

文章编号: 1000-8349(2008)01-0015-12



# 恒星大气中 Li 的 non-LTE 效应研究进展

张晓宇<sup>1,2</sup>, 施建荣<sup>1</sup>, 赵刚<sup>1</sup>

(1. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 2. 中国科学院 研究生院, 北京 100049)

**摘要:** Li 元素是性质非常活跃且易发生核反应的轻核元素。其精确的丰度可以检验宇宙大爆炸学说。Li 元素在宇宙早期化学演化、元素核合成理论和恒星的结构与演化研究中都有着非常重要的地位。近几年来, 人们逐渐认识到在局部热动平衡 (LTE) 的假设下不能准确得到 Li 丰度, 特别在冷的矮星中非局部热动平衡 (non-LTE) 效应的影响不容忽视。随着理论的发展, 人们对原子参数有了更深入的了解, 对 non-LTE 效应的研究也更趋成熟。确定元素丰度时考虑 non-LTE 影响已成为主要趋势。该文分析了影响 Li 元素 non-LTE 效应的各种机制, 介绍了确定 Li 元素 non-LTE 效应的重要参数及 Li 原子模型的发展历程, 最后对 Li 在各类恒星中的 non-LTE 效应进行了综合分析。

**关键词:** non-LTE 效应; Li 原子数据; 谱线形成; Li 丰度

**中图分类号:** P156

**文献标识码:** A

## 1 引言

恒星大气中的 Li 丰度是天文观测研究中的一个重要参数<sup>[1]</sup>。根据标准大爆炸宇宙学说, Li 是能在大爆炸中形成的少数几种元素之一。它在研究宇宙的形成历史、核合成理论、恒星内部结构与演化等方面有着非常重要的地位。标准大爆炸核合成理论认为宇宙中现存的 Li 大多数形成于宇宙早期<sup>[2,3]</sup>。初始 Li 丰度的确定将会对大爆炸理论、宇宙重子密度, 甚至会对中子的种类给出限制条件<sup>[3-7]</sup>。测量得到的陨石 Li 丰度为  $A_{\text{Li}}=3.3$ (其中  $A_{\text{Li}} \equiv \lg(n_{\text{Li}}/n_{\text{H}})+12$ ), Lemoine 等人<sup>[8]</sup>发现星际介质中有类似的 Li 丰度。然而太阳表面的 Li 丰度却不到陨石中的百分之一,  $A_{\text{Li}} \approx 1.1$ <sup>[9-11]</sup>。早在 20 世纪 50 年代, 科学家就认为出现这种差别的主要原因是

**收稿日期:** 2007-05-28; **修回日期:** 2007-06-13

**基金项目:** 国家自然科学基金资助项目 (10433010、10521001)

由于冷星中对流层混合以及低温  $\text{Li}(p, \alpha)\text{He}$  反应引起的<sup>[12-18]</sup>。但到目前为止, 具体的耗散机制还不清楚。

目前, 人们主要利用 670.8 nm 共振线确定恒星的 Li 丰度。最近几年也有少量研究采用 610.4 nm 谱线。要准确确定初始 Li 丰度, 了解这些谱线在恒星大气中的形成是非常重要的。由于 Li 的电离电势很低 (5.39 eV), 因此在热星中都被电离了, 观测不到 Li 的谱线。即使在较冷的恒星大气中, 绝大多数 Li 也处于电离态, 因此易受非局部热动平衡 (non-LTE) 的影响<sup>[10,19,20]</sup>。特别是当恒星的表面重力 ( $\lg g$ ) 很小或者有效温度 ( $T_{\text{eff}}$ ) 很高时, 这些恒星的大气层就会出现严重偏离局部热动平衡状态的现象。这时在确定恒星大气化学元素丰度时必须考虑 non-LTE 的影响<sup>[21]</sup>。

早在 20 世纪 70 年代, Müller 等人<sup>[9]</sup>就对太阳中 Li I 线进行了 non-LTE 分析。在研究中, 他们发现在 non-LTE 效应下得到的 Li 丰度只比 LTE 下小 0.05 dex, 因此在太阳中, 可以忽略 Li 受 non-LTE 效应的影响。基于这一结论, 其他一些研究人员认为在其他类太阳恒星当中, 也可以忽略 non-LTE 效应对确定 Li 丰度的影响<sup>[22,23]</sup>。然而, 由于恒星中 Li 线的 non-LTE 效应依赖于谱线强度, 因此在富 Li 类太阳恒星中, 其 non-LTE 效应不可忽略<sup>[9-11,19]</sup>。

## 2 影响 non-LTE 效应的几种机制

在太阳光谱中, Li I 吸收线很弱, 所以很难对它们详细研究影响 non-LTE 效应的机制。而与 Li I 有类似原子结构的 Na I 和 K I 等碱金属元素的丰度足够高 ( $A_{\text{Na}}=6.31$ ,  $A_{\text{K}}=5.13$ )<sup>[24]</sup>。因此, 人们希望通过研究这些碱性原子来了解影响 Li I 线 non-LTE 效应的一些机制。Bruls 等人<sup>[25]</sup>详细研究了太阳大气中影响 Na I 和 K I 谱线 non-LTE 效应的几种机制。显然, 这些机制也会影响 Li I 线的形成。具体的机制有: 共振线散射和光子损失、光子吸收、紫外超电离、红外超复合和束缚-束缚抽运。此外, Steenbock 和 Holweger<sup>[10]</sup>指出在 Li I 线的形成中, 中性 Li 与中性 H 的碰撞可能也有影响。最近 Baklem 等人<sup>[1]</sup>详细研究了中性 Li 与中性 H 的碰撞, 同时考虑了电子交换过程 ( $\text{Li}^* + \text{H} \rightleftharpoons \text{Li}^+ + \text{H}^-$ ) 对粒子数布居的影响, 发现这一过程非常重要。

### 2.1 共振线散射和光子损失 (Resonance Line Scattering and Photo Loss)

对于太阳光谱中 Na I 和 K I 共振线, 可以用经典的二能级近似描述。由于向外的光子损失, 这些谱线的源函数远远低于局部热动平衡下的普朗克函数。当谱线线心的光深远小于单位光深时, 这个过程起主要作用, 这是由于散射作用会把光子损失的过程传播到大气深层。非局部热动平衡下, 谱线的强度会增加, 这就是显著的 non-LTE 线增强结果。而且谱线强度的增加随着丰度的降低而减小。对于足够弱的谱线, 光子更可能用在连续消光过程而不是谱线消光, 这时共振散射线消失了。对于所有的 Li 丰度取值范围, Li I 的 670.8 nm 谱线将出现从这种弱线特征变化到共振散射特征。

### 2.2 光子吸入 (Photo Suction)

在研究太阳光谱中 K I 线的形成时, Bruls 等人<sup>[25]</sup>认识到一种机制影响到粒子数布居, 他们把这一过程命名为“光子吸入”。该机制对其他低电离态原子也适用。它主要是由于共振线或其他有高激发电势、大跃迁几率谱线的光子损失引起的。即高能级的光子损失与来自大

量一次电离粒子补偿流的共同作用。这一过程类似于行星状星云中的碰撞—辐射复合流。在太阳光谱中, 它导致了让人长时间迷惑不解的  $12\mu\text{m}$  Mg I 的里德堡线和其他中性物质的红外发射线的出现<sup>[26,27]</sup>。最近, 在南河三 (Procyon) 中, 也发现了这些发射线<sup>[28]</sup>。对于共振线而言, 它增加了其不透明度。这就形成了在太阳大气中 Na I 和 K I 的基态有惊人的粒子数布居。当 Li 丰度足够高时, 这种机制也对 Li I 线有效。Li I 共振线的不透明度不仅对 2p–2s 跃迁的净比率敏感, 而且对电离平衡也非常敏感。对年轻的太阳而言, 其 Li 丰度足够高, 因此共振线足够强, 以致光子损失驱动一些 Li II 以光子吸入的形式复合。这一过程使得 2s 能级在  $\lg \tau_{500} = -2$  处有一峰值 (见图 1)。

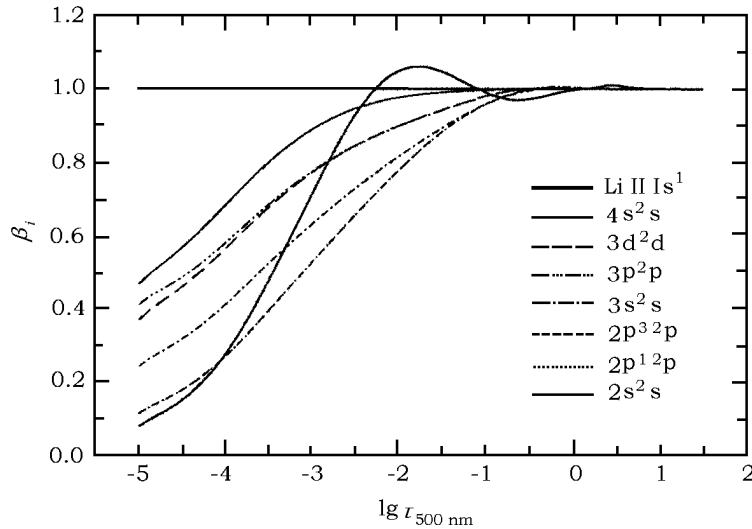


图 1 年轻类太阳恒星 ( $A_{\text{Li}} = 3.3$ ) 中 non-LTE 下低能级的粒子数布居

$\beta_i = n_i/n_i^*$ ,  $n_i$  是非局部热动平衡下能级  $i$  上的粒子数, 而  $n_i^*$  是局部热动平衡下能级  $i$  上的粒子数。  $\tau$  是波长为 500 nm 处的光深。图中  $2p^1 2p$  和  $2p^3 2p$  这两个能级是完全重合在一起的

### 2.3 紫外过电离 (Ultraviolet Overionization)

在太阳光谱中, non-LTE 效应影响中性原子少数态能级的典型现象是来自连续谱以下几个电子伏能级的过电离。 Fe I 原子就是一个很好的例子<sup>[29–31]</sup>。即使在辐射平衡时, 这种过电离也会发生。这是由于在太阳中, 光谱峰值蓝区的平均角辐射流密度  $J_\nu$  随高度的变化比普朗克函数  $B_\nu$  下降得慢。这个辐射值在波长  $\lambda=300\sim 400$  nm 范围内达到最大。对于太阳大气而言, 该范围的连续谱来自于大气深层。其辐射温度远远超过本地电子温度。然而对富金属恒星而言, 在近紫外存在巨大数量的谱线, 特别是来自 Fe 的谱线, 类似于连续的“线模糊”降低了连续谱抽运作用。此外, 由于这些碱性元素 (特别是 K I) 的基态有非常小的光致电离截面, 所以对它的影响很弱。

中性碱金属元素与 Fe I 的光谱有明显不同。对于后者, 来自低于连续谱 3~4 eV 能级的过电离是 non-LTE 效应的决定因素。在可见光部分, 它们减小了太阳中所有可见光波段 Fe I 线的不透明度, 但由于这些能级更强烈地与近紫外 Fe I 强线耦合, 从而对其源函数没有影响。

在光球层中这些谱线依然是不透明和热化的, 保持接近局部热动平衡。这样, 对于 Fe I, 只有光球电离明显偏离 LTE<sup>[32]</sup>。然而, 对于碱金属元素, 即使在光球层的上部, 共振线已经是光学薄 (特别是 Na I D 双线)。在光球层上部存在紫外超电离。因此, 太阳中碱金属元素谱线的电离和激发相互作用决定了光球层谱线形成的机制。当 Li 丰度较高时, 同样的原因决定了 Li 线。

Li I 的第一激发态 2p 光子电离的极限波长是  $\lambda = 349.8 \text{ nm}$ , 对太阳光球而言, 辐射在这一波长处达到最大, 因此这一过程提供了冷星大气极大部分的过电离<sup>[33]</sup>。  $J_\nu - B_\nu$  过剩的大小依赖于温度和金属丰度, 而其对谱线强度的增强作用随恒星金属丰度的增加而增大。

#### 2.4 红外过复合 (Infrared Overrecombination)

即使辐射平衡满足时, 在长波长处  $J_\nu$  也会下降到  $B_\nu$  以下, 这种反过剩对高激发电势能级的束缚 - 自由跃迁复合有贡献。它与上面 2.2 节中提到的补偿流和碰撞复合相互竞争, 而碰撞复合在长波边缘处占主导地位。长波处典型的 1 eV 热动能超过了这个极限能量。由光子损失和紫外抽运驱动的额外过复合基本是沿着高能级向下的。在高能级处, 由于两个邻近能级存在巨大的偏离差别, 就为一系列的里德堡散射流提供了更多的红外复合 (如 Mg I<sup>[27,34]</sup>)。但是, 当原子模型大到能包括足够多接近连续谱的能级时, 上述过程对观测到的 Li 线并不重要。这时, 提供复合的能流不需要低能级的粒子数布居更偏低就能维持。

#### 2.5 束缚 - 束缚抽运

对中性碱金属元素而言, 有来自基态的束缚 - 束缚跃迁。与前面讨论的束缚 - 自由抽运相似, 这些基态的粒子数布居也是由紫外或极紫外辐射抽运决定的。对于 Li I 线, 这一过程产生在 3p-2s 跃迁的  $\lambda = 323.26 \text{ nm}$  处。太阳中 K I 的例子表明, 这种抽运过程可能会对 Li I 的 3p 能级粒子数布居有显著增加, 对 3s 和 2p 能级的粒子数布居会有小的增加, 而且会轻微的减少基态 (2s) 的粒子数布居。从图 1 中可以看到, 3p 能级的粒子数布居曲线与其他激发能级明显不同, 这就是由于 3p-2s 跃迁的光子抽运引起的。

#### 2.6 与 H 原子和 H<sup>-</sup> 的非弹性碰撞

在恒星大气中, 由于电子有更高的热运动速度, 因此与原子相比, 它与粒子的热碰撞更有效。而且由于速度的影响以及中性原子碰撞是绝热的, 电子碰撞截面通常要比中性碰撞大很多<sup>[35]</sup>, 所以粒子与电子碰撞是一个更有效的机制。Kaulakys<sup>[36]</sup> 的计算结果也表明: 与电子碰撞相比, 原子与中性 H 的碰撞截面可能是微不足道的<sup>[19]</sup>。他们认为 Drawin<sup>[37]</sup> 的简单公式过高地估计了中性 H 的碰撞截面, 最多可达几个量级<sup>[38]</sup>。Belyaev 和 Barklem<sup>[39]</sup> 详细计算了 Li 的各个能级与中性 H 的碰撞截面, 证实了这一结论。然而, 在晚型星的光球层中, 中性氢原子的数目远远超过电子, 典型的比值是  $N_{\text{H}}/N_{\text{e}} \simeq 10^4$ , 在贫金属星中甚至更大。如此巨大的数目比, 可能不容忽视中性氢碰撞对 Li 线形成的影响<sup>[35]</sup>。早在 1984 年, Steenbock 和 Holweger<sup>[10]</sup> 就指出, 中性氢的碰撞对 Li I 线的形成可能非常重要。

近年来, 很多工作已经投入到研究不确定性较高的 H 的碰撞截面上来。Fleck 等人<sup>[40]</sup> 得到了低能级的实验数据。计算与 H 的碰撞激发截面时, 在  $KT \simeq 0.2 \sim 0.6 \text{ eV}$  的光球层中, 对于典型的光学跃迁, 稍稍超过极限的低能碰撞对碰撞率的确定极为重要。Belyaev 和 Barklem<sup>[39]</sup> 研究了  $\text{Li} + \text{H}$  和  $\text{Li}^+ + \text{H}^-$  在各个能态的碰撞跃迁截面。

最近 Barklem 等人<sup>[1]</sup> 的研究结果表明, 与氢的非弹性碰撞引起的激发和去激发对 Li 的

non-LTE 效应的影响不重要, 但包括 Li(3s) 态的电荷交换反应却非常重要 (见图 2)。这一机制可能也对其他碱性元素 (Na、K、Rb 等) 起非常重要的作用, 因为在这些元素中也发现了较大的电荷交换反应截面<sup>[41,42]</sup>。对于其他元素, 需要更进一步的计算来确定非弹性 H 碰撞 (包括激发和电荷互换) 是否重要。而现在对这些截面计算的主要困难是量子化学势以及需要耦合数量巨大的分子态。

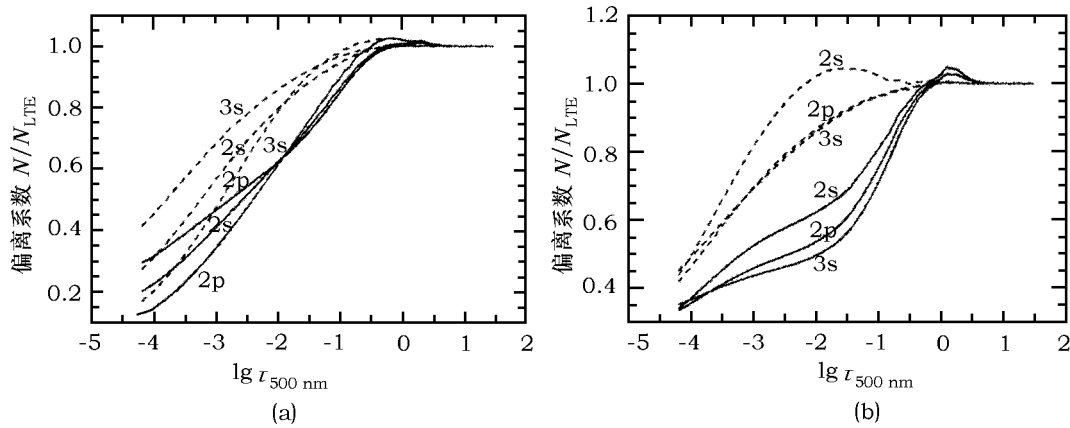


图 2 Li 能级偏离系数随光深的变化

(a) 在太阳大气 ( $\lg A_{\text{Li}}=1.1$ ) 中; (b) 在贫金属恒星 HD 140283 ( $\lg A_{\text{Li}}=1.8$ ) 中。实线是没有考虑中性氢的碰撞和电荷交换反应的原子模型, 虚线是考虑了这两种效应时的原子模型<sup>[1]</sup>

### 3 Li 原子模型

non-LTE 与 LTE 大气模型的根本不同点在于计算原子能级粒子数布居时不是采用玻尔兹曼公式和萨哈公式, 而是采用更一般的统计平衡方程<sup>[21]</sup>。统计平衡方程一般有如下的形式:

$$n_i \left[ \sum_{j>i} (R_{ij} + C_{ij}) + \sum_{j<i} \left( \frac{n_j}{n_i} \right) (R_{ij} + C_{ji}) \right] - n_j \left[ \sum_{j>i} \left( \frac{n_i}{n_j} \right) (R_{ji} + C_{ij}) + \sum_{j<i} (R_{ji} + C_{ji}) \right] = 0. \quad (1)$$

式中, 第一项表示由于激发、去激发、电离和复合离开  $i$  能级的粒子数, 第二项则表示其他能级由于激发、去激发、电离和复合到  $i$  能级的粒子数。

Li 丰度通常由共振双线  $\lambda = 670.8 \text{ nm}$  决定。在普通恒星中这条谱线非常弱, 然而在年轻的前主序星中其等值宽度可达到几百  $\text{m}\text{\AA}$ , 很容易达到饱和<sup>[43]</sup>。为了从观测光谱确定 Li 丰度, 非常需要一个合适的恒星光球模型和谱线形成机制。值得注意的是: LTE 下的 Li 丰度与 Li 的 non-LTE 效应对温度的变化都非常敏感, 而且 non-LTE 效应与紫外辐射场强度有关。

#### 3.1 原子模型的输入量

一个原子模型主要的输入量有: 原子能级、束缚-束缚辐射跃迁系数 (振子强度)、光电离截面 (束缚-自由跃迁)、与电子碰撞引起的的激发和电离截面、与中性氢碰撞引起的激发和电离截面, 以及电荷交换的反应截面等 (图 3 是锂原子的能级及跃迁图)。

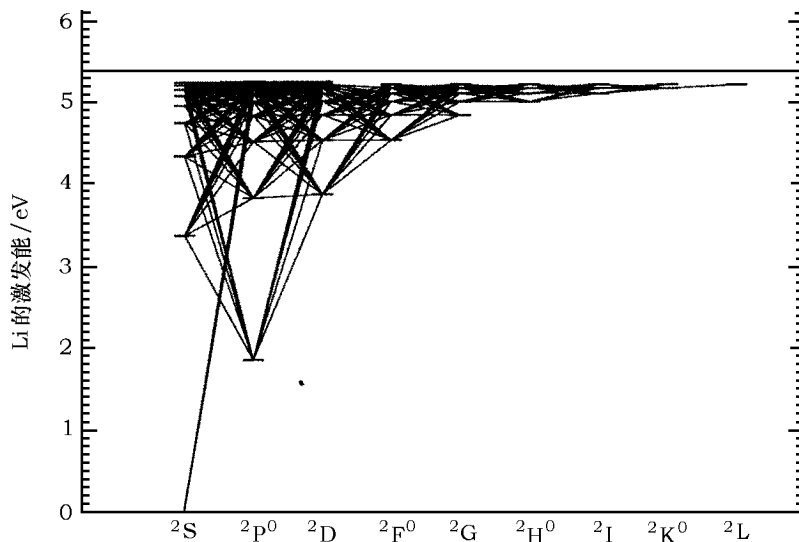


图 3 Li I 的 Grottrian 图

原子能级的主要来源是实验数据 (低能级), 而高能级的数据则主要取自 TOPBASE<sup>[44]</sup>, 早期的研究则主要采用类氢近似的结果。束缚-束缚跃迁系数部分有实验室数据, 极大多数也采用 TOPBASE 的数据, 也有部分研究者采用 Kurucz 的数据<sup>[45]</sup>。光电离截面主要取自 TOPBASE, 其他的则采用类氢近似。与电子的碰撞激发和电离截面, 相关的实验和理论数据都很少, 因此一般采用近似公式。如与电子的碰撞激发一般采用 van Regemotor 的近似公式<sup>[46]</sup>, 而对于禁戒跃迁, 则采用 Allen 的公式<sup>[47]</sup>。碰撞电离则采用 Seaton<sup>[48]</sup> 的近似公式。与中性氢的碰撞激发和电离截面的实验数据更少, 理论数据也很少。通常采用 Drawin<sup>[37]</sup> 的近似公式。由于这些近似公式与实验或详细理论计算的结果有很大差别, 因此, 在研究中通常乘以 1 个修正因子 ( $S_H$ ), 通过拟合太阳及标准星 (基本参数如温度、表面重力、铁丰度比较可靠) 的谱线轮廓来确定这些参数<sup>[49]</sup>。

### 3.2 Li 原子模型的发展历史

1975 年, Müller 等人<sup>[9]</sup> 首次建立了一个三能级的 Li 原子模型 (2s、2p 和连续谱), 模型中考虑了电子的碰撞和辐射的激发及去激发、电子的碰撞电离和复合、光致电离和复合。他们的研究表明: 在太阳大气中, Li 共振线的 non-LTE 效应很小 (小于 0.05 dex)。Luck<sup>[50]</sup> 采用了一个相对较大的原子模型, 包括了 2s、2p、3d、4d 和连续谱 5 个能级。研究了在不同有效温度  $T_{\text{eff}}$ 、表面重力  $\lg g$  和 Li 丰度下, non-LTE 在巨星中的修正。他对从基态到第一激发态的跃迁进行了详细的计算, 同时也考虑了从占主导的 2p 层出来的紫外超射。他的 non-LTE 修正都是正数, 最大可达到 0.7 dex。Luck<sup>[50]</sup> 注意到这些结果可能偏大, 因为他没有考虑紫外谱线覆盖效应。同时, 他发现 non-LTE 效应对冷星很重要。

Steenbock 和 Holweger<sup>[10]</sup> 对 Luck 的模型<sup>[50]</sup> 作了改进, 考虑了 9 个能级 (2s、2p、3s、3p、3d、4s、4p、4d 和连续谱)。在模型中, 考虑了谱线覆盖效应的影响, 以及与中性氢的碰撞激发。他们的研究局限于贫 Li 的各种类型冷星。发现在太阳中 non-LTE 效应很小 (小于 0.03 dex)。由于紫外超的主导地位, 他们所得到的 non-LTE 效应仍然均为正, 最大可达到 0.3 dex。他们

的结果也表明在冷亚巨星中, non-LTE 效应不能忽略。Pavlenko [11,51-53] 的系列文章考虑了 6 个能级。主要研究了冷巨星, 发现在这些恒星中 Li 的 non-LTE 修正可以达到 0.4 dex。

现阶段研究 Li 丰度时一般采用 Carlsson 等人的 non-LTE 修正结果 [19]。这里对他们建立的原子模型进行介绍。他们的原子模型中的能级到主量子数  $n = 9$ , 当  $n > 6$  时, 除了主量子数外没有考虑其他的能级分裂, 共包含 21 个能级。在他们的原子模型中, 能级能量采用 Bashkin 和 Stoner 的结果 [54]。从低能级到主量子数  $n = 5$  能级之间的跃迁系数采用 Wiese 等人的数据 [55]。Carlsson 等人所考虑的恒星大气模型的有效温度  $T_{\text{eff}}$ 、表面重力  $\lg g$  和金属丰度的取值范围比较广。他们运用了 Uppsala MARCS 程序计算恒星大气模型, 同时根据 Mathisen 的结果 [56] 对连续吸收系数进行了更正。该恒星大气模型采用如下假设: 标准的平行平面层、谱线覆盖效应、局部热动平衡和流量守恒。谱线覆盖用不透明度分布函数 (ODF) 近似处理。辐射平衡在大气高层占主导地位, 对流则会影响恒星大气深层, 混合程长设为  $1/H_p = 1.5$ 。无论是 LTE 丰度测定, 还是 non-LTE 丰度修正都对有效温度比较敏感。non-LTE 修正依赖于紫外辐射场。研究 non-LTE 时, 原子模型起着非常重要的作用。

Asplund 等人 [20] 把这个原子模型应用到三维恒星大气模型 (3D) 中。发现此时, Li 的 non-LTE 效应要比一维 (1D) 的大, 这是由于 3D 和 1D 模型的温度结构不同造成的。因为 LTE 下 3D 模型得到的 Li 丰度偏低, 所以当考虑 non-LTE 效应后, 3D 与 1D 模型得到的 Li 丰度结果很相近。对于 HD 140283 和 HD 84937 这两个贫金属星, 两种模型的结果相差小于 0.05 dex。Barklem 等人 [11] 考虑了与中性氢的碰撞激发和电荷交换, 发现与中性氢的碰撞激发和去激发对 Li 原子的 non-LTE 效应影响不大, 而与中性氢的电荷交换对 non-LTE 的影响很大 (见图 2)。

## 4 不同类型恒星的 non-LTE 效应

与丰度确定类似, non-LTE 效应的研究也有两种方法: 一种是等值宽度方法, 另一种是谱线综合方法。目前, 大多数研究者都选用后一种方法进行研究。在测定恒星丰度时有很多不确定的因素, 典型的误差为 0.1 dex。当 non-LTE 修正超过该值时就应当考虑这一效应所产生的修正。

### 4.1 太阳中 Li 的 non-LTE 效应

图 4 展示了 Li I 670.8 nm 和 Li I 610.4 nm 的生长曲线。从图中可以看到 Li 丰度比较低

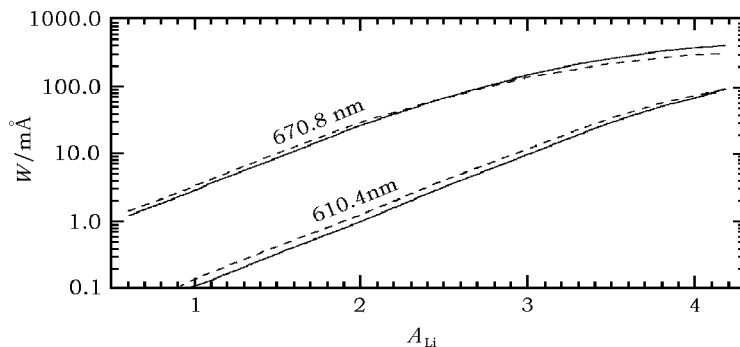


图 4 Li 谱线在太阳中的生长曲线

实线代表 non-LTE 的结果, 虚线代表 LTE 的结果 [19]

时, LTE 曲线几乎与 non-LTE 的一致, 只是 LTE 下的等值宽度略大。这表明前面提到的共振线效应在低丰度时不重要; Li I 的 670.8 nm 共振线的生长曲线明显不同于 LTE 情形, 后者的等值宽度明显要小。共振线从  $A_{\text{Li}} \simeq 2.7$  时开始饱和。

图 5 展示了太阳大气中不同 Li 丰度时, Li 的 non-LTE 修正结果。图中 LTE 下的 Li 丰度 ( $A_{\text{Li}}^{\text{LTE}}$ ) 是通过拟合 non-LTE 下的谱线轮廓得到的。纵坐标是在 non-LTE 下输入的 Li 丰度 ( $A_{\text{Li}}$ )。从图中可以看到, 当 670.7 nm 的共振线开始饱和时, 修正曲线下降很快, 到  $A_{\text{Li}} = 4$  时, non-LTE 的修正达到  $-0.5$  dex。这是由如前所述的共振散射效应对谱线的源函数和不透明度的影响导致的。LTE 下年轻太阳中 Li I 670.8 nm 线的丰度被过高估计了, 比实际 Li 丰度大约高 0.26 dex。对于富 Li 恒星, LTE 分析时, 用 Li I 610.4 nm 线比较好, 其 non-LTE 修正仅为  $-0.07$  dex。在图 4 左端, Li 丰度比较低时, 这两条谱线只表现出受过电离效应的影响, non-LTE 效应的修正小于 0.1。同时, 由于忽略了过饱和和电离的影响, non-LTE 等值宽度略大于 LTE 结果。所以共振线的影响在低 Li 丰度时不重要。

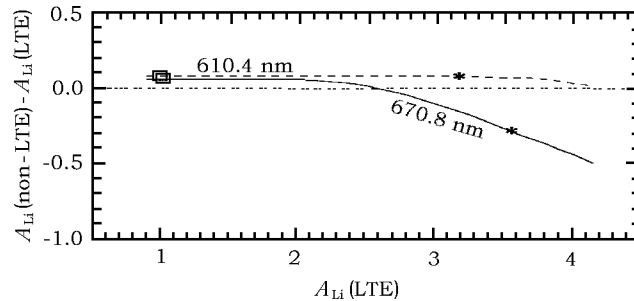


图 5 太阳中 Li 丰度的 non-LTE 修正

“星号”表示的是年轻太阳的 Li 丰度, 即陨石丰度  $A_{\text{Li}}=3.3$ ; “方形”表示的是现在太阳的 Li 丰度  $A_{\text{Li}} = 1.1$ <sup>[19]</sup>

#### 4.2 贫金属恒星中 Li 的 non-LTE 效应

自从 1982 年 Spite 夫妇<sup>[23]</sup>第一次在贫金属晕族恒星中发现了 Li 元素以后, Li 元素在天体物理学以及宇宙学研究中就占据了极其重要的位置。一些天文学家的研究表明 Li 平台恒星的 Li 丰度是依赖于温度和金属丰度的<sup>[57-61]</sup>。然而另外一些研究者却认为不存在这种情况<sup>[62-67]</sup>。如果 Li 的 non-LTE 修正依赖于温度和金属丰度, 则 LTE 的丰度或简单的 non-LTE 插值结果会影响所得到的结论。Carlsson 等人<sup>[19]</sup>的研究结果表明: 对于处于 Li 平台的恒星 ( $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ ,  $T_{\text{eff}} > 5800$  K), Li 共振线的 non-LTE 修正很小, 一般小于 0.1 dex, 而且考虑 non-LTE 效应后 Li 丰度会增加。特别当采用取样不透明度计算辐射场时, 这些恒星的 non-LTE 修正更小, 可以忽略不计。然而, Carlsson 等人<sup>[19]</sup>的原子模型中没有考虑中性氢的碰撞激发和电离效应, 特别是前面提到的电荷交换反应。Barklem 等人<sup>[1]</sup>考虑了中性氢的碰撞激发和电离及电荷交换对粒子数布居的影响后, 发现 non-LTE 修正结果与 Carlsson 等人<sup>[19]</sup>的完全不同, 修正都为负。对三维恒星大气模型, Li 共振线的 non-LTE 效应较大, 必须考虑。最近我们建立了一个比 Carlsson 等人所建立的更完全的原子模型(见图 3)<sup>[71]</sup>, 考虑了与中性氢碰撞电离和激发, 以及电荷交换等粒子数布居的影响, 同时我们采用取样不透明度计算辐射场。我们的结果表明: 对于 Li 平台恒星, 当不考虑电荷交换的影响时, non-LTE 效应很小(小于 0.04 dex); 当考虑了电荷交换的影响后,



non-LTE 效应略大, 且都为负。其大小约为 0.05 dex<sup>[71]</sup>。

### 4.3 盘中 Li 的 non-LTE 效应

Carlsson 等人<sup>[19]</sup>详细讨论了不同温度、金属丰度和表面重力的恒星, 当其表面 Li 丰度变化时, Li 受 non-LTE 效应的影响。他们的结果表明:

(1) 一般而言, 随着 Li 丰度的增加, 670.8 nm 共振线的 non-LTE 修正逐渐下降, 修正由开始的正逐渐变为负, 到丰度最高时修正可以达到  $-0.8$  dex。而 610.4 nm 谱线的 non-LTE 修正为正而且较小, 同时随丰度的增加变换不大。粗略地说, 共振线 non-LTE 修正的下降主要是由于共振线的光子损失引起的, 而正的修正则主要是由于过电离导致的。

(2) 对不同温度的恒星来说, non-LTE 效应随着温度的升高而下降, 对于过电离和光子损失这两种机制而言, 这一下降反映了由于中性 Li 原子数目的减少而降低了 Li I 线的强度。当温度较低时, 共振线光子损失对 non-LTE 修正的影响, 早在  $A_{\text{Li}}^{\text{LTE}} < 2$  时就已经开始, 对于温度比较高的恒星, 这一效应到  $A_{\text{Li}}^{\text{LTE}} > 3$  时才明显。

(3) 对于不同金属丰度的恒星, non-LTE 修正也不同。当金属丰度降低时, 冷星由于恒星大气结构的不同, 所以由电离导致的修正也略有降低; 在给定光深处, 冷的巨星由于随着金属丰度的降低大大减小了电子密度, 因此, non-LTE 修正对富金属和贫金属恒星有很大的差别。与矮星相比, 通常冷巨星中 Li 的 non-LTE 效应要大, 特别是对富 Li 的贫金属冷巨星 non-LTE 改正特别显著<sup>[19]</sup>。

(4) non-LTE 修正的大小和符号随恒星大气参数的不同而改变, 这主要是由于前面讨论过的各种机制共同作用的结果。

(5) non-LTE 修正在富 Li 恒星或贫 Li 的冷星中最为显著。

Pavlenko 和 Magazzu<sup>[43]</sup>利用最新的 Kurucz 模型<sup>[68]</sup>计算了 Li 共振线  $\lambda = 670.8$  nm,  $\lambda = 610.3$  nm 和  $\lambda = 812.6$  nm 谱线的 non-LTE 效应。他们主要研究了  $T_{\text{eff}} \geq 3500$  K 的恒星。对于有效温度在 3500 K 到 4000 K 的矮星, Pavlenko 和 Magazzu 计算得到的非饱和 Li I 线的等值宽度基本不依赖表面重力  $\lg g$ 。相反, 相应的 LTE 生长曲线受表面重力的影响较强。这样, 在用不饱和吸收线确定 Li 丰度时, non-LTE 的结果可以减小由  $\lg g$  的不确定带来的误差。对温度  $T_{\text{eff}} > 4500$  K 的矮星, 用 LTE 确定 Li 丰度时, 等值宽度对表面重力不敏感。

## 5 总结与展望

目前, 有关处于 Li 平台恒星的 Li 丰度还有待确定, 争论的焦点集中在以下两个方面。首先, 这些恒星的 Li 丰度是否依赖于有效温度和金属丰度? 这一关系是内禀的还是由于分析导致的尚不清楚。特别是, Li 丰度的确定非常敏感于恒星的有效温度。Charbonnel 和 Primas<sup>[66]</sup>注意到, 由于不同研究者确定恒星有效温度的方法不同, 所以对一些相同的恒星, 得到的 Li 丰度有很大的差别, 他们认为这是造成目前这一争论的关键。如果 Li 丰度确实与金属丰度存在相关性, 就需要用一定的物理机制来说明。Ryan 等人<sup>[70]</sup>认为这可以用银河系中的宇宙线产生  ${}^7\text{Li}$  来解释。但这一结论遇到的困难是, 它所预言的初始 Li 丰度与 WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) 和大爆炸宇宙学所预言的相差太大。其结果不是由于大爆炸宇宙学所预言的  ${}^7\text{Li}$  的理论依据是错的, 就是由于 WMAP 测定的重子密度被夸大了。另一种假

设是认为这一关系是由于 Li 损耗依赖于恒星的金属丰度或温度导致的。

其次, 这些 Li 平台恒星的 Li 丰度能不能代表初始 Li 丰度? 目前, 极大多数的观测结果表明: 测定的 Li 丰度与 WMAP 和大爆炸宇宙学所预言的结果有 0.2~0.3 dex 的差异<sup>[60,62,66,71]</sup>。对此差异有很多理论解释。首先是恒星的 Li 损耗, 理论预言有 0.2 dex<sup>[72]</sup>, 甚至有高达 0.3 dex 损耗<sup>[73-75]</sup>。这一解释遇到的困难为: 不同温度、质量和自转速度的恒星不太可能损耗相同数量的  ${}^7\text{Li}$ 。Coc 等人<sup>[76]</sup>认为:  ${}^7\text{Be}(d,p){}^7\text{Li}$  的反应截面增加 100 倍就能解决这个问题, 然而, 最新的实验结果却表明目前所采用的截面已比实验值大 10 倍<sup>[77]</sup>。最近 Korn 等人<sup>[69]</sup>在研究球状星团 NGC6397 时, 发现由扩散引起的 Li 损耗可以解释上述现象。他们的模型结果显示, 对这些年老的恒星, 扩散会导致 Li 丰度有 0.25 dex 的下降。这一假设有待进一步的观测证实; 最后, 新的物理模型, 如非标准宇宙学模型也可以解释该问题<sup>[78]</sup>。

总之, 越来越多的科学家意识到, 在确定冷星中 Li 元素丰度时, non-LTE 改正不容忽视。然而, 研究 non-LTE 时, Li 原子与电子的碰撞激发和碰撞电离截面对 Li 丰度影响的重要性还需要进一步的研究确认。此外, 虽然最新的原子模型考虑了电荷交换对 non-LTE 修正的影响, 但是目前为止还没有用该原子模型对晕族和盘族恒星进行大样本研究。

### 参考文献:

- [1] Barklem P S, Belyaev A K, Asplund M. *A&A*, 2003, 409: L1
- [2] Arnould P. *PrPNP*, 1986, 17: 305
- [3] Reeves H, Richer J, Sato K, et al. *ApJ*, 1990, 355: 18
- [4] Truran J W, Cameron A G W. *Ap&SS*, 1971, 14: 179
- [5] Krauss L M, Romanelli P. *ApJ*, 1990, 358: 47
- [6] Mathews G J, Alcock C R, Fuller G M. *ApJ*, 1990, 349: 449
- [7] Walker T P, Steigman G, Kang H, et al. *ApJ*, 1991, 376: 51
- [8] Lemoine M, Ferlet R, Vidal-Madjar A, et al. *A&A*, 1993, 269: 469
- [9] Müller E A, Peytremann E, de La Reza R. *SoPh*, 1975, 41: 53
- [10] Steenbock W, Holweger H. *A&A*, 1984, 130: 319
- [11] Pavlenko I V. *KFNT*, 1989, 5: 55
- [12] Greenstein J L, Richardson R S. *ApJ*, 1951, 113: 536
- [13] Bodenheimer P. *ApJ*, 1965, 142: 451
- [14] Iben I V. *ApJ*, 1965, 142: 1447
- [15] Iben I V. *ApJ*, 1966, 143: 483
- [16] Iben I V. *ApJ*, 1967, 147: 624
- [17] Herbig G H. *ApJ*, 1965, 141: 588
- [18] Wallerstein G. *ApJ*, 1965, 141: 311
- [19] Carlsson M, Rutten R J, Bruls J H M J, et al. *A&A*, 1994, 288: 860
- [20] Asplund M, Carlsson M, Botnen A V. *A&A*, 2003, 399: L31
- [21] 黄润乾. 恒星物理. 北京: 中国科学技术出版社, 1992
- [22] Duncan D K. *ApJ*, 1981, 284: 651
- [23] Spite F, Spite M. *A&A*, 1982, 115: 357
- [24] Anders E, Grevesse N. *GeCoA*, 53: 197
- [25] Bruls J H M J, Rutten R J, Shchukina N G. *A&A*, 1992, 265: 237
- [26] Brault J, Noyes R. *ApJ*, 1983, 269: 61
- [27] Carlsson M, Rutten R J, Shchukina N G. *A&A*, 1992, 253: 567

- [28] Ryde N, Richter M J. *ApJ*, 2004, 611: 41
- [29] Lites B W. Dissertation. Boulder: Univ. of Colorado, 1972, 33: 3440
- [30] Athay R G, Lites B W. *ApJ*, 1972, 176: 809
- [31] Rutten R J. *ASPC*, 1990: 91
- [32] Rutten R J. *Phys. from FeII lines outside LTE: IAU Coll 94*, 1988: 317
- [33] Auman J R, Woodrow J E J. *ApJ*, 1975, 197: 163
- [34] Rutten R J, Carlsson M. *IAUS*, 1994, 154: 309
- [35] Lambert D. *Phys. Scr.*, 1993, T47: 186
- [36] Kaulakys B. *J. Phys.B*, 1985, 18: 167
- [37] Drawin H W Z. *Physik*, 1969, 225: 483
- [38] Caccin B, Gomez M T, Severino G. *A&A*, 1993, 276: 219
- [39] Belyaev A K, Barklem P S. *PhRvA*, 2003, 68: 062703
- [40] Fleck I, Grosser J, Schnecke W, et al. *J.Phys.B*, 1991, 24: 4017
- [41] Dickinson A S, Poteau R, Gad ea F X. *JPhB*, 1999, 32: 5451
- [42] Janev R K, Radulovic Z M. *PhRvA*, 1978, 17: 889
- [43] Pavlenko Y V, Magazzu A. *A&A*, 1996, 311: 961
- [44] <http://130.79.128.40/topbase/>, 2007
- [45] Takeda Y, Hashimoto O, Taguchi H, et al. *PASJ*, 2005, 57: 751
- [46] Van R. *ApJ*, 1962, 136: 906
- [47] Allen C W. *Astrophysical Quantities*, 3rd ed. London: London Univ. Athlone Press, 1973
- [48] Seaton M J. *Planetary and Space Science*, 1962, 9: 129
- [49] Zhao G, Butler K, Gehren T. *A&A*, 1998, 333: 219
- [50] Luck R E. *ApJ*, 1977, 218: 752
- [51] Pavlenko I V. *Kinematika Fizika Nebesny kh Tel.*, 1989, 5: 55
- [52] Pavlenko Y V. *Sva*, 1991a, 35: 384
- [53] Pavlenko Y V. *Sva*, 1991b, 35: 623
- [54] Bashkin S, Stoner J O. *Atomic energy levels and Grotrian Diagrams*, Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1975
- [55] Wiese W L, Smith M W, Glennon B M. *Atomic transition probabilities*, Washington D C: US Department of Commerce, National Buereau of Standards, 1966
- [56] Mathisen R, Oslo Inst. *Theor. Astrophs. Publ. Series*, 1984, 1: 1
- [57] Ryan S G, Beers T C, Deliyannis C P, et al. *ApJ*, 1996, 458: 543
- [58] Ryan S G, Norris J E, Beers T C. *ApJ*, 1999, 524: 82
- [59] Ryan S G, Kajino T, Beers T C, et al. *ApJ*, 2001, 549: 55
- [60] Zhang H W, Zhao G. *ChJAA*, 2003, 3: 453
- [61] Asplund M, Lambert D L, Nissen P E, et al. *ApJ*, 2006, 644: 229
- [62] Boesgaard A M, Stephens A, Deliyannis C P. *ApJ*, 2005, 633: 398
- [63] Molaro P, Primas F, Bonifacio P. *A&A*, 1995, 285: 847
- [64] Bonifacio P, Molaro P. *MNRAS*, 1997, 285: L47
- [65] Melendez J, Ramirez I. *ApJ*, 2004, 615: L33
- [66] Charbonnel C, Primas F. *A&A*, 2005, 442: 961
- [67] Bonifacio P, Molaro P, Sivarani T, et al. *A&A*, 2007, 462: 851
- [68] Kurucz R L. 1993, *ASPC*, 44: 87
- [69] Korn A J, Grundahl F, Richard O, et al. *Nature*, 2006, 442: 657
- [70] Ryan S G, Beers T C, Olive K A, et al. *ApJ*, 2000, 530: L57
- [71] Shi J R, Gehren T, Zhang H W, et al. *A&A*, 2007, 465: 587
- [72] Vauclair S, Charbonnel C. *ApJ*, 1998, 502: 372
- [73] Salaris M, Weiss A. *A&A*, 2001, 376: 955

- [74] Richard O, Michaud G, Richer J. ApJ, 2005, 619: 538  
[75] Piau L, Beers T C, Balsara D S, et al. ApJ, 2006, 653: 300  
[76] Coc A, Vangioni-Flam E, Descouvemont P, et al. ApJ, 2004, 600: 544  
[77] Angulo C, Casarejos E, Couder M, et al. ApJ, 2005, 630: L105  
[78] Jedamzik K, Choi K Y, Roszkowski L, et al. JCAP, 2006, 7: 7

## The Recent Progress in the Study of Lithium non-LTE Effects in Stellar Atmospheres

ZHANG Xiao-yu<sup>1,2</sup>, SHI Jian-rong<sup>1</sup>, ZHAO Gang<sup>1</sup>

(1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** Lithium is a special chemical element which is very active and easy to take nuclear reaction. The precision of lithium abundance in stellar atmosphere influences the component elements in Big Bang nucleosynthesis directly. Lithium plays an important role in early universe chemical evolution, theory of nucleosynthesis and stellar structure and evolution. Recently, it has been found that the abundance of lithium can not be determined precisely under the condition of local thermodynamic equilibrium. Especially in cool dwarf stars, the effects of non-Local thermodynamic equilibrium (non-LTE) can not be ignored. With the development of the theory, the study of the influence of non-LTE is more mature. Now, it has been one of the important trends to be considered.

We review the main mechanisms which influence the non-LTE corrections for lithium, such as the resonance line scattering and photon loss, photon suction, ultraviolet overionization, infrared overrecombination, bound-bound pumping and inelastic collision with H and H<sup>-</sup>. The development history of the lithium atomic models is summarized, and the atomic model from Carlsson is discussed in detail.

The non-LTE corrections for lithium vary in sign and size when spanning a large range of stellar parameters. Thus, the non-LTE effects for lithium in the sun, disk and halo stars are discussed. It is found that the non-LTE corrections are large for lithium-rich stars and lithium-poor cool stars, with opposite sense between these two categories.

Even now, it is still uncertain for the lithium abundance in lithium plateau stars. The debate focuses on the following two questions: Firstly, whether the lithium abundance for these stars depends on effective temperatures and metal abundances? Secondly, whether the lithium abundance in these stars can represent the initial lithium abundance? Although the influence due to the charge reactions is considered in recent lithium atomic models, it still needs more work to check this effect on large samples of halo and disk stars.

**Key words:** non-LTE effects; Li atomic data; line formation; Li abundances