

实验室光致电离等离子体中激发过程的研究

韩波 王菲鹿 梁贵云 赵刚

Excitation processes in experimental photoionized plasmas

Han Bo Wang Fei-Lu Liang Gui-Yun Zhao Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 110503 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.110503

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.110503>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锂离子进入碳纳米管端口速度的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of average velocity of lithium ion across the end of carbon nanotube

物理学报.2014, 63(20): 200508 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.200508>

(火积)理论在热功转换过程中的应用探讨

Discussion on the application of entransy theory to heat-work conversion processes

物理学报.2014, 63(19): 190501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.190501>

圆柱形热集中器理论、仿真和实现

Cylindrical thermal concentrator: theory, simulation, and implement

物理学报.2014, 63(17): 170507 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.170507>

正、反向两源热力循环有限时间热力学性能优化的研究进展

Progress in the study on finite time thermodynamic optimization for direct and reverse two-heat-reservoir thermodynamic cycles

物理学报.2013, 62(13): 130501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.130501>

超细Pt纳米线结构和熔化行为的分子动力学模拟研究

Structures and melting behaviors of ultrathin platinum nanowires

物理学报.2012, 61(13): 130510 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.130510>

实验室光致电离等离子体中激发过程的研究*

韩波¹⁾²⁾ 王菲鹿^{1)2)†} 梁贵云¹⁾ 赵刚^{1)2)‡}

1) (中国科学院光学重点实验室 (国家天文台), 北京 100012)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2016年1月21日收到; 2016年3月2日收到修改稿)

光致电离等离子体在宇宙中广泛存在于强辐射场附近. 近年来随着高能量密度实验装置的发展, 在实验室内也能构造出光致电离等离子体. RCF 是一个基于 The Flexible Atomic Code 数据的针对光致电离等离子体的辐射碰撞模型, 该模型模拟了两个光致电离实验, 其理论结果中电离态分布和光谱与测量值符合得很好. 在理论模拟中发现, 光致电离等离子体中光致激发和碰撞激发过程对离子态布居和发射光谱都有非常重要的影响. 光致激发过程可以通过将离子激发到双激发态从而间接电离离子; 碰撞激发过程会因为电子将基态离子激发到电离截面小的单激发态而抑制光子对等离子体的电离. 光致激发过程可以加强类锂离子的类氢离子的卫星, 而碰撞激发过程会影响类氢离子谱线的线强之比.

关键词: 等离子体, 光致电离, 原子过程, 光谱

PACS: 05.70.-a, 32.10.-f, 34.10.+x, 34.80.Dp

DOI: 10.7498/aps.65.110503

1 引言

光致电离等离子体是天文环境中等离子体的一种重要的存在形式, 主要分布于行星状星云、X射线双星系统和活动星系核等天体附近. 这些天体都存在着强辐射场, 其辐射场的平均辐射温度有时可高达 1 keV^[1], 在这样的环境下, 光致电离过程成为电离周围气体的主导过程. 天体物理研究中, 一般用电离参数

$$\xi = \frac{L}{n_e r^2}, \quad (1)$$

来衡量光致电离过程与碰撞过程之间的关系, 其中 L ($\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$) 为辐射源的光度, n_e (cm^{-3}) 为电子密度, r (cm) 为辐射源与被辐照等离子体之间的距离. ξ 的数值越大代表光致电离过程在决定等离子体状态的过程越重要, 天文环境中 ξ 值的范围是 10^{-6} — 10^{-3} $\text{J}\cdot\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[2]. 近年来, 随着 Chandra 和

XMM-Newton 等 X 射线卫星的发射, 天文学家观测到了大量处于光致电离平衡等离子体的高分辨率光谱. 由于强辐射场的存在, 这些等离子体比相同温度的碰撞占主导的等离子体有着更高的电离度, 在观测光谱中存在着非常窄的辐射复合连续谱 (radiative recombination continuum, RRC). 通过对光致电离等离子体的研究能够解释观测光谱中谱线的发射机制, 可以诊断其发射区域的温度密度等物理状态, 从而加深对这些天体的认识.

对光致电离等离子体的研究, 除了天文观测, 人们还进行了大量的实验与理论研究. 实验方面, 近年来随着高能量密度实验装置的发展, 在实验室内能同时构造出强辐射源和低温低密的被辐照等离子体, 实现了在实验室内模拟光致电离等离子体. 两个比较重要的实验分别是 Foord 等^[3,4] 利用位于美国圣地亚国家实验室 (The Sandia National Laboratory) 的磁力箍缩装置 Z 装置 (Z-facility) 进

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CBA01503) 和国家自然科学基金 (批准号: 11573040, 11135012, 11273032) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wf@bao.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: gzhao@bao.ac.cn

行的光致电离铁的实验, 实验中辐射场的 ξ 值达到 $2.5 \times 10^{-6} \text{ J}\cdot\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$; Fujioka 等^[1] 利用位于日本大阪大学的 Gekko XII 激光器的光致电离硅的实验, 证明了只有当强辐射场存在时才能得到与天文观测中类似的高电离态硅的 X 射线光谱. 理论模型有主要应用于实验研究的 GALAXY^[3-5], NIMP^[6,7], FLYCHK^[8], PhiCRE^[9,10] 等, 和应用于天文光谱研究的 CLOUDY^[11], XSTAR^[12-16], 和 SASAL^[17] 等. 这些理论模型一般都假设等离子体处于非局部热动平衡, 辐射场主导的辐射过程与等离子体内的碰撞过程处于平衡状态, 且是光学薄的, 不考虑光子的再吸收作用. 天文观测、实验和理论三者的结合共同促进了光致电离等离子体研究的发展.

光致电离等离子体中光致电离过程对等离子体的电离平衡起着重要的作用^[9,10], 高能光子会倾向于电离离子的内壳层电子, 从而形成双激发态离子, 接着离子会通过自电离过程到更高的电离态. 此外高能光子对离子的激发作用也是不能忽略的, 天文观测中大量谱线被认为由光致激发过程产生^[18]. 虽然一般光致电离等离子体温度较低, 电子很难通过碰撞过程电离离子, 但是一些能级之间的碰撞激发过程也会影响等离子体的发射光谱^[19]. RCF (radiative-collisional code based

on the flexible atomic code)^[20] 是我们开发的一个新的针对光致电离等离子体的模型. 本文将通过 RCF 对两个光致电离实验的模拟来具体讨论光致电离等离子体中光致激发和碰撞激发过程对等离子体的离子态布居和发射光谱的影响.

2 理论模型

2.1 速率方程

RCF 模型是一个稳态的光学薄的辐射碰撞平衡模型. 它所使用的速率方程为^[21]

$$\frac{dN_{i,j}}{dt} = \text{populating} - \text{depopulating} = 0, \quad (2)$$

其中 $N_{i,j}$ 是第 i 个电离态的第 j 个能级的密度, populating 是单位时间内从其他能级到达这个能级增加的数量, depopulating 是单位时间内从这个能级到达其他能级而导致能级减少的数量. 导致能级密度增加和减少的过程包括相邻离子态的电离和复合过程, 同电离态能级间的激发和退激发过程. 这些过程的逆过程也被考虑到速率方程之内, 并且正过程与逆过程速率之间的关系符合细致平衡原则 (detailed balance principle). 表 1 中列出了所有这些过程.

表 1 RCF 中包含的原子过程
Table 1. Atomic processes in RCF.

反应	正过程	逆过程
$X_{i,j} \rightleftharpoons X_{i,j'} + h\nu$	自发跃迁 (Spontaneous decay)	光致激发 (Photo excitation)
$X_{i,j} + e \rightleftharpoons X_{i,j'} + e'$	电子碰撞激发 (Electron impact excitation)	电子碰撞退激发 (Electron impact deexcitation)
$X_{i,j} + h\nu \rightleftharpoons X_{i+1,j'} + e$	光致电离 (Photoionization)	辐射复合 (Radiative recombination)
$X_{i,j} + e \rightleftharpoons X_{i+1,j'} + e' + e''$	电子碰撞电离 (Electron impact ionization)	三体复合 (Three-body recombination)
$X_{i,j} \rightleftharpoons X_{i+1,j'} + e$	自电离 (Autoionization)	双电子俘获 (Dielectronic capture)

2.2 原子数据和反应速率

RCF 使用的所有原子数据都由 The Flexible Atomic Code (FAC)^[22] 计算得到. FAC 是一个完全相对论的计算各种原子数据的程序, 其计算结果被广泛应用于天体物理和实验研究中. FAC 的 SFAC 界面通过给定的离子和组态得到 j - j 耦合的能级、自发跃迁速率 ($A_{i,j-j'}$)、电子碰撞激发截面 (σ_{CE})、电子碰撞电离截面 (σ_{CI})、光致电离截面 (σ_{PI})、辐射复合截面 (σ_{RR}) 和自电离速率 (R_{AI}),

其中 σ_{PI} 和 σ_{RR} 符合 Milne 关系 (Milne relation).

表 1 中的原子过程可分为两种, 等离子体内在的过程和由外加辐射场引发的过程. 内在的过程包括离子与电子的碰撞过程和离子的自发过程. 很多等离子体处于内在过程占主导的状态, 例如太阳冕区的等离子体, 这样的等离子体中自发跃迁和辐射复合等辐射过程与碰撞过程处于平衡状态.

上述原子过程的反应速率的计算以碰撞激发 (CE) 为例, 在电子温度为 T_e 、电子密度为 n_e 的等离子体中, 一个电子与一个离子碰撞将离子从 $X_{i,j}$ 激

发到 $X_{i,j'}$. 单位时间单位体积内从 $X_{i,j}$ 到 $X_{i,j'}$ 的反应次数为

$$\frac{\text{reactions}}{\text{cm}^3/\text{s}} = N_{i,j} n_e \mathcal{E}_c, \quad (3)$$

其中 n_e 为电子密度, \mathcal{E}_c (cm^3/s) 为碰撞激发的速率系数. 速率系数的计算方法为

$$\mathcal{E}_c = \int_{\Delta E}^{+\infty} f(v) \sigma_{\text{CE}}(v) dv, \quad (4)$$

其中 $f(v)$ 是电子的速率分布, 这里我们假设其服从电子温度为 T_e 的麦克斯韦分布 (Maxwellian distribution); ΔE 是过程的激发能量; σ_{CE} 是碰撞激发截面, 在本工作中由 FAC 计算得到. (4) 式用电子的入射能量 E 表示则变为

$$\mathcal{E}_c = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e T_e^3}} \int_{\Delta E}^{+\infty} E \sigma_{\text{CE}}(E) \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) dE, \quad (5)$$

其中 m_e 为电子质量.

碰撞电离和辐射复合过程的反应方式与碰撞激发过程类似, 都是一个电子与一个离子反应, 区别在于碰撞电离将离子由 $X_{i,j}$ 电离到 $X_{i+1,j'}$; 辐射复合过程电子与离子复合到一起, 离子由 $X_{i+1,j'}$ 变为 $X_{i,j}$. 其计算速率系数的公式与碰撞激发过程的公式格式相同. 碰撞电离的速率系数 (J_c) 为

$$J_c = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e T_e^3}} \int_{\Delta E}^{+\infty} E \sigma_{\text{CI}}(E) \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) dE, \quad (6)$$

其中 $\sigma_{\text{CI}}(E)$ 是从 $X_{i,j}$ 到 $X_{i+1,j'}$ 的碰撞电离截面. 辐射复合的速率系数 (\mathcal{R}_r) 为

$$\mathcal{R}_r = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e T_e^3}} \int_0^{+\infty} E \sigma_{\text{RR}}(E) \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) dE, \quad (7)$$

其中 $\sigma_{\text{RR}}(E)$ 是从 $X_{i+1,j'}$ 到 $X_{i,j}$ 的辐射复合截面.

碰撞激发的逆过程是从 $X_{i,j'}$ 到 $X_{i,j}$ 的碰撞退激发过程, 它的速率系数 \mathcal{D}_c 与 \mathcal{E}_c 之间符合细致平衡原则, 它们的关系为

$$\mathcal{D}_c = \frac{g_{i,j}}{g_{i,j'}} \exp\left(\frac{\Delta E}{T_e}\right) \mathcal{E}_c. \quad (8)$$

三体复合是碰撞电离的逆过程, 它的速率系数 (\mathcal{R}_t) 也能通过细致平衡原则从 J_c 得到, 即

$$\mathcal{R}_t = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e T_e}\right)^{3/2} \frac{g_{i,j}}{g_{i+1,j'}} \exp\left(\frac{\Delta E}{T_e}\right) J_c. \quad (9)$$

但由于三体复合过程是两个电子与一个离子的反应, 所以其单位时间单位体积内反应次数的计算公式为

$$\frac{\text{reactions}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} = N_{i,j} n_e^2 \mathcal{R}_t, \quad (10)$$

并且 \mathcal{R}_t 的单位为 cm^6/s .

等离子体中内在的自发过程包括离子的自发跃迁和自发电离两个过程, 本文中这两个过程的速率 (s^{-1}) 都由 FAC 计算得到. 自发跃迁过程发生时离子从能量较高的 $X_{i,j'}$ 状态跃迁到能量较低的 $X_{i,j}$ 状态, 并释放一个能量为 $E_{j,j'}$ 的光子. 并且在本文中我们假设自发跃迁释放的光子不会被等离子体再吸收. 自发跃迁过程的逆过程是光致激发过程, 需要强辐射场的参与, 光致激发过程反应速率的计算方法在后面会有介绍. 自发电离过程只发生在离子所处状态的能量大于这个离子的电离能时, 一般这样的离子处于内壳层有空洞的双激发态. 双电子俘获、内壳层电子的光致电离和光致激发等过程都可以产生这样的双激发态离子. 自发电离发生时, 一个处于激发态的电子向下跃迁到内壳层填补空洞, 所释放的能量将外层的一个电子电离到连续状态. 自电离过程的逆过程是双电子俘获过程, 它的速率系数也是通过细致平衡原则由自电离速率得到, 即

$$\mathcal{R}_d = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m_e T_e}\right)^{3/2} \frac{g_{i,j}}{g_{i+1,j'}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T_e}\right) R_{\text{AI}}. \quad (11)$$

当等离子体被一个强外加辐射场照射时, 辐射场释放的高能光子会激发甚至电离离子, 光致电离和光致激发过程的速率甚至会超过上述碰撞过程, 此时等离子体处于光致电离-碰撞-辐射平衡 (photoionizational collisional radiative equilibrium). 例如 X 射线双星系统中, 致密天体吸积物质释放很强的辐射场, 其附近的低温低密气体就被认为处于这样的状态.

光致电离过程单位时间单位体积内反应次数为

$$\begin{aligned} \frac{\text{reactions}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} &= N_{i,j} R_{\text{PI}} \\ &= N_{i,j} \int_{\Delta E}^{+\infty} n_p(h\nu) c \sigma_{\text{PI}}(h\nu) d(h\nu), \end{aligned} \quad (12)$$

其中 ΔE 是从 $X_{i,j}$ 到 $X_{i+1,j'}$ 的电离能, $h\nu$ 是入射光子的能量, $\sigma_{\text{PI}}(h\nu)$ 是光致电离截面, c 是光速,

$n_p(h\nu)d(h\nu)$ 是 $[h\nu, h\nu + d(h\nu)]$ 能量区间的光子密度. 当辐射场辐射温度为 T_r , 能量强度为 $I(h\nu)$ ($\text{eV}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{eV})$) 和稀释因子为 α 的黑体谱时,

$$n_p(h\nu) = (\alpha I(h\nu))/(c \cdot h\nu), \quad (13)$$

则光致电离的速率

$$R_{\text{PI}} = \alpha \frac{2}{h^3 c^2} \int_{\Delta E}^{+\infty} \sigma_{\text{PI}}(h\nu) \frac{(h\nu)^2}{e^{\frac{h\nu}{T_r}} - 1} d(h\nu). \quad (14)$$

光致激发是自发跃迁的逆过程, 从 $X_{i,j}$ 到 $X_{i,j'}$ 的单位时间单位体积光致激发过程的反应次数为

$$\frac{\text{reactions}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} = N_{i,j} R_{\text{PE}} = N_{i,j} h J(h\nu) B_{i,j \rightarrow j'}, \quad (15)$$

其中 $B_{i,j \rightarrow j'}$ 是爱因斯坦 B 系数 (Einstein B-coefficient). 当辐射场为黑体谱时

$$R_{\text{PE}} = \alpha \frac{g_{j'}}{g_j} A_{i,j' \rightarrow j} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{T_r}} - 1}. \quad (16)$$

2.3 输入参数

计算一个光致电离等离子体的离子态布居和发射光谱需要上述公式中的四个参量作为输入值, 它们分别是黑体辐射源的辐射温度 T_r , 决定辐射场的强度; 辐射场的稀释因子 α , 代表辐射源到被辐照等离子体之间的衰减, 一般由辐射源和等离子体之间的距离和等离子体的不透明度决定; 被辐照等离子体的电子温度 T_e 和电子密度 n_e , 描述了被辐照等离子体的物理性质. 在实验室中, 这些参数可以由一些诊断设备直接测量得到, 例如 Fujioka 等^[1]所进行的光致电离硅的实验中给出了这四个参数带有实验误差的测量值; 但由于实验条件和设计不同, 在 Foord 等^[3,4]所进行的光致电离铁的实验中没有测定 T_e . 在天体物理的研究中, T_r 由辐射源的观测光谱中连续谱得到, α 可以根据天体间的距离由平方反比率 (inverse square law) 粗略推导得到. 而被辐照等离子体的 T_e 和 n_e 可以由一些特征谱线的线强之比得到, 例如类氦离子三重线的比值^[6]. 此外辐射复合连续谱也是一种确定等离子体电子温度的重要手段^[23].

3 结果与讨论

如引言中所述, 近年来有两个比较重要的光致电离等离子体的实验, 它们分别是 Foord 等^[3,4] 利用

位于美国圣地亚国家实验室的磁力箍缩装置 Z 装置进行的光致电离铁的实验和 Fujioka 等^[1] 利用位于日本大阪大学的 Gekko XII 激光器的光致电离硅的实验. 本文将用 RCF 模型分别模拟这两个实验的结果, 并根据模拟结果讨论光致电离等离子体中光致过程和碰撞激发过程的作用.

3.1 光致电离铁的实验

2004 年, Foord 等^[3,4] 利用 Z 装置产生了一个近似于辐射温度为 165 eV 黑体谱的辐射源, 同时在离箍缩的轴向 1.5—1.6 cm 处产生了一个 $n_e = 2 \pm 0.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体. 即在四个 RCF 需要的输入参数中, 实验中测量确定了 T_r 和 n_e 的范围. 此外, 实验中测得在辐射场达到峰值时 ξ 达到 $2.5 \times 10^{-6} \text{ J} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 这个值可用来推导稀释因子. 对于一个黑体辐射场, $\xi = 16\pi\sigma T_r^4/n_e$, 其中 σ 是 Stefan-Boltzmann 常数. 实验值与理论值之间的比值即为稀释因子, 即 $\alpha = \xi_{\text{exp}}/\xi_{\text{theo}}$, 则本次实验中 $\alpha = 0.85\%—1.76\%$. 这样只剩下电子温度的范围没有确定, 也是各理论模型差异所在之处.

表 2 中, 第一列是实验中通过吸收谱线得到铁的离子态布居, 其平均电离度 $\langle Z \rangle = 16.1 \pm 0.2$; 其他列是 RCF 和其他几个模型^[4] 在上述实验条件下理论计算的结果. 通过比较, RCF 得到了比其他模型更接近于实验值的结果. RCF 所用的输入参数为 $T_r = 165 \text{ eV}$, $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\alpha = 1.4\%$ 和 $T_e = 150 \text{ eV}$. T_r , n_e 和 α 都在实验所测得的范围之内, 并且 $T_e = 150 \text{ eV}$ 与 CLOUDY 和 FLYCHK 模型所得结果相同.

通过对比关闭不同过程之后离子态布居的变化, 我们可以理解这些原子过程在实验中所起的作用. 表 3 中展示了输入值相同时, 关闭了不同过程之后的计算结果的比较. 算例 A 与表 2 中 RCF 的结果相同, 包含了所有表 1 中的原子过程. 算例 B 关闭了光致激发过程, 与算例 A 的结果相比, Fe^{14+} 和 Fe^{15+} 的比重增加, 等离子体的平均电离度降低, 即在算例 A 中光致激发过程促进了等离子体的电离. 要解释光致激发过程在等离子体电离平衡中的具体作用, 需要结合其他过程的作用来共同理解. 我们对比关闭不同电离过程之后的计算结果发现: 碰撞电离过程对计算结果中离子态布居的影响可以忽略 (未列出); 当关闭自电离过程之后得到了类

似于算例 B 的结果, 如表 3 中算例 D 所示, 可以推论光致激发与自电离过程对离子态布居的作用是相耦合的; 而算例 E 关闭光致电离过程之后, 虽然平均电离度比算例 A 有所降低, 但是仍然有大量的离子被电离到 Fe^{16+} , 即关闭光致电离过程只对从 Fe^{16+} 到 Fe^{17+} 的电离有明显影响. 综合上述结果, 我们发现光致激发过程是通过将离子激发到双激发态进而自电离的过程促进了等离子体的电离, 这个过程即光致激发加自电离过程 (PE+AI), 主导了 Fe^{14+} 和 Fe^{15+} 的电离; 而光致电离过程对 Fe^{16+} 及更高电离态离子的电离更加重要. 这是因为当光

子与离子作用时, 其与较内层的电子有着更大的作用截面, 即光子更倾向于将基态离子的较内层电子激发到双激发态或者直接电离. 在 Foord 等的实验中, 黑体谱的 T_r 达到 165 eV, 这样的辐射场中在大于 Fe^{16+} 的电离能 (1262.7 eV) 的能段仍然分布着数量可观的光子. 即在此实验条件下, 有大量的光子通过激发 Fe^{15+} 及以下的离子到双激发态, 进而自电离的过程电离了这些离子. 而对于 Fe^{16+} 及以上的离子, 由于高能光子的数量减少, 电离过程主要通过直接光致电离过程来完成.

表 2 2004 年 Z 装置上光致电离铁的实验中铁的离子态布居和各理论模型计算结果的比较 ($\langle Z \rangle$ 是实验中和各理论模型的平均电离度; T_e 是各理论模型所使用的电子温度)

Table 2. The charge state distribution of the 2004 Fe photoionization experiment, and comparison among RCF, PhiCRE, GALAXY, CLOUDY and FLYCHK. $\langle Z \rangle$ is the average charge state, and T_e is the electron temperature used by the models.

离子态	实验值	RCF	PhiCRE	CLOUDY	FLYCHK	GALAXY
14+		0.0053	0	0	0	0.02
15+	0.05±0.03	0.03515	3.00×10^{-5}	0.1	0.05	0.17
16+	0.8±0.1	0.80244	0.80049	0.71	0.44	0.57
17+	0.15±0.05	0.14631	0.18849	0.16	0.35	0.22
18+	0.05±0.03	0.01032	0.0108	0	0.09	0.03
19+		0.000485	0.000190			
$\langle Z \rangle$	16.1±0.2	16.12	16.2243	15.74	15.36	16.23
T_e		150 eV	92 eV	150 eV	150 eV	70 eV

表 3 RCF 关闭不同过程之后计算结果的比较, 算例 A 是 RCF 包含所有过程的计算结果, 也是表 2 中的结果; 算例 B 关闭了光致激发过程; 算例 C 是关闭碰撞激发后的计算结果; 算例 D 是关闭自电离过程之后的计算结果; 算例 E 中关闭了光致电离过程; $\langle Z \rangle$ 是平均电离度

Table 3. The charge state distribution calculated by RCF without specific processes. Case A (solid line) is the same result as Table 2; case B is the result without photoexcitation; cases C is the result without collisional excitation; in case D, there are no autoionization; case E shuts down photoionization; $\langle Z \rangle$ is the average charge state.

电离态	实验值	算例 A	算例 B	算例 C	算例 D	算例 E
14+		0.0053	0.06899	0.05009	0.008	0.00248
15+	0.05±0.03	0.03515	0.37414	0.28904	0.03875	0.01881
16+	0.8±0.1	0.80244	0.5131	0.59236	0.86717	0.5005
17+	0.15±0.05	0.14631	0.04222	0.06529	0.08319	0.44059
18+	0.05±0.03	0.01032	0.00149	0.00307	0.00289	0.03572
19+		4.85×10^{-4}	6.99×10^{-5}	1.45×10^{-4}	2.99×10^{-6}	0.0019
$\langle Z \rangle$	16.1±0.2	16.12	15.53	16.49	15.6884	16.03

对于电子, 如前所述碰撞电离过程对离子态分布的影响可以忽略. 但是在算例 C 中, 碰撞激发过程的关闭造成大量 Fe^{16+} 被电离到 Fe^{17+} 和 Fe^{18+} 等更高的电离态. 即在算例 A 中, 碰撞激发过程起了抑制等离子体电离的作用, 这与上述光致激发过程促进等离子体电离的作用相反. 碰撞激发过程之所以表现出这样的行为与电子和光子对于不同能级的作用截面有关. 理论计算中 $T_e = 150$ eV 和 $T_r = 165$ eV, 电子虽然相对于光子的能量较低, 但是仍然能够将大量离子从基态激发到能量较低的单激发态, 却没有足够的能量进一步碰撞电离这些离子. 而光子与单激发态离子的作用截面较小, 也很难电离这些单激发态离子. 并且碰撞激发过程减少了基态离子数量, 从而降低了光子的电离效率. 即在这样的条件下, 电子与光子在与基态离子作用时形成了竞争关系, 电子通过将离子态碰撞激发到电离截面较小的单激发态, 从而抑制了等离子体的电离.

这个实验中的黑体辐射场达到 165 eV, RCF 在电子温度为 150 eV 时得到了最好的模拟结果. 在这样的状态下辐射场和碰撞过程的作用都是不能忽略的. 光致激发加自电离过程对于较低电离态离子是一个有效的电离通道, 而直接光致电离过程对于电离能较高的离子态非常重要. 电子和光子在与基态离子反应时的竞争关系造成了碰撞激发过程抑制了等离子体的电离. 需要指出的是, 上述结果是在光致过程与碰撞过程的速率可比的情况下得到的, 而当辐射场较弱或者电子温度较低时, 一些过程所起的作用是可以忽略的.

3.2 光致电离硅的实验

2009 年, Fujioka 等^[1] 用 GEKKO-XII 激光器的 12 束主激光内爆产生了一个 X 射线辐射源来模拟致密天体的辐射场, 同时在相隔 1.2 mm 处产生了一个较低温低密缓慢膨胀的硅等离子体来模拟天体附近被辐照的气体. 在几组对照实验中, 只有辐射源和被辐照气体同时产生时, 才能观测到硅的高电离态离子的光谱, 说明辐射场的存在影响了等离子体的电离平衡. 这个实验中, RCF 所需要的四个输入参数都被测量得到, 它们分别是 $T_r = 480 \pm 20$ eV, $\alpha = 6.5 \pm 3.5 \times 10^{-4}$, $T_e = 27.5 \pm 1.5$ eV 和 $n_e = (0.75 \pm 0.25) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

并且 $\xi = 5.9 \pm 3.8 \times 10^{-7} \text{ J} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 接近天文环境中的数值.

如图 1 所示, 实验中在 1820—1880 eV 能段观测到三个主要的峰, 与天文观测中所认为的光致电离等离子体的光谱非常相似^[1]. 天文研究中认为这些谱线主要由类氢离子 $1s2l \rightarrow 1s^2$ ($l = s, p$) 过程产生, 并且这些谱线的线强之比被广泛应用于等离子体诊断中^[19,24]. 实验最早的理论计算^[1,25] 中右起第一个峰被认为是类氢离子的共振线 (resonance: $1s2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$); 左起第一个峰是大量类锂离子谱线的集合, 而不是类氢离子的禁线 (forbidden: $1s2s \ ^3S_1 - 1s^2 \ ^1S_0$); 第二个峰在该理论计算中无法解释^[1], 后来 Bao 等^[26] 认为这些谱线是类氢离子的互组合线 (intercombination: $1s2p \ ^3P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$) 和类锂离子的谱线.

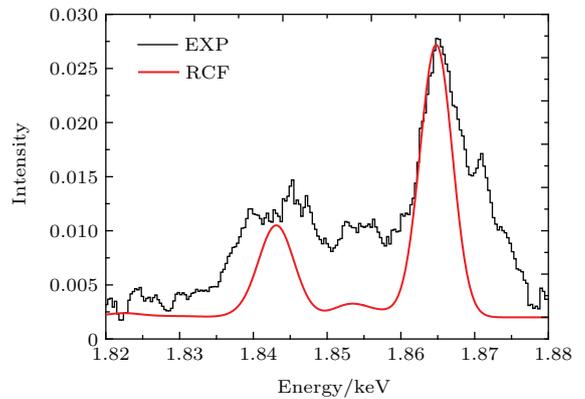


图 1 (网刊彩色) 黑色实线是 Fujioka 等^[1] 2009 年光致电离实验中硅的光谱, 红色实线是 RCF 的模拟结果
Fig. 1. (color online) The silicon spectrum of Fujioka et al.^[1] 2009 photoionization experiment (black line) and the simulation result calculated by RCF (red line).

图 1 中展示了 RCF 模型计算的实验状态下硅等离子体的理论光谱. 计算中 $T_r = 500$ eV, $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\alpha = 10^{-3}$ 和 $T_e = 26$ eV, 所有输入参数都在实验值范围之内. 如图 1 所示, RCF 模拟了位于两侧的两个峰的相对强度, 在第二个峰的位置也得到了一个较强的谱线, 但仍然无法拟合实验中谱线的相对强度. 表 4 列出了理论计算中较强的谱线和它们的跃迁速率, 它们是类氢离子的共振线和互组合线, 和类锂离子的一系列 $1s2l2l' \rightarrow 1s^22l$ ($l, l' = s, p$) 的谱线, 一般称这些类锂离子的谱线为类氢离子的卫线 (satellite lines).

我们研究了这些谱线的发射机制, 以理解各个原子过程在实验光谱发射中所起的作用. 研究发现共振线与这些卫线的发射机制非常相似, 都是因为

光致激发过程产生了这些较强的谱线. 表 4 中显示这些谱线有着相近的跃迁能量和相同量级的自发跃迁速率, 那么在相同的辐射场下, 由 (16) 式得从基态到这些谱线上能级的光致激发速率相近. 此外, 计算中类氦离子基态布居是 0.49, 类锂离子基态的布居是 0.40, 因此从基态光致激发到这些谱线上能级的数量也相近. 并且这些能级有相似的结构, 因此其他过程的速率也有相同的量级. 最后这些谱线的上能级有着相同数量级的能级布居, 从而自发跃迁速率相似的情况下这些谱线有着可比的理论强度.

与上述谱线不同的是: 虽然类氦离子互组合线的自发跃迁速率比其他谱线小了两个量级, 但

这条谱线是理论结果中第二个峰的主要组成部分, 理论结果中其强度是不可忽略的. 我们研究发现这是一系列碰撞和辐射过程共同造成的. 互组合线的上能级 $1s2p\ ^3P_1$ 不同于表 3 中其他谱线的上能级, 这是一个三重态能级, 因此到这个能级的复合过程强于其他能级. 此外, 当 $T_e = 26\text{ eV}$ 和 $n_e = 5 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ 时, 从另外一个三重态能级 $1s2s\ ^3S_1$ 到这个能级的碰撞激发过程也是非常强的. 结合互组合线较小的自发跃迁速率, 造成该谱线的上能级的布居远大于其他谱线上能级的布居. 最后结果便是虽然互组合线的自发跃迁速率小于其他谱线, 但是这条谱线仍然有较强的理论强度.

表 4 RCF 模拟中较强的谱线及其跃迁速率
Table 4. Some intense lines in RCF simulation and their spontaneous decay rates.

离子	上能级	下能级			能量	跃迁速率
He	1s2p	1P_1	$1s^2$	1S_0	1864.81	3.87×10^{13}
Li	1s(2S)2p ²	$^2S_{1/2}$	$1s^22p$	$^2P_{3/2}$	1856.07	1.21×10^{13}
He	1s2p	3P_1	$1s^2$	1S_0	1852.98	1.36×10^{11}
Li	1s(2S)2s2p(3P)	$^2P_{3/2}$	$1s^22s$	$^2S_{1/2}$	1844.8	3.26×10^{13}
Li	1s(2S)2s2p(3P)	$^2P_{1/2}$	$1s^22s$	$^2S_{1/2}$	1844.22	3.06×10^{13}
Li	1s(2S)2p ² (3P)	$^2P_{1/2}$	$1s^22p$	$^2P_{1/2}$	1843.84	5.44×10^{12}
Li	1s(2S)2p ² (1D)	$^2D_{5/2}$	$1s^22p$	$^2P_{3/2}$	1842.89	3.64×10^{13}
Li	1s(2S)2p ² (3P)	$^2P_{1/2}$	$1s^22p$	$^2P_{3/2}$	1842.85	4.67×10^{13}
Li	1s(2S)2p ² (1D)	$^2D_{5/2}$	$1s^22p$	$^2P_{3/2}$	1841.9	1.65×10^{13}
Li	1s(2S)2p ² (1D)	$^2D_{5/2}$	$1s^22p$	$^2P_{1/2}$	1840.24	1.81×10^{13}
Li	1s(2S)2p ² (1D)	$^2D_{3/2}$	$1s^22p$	$^2P_{3/2}$	1839.13	1.75×10^{13}

这个实验中辐射场的 T_r 达到 500 eV, 如此强的辐射场在理论计算中对等离子体的电离平衡和光谱发射都起了决定性的作用. 由于该辐射场的存在, 硅的类氦离子成为所占比重最大的离子, 并且类氦离子的共振线是最强的发射谱线. 由于光致激发过程, 实验中观测到大量的类锂离子的谱线. 在一系列碰撞和辐射过程共同作用下, 类氦离子的互组合线虽然有着较小的自发跃迁速率, 仍然产生了不可忽略的强度. 需要指出的是, 虽然计算中 T_e 只有 26 eV, 但 n_e 达到 $5 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$, 在这样的条件下, 从 $1s2s\ ^3S_1$ 到 $1s2p\ ^3P_1$ 的碰撞激发过程很强, 使得类氦离子互组合线有较强的强度, 而禁

线的强度可以被忽略. 在天文环境中, 一些密度较低的等离子体, 例如恒星冕区或光电离区域的等离子体中, 从 $1s2s\ ^3S_1$ 到 $1s2p\ ^3P_1$ 的碰撞激发过程的影响降低. 由于禁线有更小的自发跃迁速率 ($3.27 \times 10^5\text{ s}^{-1}$), $1s2s\ ^3S_1$ 的布居会远大于其他能级, 也会产生很强的禁线. 这也是为什么禁线与互组合线的比值可以用来诊断密度的原因 [24]. 此外, 理论结果中显示在类氦离子谱线所在的能段也会产生大量很强的类锂离子的谱线, 当用类氦离子谱线的比值进行等离子体诊断时, 需要考虑类锂离子谱线的影响.

4 结 论

本文利用RCF模型模拟了两个光致电离实验的结果,并在此基础上系统地研究了光致激发和碰撞激发过程不同实验状态下的作用.发现光致电离等离子体中光致激发和碰撞激发过程都能显著地影响等离子体的离子态布居和发射光谱. Foord等^[3,4]在Z装置上进行的光致电离铁的实验中,在离子之间光致电离很强的情况下,能级之间的光致激发和碰撞激发过程也对离子态布居产生了非常大的影响.光致激发过程通过先将离子激发到双激发态,然后自电离的过程促进等离子体的电离,并且这个过程主导了 Fe^{14+} 和 Fe^{15+} 的电离.在这个实验条件下,电子通过碰撞激发将离子激发到光致电离截面较小的单激发态,降低了光子对等离子体的电离效率.在Fujioka等^[1]在GEKKO-XII激光器上进行的光致电离硅的实验中,光致激发过程使得一些有较大自发跃迁速率的谱线产生,这些谱线包括类氢离子的共振线和一系列类锂离子的谱线;此外类氢离子 $1s2l$ 能级间的碰撞激发过程造成了较强的类氢离子互组合线的产生.

本文中理论结果表明光致电离等离子体中的离子态布居和发射光谱是所有重要原子过程平衡之后的结果.例如在光致电离铁的实验中,虽然光子主导了等离子体的电离,但是电子的碰撞过程也是形成实验结果的重要原因;在光致电离硅的实验中电子温度相对于辐射温度很低,但是碰撞过程仍然能够影响谱线的比值.因此在等离子体光谱的研究中应尽可能将重要的原子过程都考虑在内.

参考文献

- [1] Fujioka S, Takabe H, Yamamoto N, Salzmann D, Wang F L, Nishimura H, Li Y T, Dong Q L, Wang S J, Zhang Y, Rhee Y J, Lee Y W, Han J M, Tanabe M, Fujiwara T, Nakabayashi Y, Zhao G, Zhang J, Mima K 2009 *Nature Phys.* **5** 821
- [2] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Morn. Phys.* **78** 755
- [3] Foord M E, Heeter R F, van Hoof P A, Thoe R S, Bailey J E, Cuneo M E, Chung H K, Liedahl D A, Fournier K B, Chandler G A, Jonauskas V, Kisielius R, Mix L P, Ramsbottom C, Springer P T, Keenan F P, Rose S J, Goldstein W H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 055002
- [4] Foord M E, Heeter R F, Chung H K, van Hoof P A, Bailey J E, Cuneo M E, Liedahl D A, Fournier K B, Jonauskas V, Kisielius R, Ramsbottom C, Springer P T, Keenan F P, Rose S J, Goldstein W H 2006 *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **99** 712
- [5] Rose S J 1998 *J. Phys. B: Atomic Molecular Physics* **31** 2129
- [6] Djaoui A, Rose S J 1992 *J. Phys. B: Atomic Molecular Physics* **25** 2745
- [7] Rose S J, van Hoof P A M, Jonauskas V, Keenan F P, Kisielius R, Ramsbottom C, Foord M E, Heeter R F, Springer P T 2004 *J. Phys. B: Atomic Molecular Physics* **37** L337
- [8] Chung H K, Morgan W L, Lee R W 2003 *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **81** 107
- [9] Salzmann D, Takabe H, Wang F L, Zhao G 2009 *ApJ* **742** 52
- [10] Wang F L, Salzmann D, Zhao G, Takabe H 2009 *ApJ* **742** 53
- [11] Ferland G J, Korista K T, Verner D A, Ferguson J W, Kingdon J B, Verner E M 1998 *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110** 761
- [12] Kallman T R, Liedahl D, Osterheld A, Goldstein W, Kahn S 1996 *ApJ* **465** 994
- [13] Kallman T, Bautista M 2001 *ApJS* **133** 221
- [14] Kallman T R, Palmeri P, Bautista M A, Mendoza C, Krolik J H 2004 *ApJS* **155** 675
- [15] Bautista M A, Kallman T R 2001 *ApJS* **134** 139
- [16] Boroson B, Vrtilik S D, Kallman T, Corcoran M 2003 *ApJ* **592** 516
- [17] Liang G Y, Li F, Wang F L, Wu Y, Zhong J Y, Zhao G 2014 *ApJ* **783** 124
- [18] Kallman T, Evans D A, Marshall H, Canizares C, Longinotti A, Nowak M, Schulz N 2014 *ApJ* **780** 121
- [19] Porquet D, Dubau J 2000 *A&AS* **143**, 495
- [20] Han B, Wang F L, Salzmann D, Zhao G 2015 *Publ. Astron. Soc. Japan* **67** 29
- [21] Salzmann D 1998 *Atomic Physics in Hot Plasmas* (New York: Oxford University Press)
- [22] Gu M F 2008 *Can. J. Phys.* **86** 675
- [23] Schulz N, Canizares C R, Lee J C, Sako M 2002 *ApJ* **564** L21
- [24] Pradhan A K, Nahar S N 2011 *Atomic Astrophysics and Spectroscopy* (New York: Cambridge University Prtess)
- [25] Wang F L, Salzmann D, Zhao G, Takabe H, Fujioka S, Yamamoto N, Nishimura H, Zhang J 2009 *ApJ* **706** 592
- [26] Bao L H, Wu Z Q, Duan B, Ding Y K, Yan J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 023301

Excitation processes in experimental photoionized plasmas*

Han Bo¹⁾²⁾ Wang Fei-Lu^{1)2)†} Liang Gui-Yun¹⁾ Zhao Gang^{1)2)‡}

1) (Key Laboratory of Optical Astronomy, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 21 January 2016; revised manuscript received 2 March 2016)

Abstract

Photoionized plasmas widely exist nearby strong radiative sources in the universe. With the development of the high energy density facilities, photoionized plasmas related to astrophysical objects are generated in laboratories accordingly. RCF (radiative collisional code based on the flexible atomic code) is a theoretical model applied to steady-state photoionized plasmas. Its rate equation includes five groups of mutually inverse atomic processes, which are spontaneous decay and photoexcitation, electron impact excitation and deexcitation, photoionization and radiative recombination, electron impact ionization and three body recombination, autoionization and dielectronic capture. All of the atomic data are calculated by FAC (the flexible atomic code), and with four input parameters, RCF can calculate the charge distribution and emission spectrum of the plasma. RCF has well simulated the charge state distribution of a photoionizing Fe experiment on Z-facility and the measured spectrum of photoionizing Si experiment on GEKKO-XII laser facility. According to the simulation results, the importance of photoexcitation and electron impact excitation processes in the two photoionization experiments is discussed. In the photoionizing Fe experiment condition, high energy photons not only ionize the ions by photoionization directly, but also excite the ions to autoionizing levels, ionizing the ions indirectly. What is more, far from ionizing the ions, electrons even suppress the ionization of the plasma by exciting the ions to levels with small ionization cross sections. In the photoionizing Si experiment condition, because of high photoexcitation rate, strong resonance line of He-like ion and some Li-like ion lines, which have similar spontaneous decay rates as the resonance line, are emitted. Although the intercombination line of He-like ion has lower spontaneous decay rate than the resonance lines, strong recombination makes them have comparable strengths. Electron impact excitation can influence the line ratio of He-like ion lines by affecting the distribution of $1s2l$ ($l = s, p$) levels.

Keywords: plasma, photoionization, atomic processes, spectrum

PACS: 05.70.-a, 32.10.-f, 34.10.+x, 34.80.Dp

DOI: 10.7498/aps.65.110503

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01503), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11573040, 11135012, 11273032).

† Corresponding author. E-mail: wfl@bao.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: gzhao@bao.ac.cn