

基于 (p,γ) - (γ,p) 平衡近似的快质子俘获过程模型及其应用*

张珈铭¹⁾²⁾ 徐晓栋¹⁾ 孙保华^{1)3)†}

1) (北京航空航天大学物理科学与核能工程学院, 北京 100191)

2) (北京师范大学物理学系, 北京 100875)

3) (宇宙中的原子核物理和粒子物理国际研究中心, 北京 100191)

(2012年12月28日收到; 2013年2月25日收到修改稿)

在 (p,γ) - (γ,p) 平衡近似下, 本文建立了简化的快质子俘获 (rp) 过程模型, 讨论了天体物理条件输入量 (即质子辐照时间、质子数密度及温度) 对 rp 过程的影响. 结合中国科学院近代物理研究所等时性质谱仪 (IMS) 上的最新实验数据, 本文进而分析了新测的缺中子原子核质量对 rp 过程的影响; 发现利用新测的 ^{41}Ti 质量, $A = 41$ 处的丰度相较之前的计算结果增大了两个数量级, 而计算的相对丰度误差减小了近两个量级.

关键词: 快质子俘获过程, (p,γ) - (γ,p) 平衡, 原子核质量, 缺中子原子核

PACS: 25.40.Lw, 21.10.Dr

DOI: 10.7498/aps.62.132501

1 引言

浩瀚宇宙中各种元素的起源一直是核天体物理学的中心课题之一. 早在上世纪 50 年代, 基于 Suess 等人发布的核素丰度分布图^[1], Burbidge 等人和 Cameron 几乎同时建立了系统的恒星核合成理论^[2,3]. 建立在该理论基础上的现代核天体物理学认为, 宇宙中绝大部分元素特别是重元素是在恒星中通过各种核反应合成的, 其中慢中子俘获过程 (s 过程) 与快中子俘获过程 (r 过程) 负责产生绝大部分比铁重的元素. 而对于 30 多个质量数 $A \geq 74$ 的、位于 β 稳定谷缺中子一侧的原子核 (^{74}Se 和 ^{196}Hg 之间), 则不能通过任何已知的中子俘获过程产生^[4]. 相对于其他稳定同位素, 这些核素具有更多的质子, 它们通常被称为 p-nuclei^[4-6]. p-nuclei 的产生机理目前还并不十分清楚, 大多数研究认为这些核素起源于重种子核的光致蜕

变反应, 即 p-process (见文献 [7, 8]), 但一些轻的 p-nuclei (如 $^{92,94}\text{Mo}$ 和 $^{96,98}\text{Ru}$) 的大部分丰度却无法利用 p-process 解释. 1981 年, Wallace 等人首先提出了快质子俘获核合成过程 (即 rp 过程)^[9]. 研究发现, rp 过程可能对这些轻的 p-nuclei 的丰度产生重要贡献^[10].

rp 过程是爆发性核合成过程. 在爆发性氢燃烧的环境下, 由于极高的温度和质子数密度, 种子核可通过快速俘获数个质子形成远离稳定线的缺中子核素; 随着俘获质子数目的增加, 光致蜕变速率越来越快, 最终在某些关键核素处达到俘获质子和光致蜕变的动态平衡. 相应地, 核合成过程需要等待这些核素衰变 (通常是 β^+ 衰变) 之后, 才能生成更重的原子核^[9], 这些关键核素被称为等待点核素. 等待点核素的性质决定了 rp 过程的时间尺度, 并影响着最终的核素丰度分布, 因而对于研究 rp 过程非常重要. 到达重核区后, rp 过程不会持续进行下去, 最终可能会终止于某些瓶颈核素 (如 ^{56}Ni) 及反应

* 新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-09-0031)、国家重点基础研究发展计划 (973 项目) (批准号: 2013CB834400)、国家自然科学基金 (批准号: 10975008, 11035007, 11105010, 11128510, 11235002) 和软件开发环境国家重点实验室自主研究课题资助 (批准号: SKLSDE-2011ZX-18) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: bhsun@buaa.edu.cn

循环处^[11], 如 ZrNb 循环^[12] 或 SnSbTe 循环^[13].

rp 过程可能发生在很多天体环境中 (参见文献 [11]), 目前讨论最深入的是 I 型 X 射线暴^[9,14-17]. 通过模拟 X 射线暴环境来研究 rp 过程产生的核素丰度随时间的演化、核反应所释放的能量以及寻找 rp 过程的核合成路径, 是当前研究的一个重点. 但由于目前对 X 射线暴的精确模拟还存在一些难题^[17], 而 rp 过程计算非常依赖于天体物理条件和爆发机理, 所以基于动态模型的研究仍存在较大的不确定性. 因此有必要建立一个类似于经典 r 过程模型^[18-23] 的, 即基于 (p,γ)-(γ,p) 平衡近似下的快质子俘获过程计算模型, 以质子数密度、温度及质子辐照时间作为天体物理条件输入量, 以原子核质量和 β⁺ 衰变半衰期作为主要的核物理输入量, 通过引入 (p,γ)-(γ,p) 平衡来简化求解核反应网络方程, 最终得到丰度分布. 通过该模型, 一方面可以方便地计算 rp 过程所产生的核素丰度并研究其所需的天体物理条件; 另一方面由于建立了最基本的核物理输入量——质量、寿命与观测数据——丰度之间的直接联系, 从而避免了天体物理条件和其他核物理输入量不确定性的干扰, 便于更清晰地考察质量对于丰度分布的影响. 这是本工作的主要目的.

2 (p,γ)-(γ,p) 平衡近似模型

在 rp 过程中, 若忽略电子俘获、α 衰变、(α,p) 反应及 β⁺ 缓发质子发射, 则核素 (N,A) 的丰度随时间的演化由下面的微分方程决定:

$$\begin{aligned} \dot{Y}(N,A) = & n_p \langle v \sigma_{p,\gamma}(N,A-1) \rangle Y(N,A-1) \\ & + \lambda_{\gamma,p}(N,A+1) Y(N,A+1) \\ & + \lambda_{\beta}(N-1,A) Y(N-1,A) \\ & - n_p \langle v \sigma_{p,\gamma}(N,A) \rangle Y(N,A) \\ & - \lambda_{\gamma,p}(N,A) Y(N,A) \\ & - \lambda_{\beta}(N,A) Y(N,A), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $Y(N,A)$ 是核素 (N,A) 的丰度, n_p 是质子数密度, $n_p \langle v \sigma_{p,\gamma}(N,A) \rangle$ 是平均质子俘获率, $\lambda_{\gamma,p}(N,A)$ 是光致蜕变率, $\lambda_{\beta}(N,A)$ 是 β⁺ 衰变率. 光致蜕变率与质子俘获反应率之间由细致平衡原理相联系:

$$\begin{aligned} & \lambda_{\gamma,p}(N,A+1) \\ = & \langle \sigma v \rangle_{N,A} \left(\frac{m_{\mu} k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \frac{2G(N,A)}{G(N,A+1)} \left(\frac{A}{A+1} \right)^{3/2} \end{aligned}$$

$$\times \exp \left[- \frac{S_p(N,A+1)}{kT} \right], \quad (2)$$

其中 \hbar, k 和 m_{μ} 分别是约化普朗克常数、玻尔兹曼常数和原子质量单位, T 是温度, S_p 是单质子分离能, $G(N,A)$ 是核素 (N,A) 的配分函数.

在高温和高质子数密度的环境中, 如果每条同中子素链上的核素都能建立 (p,γ)-(γ,p) 平衡, 则结合 (2) 式, 可知两相邻核素的丰度比满足下式:

$$\begin{aligned} \frac{Y(N,A+1)}{Y(N,A)} = & \frac{n_p \langle \sigma v \rangle_{N,A}}{\lambda_{\gamma,p}(N,A+1)} \\ = & n_p \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m_{\mu} k T} \right)^{3/2} \\ & \times \frac{G(N,A+1)}{2G(N,A)} \left(\frac{A+1}{A} \right)^{3/2} \\ & \times \exp \left[\frac{S_p(N,A+1)}{kT} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

由上式可以看出, 在给定温度 T 和质子数密度 n_p 时, 由于单质子分离能的系统趋势, 一条同中子素链的绝大部分丰度将集中于少数几个核素即等待点核素上, 将所有的等待点核素连接起来便构成了所谓的 rp 过程路径.

令 (3) 式左边 $\frac{Y(N,A+1)}{Y(N,A)} = 1$, 忽略配分函数的差异, 便可得到一条同中子素链上最大丰度核素的单质子分离能:

$$S_p^0 \approx T_9 \left[6.75 + 0.198 \left(-\lg n_p + \frac{3}{2} \lg T_9 \right) \right], \quad (4)$$

其中 S_p^0 单位是 MeV, n_p 单位是 cm^{-3} , T_9 单位是 10^9 K . 由 (4) 式可知, S_p^0 仅由表征天体物理条件的 n_p 和 T 决定, 因此在不同的同中子素链上丰度最大的核素都具有相近的单质子分离能. 下面做一简单计算: 根据动态模型计算^[10] 所选用的密度 $\rho = 10^6 \text{ g/cm}^{-3}$ 和质子丰度 $Y_p = 0.77$, 可算得对应的质子数密度为 $n_p = 4.6 \times 10^{29} \text{ cm}^{-3}$, 若取温度为 $T_9 = 1.50$, 则由 (4) 式计算可得 $S_p^0 = 1.40 \text{ MeV}$. 即, 在此质子数密度和温度条件下, 每条同中子素链上丰度最大核素的 S_p 接近于 1.4 MeV .

在 (p,γ)-(γ,p) 平衡下, 同中子素链间的丰度流动通过 β⁺ 衰变进行, 用微分方程表示如下:

$$\begin{aligned} \dot{Y}(N) = & \sum_A Y(N-1,A) \lambda_{\beta}(N-1,A) \\ & - \sum_A Y(N,A) \lambda_{\beta}(N,A) \\ = & Y(N-1) \sum_A P(N-1,A) \lambda_{\beta}(N-1,A) \end{aligned}$$

$$-Y(N) \sum_A P(N,A) \lambda_\beta(N,A), \quad (5)$$

其中 $Y(N)$ 是每条同中子素链的总丰度, $P(N,A) = \frac{Y(N,A)}{Y(N)}$ 是核素 (N,A) 的丰度占整条链丰度的比例. 通过方程 (3) 可以计算一条同中子素链上的丰度分布, 而根据方程 (5) 则可计算同中子素链间的丰度流动. 因此, 在给定种子链初始丰度的条件下, 利用 (3) 式和 (5) 式, 便可计算 rp 过程所涉及的每个核素的丰度.

最后, 假设在质子辐照 τ 时刻后, rp 过程瞬时停止. 这时, 所有不稳定的缺中子核都将通过 β^+ 衰变成为稳定的核素.

按照上述理论框架, 本工作建立了相应的计算程序. 其中, 天体物理条件输入量为质子数密度 n_p , 温度 T 及质子辐照时间 τ . 考虑到 (p,γ) - (γ,p) 平衡的适用条件, 在计算中, n_p 和 T 的取值范围分别为 10^{26} — 10^{30} cm^{-3} 和 1 — 2 GK ^[10,16], 这些参数对应于可能的 X 射线暴演化环境参数. 对于核物理输入量, 单质子分离能取自最新的 Atomic Mass Evaluation 数据表—AME2011-preview^[24], β^+ 衰变寿命取自 JINA Reaclib Database^[25].

3 天体物理条件对 rp 过程丰度分布影响

在本节中, 我们将应用所建立的 (p,γ) - (γ,p) 平衡近似模型, 依次讨论作为天体物理条件的质子辐照时间、质子数密度及温度对 rp 过程丰度分布的影响. 在计算中, 起始中子素链的中子数为 8. 考虑到当核素质量数 A 较小时, (α,p) 反应会对 rp 过程产生显著影响^[17], 因此在这里我们仅对 $A > 40$ 的核素丰度进行讨论.

3.1 质子辐照时间对 rp 过程丰度分布的影响

图 1 给出了质子辐照时间 τ 分别取 25 s, 50 s, 75 s 和 100 s 时, rp 过程丰度随质量数 A 的变化曲线, 计算过程中质子数密度 n_p 恒定为 10^{28} cm^{-3} , 温度 T 恒定为 1.50 GK.

由图 1 可见, 辐照时间越长, 产生的重元素丰度越多, 而轻元素丰度则急剧减小. 这是因为辐照时间越长, 可以有更多的丰度从轻元素流向重元素, 因而重元素丰度所占比例会逐渐增加. 另外, 丰度

峰值绝大多数位于偶 A 核处. 其原因是质量数 A 为偶数的等待点核素多为偶偶核, 相较于奇 A 核更加稳定, 半衰期更长, 因此丰度会在此聚集形成高峰. 实际上, 观察每条同中子素链可以发现, 由于对相互作用导致的奇偶效应, 具有偶数质子的核素更加稳定; 相应地, 聚集一条同中子素链大部分丰度的等待点核素, 绝大部分具有偶数个质子. 然而, ^{81}Zr , ^{85}Mo , ^{89}Ru , ^{97}Cd 和 ^{101}Sn 却是例外, 虽然它们为奇 A 核, 但它们在所选天体物理条件下始终是等待点, 所以在丰度曲线上的 $A = 81, 85, 89, 97, 101$ 处同样为丰度峰.

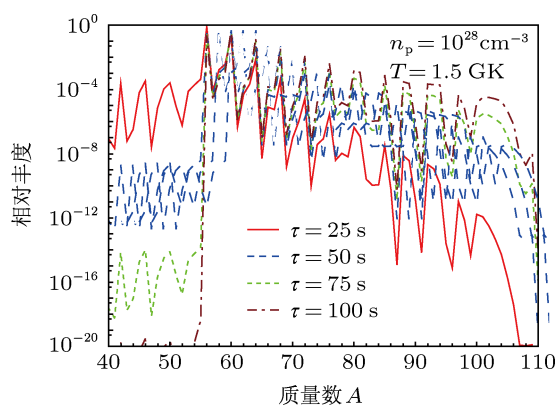


图 1 质子数密度 n_p 为 10^{28} cm^{-3} , 温度 T 为 1.50 GK 的条件下, 不同质子辐照时间 τ 下, 计算得到的丰度分布

值得注意的是, 即使在较长的辐照时间下, $A = 56$ 处也存在很高的丰度. 这是因为 ^{56}Ni 作为 rp 过程一个主要的等待点核素, 其半衰期长达 6.080 d, 而其附近的缺中子核素要么不束缚要么寿命较短, 所以丰度在 ^{56}Ni 上大量积累, 形成 $A = 56$ 处明显的高峰. 这一结果与之前的 rp 过程计算结果^[9] 类似.

3.2 质子数密度对 rp 过程丰度分布的影响

在辐照时间 τ 为 50 s, 温度 T 为 1.50 GK 条件下, 图 2 给出了质子数密度 n_p 分别取 10^{27} cm^{-3} , 10^{28} cm^{-3} , 10^{29} cm^{-3} 和 10^{30} cm^{-3} 时, rp 过程合成的核素丰度随质量数 A 的分布.

可以看出, 质子数密度的变化可对元素丰度分布产生显著影响. 首先, 质子数密度越大, 质子俘获反应越容易发生, 而根据 (4) 式可知, n_p 越大, S_p^0 的值越小, 因此 rp 过程路径将更靠近质子滴线. 由于越远离 β 稳定谷的核素, 其 β^+ 衰变的速率越大, 从而可以更快衰变到中子数更大的核素, 并通过质子

俘获产生更重的元素. 所以, 质子数密度越大, 重元素相对丰度也越大.

其次, 由 (3) 式可以看出, 在相同温度下, 随着质子数密度 n_p 的增大, 相邻丰度比值 $Y(N, A+1)/Y(N, A)$ 将增大, 所以图 2 中相邻丰度峰、谷值之间的差异随着 n_p 的增大而越来越显著. 例如 $A = 72$ 和 $A = 73$ 的丰度之比由 $n_p = 10^{27} \text{ cm}^{-3}$ 时的 1.21×10^4 增大到 $n_p = 10^{30} \text{ cm}^{-3}$ 的 1.73×10^9 . 同时, 随着质子数密度的增加, 轻核素区的丰度峰将逐渐减小甚至消失. 将图 2 中质子数密度为 10^{29} cm^{-3} 条件下的曲线与图 1 对比可以发现, 图 1 中一直存在的 $A = 56$ 丰度峰已经消失, 说明在此质子数密度下, $A = 56$ 的核素已被大量消耗而用于生成更重的核素. 在极端质子数密度 10^{30} cm^{-3} 时, 质子俘获反应速率如此之快, 以至在所选取的辐照时间内 $A < 62$ 的核素会全部被消耗, 从而导致了丰度曲线上的截断.

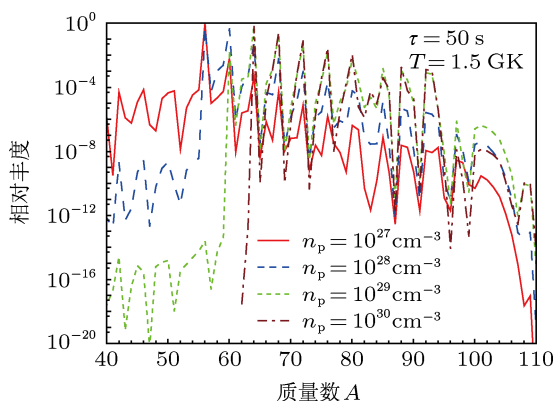


图 2 质子辐照时间 τ 为 50 s, 温度 T 为 1.50 GK 的条件下, 不同质子数密度 n_p 下, 计算得到的丰度分布

3.3 温度对 rp 过程丰度分布的影响

上面两小节分别研究了质子辐照时间和质子数密度对计算的 rp 过程丰度的影响, 下面将讨论另一天体物理条件输入量——温度对丰度分布的影响. 图 3 给出了温度 T 分别取 1.25 GK, 1.50 GK, 1.75 GK 和 2.00 GK 时, 计算的 rp 过程核素丰度分布, 其中质子辐照时间 τ 为 50 s, 质子数密度 n_p 为 10^{28} cm^{-3} .

温度越高, 产生的重元素越少. 这是因为温度升高, 光致蜕变率会增大, 且根据 (4) 式计算的 S_p^0 的值越大, 因此 rp 过程路径将向 β 稳定谷方向移动. 由于靠近稳定谷的核素的 β^+ 衰变率较低, 所以衰变到 neutron 数更大核素的速度更慢, 从而不利于合成新的更重元素. 因此温度越高, 重元素的形成越

困难, 丰度向轻元素区聚集.

此外, 比较图 3 中相邻峰谷的丰度值可以发现, 温度越高, 相邻峰谷比值越小, 曲线越平滑. 这可根 (3) 式进行简单说明, 即温度越高, 相邻核素丰度之比 $Y(N, A+1)/Y(N, A)$ 的值越小, 丰度曲线趋向于平滑.

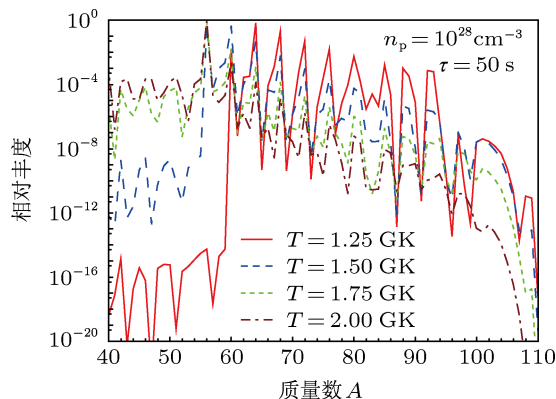


图 3 质子辐照时间 τ 为 50 s, 质子数密度 n_p 为 10^{28} cm^{-3} 的条件下, 不同温度 T 下计算得到的丰度分布

4 新测缺中子原子核质量对 rp 过程计算的影响

应用 $(p, \gamma) - (\gamma, p)$ 平衡近似模型计算丰度时, 由于单质子分离能 (或质量相关的因子) 位于 (3) 式的指数因子上, 所以较小的质量不确定度便可能产生较大的丰度误差. 在上面的计算中, 本工作采用的是 AME2011-preview 给出的质量数据. 对于一些未测缺中子核的质量, AME2011-preview 给出的是外推值, 一般具有较大误差. 中国科学院近代物理所利用高精度的等时性质谱仪 (IMS)^[26-28], 最近成功测量了一批新的缺中子原子核质量数据^[29,30] (见图 4). 下面将考察这些新测质量对 rp 过程丰度分布的影响.

利用 $(p, \gamma) - (\gamma, p)$ 平衡过程可以用来鉴别关键核素. 对比图 4 中新测的 8 个缺中子核的质量与相应的 AME2011-preview 数据, 可以看出, 新的实验值给出了较小的误差, 两者所给质量的差值在几十到几百 keV 之间, 这导致了图 5 中 $A = 40$ 到 $A = 55$ 区域间丰度的改变. 值得指出的是, 新测的核素 ^{41}Ti 的质量与 AME2011-preview 中给出的质量相差最大, 差值为 0.608 MeV. 若应用 ^{41}Ti 的新测质量, 而其他所需质量值仍采用 AME2011-preview 给出的数据时, 计算的 rp 过程丰度分布如图 6 中红线所示. 对比图 6 中红线与黑线可知, 利用新测的 ^{41}Ti 质量后, $N = 19$ 中子素链上 ^{41}Ti 的丰度在整条链上

所占的丰度比重增大了两个数量级,使得 $A = 41$ 处的丰度值增大了两个量级.

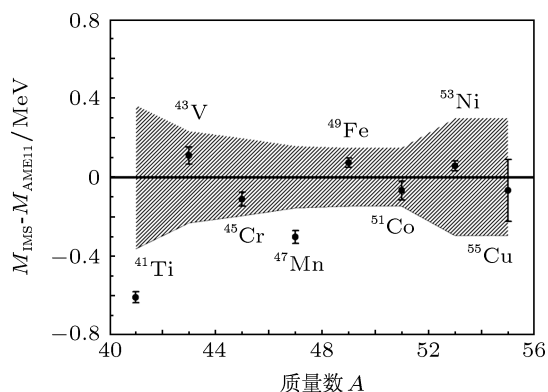


图4 近代物理所等时性质谱仪(IMS)上新测的缺中子核质量 M_{IMS} [26] 与 AME2011-Preview 中所给质量 M_{AME11} 的比较. 图中标出了新测核质量的 1σ 误差棒, AME2011-Preview 核质量的 1σ 误差由阴影区域表示

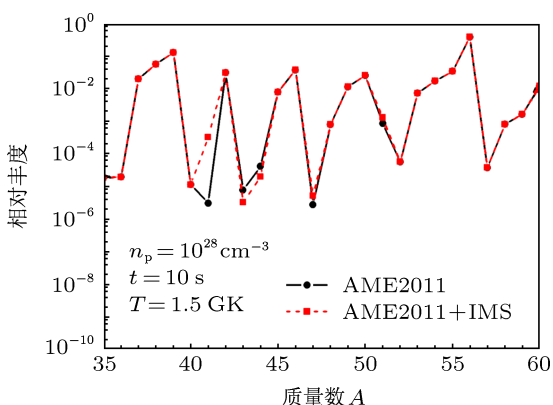


图5 在质子辐照时间 τ 为 10 s, 质子数密度 n_p 为 10^{28} cm^{-3} , 温度 T 为 1.50 GK 的条件下, 计算的 rp 过程丰度分布. 其中黑色实线是应用 AME2011-Preview 数据表的结果, 而红色虚线是应用新测的缺中子核数据的结果

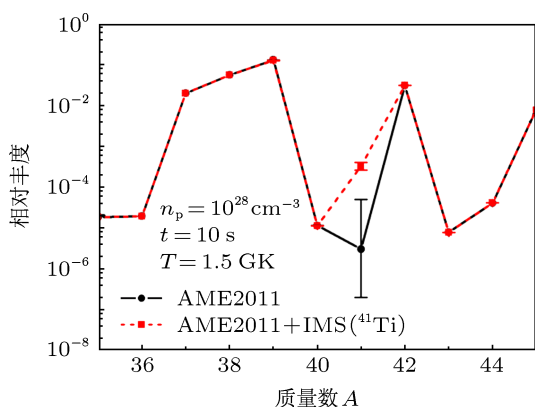


图6 质子辐照时间 τ 为 10 s, 质子数密度 n_p 为 10^{28} cm^{-3} , 温度 T 为 1.50 GK 条件下, 仅引用 ^{41}Ti 的新测质量的核素丰度分布图. 考虑了 IMS 和 AME2011-Preview 分别给出的 ^{41}Ti 质量误差 (1σ), 图中标出了质量变化 1σ 时引起的理论计算丰度值的不确定度

此外, 通过 IMS 和 AME2011-Preview 分别给出的 ^{41}Ti 质量误差, 可以计算得到丰度误差范围. 用 AME2011-Preview 核数据得到的 1σ 相对丰度误差上限为 1540.91%, 下限为 93.48%; 而用 IMS 新测 ^{41}Ti 核质量所得到的相对丰度误差上限仅为 23.36%, 下限仅为 19.04%. 后者的相对丰度误差范围缩小近两个量级, 仅为前者的 2.60%.

根据上面的讨论可知原子核质量对 rp 过程的计算具有重要影响. 因此, 在实验测量方面, 精确原子核质量数据对于理解快质子俘获过程将是非常重要的 [31,32]; 而在理论计算方面, 本文发展的 rp 模型则尤其适于初步讨论核物理输入量 (如质量、衰变寿命) 和天文条件对 rp 过程的影响

5 结论与展望

本文首先建立了 $(p,\gamma)-(\gamma,p)$ 平衡近似下的 rp 模型, 然后利用该模型讨论了质子辐照时间、质子数密度以及温度这三类天体物理条件对 rp 过程丰度分布的影响. 计算结果显示, 温度越低, 质子数密度越高, rp 过程合成重核素越多; 辐照时间越长, rp 过程进行越充分, 重核素丰度越高. 此外, 温度和质子数密度的增大, 都会使等待点核素发生变化, 进而导致 rp 过程路径分别靠近或远离稳定线, 最终改变丰度分布. 同时, 我们也可以看出, rp 过程丰度分布的差异主要是由所涉及到的原子核结构的差异造成的, 因此研究相关原子核的结构性质 (例如奇偶效应) 对于了解 rp 过程具有指导意义. 最后, 本文讨论了近代物理研究所新测的缺中子原子核质量对 rp 过程计算的影响, 发现新测的 ^{41}Ti 质量对丰度分布影响显著, 它使得 $A = 41$ 处的丰度增大了两个数量级, 而计算的相对丰度误差则减小了近两个量级.

本工作中, 在进行 rp 过程计算时选择了单一的质子数密度、辐照时间与温度条件, 实际上, rp 过程丰度应是随着动态变化的天体物理条件而变化的. 同时, 在动态网络计算中, 也需要自洽地考虑由电子俘获衰变以及质子辐照时间等造成的影响. 此外, 本工作采用的模型是基于 $(p,\gamma)-(\gamma,p)$ 平衡建立的, 未来的工作需要对该平衡所成立的条件进行研究进而得到该模型的适用范围.

非常感谢张玉虎研究员对本文初稿提出的宝贵建议.

- [1] Suess H E, Urey H C 1956 *Rev. Mod. Phys.* **28** 53
- [2] Burbidge E M, Burbidge G R, Fowler W A, Hoyle F 1957 *Rev. Mod. Phys.* **29** 547
- [3] Cameron A G W 1957 *Chalk River Report CRL-41*
- [4] Lambert D L 1992 *Astron. Astrophys.* **3** 201
- [5] Woosley S E, Howard W M 1978 *Astrophys. J. (Suppl.)* **36** 285
- [6] Howard W M, Meyer B S, Woosley S E 1991 *Astrophys. J.* **373** L5
- [7] Arnould M, Goriely S 2003 *Phys. Rep.* **384** 1
- [8] Jose J, Iliadis C 2011 *Rep. Prog. Phys.* **74** 096901
- [9] Wallace R K, Woosley S E 1981 *Astrophys. J. (Suppl.)* **45** 389
- [10] Schatz H, Aprahamian A, Gorres J, Wiescher M, Rauscher T, Rembges J F, Thielemann F K, Pfeiffer B, Möller P, Kratz K L, Herndl H, Brown B A, Rebel H 1998 *Phys. Rep.* **294** 167
- [11] Champagne A E, Wiescher M 1992 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42** 39
- [12] Haettner E, Ackermann D, Audi G, Blaum K, Block M, Eliseev S, Fleckenstein T, Herfurth F, Hebberger F P, Hofmann S, Ketelaer J, Ketter J, Kluge H J, Marx G, Mazzocco M, Novikov Yu N, Plab W R, Rahaman S, Rauscher T, Rodríguez D, Schatz H, Scheidenberger C, Schweikhard L, Sun B, Thirof P G, Vorobjev G, Wang M, Weber C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 122501
- [13] Schatz H, Aprahamian A, Barnard V, Bildsten L, Cumming A, Ouellette M, Rauscher T, Thielemann F K, Wiescher M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3471
- [14] Ayasli S, Joss P C 1982 *Astrophys. J.* **256** 637
- [15] Taam R E, Woosley S E, Weaver T A, Lamb D Q 1993 *Astrophys. J.* **413** 324
- [16] Van Wormer L, Gorres J, Iliadis C, Wiescher M 1994 *Astrophys. J.* **432** 326
- [17] Schatz H, Rehm K E 2006 *Nucl. Phys. A* **777** 601
- [18] Sun B, Montes F, Geng L S, Geissel H, Litvinov Y A, Meng J 2008 *Phys. Rev. C* **78** 025806
- [19] Sun B H, Meng J 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2429
- [20] Niu Z M, Sun B H, Meng J 2009 *Phys. Rev. C* **80** 065806
- [21] Li Z, Niu Z M, Sun B H, Wang N, Meng J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 072601 (in Chinese) [李竹, 牛中明, 孙保华, 王宁, 孟杰 2012 物理学报 **61** 072601]
- [22] Zhang W H, Niu Z M, Wang F, Gong X B, Sun B H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 112601 (in Chinese) [张蔚泓, 牛中明, 王枫, 龚孝波, 孙保华 2012 物理学报 **61** 112601]
- [23] Xu X D, Sun B H, Niu Z M, Li Z, Qian Y Z, Meng J 2013 *Phys. Rev. C* **87** 015805
- [24] Audi G, Wang M 2011 private Communication <http://amdc.in2p3.fr/masstables/Ame2011int/file.html>[2012.3.30]
- [25] JINA Reaclib Database Cyburt R H, Amthor A M, Ferguson R, Meisel Z, Smith K, Warren S, Heger A, Hoffman R D, Rauscher T, Sakharuk A, Schatz H, Thielemann F K, Wiescher M <https://groups.nsl.mscl.edu/jina/reaclib/db/>[2012.3.30]
- [26] Xu H S, Tu X L, Yuan Y J, Xia J W, Zang Y D, Wang M, Mao R S, Hu Z G, Mei B, Shuai P, Zhu Z C, Tang S W, Geng P, Liu Yong, Zhao T C, Zhang HANG X Y, Yang J C, Mao L J, Zhang Y H, Zhou X H, Huang W X, Xiao G Q, Zhao H W, Zhan W L 2009 *Chin. Sci. Bull.* **54** 4749
- [27] Tu X L, Xu H S, Wang M, Zhang Y H, Litvinov Yu A, Sun Y, Schatz H, Zhou X H, Yuan Y J, Xia J W, Audi G, Blaum K, Du C M, Geng P, Hu Z G, Huang W X, Jin S L, Liu L X, Liu Y, Ma X, Mao R S, Mei B, Shuai P, Sun Z Y, Suzuki H, Tang J S, Xiao G Q, Xu X, Yamaguchi T, Yamaguchi Y, Yan X L, Yang J C, Ye R P, Zang Y D, Zhao H W, Zhao T C, Zhang X Y, Zhan W L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 112501
- [28] Tu X L, Wang M, Litvinov Yu A, Zhang Y H, Xua H S, Sun Z Y, Audi G, Blaum K, Du C M, Huang W X, Hu Z G, Geng P, Jin S L, Liu L X, Liu Y, Mei B, Mao R S, Ma X W, Suzuki H, Shuai P, Sun Y, Tang S W, Wang J S, Wang S T, Xiao G Q, Xu X, Xia J W, Yang J C, Ye R P, Yamaguchi T, Yan X L, Yuan Y J, Yamaguchi Y, Zang Y D, Zhao H W, Zhao T C, Zhang X Y, Zhou X H, Zhan W L 2011 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **654** 213
- [29] Zhang Y H, Xu H S, Litvinov Yu A, Tu X L, Yan X L, Typel S, Blaum K, Wang M, Zhou X H, Sun Y, Brown B A, Yuan Y J, Xia J W, Yang J C, Audi G, Chen X C, Jia G B, Hu Z G, Ma X W, Mao R S, Mei B, Shuai P, Sun Z Y, Wang S T, Xiao G Q, Xu X, Yamaguchi T, Yamaguchi Y, Zhang Y D, Zhao H W, Zhao T C, Zhang W, Zhan W L 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 102501
- [30] Yan X L, Xu H S, Litvinov Yu A, Zhang Y H, Schatz H, Tu X L, Blaum K, Zhou X H, Sun B H, He J J, Sun Y, Wang M, Yuan Y J, Xia J W, Yang J C, Audi G, Jia G B, Hu Z G, Ma X W, Mao R S, Mei B, Shuai P, Sun Z Y, Wang S T, Xiao G Q, Xu X, Yamaguchi T, Yamaguchi Y, Zang Y D, Zhao H W, Zhao T C, Zhang W, Zhan W L 2013 *APJ* **766** L8
- [31] Zhou Xiao-Hong, Yan Xin-Liang, Tu Xiao-Lin, Wang Meng 2010 *Precise mass measurement of nuclides. Physics* **39** 659 (in Chinese) [周小红, 颜鑫亮, 涂小林, 王猛 2010 物理 **39** 659]
- [32] Sun Bao-Hua, Meng Jie 2010 *Progress in precision mass measurements of atomic nuclei. Physics* **39** 666 (in Chinese) [孙保华, 孟杰 2010 物理 **39** 666]

A model for rp-process within the (p,γ) - (γ,p) equilibrium approximation and its application*

Zhang Jia-Ming¹⁾²⁾ Xu Xiao-Dong¹⁾ Sun Bao-Hua^{1)3)†}

1) (School of Physics and Nuclear Energy Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

2) (Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

3) (International Research Center for Nuclei and Particles in the Cosmos, Beijing 100191, China)

(Received 28 December 2012; revised manuscript received 25 February 2013)

Abstract

Many of the stable nuclei at the neutron-deficient side of the beta-stability valley cannot be synthesized in the neutron-capture processes. The origin of the so-called p-nuclei has been a long standing question in the nuclear astrophysics. The rapid-proton capture process (rp-process) proposed in the 1980s was one of the possible mechanisms to be responsible for some light p-nuclei. In this work, a model for rapid-proton capture process (rp-process), within the (p,γ) - (γ,p) equilibrium approximation, is established. In the framework of this model, the influence of astrophysical conditions (i.e., proton number density, temperature, and proton irradiation time) on the rp-abundance pattern is investigated. In addition, the recent-measured mass data of neutron-deficient atomic nuclei by using the storage ring mass spectrometry at IMP, Lanzhou, are employed in our calculation. It is found that the abundance at $A = 41$ is increased by two orders of magnitude when using the new by determined mass of ^{41}Ti , while the uncertainty of the computed abundance is reduced by almost two orders of magnitude.

Keywords: rp-process, (p,γ) - (γ,p) equilibrium, nuclear mass, neutron-deficient isotope

PACS: 25.40.Lw, 21.10.Dr

DOI: 10.7498/aps.62.132501

* Project supported by the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-09-0031), the National Basearch Program of China (Grant No. 2013CB834400), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10975008, 11035007, 11105010, 11128510, 11235002), and the Research Fund of State Key Laboratory of Software Development Environment, China (Grant No. SKLSDE-2011ZX-18).

† Corresponding author. E-mail: bhsun@buaa.edu.cn