

Z 箍缩 AI 等离子体发射谱的非局域平衡模拟*

高启^{1)2)†} 吴泽清³⁾ 张传飞¹⁾ 李正宏¹⁾ 徐荣昆¹⁾ 祖小涛²⁾

1) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

2) (电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

3) (中国工程物理研究院应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2010 年 5 月 25 日收到; 2011 年 3 月 6 日收到修改稿)

采用 FAC (flexible atomic code) 程序, 在细致能级层次计算等离子体原子结构参数和等离子体中各种原子物理过程的基础上, 建立了等离子体中各种能级布居的速率方程, 其中考虑了等离子体中各种原子物理过程的影响. 通过求解基于细致能级的速率方程, 计算了 Z 箍缩产生的 AI 等离子体辐射的细致能谱结构, 对实验谱进行了辨认和归类, 并对实验测量谱的成分做了简单分析.

关键词: Z 箍缩, 细致能级, 非局域热动平衡, 速率方程

PACS: 52.25.jm, 52.25.Os, 32.70.-n

1 引言

等离子体 X 光谱学诊断方法是一种被动式诊断手段, 由于其独特的优越性而在高温稠密等离子体诊断方面得到广泛应用^[1]. 由 X 光谱学方法诊断等离子体温度和密度等参数, 精度比较高, 但谱学数据的解释却涉及复杂的理论研究和数值方法问题. 主要有: 其一, 在等离子体环境下单原子结构光谱数据计算, 如能级结构、平均跃迁能量、跃迁振子强度等; 其二, 对辐射光谱线形的研究, 包括谱线形状、谱线在等离子体环境中的展宽和偏移; 其三, 研究等离子体光谱另一个不可避免的问题是等离子体中离化态分布和激发态的布居数分布、这些问题的解决依赖于对各种速率系数的精确计算, 以及对耦合速率方程的精确求解^[2].

目前, 等离子体 X 射线光谱学诊断方法取得的最大进展主要集中在激光等离子体诊断和天体物理方面^[3-6]. 而在 Z 箍缩等离子体诊断方面, 利用 X 光谱学进行诊断的研究内容相对较少, 且多集中于实验方面, 理论研究较少^[7-10].

限制 X 光谱学方法在 Z 箍缩等离子体诊断上

应用的主要困难有以下几个方面:

1) 构造多电子原子的细致原子模型存在困难, 在计算原子过程参数时进行了大量的简化处理, 或者只从整体上利用半经验公式进行计算, 无法进行细致精确的理论计算;

2) 目前常用的局域热动平衡模型 (LTE)、日冕模型 (简化的碰撞辐射模型) 无法适应 Z 箍缩等离子体诊断的需要; 局域平衡模型等离子体中离子的占据数和等离子体内部的原子物理过程无关, 而是满足统计学性质的 Saha-Boltzmann 方程, 而简化的碰撞辐射模型则假设等离子体中的离子绝大多数处于基态; 它们分别适用于低温高密度等离子体 and 高温低密度等离子体, 而 Z 箍缩产生的等离子体温度不太高, 密度不太低, 往往处于非局域热动平衡 (NLTE) 状态, 采用以上两种模型进行模拟会带来较大的偏差, 需要用 NLTE 模型来计算, 而这需要大量的原子结构和过程参数, 给理论计算带来很大困难;

3) 对输运问题考虑的不是很充分, 大多数模型都是假设等离子体为光学薄, 这种假设与 Z-箍缩实验测量的等离子体状态存在较大的差异.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10878008) 和中国工程物理研究院科技发展基金 (批准号: 2009A0102006) 资助的课题.

† E-mail: fbc1980@163.com

本工作在采用 FAC 程序^[11] 计算了等离子体原子结构参数和等离子体中各种原子物理过程的基础上, 在等离子体速率方程中考虑了等离子体中各种原子物理过程的影响, 通过求解基于细致能级的速率方程计算了 Z 箍缩产生的 Al 等离子体辐射的细致能谱结构, 进而对实验谱进行了辨认和归类, 并对实验测量谱的成分做了简单分析.

2 理论模型

除了在极高电子密度与极低电子密度两种情况下可以用局域热动平衡和碰撞辐射平衡近似描述外, 在一般情况下, 确定不同电离度原子分布, 既需要计算各种电离度离子的丰度, 又需要计算所有重要激发态占据数, 这就必须求解包含各种电离与复合、激发与退激发过程的速率方程.

一般速率方程可以表示成如下的形式^[12-14]:

$$\begin{aligned} \frac{dn(N, i)}{dt} = & -n(N, i) \left[\sum_j (A_{ij}^N + B_{ij}^N) \right. \\ & + \sum_j (C_{ij}^{N, N-1} + D_{ij}^{N, N-1} + E_{i*j}^{N, N-1}) \\ & - n(N, i) \sum_j (C_{ij}^{N, N+1} + D_{ij}^{N, N+1} + E_{ij*}^{N, N+1}) \\ & + \sum_j \left[n(N-1, j) (C_{ji}^{N-1, N} + D_{ji}^{N-1, N} + E_{ji*}^{N-1, N}) \right] \\ & + \sum_j n(N, j) (A_{ji}^N + B_{ji}^N) \\ & + \sum_j \left[n(N+1, j) (C_{ji}^{N+1, N} + D_{ji}^{N+1, N} + E_{ji*}^{N+1, N}) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

在速率方程中, $n(N, i)$ 表示核外电子数为 N 的第 i 个能级的布居数; A, B, C, D, E 分别表示碰撞激发与退激发速率、光激发与辐射退激发速率、碰撞电离与三体复合速率、光电离与辐射复合速率、自电离与双电子复合速率.

对于原子的每一个能态 (N, i) , 有一个速率方程 (1) 来描述其占据数随时间的变化规律, 其中涉及的五类跃迁过程的微观原子参数有专门的程序计算.

由于 Z 箍缩等离子体发光持续时间在纳秒量级, 持续时间较长, 为了求解简便, 在求解方程时, 假定等离子体处于稳态, 即满足条件

$$\frac{dn(N, i)}{dt} = 0, \quad (2)$$

该方程组为线性方程组, 联立电荷守恒方程

$$\sum_{i=1}^Z iN_i = N_e, \quad (3)$$

可以求解. 在方程 (3) 中, N_i 为电离度为 i 的离子数密度. 通过求解上述的速率方程组我们可以得到不同电离度离子以及同一电离度不同能级的离子占据数.

等离子体发射谱强度的计算采用的是辐射系数. 从一个束缚态 b 到另一个束缚态 a 的自发辐射系数可以表示为

$$\begin{aligned} j_{ba}(v) = & N_b h\nu \frac{A_{ba}}{4\pi} \left(\frac{v^2}{v_0} \right)^2 \\ & \times b_L(v) (cm^2), h\nu_0 \\ = & E_b - E_a, \quad (4) \end{aligned}$$

其中 N_b 是电子占据 b 束缚态的离子数密度, A_{ba} 表示从一个束缚态 b 到另一个束缚态 a 总的跃迁概率, b_L 为谱线形状因子.

总的谱线发射系数是对所有可能的谱线发射系数求和并考虑诱发辐射效应^[14,15]:

$$j_l^{\text{total}}(v) = \sum_{b,a} j_{ba}(v) (1 + f_v). \quad (5)$$

3 理论模拟结果

在理论模拟时, 根据实验测量谱的初步推断, 本文计算时考虑了 Al 等离子体类 H, 类 He, 类 Li, 类 Be, 类 B 五个不同电离度的离子, 计算中除考虑了基态能级外, 还考虑了各种单激发和双激发能级. 目前考虑的单激发态, 其电子最高激发到主量子数 $n = 5$ 壳层, 对于双激发态, 电子最高激发到 $n = 3$ 壳层. 爱因斯坦系数的计算只考虑了电偶极跃迁, 其他的跃迁由于爱因斯坦系数较小, 暂时不予心考虑. 计算时考虑的等离子体宏观参量为: 电子温度 450 eV, 电子密度为 5.0×10^{20} , 光子场温度为 40 eV, 体积单位为 cm^3 . 计算结果如图 1 所示. 图 2 是在“强光一号”装置第 07331 发次柱面凸镜摄谱仪一阶反射 X 光能谱.

图 1 是计算得到等离子体发射谱, 实线是只考虑 Doppler 展宽时计算得到的等离子体发射谱. 该谱线基本上能正确反映等离子体发射谱的主要特点, 对照该计算谱, 完全可以对实验测量谱进行辨认和归类. 但由于在计算中只考虑了 Doppler 展宽, 而未将其他的展宽以及仪器展宽考虑进去, 谱线的整体形状与实验测量谱存在较大的差别. 点线是假设仪器展宽为 5 eV 并适当地人为调整谱线半高全宽以后的模拟谱, 该谱线形状与实验测量结果基本符合. 这说明我们在等离子体模拟时采用的参数是合理的, 对展宽的简化处理是有效的.

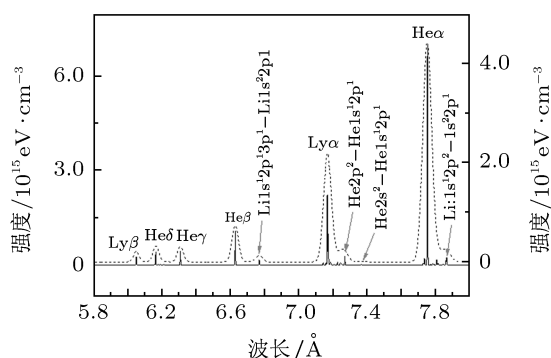


图 1 Al 等离子体发射谱理论计算结果 实线为只考虑 Doppler 展宽时的计算结果, 点线为考虑了仪器展宽并认为调整展宽后的计算结果

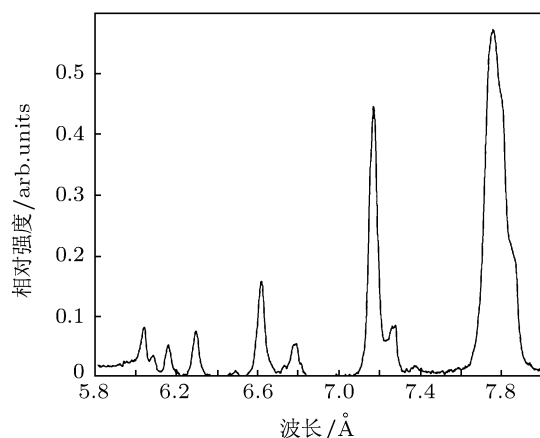


图 2 “强光一号”装置第 07331 发次柱面凸镜摄谱仪一阶反射 X 光能谱

根据理论计算, 实验测量到的峰值位于 0.775 nm 的谱线主要是由 He α 及其伴线组成; 峰值位于 0.736 nm 的不太明显的小峰主要由 Ly α 的伴线, Al 类 He 离子的组态 $2s^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 的谱线构成; 峰值位于 0.717 nm 的谱线主要是由 Ly α 及其伴线组成, 其长波一侧峰值约 0.727 nm 小峰主要成分是类 He 离子的组态 $2p^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 跃迁

谱线; 峰值位于 0.663 nm 的谱线主要是由 He β 及其伴线组成, 其长波一侧峰值约为 0.677 nm 的小峰主要由类 Li 的组态 $1s^1 2p^1 3p^1$ 到组态 $2p^1$ 的谱线构成. 实验测量到的峰值为 0.631, 0.616 和 0.604 nm 的谱线分别对应于 He γ , He δ , Ly β 线.

实验测量谱上还有几条不太明显的谱线, 其应该是 He γ , He δ 以及类 H 离子共振线的伴线. 由于计算条件的限制, 在计算的时候, 双激发态的最高电子占据数只考虑到 $n = 3$, 因此理论计算谱上没有出现, 这在以后进一步的计算中应加以改进.

根据理论模拟谱与实验测量谱的比对, 对实验测量谱线的辨认和归类结果已标注在图 1 之中.

4 发射谱的构成分析

图 1 是理论模拟结果, 与实验结果相比, 当计算的等离子体发射谱展宽扩展到合适的程度时, 理论计算的谱线形状与实验结果比较接近. 计算结果显示, 实验测到的谱线不是很单纯的某一种谱线, 而是许多谱线叠加以后的结果, 如图 3 所示. 其中实线表示理论计算考虑展宽以后的等离子体发射谱, 五角星符号表示理论计算得到的线谱辐射强度. 为了便于对实验测量谱做进一步的分析, 计算结果中比较强的一些谱线已经列在附录 1 之中.

He α 线包络内, 实验谱测到的 He α 线除了 He 的 $(1s^1 2p^1)^1 P_1$ 能级到 $1s^2$ 的两条跃迁线之外, 附近存在的较强的谱线主要是 He α 的伴线, 其中几条较强的跃迁谱线分别是组态 $1s^1 2p^2$ 到组态 $1s^2 2p^1$ 的 6 条谱线、组态 $1s^1 2p^1 3p^1$ 到组态 $1s^2 3p^1$ 的 7 条谱线, 组态 $1s^1 2p^1 3d^1$ 到组态 $1s^2 3d^1$ 的 4 条谱线, 共 15 条谱线. 组态 $1s^1 2p^2$ 到组态 $1s^2 2p^1$ 的分布在 He α 线的长波一侧, 是 He α 右侧峰值波长为 0.786 nm 左右的包络和波长位于 0.781 nm 左右包络的主要组成部分; 组态 $1s^1 2p^1 3d^1$ 到组态 $1s^2 3d^1$ 的谱线分布在 He α 线的短波一侧; 组态 $1s^1 2p^1 3p^1$ 到组态 $1s^2 3p^1$ 的跃迁谱线两侧都有, 比较强的几条和 He α 混在一起. 经计算, 构成实验测量谱 He α 线长波一侧第二个包络的主要谱线, 其谱线强度约占 He α 线包络的 4.8% 左右; He α 线不能分开的谱线包括组态 $1s^1 2p^1 3p^1$ 的各能级到组态 $1s^2 3p^1$ 跃迁波长在 0.779—0.775 nm 之间的跃迁谱线 5 条以及其他组态的跃迁线. 单纯的 He α 线只占包络面积的 83.8%, 其他的成分是各种类型的

伴线.

$\text{Ly } \alpha$ 线包络的成分同样非常复杂, $\text{Ly } \alpha$ 线的跃迁波长分别为 0.7171 和 0.7166 nm, 除了这两条谱线之外, 附近还存在大量的伴线, 比较强的几条谱线主要是类 He 离子的组态 $2s^2, 2p^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 三条谱线, 组态 $2s^1 2p^1$ 到组态 $1s^1 2s^1$ 的四条谱线, 组态 $2p^1 3d^1$ 到组态 $1s^1 3d^1$ 五条谱线, 组态 $2s^1 3p^1$ 到组态 $1s^1 3s^1$ 五条谱线, 组态 $2p^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 的一条谱线, $2p^1 3d^1$ 到组态 $1s^1 3p^1$ 的三条谱线, 组态 $2p^1 3s^1$ 到组态 $1s^1 3s^1$ 的一条谱线. 其中 He 的组态 $2s^2, 2p^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 三条谱线, 组态 $2s^1 2p^1$ 到组态 $1s^1 2s^1$ 的四条谱线位于 $\text{Ly } \alpha$ 线包络的长波一侧, 组态 $2p^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 的一条谱线位于 $\text{Ly } \alpha$ 线短波一侧; 组态 $2p^1 3d^1$ 到组态 $1s^1 3d^1$ 五条谱线, 组态 $2s^1 3p^1$ 到组态 $1s^1 3s^1$ 五条谱线, $2p^1 3d^1$ 到组态 $1s^1 3p^1$ 的三条谱线两侧都有. 部分跃迁线和 $\text{Ly } \alpha$ 线非常接近. 实验上在 $\text{Ly } \alpha$ 线包络长波一侧发现两个比较明显的包络, 其中第一个包络和 $\text{Ly } \alpha$ 线混合在一起, 这个包络主要是由跃迁波长在 0.720 nm 到 0.732 nm 之间的跃迁线组成, 主要成分包括类 He 离子的组态 $2p^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 三条谱线, 组态 $2s^1 2p^1$ 到组态 $1s^1 2s^1$ 的四条谱线, 峰值波长在 0.726 nm 左右, 约占整个 $\text{Ly } \alpha$ 的 12.5%. $\text{Ly } \alpha$ 线包络的主包络主要由跃迁波长在 0.714—0.722 nm 的跃迁组成. 通过计算整个 $\text{Ly } \alpha$ 线包络中 $\text{Ly } \alpha$ 线的比例约为 80.0%.

在 $\text{Ly } \alpha$ 线长波一侧 0.736 nm 左右也发现了一个包络, 其跃迁是类 He 离子组态 $2s^2$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 的谱线构成, 这一部分对 $\text{Ly } \alpha$ 线成分的辨认没有影响.

实验上测量到 He β , He γ , He δ , Ly β 这四条线的成分比较单纯, He β 线与其伴线类 Li 离子的双激发组态 $1s^1 2p^1 3p^1$ 到组态 $2p^1$ 的三条谱线构成两个独立的包络, 其跃迁波长峰值分别为 0.676 nm 和 0.672 nm. He δ 线附近比较强的线分别是类 He 离子组态 $2p^1 3p^1$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 的一条跃迁线以及组态 $2s^1 3p^1$ 到组态 $1s^1 2s^1$ 的跃迁线, 这两条线应该是 Ly β 的伴线. 其中组态 $2p^1 3p^1$ 到组态 $1s^1 2p^1$ 的一条跃迁线, 其峰值波长为 0.620 nm, 在实验谱上勉强可见, 理论模拟谱上不是很明显. He δ 线的纯度可以达到 96%. He γ , Ly β 线附近没有较强的伴线.

实验测量谱上还有几条不太明显的谱线, 其应该是 He γ , He δ 以及类 H 离子共振线的伴线. 由于计算条件的限制, 在计算的时候, 双激发态的最高电子占据数只考虑到 $n = 3$, 因此理论计算谱上没有出现, 这在以后进一步的计算中应加以改进.

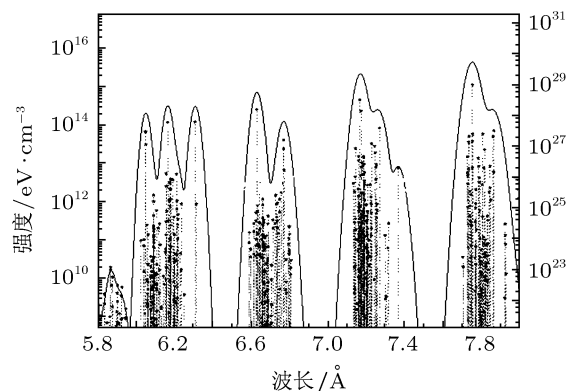


图3 Al 等离子体展宽谱与线谱对比 其中五角星点线为理论计算的线谱强度, 实线为加宽以后的理论计算谱

5 结论

在细致能级层次计算了等离子体原子结构参数和等离子体中各种原子物理过程的基础上, 在等离子体速率方程中考虑了等离子体中各种原子物理过程的影响, 通过求解基于细致能级的速率方程计算了 Z 箍缩产生的 Al 等离子体辐射的细致能谱结构, 对实验谱进行了辨认和归类, 并对实验测量谱的成分做了简单的分析.

本研究表明, 本文理论计算结果和实验测量结果相似, 理论计算结果能正确反映等离子体发射谱的主要特点, 对照该计算谱, 完全可以对实验测量谱进行辨认和归类, 并对实验测量谱的主要组成部分做进一步的分析, 为以后进行等离子体 X 光谱学诊断打下坚实的基础. 但是理论计算得到的相对强度与实验测量结果还有差距, 有待进一步分析. 此外, 在计算时, 由于对双激发态能级考虑不足, 导致部分较弱的峰在计算结果中并未出现. 这也提示我们对细致的原子模型的建立要充分考虑实验测量结果, 将计算结果与实验结果反复比对, 才能得到更加真实可靠的结果. 在下一步的工作中, 我们将对实验测得的各谱线的相对强度进行仔细分析, 并考虑吸收效应对线强比的影响.

附录1 部分跃迁线强度

核外电子数	初态	$2J$	末态	$2J$	跃迁波长/ $\text{\AA}$	跃迁强度/ $\text{s}\cdot\text{cm}^{-3}$
3	$1s^1 2p^2$	5	$1s^2 2p^1$	3	7.86408	3.32953×10^{27}
3		3		3	7.8632	1.51131×10^{26}
3		3		1	7.85946	2.10338×10^{27}
3		3		3	7.84378	2.2938×10^{26}
3		1		3	7.81504	7.8876×10^{26}
3		1		1	7.81135	2.06898×10^{26}
2	$1s^1 2p^1$	2	$1s^2$	0	7.80604	2.55233×10^{27}
2		2		0	7.7517	1.00745×10^{29}
3	$1s^1 2p^1 3p^1$	3	$1s^2 3p^1$	1	7.78468	2.28447×10^{26}
3		5		3	7.78183	4.17863×10^{26}
3		5		3	7.75378	2.56835×10^{27}
3		3		3	7.75272	2.03697×10^{26}
3		3		1	7.75171	1.47122×10^{27}
3		1		3	7.727	4.66376×10^{26}
3		1		1	7.72598	1.45883×10^{26}
3	$1s^1 2p^1 3d^1$	7	$1s^2 3d^1$	5	7.7347	2.13623×10^{27}
3		5		5	7.73328	1.92087×10^{26}
3		5		3	7.73291	1.40124×10^{27}
3		3		5	7.72797	1.12182×10^{26}
2	$2s^2$	0	$1s^1 2p^1$	1	7.36469	2.00826×10^{26}
2	$2p^2$	4	$1s^1 2p^1$	2	7.26854	3.98619×10^{27}
2		4		4	7.25201	2.57887×10^{26}
2	$2s^1 2p^1$	0	$1s^1 2s^1$	2	7.24755	2.11753×10^{26}
2		2		2	7.24597	6.33084×10^{26}
2		4		2	7.24243	1.02573×10^{27}
2		2		0	7.22563	1.22914×10^{27}
2	$2p^1 3d^1$	4	$1s^1 3d^1$	2	7.18928	1.47042×10^{26}
2		6		4	7.18708	2.65454×10^{26}
2		6		4	7.14195	8.66654×10^{26}
2		6		4	7.14118	1.0234×10^{26}
2		2		2	7.18435	4.71018×10^{26}
2	$2s^1 3p^1$	2	$1s^1 3s^1$	2	7.18492	1.23617×10^{26}
2		4		2	7.1849	4.39493×10^{26}
2		4		4	7.17363	1.12448×10^{26}
2		4		2	7.17287	2.21512×10^{26}
2		4		4	7.17143	2.14244×10^{26}
2	$2p^2$	0	$1s^1 2p^1$	2	7.18268	2.35601×10^{26}
2	$2p^1 3d^1$	6	$1s^1 3p^1$	4	7.17352	1.15465×10^{26}
2		4		4	7.17516	2.93274×10^{26}
2		2		2	7.15873	4.78166×10^{26}
1	$2p^1$	1	$1s^1$	1	7.17136	1.41167×10^{28}
1		3		1	7.16596	3.29512×10^{28}
2	$2p^1 3s^1$	2	$1s^1 3s^1$	0	7.15885	3.49328×10^{26}

附录1 部分跃迁线强度 (续)

核外电子数	初态	$2J$	末态	$2J$	跃迁波长/ $\text{\AA}$	跃迁强度/ $\text{s}\cdot\text{cm}^{-3}$
3	$1s^1 2p^1 3p^1$	3	$1s^1 2p^1$	3	6.77064	1.69779×10^{26}
3		3		1	6.76787	8.51998×10^{26}
3		3		3	6.7677	1.63846×10^{27}
2	$1s^1 3p^1$	2	$1s^2$	0	6.62776	1.57879×10^{28}
2	$1s^1 4p^1$	2	$1s^2$	0	6.30639	6.4074×10^{27}
2	$2p^1 3p^1$	2	$1s^1 2p^1$	2	6.20896	1.24886×10^{26}
2	$1s^1 5p^1$	2	$1s^2$	0	6.1627	6.10561×10^{27}
2	$2s^1 3p^1$	4	$1s^1 2s^1$	2	6.15552	1.36312×10^{26}
1	$3p^1$	1	$1s^1$	1	6.0495	1.17654×10^{27}
1		3		1	6.04836	3.04652×10^{27}

- [1] Keane C J, Lee R W, Hammel B A, Osterheld A L, Suter L J, Calisti A, Khelifaoui F, Stamm R, Talin B 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 2780
- [2] Shlyaptseva A S, Hansen S B, Kantsyrev V L, Bauer B S, Fedin D A, Ouart N, Kazantsev S A, Petrashen A G, Safronova U I 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 1241
- [3] Li J, Yang G H, Zhang B H, Zhang J Y, Zhou Y Q 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2389 (in Chinese) [李军, 杨国洪, 张保汉, 张继彦, 周裕清 2000 物理学报 **49** 2389]
- [4] Cheng L X, Xie F J, Yang G H, Yang X D, Zhang H, Zhang J Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3098 (in Chinese) [程新路, 谢方军, 杨国洪, 杨向东, 张红, 张继彦 2003 物理学报 **52** 3098]
- [5] Duan B, Wu Z Q, Yan J, Li Y M, Wang J G 2007 *J. At. Mol. Sci.* **24** 1 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 颜君, 李月明, 王建国 2007 原子与分子物理学报 **24** 1]
- [6] Ding Y N, Meng G W, Wang Y, Xu Y, Yan J, Yang G H, Yang J M, Zang J Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 985 (in Chinese) [丁耀南, 孟广为, 汪艳, 许琰, 颜君, 杨国洪, 杨家敏, 张继彦 2008 物理学报 **57** 985]
- [7] Ye F, Guo C, Li Z H, Yang J L, Xu R K, Qin Y, Xue F B 2008 *High Power Laser Part. Beams* **20** 383 (in Chinese) [叶凡, 郭存, 李正宏, 杨建伦, 徐荣昆, 秦义, 薛飞彪 2008 强激光与粒子束 **20** 383]
- [8] Duan Y Y, Guo Y H, Kuai B, Qiu A C 2007 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **27** 189 (in Chinese) [段耀勇, 郭永辉, 蒯斌, 邱爱慈 2007 核聚变与等离子体物理 **27** 189]
- [9] Ding N, Zhang Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2333 (in Chinese) [丁宁, 张扬 2006 物理学报 **55** 2333]
- [10] Ding N, Liu Q, Ning C, Yang Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3488 (in Chinese) [丁宁, 刘全, 宁成, 杨震华 2006 物理学报 **55** 3488]
- [11] Gu M F 2003 *Astro Phys. J.* **582** 1241
- [12] Fang Q Y, Yan J 2006 *The Theory of Atomic Structure, Collisions and Spectra* (Beijing: National Defence Industry Press) pp 402–422 (in Chinese) [方泉玉, 颜君 2006 原子结构、碰撞与光谱理论 (北京: 国防工业出版社) 第 402–422 页]
- [13] Sun J W 2008 *Introduction to The Physics of Highly Charged Ions* (Beijing: National Defence Industry Press) pp 283–328 (in Chinese) [孙景文 2008 高荷电离子物理学导论 (北京: 国防工业出版社) 第 283–328 页]
- [14] Peng H M 2008 *Radiation Transport and Radiation Hydrodynamics in Plasma* (Beijing: National Defence Industry Press) pp 186–197 (in Chinese) [彭惠民 2008 等离子体中的辐射输运和辐射流体力学 (北京: 国防工业出版社) 第 186–197 页]
- [15] Li S C 1980 *High Temperature Radiation Physics and the Quantum Theory of Radiation* (Beijing: National Defence Industry Press) pp 65–73 (in Chinese) [李世昌 1980 高温辐射物理和量子辐射理论 (北京: 国防工业出版社) 第 65–73 页]

The nonlocal thermal equilibrium simulation of Z-pinch Al plasma radiation*

Gao Qi^{1)2)†} Wu Ze-Qing³⁾ Zhang Chuan-Fei¹⁾ Li Zheng-Hong¹⁾
Xu Rong-Kun¹⁾ Zu Xiao-Tao²⁾

1) (*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Mianyang 621900, China*)

2) (*University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

3) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

(Received 25 May 2010; revised manuscript received 6 March 2011)

Abstract

In this article, the atomic structure and processes for Al are calculated in details by using the flexible atomic code. With these atomic parameters, the rate equations are established and resolved in order to obtain the level populations. The X ray radiation from Z-pinch Al plasma is then calculated. The experimental spectra are identified in details according to our theoretical results.

Keywords: Z-pinch, detailed energy level, non local thermal equilibrium rate-equation

PACS: 52.25.jm, 52.25.Os, 32.70.-n

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10878008), and the Science and Technology Foundation of Chinese Academy of Engineering Physics, China (2009A0102006).

† E-mail: fbc1980@163.com