论文

考虑吸收效应后对 Z-pinch 产生 Al 等离子体发射谱的非局域热动平衡模拟

高启^{①②*}, 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 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088

*联系人, E-mail: fbc1980@163.com

收稿日期: 2010-08-06; 接受日期: 2011-07-27; 网络出版日期: 2012-03-19

中国工程物理研究院科技发展基金(编号: 2009A0102006)和国家自然科学基金(标准号: 10878008)资助项目.

摘要 本工作在采用细致能级模型计算等离子体布居数的基础上, 细致地计算了等离子体的发射系数和吸收系数, 采用简化的 NLTE(非局域热动平衡)一维定态辐射输运近似计算了考虑吸收效应以后 Z-pinch 产生的 Al 等离子体的细致能谱并作了分析, 结合考虑吸收与不考虑吸收时等离子体发射谱结构的改变, 初步分析了等离子体不透明度对等离子体 X 光谱的影响. 计算结果表明, 不透明度效应对等离子体的光谱改造非常明显, 等离子体不透明度对共振线有明显的影响, 而对伴线的影响较小. 我们的计算结果还表明, Z-pinch 等离子体 K 线的有效吸收半径约为 100–200 μm .

关键词 NLTE, 细致能级, Z-pinch, 不透明度

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

doi: 10.1360/132010-784

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极大的应用^[1–5]. 由 X 光谱学方法诊断等离子体温度和密度等参数, 精度是比较高的, 但谱学数据的解释却涉及到复杂的理论研究和数值方法问题(因为一方面要建立细致的原子模型, 另一方面磁流体力学模型、原子模型和辐射输运模型联合求解在数值上难度大)^[6–8].

目前, 等离子体 X 射线光谱学诊断方法取得最

大进展主要集中在激光等离子体诊断和天体物理方面, 建立了相应的日冕模型和局域热动平衡模型^[9–11]. 然而, 将这种方法推广到 Z-pinch 等离子体诊断方面, 碰到了非常大的困难^[12–16]. 造成这一现象的主要原因有以下几个方面:

(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.

引用格式: 高启, 吴泽清, 张传飞, 等. 考虑吸收效应后对 Z-pinch 产生 Al 等离子体发射谱的非局域热动平衡模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 385–391
Gao Q, Wu Z Q, Zhang C F, et al. NLTE simulation of spectrum for Z-pinch Al plasma with the effects of opacity (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 385–391, doi: 10.1360/132010-784

(2) 目前常用的局域热动平衡模型, 日冕模型(简化的碰撞辐射模型)无法适应 Z-pinch 等离子体诊断的需要. 局域热动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萨哈-玻尔兹曼方程, 而简化的碰撞辐射模型则假设等离子体中的离子都处于基态, 对占据动力学方程采用了组态近似并作了大量的简化处理. 它们分别对应于低温高密度等离子体和高温低密度等离子体, 而对于 Z-pinch 产生的温度不太高, 密度不太低, 处于非局域热动平衡状态下的等离子体处理偏差非常大.

(3) 大多数模型都是基于局域热动平衡模型下的光学薄假设, 在传输过程中不考虑辐射与等离子体相互作用. 这种假设与 Z-pinch 实验测量结果存在较大的差异. 在局域热动平衡条件下, 辐射输运方程很容易求解, 而当等离子体处于非局域热动平衡状态时, 方程中辐射系数 j_ν 和吸收系数 u_ν 计算的复杂程度甚至要远远大于方程求解本身. 此时等离子体布居已经不再遵从统计学分布, 而需要通过求解细致的速率方程来得到, 二者耦合在一起, 造成等离子体辐射输运方程的数值求解非常困难, 这也极大地限制了 X 光谱学方法在 Z-pinch 等离子体诊断方面的应用.

我们在前一篇文章中^[17], 在采用细致能级模型计算等离子体布居数的基础上, 细致的计算了等离子体的发射系数, 对实验光谱进行了谱线识别和初步分析, 但没有考虑谱线吸收的影响. 本文在前一篇文章工作的基础上, 进一步计算了等离子体的吸收系数(不透明度). 计算等离子体不透明度的工作很多, 但大多是针对处于局域热动平衡状态的等离子体进行计算, 而本文是对处于非局域热动平衡状态的等离子体进行计算. 另外, 由于我们只对实验测到的光谱段感兴趣, 计算中需要考虑的离化度和能级数目因而相对较少, 所以我们采用了精度更高的细致能级层次的原子结构和原子过程参数, 这在非局域热动平衡计算中用得很少. 有了发射和吸收系数, 我们采用简化的一维定态辐射输运近似计算了考虑吸收效应以后 Z-pinch 产生的 Al 等离子体辐射的细致能谱并作了简单分析, 结合考虑吸收与不考虑吸收时等离子体发射谱结构的改变, 简要分析了不透明度对等离子体 X 光谱的影响.

1 理论模型

1.1 速率方程

基于细致能级模型的速率方程可以表示成如下的形式^[17-21]:

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

在速率方程之中, $n(N, i)$ 表示核外电子数为 N 的第 i 个能级的布居数密度, 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、光电离与辐射符合速率、自电离与双电子复合速率. 在稳态近似下, 上述方程组为线性方程组, 联立电荷守恒方程可以求解. 有关速率系数和等离子体发射系数的计算, 可以参见作者的相关工作^[21].

1.2 等离子体吸收系数的计算

知道了等离子体中各种能级的布居, 就可以计算等离子体的发射和吸收系数, 这里只给出吸收系数的计算. 在等离子体中, 与光子吸收有关的原子物理过程主要包括谱线受激跃迁引起的线吸收和光电离以及逆韧致复合引起的连续吸收以及等离子体的散射引起的吸收等等. 在温度不太高的情况下, 等离子体的散射吸收系数为一常数. 对于谱线吸收、光电离以及逆韧致吸收引起的吸收, 可以分别表示如下:

(1) 等离子体束缚-束缚吸收系数:

$$u_i^{\text{total}}(\nu) = \sum_{b,a} \frac{N_a W_{ab}}{8\pi} \left(\frac{c}{\nu_0} \right)^2 b_L(\nu) (1 + f_\nu), \quad (2)$$

其中, N_a 是 a 能级的粒子数密度, W_{ab} 为爱因斯坦系数, b_L 为谱线形状因子, f_ν 为光子分布函数.

(2) 等离子体由光电离引起的吸收系数^[20,21]:

$$u_{bf}(\nu) = \sum_{I_n \leq h\nu} N_n \cdot \sigma_{bf,n}(\nu), \quad (3)$$

$\sigma_{bf,n}$ 为光电离截面.

(3) 等离子体中由逆韧致吸收引起的吸收系数:

$$u_{ff}^{\text{tol}} = \sum_i N_i N_e \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e kT} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{chm_e v^3} \bar{g}_{ff}, \quad (4)$$

其中, $\bar{g}_{ff}$ 为 Gaunt 因子, 在经典近似的条件下, Gaunt 因子约等于 1. 总的吸收系数可以表示为

$$u_v = u_{bb}(v) + u_{bf}(v) + u_{ff}(v) + u_{sca}(v).$$

1.3 吸收效应的初步考虑

要考虑吸收效应, 需要计算谱线在介质中的输运过程, 其计算过程比较复杂. 为简单起见, 作为第一步, 考虑到 Z-Pinch 铝等离子体为柱状分布, 辐射沿径向输运过程可以用一维定态辐射输运近似来描述, 在这种近似下, (在介质中的在一维近似下) 其 X 方向的谱辐射强度形式解可以表示成:

$$I_v = \int_0^x j_v e^{-\int_x^x u'_v dx'} dx' + I_{v0} e^{-\int_{x_0}^x u'_v dx'}, \quad (5)$$

其中第一项表等离子体在 x' ($0 \leq x' \leq x$) 处的辐射经过一段距离后到达 x 处的强度之和, 第二项表示外光源传输一段距离后到达 x 处的强度, 其中 u'_v 是有效吸收系数, 诱发辐射效应已经以负吸收的形式考虑进去了. 有效吸收系数 u'_v 是吸收系数减去自发辐射效应的影响, 相当于净吸收, 见公式(6):

$$\mu'(v) = \mu(v) - j(v) \frac{c^2}{2h\nu^3}. \quad (6)$$

2 计算结果及分析

本论文采用一维定态辐射输运近似, 假定等离子体为一个一维平板且密度均匀, 在整个传输过程中等离子体电子温度, 密度, 光子场分布等宏观参量保持不变. 根据实验测量谱的初步推断, 本论文计算时考虑了 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, 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 $n=5$, 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, 其他的跃迁暂时不予以考虑. “强光一号”装置第 07331 发次柱面凸晶摄谱仪测量得到的等离子体径向一阶反射 X 光谱如图 1 所示, 计算结果如图 2-5.

图 1 “强光一号”装置第 07331 发次柱面凸晶摄谱仪一阶反射 X 光能谱

Figure 1 Experimental result on “QiangGuang-1” facility.

图 2 考虑吸收后, 不同半径等离子体 X 光发射谱

Figure 2 Spectrums after absorption in different thickness.

图 3 不同温度等离子体 X 光发射谱

Figure 3 Spectrums after absorption at different temperature.

图 4 Al 等离子体吸收谱与吸收系数, 点线为不考虑等离子体自身辐射等离子体发射谱, 实线为等离子体吸收系数
Figure 4 The absorption spectrum and absorption coefficients of Al plasma.

图 5 考虑与不考虑吸收效应等离子体辐射谱的比较, 黑点线为不考虑吸收时辐射光谱; 红实线为有效吸收半径 100 μm 时辐射光谱; 蓝色实线为实验结果
Figure 5 Comparison of plasma spectrum without and with absorption.

文献[22]报道了与“强光一号”装置第 07331 发次柱面凸晶摄谱仪一阶反射 X 光能谱非常近似的测量结

表 1 部分跃迁强度比随等离子体半径变化
Table 1 Transfer ratios with different plasma radius

跃迁强度比	有效吸收半径				
	0.01 μm	1 μm	10 μm	100 μm	1000 μm
Lyα/Heα	0.221	0.243	0.415	0.959	1.023
Lyβ/Heβ	0.131	0.133	0.136	0.153	0.331
Li(1s¹2p²-1s²2p¹)/Heα	0.108	0.120	0.303	1.478	11.139
Li(1s¹2p¹3p¹-1s²2p¹)/Heβ	0.206	0.211	0.254	0.755	4.569
Li(1s¹2p¹3p¹-1s²2p¹)/Li(1s¹2p²-1s²2p¹)	0.309	0.309	0.310	0.314	0.316

果, 并初步诊断等离子体的电子温度约 400 eV、电子密度约 $5.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 其电子温度, 电子密度与“强光一号”装置产生 Al 等电子温度, 电子密度比较接近. 在初步计算时, 以文献[22]报道的结果作为参考.

在考虑吸收效应以后, 要计算等离子体的发射谱, 首先要确定的等离子体宏观参数是等离子体 K 壳层线谱发射区域的大小, 这是因为在等离子体为光学厚的情况下, 等离子体 K 壳层线谱发射区域的尺寸对等离子体发射谱有很大的影响. 根据在“强光一号”装置上的测量结果, Z-pinch 产生的等离子体直径在滞止状态大约为 2 mm 左右, K 壳层类 H, 类 He 的线辐射主要集中在这一时刻. 然而, 在 Z-pinch 产生的高温稠密等离子体中, 电子温度梯度和电子密度梯度非常大, 以至于大体上可以将等离子体区域分成沿径向中心部分具有极高温度和密度的“core”层和外部温度密度较低的“shell”层两部分, 且“core”层等离子体的尺寸远小于“shell”层等离子体. Al 等离子体 K 壳层类 H, 类 He 的线辐射主要集中在“core”层等离子体区域.

表 1 是等离子体电子温度为 400 eV, 密度 $5.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 时部分跃迁强度比随等离子体半径变化计算结果, 计算时等离子体半径从 0.01 μm–1 mm. 由表 1 可以看出, 吸收效应对等离子体辐射谱的改造非常严重; 等离子体对 Heα, Heβ, Lyα 等共振线的吸收非常明显, 随着等离子体半径的增加, Lyα/Heα, Lyβ/Heβ, 以及 Heα 与其伴线、Heβ 与其伴线的跃迁强度比变化显著. 相对于共振线的严重吸收, 等离子体对于伴线的吸收则非常弱, 改变等离子体尺寸几乎对 Heα 伴线与 Heβ 伴线比值的影响非常小.

图 2 是在电子温度为 400 eV, 密度 $5.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 计算得到的等离子体发射谱, 在计算时, 等离子体 K 壳层发射区域的半径分别为 100–400 μm. 随着等离子

体半径的增加, 由于等离子体不透明度的影响, 发射谱中伴线成分持续增强, 等离子体发射谱的形状明显发生改变; 在 $100\ \mu\text{m}$ 时, 对 $\text{Ly}\beta$, $\text{He}\beta$ 包络的波长范围 $0.599\text{--}0.612\ \text{nm}$, $0.654\text{--}0.672\ \text{nm}$ 进行积分, 得到 $\text{Ly}\beta/\text{He}\beta$ 为 0.150, 对 $\text{Ly}\alpha$ 及其伴线、 $\text{He}\alpha$ 及其伴线包络的波长范围 $0.709\text{--}0.732\ \text{nm}$, $0.765\text{--}0.792\ \text{nm}$ 进行积分, 得到 $(\text{Ly}\alpha+\text{伴线})/(\text{He}\alpha+\text{伴线})$ 的比值为 0.343, 实验测量结果 $\text{Ly}\beta/\text{He}\beta$ 为 0.13, $(\text{Ly}\alpha+\text{伴线})/(\text{He}\alpha+\text{伴线})$ 为 0.376, 在此状态下理论结算结果与实验结果比较接近, 谱线整体形状也最接近; $200\ \mu\text{m}$ 时 $\text{Ly}\beta/\text{He}\beta$ 增加到 0.171, 发射谱中伴线成分增强, $\text{He}\alpha$ 包络形状与实验测量谱 $\text{He}\alpha$ 包络形状偏差加剧. 在等离子体半径增加到 $300\text{--}400\ \mu\text{m}$ 时, 发射谱的形状发生畸变, 与实验结果存在较大差异. 通过与“强光一号”装置第 07331 发次柱面凸晶摄谱仪一阶反射 X 光能谱的测量结果对比(主要观察共振线与伴线相对强度以及各谱线相对强度比), 发现对 K 壳层线辐射而言, 等离子体的有效吸收半径远远小于等离子体总的半径, 最大值只有百微米($100\text{--}200\ \mu\text{m}$)左右, 这也从另一个方面说明, 产生 K 壳层线辐射的等离子体半径在百微米量级, 远小于等离子体总的半径.

图 3 是假定等离子体电子密度为 $5.0\times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$, 有效吸收半径为 $100\ \mu\text{m}$, 电子温度分别为 $300\text{--}450\ \text{eV}$ 时计算得到的等离子体的发射谱. 在电子温度为 $300\ \text{eV}$ 时, 等离子体中占绝大部分的是类 He 离子, 约占总离子数的 89%, 其次是少量的类 H 离子, 约占离子总数的 10% 左右, 同时包含少量的类 Li 离子. 此时, K 壳层的辐射主要以类 He 离子的共振线和伴线为主, 有少量的类 H 共振线, 随着电子温度的升高, 等离子体平均电离度上升, 类 H 离子逐渐增多, 相对类 He 和类 Li 离子逐渐较少, K 壳层的辐射类 H 共振线逐渐增强, He 粒子共振线的相对强度持续减弱(相对类氢共振线). 在电子温度达到 $450\ \text{eV}$ 时, 上述三种离子占离子总数的比例分别为 50.7%, 46.4% 和 0.2% 左右. 在计算中发现, 在电子温度为 $400\ \text{eV}$ 左右时, 等离子体的发射谱已基本能够反应“强光一号”装置第 07331 发次柱面凸晶摄谱仪一阶反射 X 光能谱的测量结果.

图 4 是在等离子体状态参数为电子温度 $400\ \text{eV}$ 、电子密度为 $5.0\times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$, 有效吸收半径为 $100\ \mu\text{m}$ 时计算结果. 图 4 中点线为假定外光源辐射场的强度

为 1, 传输过程中不考虑等离子体自身辐射时计算得到的等离子体吸收谱; 实线是等离子体的总的吸收系数. 图 5 是考虑与不考虑吸收时等离子体发射谱的比较, 计算时, 等离子体状态参数为电子温度 $400\ \text{eV}$, 电子密度为 $5.0\times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$, 等离子体的有效吸收半径为 10^{-6} 和 $100\ \mu\text{m}$. 其中黑点线为有效吸收半径为 $10^{-6}\ \mu\text{m}$, 此时等离子体对辐射几乎透明, 可以认为等离子体对发射谱没有吸收; 红色实线是有效吸收半径为 $100\ \mu\text{m}$ 时发射谱, 等离子体对发射谱的吸收比较明显. 为了便于对比, 在图 5 中还画出“强光一号”装置第 07331 发次柱面凸晶摄谱仪测量得到的实验结果, 如蓝色实线所示. 结合图 1 和 5 可见, 初步考虑吸收效应以后, 计算得到的谱线与实验谱更加接近, 理论模拟结果更加合理准确. 结合图 4 和 5 可以发现, 等离子体对共振线有非常明显的吸收, 特别是 α 线; 相对于共振线的明显吸收, 伴线的吸收则非常小, 几乎可以忽略不计.

从以上的分析可以看出, 在 Z-pinch 产生的等离子体中, 吸收效应对等离子体辐射谱的改造非常严重, 使用共振线诊断等离子体状态, 必须对不透明度的影响作修正. 同时, 理论计算也表明, 类 H, 类 He 离子的伴线为光学薄辐射, 其可以作为等离子体诊断的有效工具.

3 总结

本工作在采用细致能级模型计算等离子体布居数的基础上, 细致的计算了等离子体的辐射参数 j_ν 和 κ_ν , 采用简化的 NLTE 一维输运模型计算了考虑吸收效应以后 Z-pinch 产生的 Al 等离子体辐射的细致能谱并作了简单分析, 结合考虑吸收与不考虑吸收时等离子体发射谱结构的改变, 简要分析了等离子体不透明度对等离子体 X 光谱的影响. 结果显示等离子体 K 壳层线辐射区域在百微米量级, 在这一区域, 吸收效应对等离子体辐射谱的改造非常严重, 等离子体 K 壳层共振线为光学厚辐射, 使用 K 壳层共振线诊断等离子体状态, 必须对不透明度的影响作修正; 类 H, 类 He 离子的伴线为光学薄辐射, 其可以作为等离子体诊断的有效工具. 由于本文在处理输运问题时, 没有求解输运方程或者简化的输运方程, 而是采用“切片”的方法将等离子体分为若干个区域进行积分, 在整个积分过程中没有考虑辐射

与等离子体相互耦合, 这种处理过于简单. 在今后的工作中, 如果将等离子体与辐射场相互耦合考虑进

去并通过求解输运方程来确定等离子体吸收效应对辐射光谱的影响, 将会取得更好的结果.

参考文献

- 1 Huaer A, Cowan R D, Yaakobi B, et al. Absorption-spectroscopy diagnosis of pusher conditions in laser-driven implosions. *Phys Rev A*, 1986, 34: 411–420
- 2 Hammel B A, Bell P, Keane C J, et al. High-Z X-ray spectroscopy of laser-imploded capsules. *Rev Sci Instrum*, 1990, 61: 2774–2776
- 3 Keane C J, Lee R W, Hammel B A, et al. Line broadening of Ne-like xenon as a diagnostic for high-density implosion experiments. *Rev Sci Instrum*, 1990 61: 2780–2782
- 4 Kauffman R L. *Handbook of Plasma Physics*. Rubenchik A M, Witkowski S, eds. Amsterdam: Elsevier, 1991
- 5 Goldstein W H, Walling R, Bailey J, et al. Independent determinations of temperature and ionization balance in a laser-produced plasma by use of L-Shell X-Ray spectra. *Phys Rev Lett*, 1980, 58: 2300–2303
- 6 Young B K, Setwart R E, Cerjan C J. Time-resolved measurement of coronal temperature and line-intensity profiles in laser-produced plasmas. *Phys Rev Lett*, 1988, 61: 2851–2854
- 7 Hammel B A, Keane C J, Cable M D, et al. X-ray spectroscopic measurements of high densities and temperatures from indirectly driven inertial confinement fusion capsules. *Phys Rev Lett*, 1993, 70: 1263–1266
- 8 Shlyaptseva A S, Hansen S B, Kantsyrev V L, et al. Time-andpolarization-dependent spectroscopic analysis of Mo x-pinch at the NTF. *Rev Sci Instrum*, 2001, 72(1): 1241–1244
- 9 Bitter M, Hill K W, Stratton B, et al. Spatially resolved spectra from a new X-ray imaging crystal spectrometer for measurements of ion and electron temperature profiles. *Rev Sci Instrum*, 2004, 75(10): 3660–3665
- 10 张继彦. 激光等离子体的 KeV 能区 X 光谱学研究. 博士学位论文. 成都: 四川大学, 2002. 1–8
- 11 张红. 激光等离子体 M 带细致结构以及电离度的理论研究. 博士学位论文. 成都: 四川大学, 2004. 1–9
- 12 Apruzese J P, Thornhill J W, Whitney K G, et al. Comparative analysis of time-resolved and time-integrated X-ray data from long pulse Z-pinch implosions on Saturn. *Phys Plasmas*, 2001, 8(8): 3799–3809
- 13 Duan Y Y, Guo Y H, Kuai B, et al. An approximate prediction of the radiation spectrum from Z—pinch plasmas (in Chinese). *Nucl Fusion Plasma Phys*, 2007, 27(3): 189–195 [段耀勇, 郭永辉, 蒯斌, 等. Z 箍缩等离子体 X 射线辐射能谱的一种估算. *核聚变与等离子体物理*, 2007, 27(3): 189–195]
- 14 Shi J, Xiao S L, Wang H J, et al. Diagnosis of X-ray spectrum of Z-pinch plasma with mica curved crystal spectrometer (in Chinese). *High Power Laser Particle Beams*, 2008, 20(6): 970–972 [施军, 肖沙里, 王宏建, 等. 用云母弯晶谱仪探测 Z 箍缩等离子体 X 射线光谱. *强激光与粒子束*, 2008, 20(6): 970–972]
- 15 Ye F, Guo C, Li Z H, et al. Performance of a cylindrical curved convex crystal spectrograph for wire array Z-pinch experiments (in Chinese). *High Power Laser Particle Beams*, 2008, 20(3): 383–386 [叶凡, 郭存, 李正宏, 等. 用于 Z 箍缩等离子体的 X 辐射谱诊断的柱面凸晶谱仪的性能分析. *强激光与粒子束*, 2008, 20(3): 383–386]
- 16 Cai H C, Chernenko A S, Korolev V D, et al. Dynamics of soft X-ray radiation spectra of imploding wire arrays on the S—300 pulsed power generator (in Chinese). *High Power Laser Particle Beams*, 2005, 17(6): 902–904 [蔡红春, Chernenko A S, Korolev V D, 等. 丝阵列箍缩等离子体软 X 射线辐射能谱研究. *强激光与粒子束*, 2005, 17(6): 902–904]
- 17 Gao Q, Wu Z Q, Zhang C F, et al. The nonlocal thermal equilibrium simulation of Z-pinch Al plasma radiation (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2012, 61(1): 015201 [高启, 吴泽清, 张传飞, 等. Z 箍缩 AL 等离子体发射谱的非局域平衡模拟. *物理学报*, 2012, 61(1): 015201]
- 18 彭惠民. 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, 2008. 186–197
- 19 李世昌. 高温辐射物理和量子辐射理论. 北京: 国防工业出版社, 1980. 46–70
- 20 方泉玉, 颜君. 原子结构、碰撞与光谱理论. 北京: 国防工业出版社, 2006. 401–422
- 21 H.F.拜尔, V.P.谢弗尔克. 高荷电离子物理学导论. 孙景文, 译. 北京: 国防工业出版社, 2008. 283–328
- 22 Labate L U. *Progress in laser-plasma X-ray sources: Time-resolved spectroscopic studies and applications to μ -imaging*. Bologna: Università degli Studi di Bologna, 2004

NLTE simulation of spectrum for Z-pinch Al plasma with the effects of opacity

GAO Qi^{1,2*}, WU ZeQing³, ZHANG ChuanFei¹, LI ZhengHong¹, XU RongKun¹
& ZU XiaoTao²

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 100088, China*

In this article, the emission coefficients and absorption coefficients of a Z-pinch Al plasma are calculated in non-local-thermodynamic-equilibrium model (NLTE) under detailed level accounting model (DLA) base on the calculation of level populations at first. Then, we calculate the detail spectrum of Al plasma and analyze the opacity effects on plasma elementary using a simple 1-D state radicalization-transition model. The calculation results indicate that the effect of absorption is very strong to Z-pinch plasma especially on resonance lines (It influenced the figure of plasma spectrum obviously). Yet it's effect slightly on satellite lines. The Z-pinch Al plasma is optical thick to resonance lines but thin to satellite lines. In more detail the calculation results show that the effective absorption radius of K-shell lines in the Z-pinch Al plasma is about 100–200 μm .

NLTE, Z-pinch, DLA, opacity

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

doi: 10.1360/132010-784