C 和 Ne 燃烧就不能实现, 这样将有一个更大的恒星核心供 O 燃烧, 从而会有一个更大的铁核心质量, 这样较小质量的恒星也可能成为黑洞。

总体说来, 由于这个过程发生在极高温的爆炸性天体环境下, 高温反应链中涉及的许多不稳定核素的反应截面(包括激发态截面)亟待核物理研究的新进展。目前世界上已

投入运行或正在计划、兴建的众多放射性核束加速装置将对这方面的研究提供巨大的推动力。

4 s 过程

重于 Fe 的元素不再可能通过带电粒子引发的熔合反应合成, 因为为了克服越来越大的 Coulomb 势垒需要大于 10^9 K 的高温。在如此高温下产生的高能光子反而会引发快速的光核分解反应。因此重于铁族的核素合成机制主要是通过以铁族元素作为种子核的中子俘获过程来进行, 通过一系列中子俘获和 β 衰变逐渐增大中子数或质子数。

从丰度曲线上看, 在质量数 $A \approx 100$ 之前, 曲线约呈指数下降趋势, 然后这一下降趋势变得平缓, 并且在三处出现明显的双峰。这些双峰的后一个对应于 β 稳定线上具有中子闭壳的核素, 这些核素丰度的增加可以自然地以其较小的中子俘获截面得以解释, 这时中子俘获的时间尺度相比于 β 衰变半衰期 ($1 \sim 10^5$ a) 要慢得多 (s 过程)。双峰中较低位置处的那一个可以归结为在丰中子一侧偏离 β 稳定线 5~10 个中子处中子闭壳核。这时要求中子俘获比 β 衰变率 ($1 \sim 1000$ ms) 具有更快的时间尺度 (r 过程)。

s 过程一般认为发生在恒星演化历程中的红巨星阶段。在这种富含 α 粒子的环境中, 利用核反应 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 和 $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 产生出的中子, s 过程沿着 β 稳定线附近可以合成 $23 \leq A \leq 46$ 的绝大部分核及 $63 \leq A \leq 209$ 范围内的相当部分核素, 一直持续到 Pb 和 Bi 元素。 ^{209}Bi 以外的核素将会通过 α 衰变返回, 此时 s 过程终止。

中子俘获过程中最重要的核物理参数为天体条件下 (n, γ) 的反应截面, 可作为描述 s 过程俘获率 σ 与相应丰度 $N(A)$ 之积 $\sigma(A)N(A)$ 的特征量。

由于在天体物理有关能区 (0.1 keV 至几百 keV) 中的中子物理已相对成熟, 由专用加速器与探测器技术得到的恒星环境下 (n, γ) 反应率开始变得足够可靠, 从而可以得到 s 过程越来越多的定量图象, 并用来解释观测到的丰度图, 进而对各种恒星 He 燃烧模型进行严格的检验。因此可以说, 现在 s 过程研究中的主要不确定性已经大大减少。

5 r 过程

所有比 ^{209}Bi 更重的核素及重于 Fe 的元素的一半左右都是在 r 过程中生成的, 在 r 过程中, 接连两次俘获中子的时间间隔远远小于所涉及的不稳定核的 β 衰变寿命, 连续的中子俘获便可导致极度丰中子同位素, 然后这些同位素再通过 β 衰变回到稳定的原子核。

尽管 r 过程对宇宙中元素的组成有重大的贡献, 但这却是目前恒星核合成各种机制中最不清楚的一种。原因之一是由于 r 过程形成的极度丰中子核素很难通过实验来研究, 因此 r 过程中有关的核物理微观输入参数具有极大的不确定性。此外, 由于 r 过程核丰度很小, 天体上难以观测, 到目前为止还不能肯定发生 r 过程的天体物理场所。由于丰度曲线上 $A = 130, 195$ 处 r 过程的峰很窄, 可以推测这些 r 过程核可能产生在一种有严格限制的单一的小环境中, 而不太可能有多种可能性。在提出的十几种可能的 r 过程天体场所中, 超新星是最佳候选对象。r 过程核素占宇宙总质量比例约为 10^{-7} , 即在银河系 $10^{11} M_{\odot}$ 的总物质中有约 $10^4 M_{\odot}$ 为 r 过程核素。超新星发生的几率约为 $10^{-3}/\text{a}$, 太阳系形成年龄约为 10^{10} a, 这样在银河系历史中每次超新星事件中产生的 r 过程物质仅约 $10^4 / (10^{-3} \times 10^{10}) = 10^{-4} M_{\odot}$ 。因此, r 过程只能发生在某一小类型超新星爆炸中或只能发生在超新星爆炸过程中某一极小的区域。目前一般认为, 低质量第二类超新星是发生 r

过程的最可能场所(当然还存在许多令人困惑的问题,如为什么 r 过程与 s 过程具有同样窄小且几乎相等的丰度峰却发生在截然不同的环境下?)。

可以认为 r 过程中温度和 neutron 密度足够高,从而 $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ 反应间达到平衡(经典描述),甚至进而假设可以选取单一温度 T 和 neutron 密度 ρ 来作为发生 r 过程的典型值(静态描述),即使在这样极度简化的条件下(经典静态 r 过程),核物理输入数据也会带有极大的不确定性。

在 (n, γ) 平衡条件下,给定元素各同位素间的相对丰度 $N(Z, A)$ 可以简单地由非相对论、非简并 Boltzmann 气体的性质确定,由此可得到原子核的 Saha 方程

$$\frac{\rho N(Z, A - 1)}{N(Z, A)} = \frac{2(2\pi\mu kT)^{5/2}}{h^3} \frac{G(Z, A - 1)}{G(Z, A)} \exp(-B_n/kT), \quad (1)$$

这里 μ 为 neutron 约化质量, k 为玻耳兹曼常数, h 为普朗克常量, $G(Z, A)$ 为同位素 A 的配分函数,即

$$G = \sum_i (2I_i + 1) \exp(-E_i/kT), \quad (2)$$

其中, i 代表所有核态; B_n 为同位素 A 的 neutron 分离能,它出现在指数上,因而成为最重要的输入数据。由于 r 过程路径远离 β 稳定线,因此对这些核的结合能几乎一无所知,而结合能上 1 倍的误差会导致丰度上一个量级的误差,由此,建立一个微观上合理可靠的原子核质量公式已成为天体物理的迫切需要。然而需要指出的是,沿 r 过程路径测量哪怕是一个结合能的数据(特别是等待点上 neutron 闭壳核 $^{80}_{30}\text{Zn}_{50}$ 、 $^{130}_{48}\text{Cd}_{82}$ 、 $^{195}_{69}\text{Tm}_{126}$ 的数据),也非常有帮助,因为它可以指示出与经典 r 过程环境相联系的恒星温度和密度。

由于配分函数 $G(Z, A)$ 的不确定可以引

起丰度数倍的变化,因此也需要 r 过程路径上原子核基态及几个 MeV 范围内激发态的自旋 I_i 和能量值 E_i 。

沿 r 过程路径的 β 衰变率是结合能之外最重要的数据,同位素之间的相对丰度取决于结合能,而不同元素之间的相对丰度则取决于 β 衰变率。如果 r 过程路径上某一原子核的 β 衰变率较小,那么在等待衰变的过程中,该元素就会在此堆积起来而呈现高丰度。这些等待点出现在 r 过程路径穿越 neutron 闭壳的位置,从而形成 $A = 80, 130, 195$ 处的 r 过程丰度峰。对这些远离 β 稳定线的原子核, Gamow-Teller (GT) 相互作用是 β 衰变的主要模式,因此对其 GT 分布的测量相当重要。

由于 r 过程中的原子核处在 $kT \approx 100$ keV 的热浴环境中,在最初几百 keV 激发能范围内的激发态都有实质性布居,这种布居会剧烈影响(增强、减弱或者甚至变为禁戒)基态的衰变率,因此 r 过程路径上原子核激发态的性质对最终理解 r 过程极为关键。

通过 neutron 俘获和 β 衰变不断地产生更重的原子核,但由于 neutron 诱发裂变使得经典 r 过程路径可望在 $N = 126$ 之外的下一个 neutron 闭壳 $N = 184$ 处中止。在 $Z \approx 85 \sim 95$ 、 $A \approx 260 \sim 290$ 这个 r 过程路径尽头位置处的裂变产物对 r 过程核丰度分布有直接影响,这就需要 $Z \approx 90$ 和 $A \approx 280$ 附近原子核的裂变势垒知识,这些知识有助于回答自然界是否存在超重核的问题。

当天体环境中的 neutron 流和温度减小及 r 过程终止时,原子核从 r 过程路径衰变回 β 稳定线。在这一衰变过程中, β 延迟中子发射(对重原子核还包括 β 延迟裂变和 α 衰变)使得最后观测到的丰度分布变得光滑。根据铜系元素的 β 强度函数得到的产生率还可以推出关于宇宙年龄及其化学演变的重要信息。

6 p 过程

除了主要的 neutron 俘获过程之外, p 过程

也可合成比铁重的低丰度富质子核素。特别是那些不能通过中子俘获(s 过程或 r 过程)合成的核素,如 ^{26}Mg 。p 过程发生在高温丰质子环境下,包括极度高温下(以克服 Coulomb 势垒)俘获质子发射光子反应和在超新星爆发事件中吸收光子放出中子的(γ, n)反应。但 p 过程合成核素的机制还远未搞清。

7 x 过程

上述核合成过程并不能产生 D、Li、Be 和 B 等轻元素,它们的丰度远远低于邻近元素(但比大多数重核素丰度大 100 倍),并且能在较低的温度下被质子俘获而消耗掉,却几乎(Li 除外)不能在恒星中合成,因此其原始丰度必须从不受核反应影响的环境中去确定。这些核素主要是在宇宙的早期阶段生成。

宇宙射线引起的散裂反应在 Li、Be、B 的产生中扮演了重要角色,并且几乎可以肯定, ^6Li 、 ^9Be 和 ^{10}B 全部由宇宙线的作用产生。

以上简述了天体元素合成的各种机制。可以看出,这些机制的提出和发展与原子核性质的知识密不可分,而其余的众多问题更依赖于核物理知识的进一步深化。近年来,随着全世界许许多多实验室(包括兰州重离子加速器国家实验室)建造的放射束流装置陆续投入运行,核物理学家可以合成大量以前难以获得的不稳定原子核,该领域中的许多疑难问题也将会在今后数年内通过实验室的研究得到解答,这必将大大加深人们对恒星演化和核素合成乃至宇宙演化等基本问题的认识。核物理学研究的核结构和核反应在探索宇宙天体方面所起的重要作用将会进一步加强。

参 考 文 献

- 1 Burbidge M M, Burbidge G R, Fowler W A *et al.* Synthesis of the Elements in Stars. *Rev Mod Phys*, 1957, 29: 546~650
- 2 Wallerstein G, Iben I Jr, Parker P *et al.* Synthesis of the Elements in Stars; forty years of progress. *Rev Mod Phys*, 1997, 69: 995~1 034
- 3 Jrimble V. The Origin and Abundances of the Chemical Elements. *Rev Mod Phys*, 1975, 47: 887~976

Synthesis of Stellar Elements and Properties of Nuclei

Lou Wendong^{1,2,3} Chen Yongshou^{1,2}

1 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000)

2 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

3 (Department of Physics, Central South University of Technology, Changsha 410083)

Abstract Synthesis of stellar elements is outlined, including the nuclear burning processes by which lighter nuclei are combined to form heavier nuclei through fusion with energy releasing and the neutron capture processes. The scenarios of the stellar evolution as functions of improving nuclear properties are illustrated.

Key words element abundance stellar evolution nuclear burning neutron capture

Classifying number O571.2