

神光 II 间接驱动内爆实验 Ar X 射线谱线模拟研究*

乔秀梅[†] 郑无敌 高耀明 叶文华

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2012 年 1 月 29 日收到; 2012 年 3 月 1 日收到修改稿)

ICF 内爆物理研究中, 示踪元素 X 射线谱诊断方法是推测内爆压缩温度、密度以及燃料混合状态的有效方法. 针对其中的非平衡物理过程, 研制了非局域热动平衡 (non-LTE) 下一维谱线输运程序 Alpha. 程序以辐射流体计算给出的温度、密度等量为输入条件, 求解细致组态 (DCA) 模型下的原子动力学方程和辐射输运方程, 自洽给出谱线不透明度, 和成像面上的 X 射线谱分布.

利用该程序, 模拟了神光 II 装置上的掺 Ar 靶丸内爆示踪元素 X 射线谱诊断实验, 研究表明, 谱线的自吸收效应影响发射的 X 射线谱的强度和形状, 谱线的宽度对自吸收效应的强弱也有影响. 因此, 在对 X 射线谱的数值模拟中应该考虑自吸收效应. 另外, 与 LTE 近似下的发射谱的比较表明, LTE 近似下, 等离子体电离度大 ~ 1 , 发射谱的形状与 non-LTE 的结果不同, 且 LTE 近似下, 谱线的强度比 non-LTE 的谱线强度大 5—10 倍, 采用 LTE 近似是不合适的.

关键词: 内爆物理, 示踪元素诊断, non-LTE 谱线输运, 细致组态模型 (DCA)

PACS: 52.25.Os, 32.70.Jz, 52.65.-y, 52.70.La

1 引言

在激光聚变内爆物理研究中, 通常在靶丸中掺入合适的原子序数和合适比例的示踪元素, 通过对示踪元素发射的 X 射线谱分析, 诊断燃料的温度、密度、燃料区形状以及内界面的混合等^[1-8]. X 射线诊断的光谱分析通常有两种方法, 其一是反演方法^[13], 由实验所得线强比和谱线宽度推断燃料的温度、密度; 其二是正算方法^[14-21], 即数值模拟再现 X 射线成像过程, 由辐射流体力学程序给出靶球内爆状态分布, 以这些量为输入条件, 计算得到成像面上的光强分布. 后一种方法可以进行实验设计, 通过与实验的对比分析, 研究其中的物理过程和考核流体模拟程序. 本文涉及的方法属于后者.

在内爆靶丸这样的高温高密度等离子体中, 谱线的主要加宽机理是 Stark 展宽, 其宽度正比于 $N_e^{2/3}$, 其中 N_e 为电子密度, 而对电子温度不敏

感, 因此, 利用光性薄的 He β 线和 Ly β 的半宽度可以反推靶丸燃料等离子体的平均 N_e . 利用这两根线的强度比, 反推燃料的电子温度 T_e . 在燃料内掺 Ar, 在燃料内界面涂 Ti, 通过测量 Ti Ly- α 线与 Ar He- β 或 He- α 的强度比, 可以反推燃料内界面的混合^[5,6,22]. 在这类实验中, 内爆靶丸等离子体是偏离局域热动平衡 (non-LTE) 的^[3-5], 需要求解描述等离子体粒子布居的动力学方程. He β 线和 Ly β 线的光学厚度不到 1, 它们对发射的 X 射线谱线的影响很小, 但是 K- α 线的光学厚度 ~ 10 , 为光性厚的, 这些光性厚的线在等离子体中的自吸收对 X 射线谱的强度和形状有较大影响, 因此, 需要耦合求解能级布居的动力学方程和谱线的辐射输运方程^[15-22]. 总之, 要模拟和解释等离子体的 X 射线谱分布这样的精密诊断, 需要 non-LTE 的、细致组态原子模型下, 自洽地考虑谱线自吸收影响的一个工具.

谱线输运的数值模拟的困难在于, 由于原子模

* 国家自然科学基金 (批准号: 10901021) 和国家高技术研究发展计划资助的课题.

[†] E-mail: xiumeiq123@163.com

型采用细致组态模型 (DCA), 离子类型和考虑的能级数目的选取、需要计算输运的谱线的选取等都是需要进行大量细致地研究, 谱线的输运如何实现频率和立体角的求和, 如何考虑谱线的线型及多普勒频移等, 也需要综合考虑, 另一方面, 输运方程和速率方程要进行迭代求解, 巨大的计算量也是困难之一. 原子动力学程序 Alpha 采用细致组态原子模型, 计算能级粒子布居和谱线的发射与吸收系数. 作为 X 射线激光研究的系列程序的一部分, 与实验符合较好 [25–27]. 我们进一步完善了 Alpha 的功能, 在程序中增加了谱线输运模块, 通过耦合求解速率方程和辐射输运方程来考虑谱线的自吸收效应, 本文对其简单介绍.

2005 年, 在神光 II 装置上进行了间接驱动内爆实验, 靶丸燃料中掺入了约 1% 原子比的氩, 用 X 射线谱分析诊断了燃料区温度和密度 [9–12]. 当时在分析内爆靶丸示踪元素 X 射线谱数据时 [9–12], 由于没有这样一个 non-LTE 的、考虑自吸收影响的数值模拟工具, 采用了光性薄假设. 虽然文献 [11,12] 考察了 LTE 与 non-LTE 下由实验测量的谱分布推断的等离子体温度、密度的差别, 但是并没有做更细致的谱分布的比较, 另外, 靶丸燃料的等离子体状态的空间分布是不均匀的, 需要进行谱线输运的计算. 本文利用 Alpha 程序研究了神光 II 上的内爆靶丸示踪元素 Ar 发光的 X 射线谱, 考察 LTE 和 non-LTE 到底有多大差别, 研究了光性厚的 $K\text{-}\alpha$ 线的自吸收对 X 射线谱的影响, 以及谱线展宽对自吸收强弱的影响, 下面将分别给予介绍.

2 谱线输运的计算

原子动力学程序 Alpha 采用细致组态模型 (DCA), 可以考虑从原子到裸核所有电离度的离子, 所有离子能级既可以完全采用主量子数 (n) 层次, 也可以采用混合原子模型, 即在产生 X 射线谱线的能级附近, 采用细致能级层次 (nlj), 其他离子能级采用主量子数层次. 还可以包含一些双电子激发态, 即基态的最外壳激发两个电子、基态的最外壳和次外壳各激发一个电子及基态的次外层激发一个电子形成的双激发态.

考虑的原子物理过程主要有电子碰撞激发、电子碰撞电离、自电离及它们的逆过程, 与光场分布相关的过程有光电离和光电复合、光的受激发

射、受激吸收以及自发辐射, 若只把与光场相关的过程写出来, 则描述粒子能级布居的速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dP_n}{dt} = & -A_{mn}P_n + (B_{nm}P_m - B_{mn}P_n)\frac{4\pi}{c}\bar{J}_{mn} \\ & - \sum_j (\alpha_{j,n}^{(i+1,i)\nu} + \beta_{j,n}^{(i-1,i)\nu})P_n \\ & + \sum_j (\alpha_{n,j}^{(i,i-1)\nu} + \beta_{n,j}^{(i,i+1)\nu})P_j \\ & + \sum_k A_{n,k}P_k, \end{aligned} \quad (1)$$

上式中, 前两项是与束缚能级之间跃迁有关的过程, 第三、第四项是光电过程的贡献, 最后一项是其他与电子碰撞过程和双激发态自电离与复合有关的过程. 其中 P_n 为 n 能级粒子数密度, $\alpha_{j,n}^{(i+1,i)\nu}$ 和 $\beta_{n,j}^{(i,i+1)\nu}$ 分别为 P_n 能级光电离和光电复合速率, A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} 分别为爱因斯坦自发辐射系数、受激辐射系数和受激吸收系数. $\bar{J}_{mn}$ 为对频率和立体角平均的谱线强度

$$\bar{J}_{mn} = \frac{1}{4\pi} \oint d\Omega \int_0^\infty d\nu \varphi(\nu, \nu_{mn}) I(x, t; \Omega, \nu), \quad (2)$$

$\Phi(\nu, \nu_{mn})$ 为线形函数, $I(x, t; \Omega, \nu)$ 为某一传播方向 Ω 上 t 时刻, 空间 x 处频率为 ν 的谱线强度, 满足辐射输运方程, 对实验室产生的小尺度等离子体, 忽略对时间的求导为

$$\frac{dI(x, t; \Omega, \nu)}{d\tau_\nu} = S(x, t; \Omega, \nu) - I(x, t; \Omega, \nu), \quad (3)$$

其中 $S(x, t; \Omega, \nu)$ 为源函数, 与粒子布居有关, $\tau_\nu = \int_{s_0}^s \chi(s', \nu) ds'$ 为传播方向 Ω 上 s 点和 s_0 点之间的光学厚度, $\chi(s', \nu)$ 为吸收系数. 若假设源函数在网格内不变, 则对其上任意空间拉格朗日分点 j 处谱线强度为

$$\begin{aligned} I_{j,\nu} = & I_{j-1,\nu} e^{-(\tau_{j,\nu} - \tau_{j-1,\nu})} \\ & + S_{j,\nu} (1 - e^{-(\tau_{j,\nu} - \tau_{j-1,\nu})}). \end{aligned} \quad (4)$$

对于一维球几何, 光线传播方向按照流体力学程序的空间拉格朗日分点平行划分, 如图 1 所示. 图中给出了经过第 j 和第 $j-1$ 个空间拉格朗日分点上的两根光线, 对于半径为 R 的球面上任意一点, 这两根光线与法线方向的夹角分别是 θ_j 和 θ_{j-1} , 因此 (2) 式对立体角的求和写成离散格式为

$$\bar{J}_{mn}(r) = \frac{1}{2} \sum_j \sum_\nu I(r, t; \mu_j, \nu) \varphi_{\nu, \nu_{mn}} \Delta\mu_j \Delta\nu, \quad (5)$$

其中 $\mu_j = \cos \theta_j$.

整个迭代过程为, 给定初始 $\bar{J}$, 解方程 (1), 给出吸收与发射系数, 然后对多个频率沿多个方向求解方程 (4), 得到不同频率不同方向的谱线强度, 然后计算 (5) 式, 得到平均强度, 代入方程 (1) 得到新的粒子布居, 若两次迭代得到的粒子能级布居的误差小于某一设定值则迭代收敛, 否则进入下一循环.

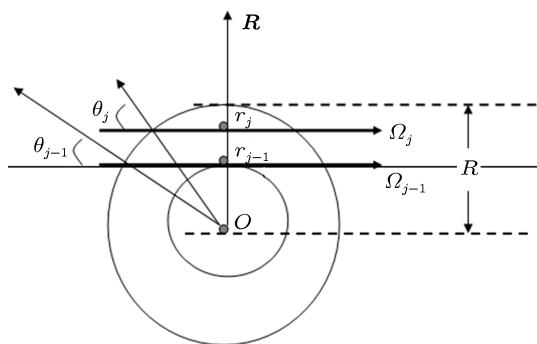


图1 光线划分示意图 (按照流体力学拉式分点平行划分, 图中给出了经过第 j 和第 $j-1$ 个拉式点上的两根光线, 对于半径为 R 的球面上的点, 这两根光线与法线的夹角分别为 θ_j 和 θ_{j-1})

靶丸内的燃料被压缩到高温高密度后, 谱线的主要展宽机理有两种, 一种是由于辐射体的热运动引起的多普勒展宽, 另一种是由于辐射体在邻近带电粒子产生的局部电场中发生 Stark 效应, 并引起谱线展宽. 精确的 Stark 展宽需要采用复杂的数值模拟程序计算, 目前 Alpha 暂时采用类氢近似下 Stark 展宽的解析公式 [28].

3 神光 II 装置内爆掺杂示踪诊断实验模拟

利用发展的 Alpha 程序, 计算了神光 II 装置间接驱动内爆靶丸示踪元素 X 射线谱诊断实验. 实验利用 1 ns, 能量为 2 kJ 的三倍频激光, 注入长度为 1350 μm , 直径为 800 μm 的黑腔产生 X 射线, 辐射驱动半径为 150 μm 的塑料靶球. 靶丸壳层总厚度为 15 μm , 内充初始密度为 1.5 mg/cm^3 的 D_2 燃料. 辐射驱动峰值温度约 160 eV, 示踪元素 Ar 的原子百分比 1%.

一维辐射流体力学程序 RDMG 模拟计算内爆压缩过程, 给出各个时刻等离子体状态, 程序 Alpha 以这些状态为输入量, 计算原子动力学过程, 给出示踪元素的发射与吸收系数, 计算得到成像面上的

发射谱分布. Alpha 程序在原子动力学计算中离子能级考虑到主量子数层次. 由于同一主量子数下各个细致能级之间能级差小, 高密度等离子体中, 很容易通过电子碰撞达到平衡, 假定类氢和类氢离子单激发态同一主量子数下的各个细致能级间满足局域热动平衡.

首先看一下 LTE 与 non-LTE 的差别, 图 2 给出了 LTE 和 non-LTE 两种情况下, X 射线发射峰值时刻 ($t = 2.168 \text{ ns}$) 成像面上径向 6 μm 处的谱线强度分布, 图中 non-LTE 的谱线强度是乘以 5 的结果. 可以看到, 由于在 LTE 近似下, 激发态粒子布居高, LTE 近似下的谱线强度比 non-LTE 的谱线强度大 5—10 倍. 另外, 在 LTE 近似下, 各个峰的相对关系也不同, 即 Ly- α 线最强, 其次是 He- α , 类氢离子产生的谱线比类氢离子的谱线强, 而在 non-LTE 下, 最强的是 He- α 线, 其次是 Ly- α , 类氢离子产生的谱线强于类氢离子的谱线, 原因是与 non-LTE 相比, LTE 近似下等离子体电离度大 ~ 1 , 此时已经电离到类氢离子占优的状态了.

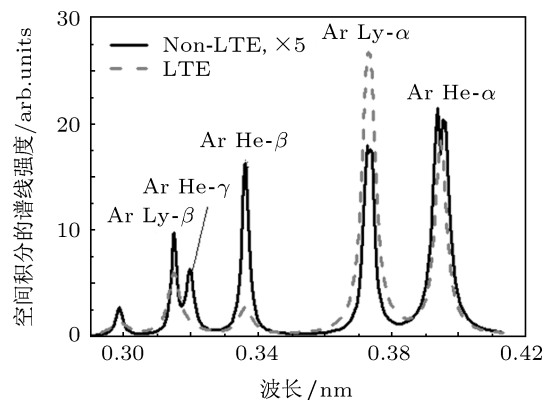


图2 发射峰值时刻, 成像面上径向某点谱分布, LTE (破折线), non-LTE (实线) 放大 5 倍

图 3(a) 给出 X 射线发光峰值时刻对空间积分的谱分布 (虚线), 图 3(b) 给出神光 II 装置上测得的 Ar 的谱分布 [9]. 实验测量的谱线最强的是 He- α 线, 其次是 Ly- α 线, 然后是 He- β 和 Ly- β 线, 这与 Alpha 的数值模拟是一致的. 数值模拟得到的 Ly- β 线与 He- β 线强度比 ~ 0.59 , 靶丸燃料内平均电子温度 $\sim 910 \text{ eV}$, 实验给出的两根线的强度比为 0.18 ± 0.05 , 根据文献推断得到的电子温度约为 $950 \pm 100 \text{ eV}$. Alpha 给出的这两根线的强度比与实验的定量比较还有一定差距.

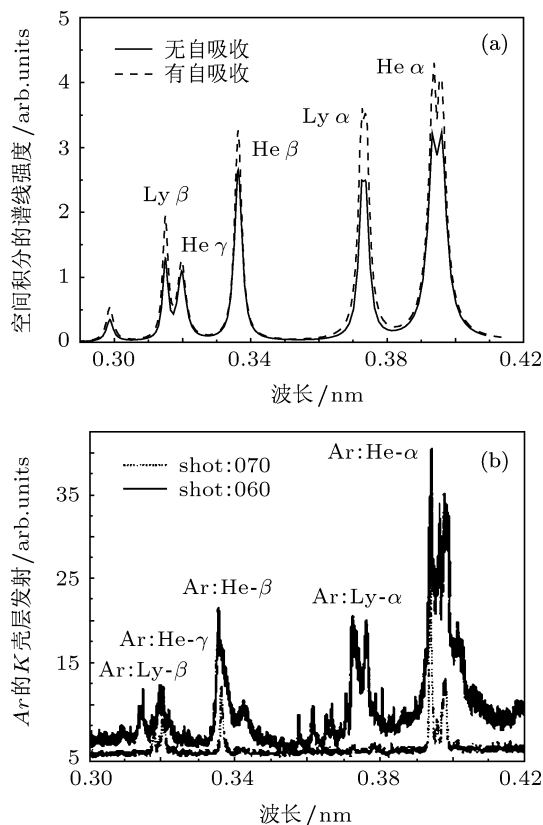


图3 (a)数值模拟发光峰值时刻 Ar 线谱,有(虚线)、无(实线)自吸收两种情况;(b)神光 II 装置上 Ar 谱线分布

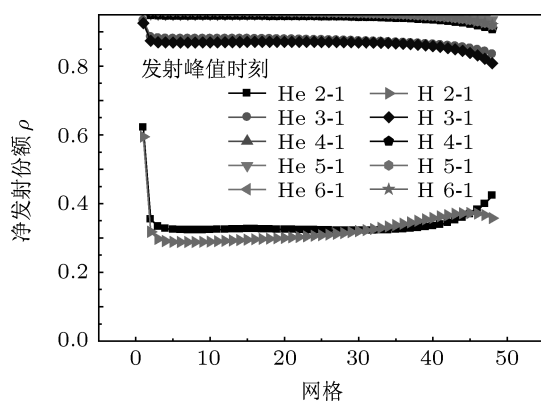


图4 X 射线峰值时刻类氢离子和类氢离子主要跃迁的谱线的净发射份额的空间分布,横坐标为空间拉格朗日网格号

如果不考虑自吸收,即假设光性薄,谱线发射后立即全逃逸,谱线的强度均有所降低, Ly-β 线与 He-β 线强度比 ~ 0.49 ,与考虑自吸收的情况相比,这两根线的强度比稍有下降,但变化并不明显.主要原因是,在目前的实验条件下,在 X 射线发射的峰值时刻,等离子体中最大 $T_e \sim 14$ MK,最大 $N_e \sim 9.3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, Ar 等离子体电离度为 16 到 17 之间,类氢和类氢离子占优,仍有少量类锂离子,自吸收效应使得激发态粒子布居增加,等离

子体又通过这些激发态而电离.因此,考虑自吸收效应后, Ar 等离子体电离加快,类氢离子和类氢离子激发态能级布居均增加,从而发射的 X 射线谱线强度增加.对于类氢和类氢离子,只有 He-α 线和 Ly-α 线是光性厚的,其他线均为光性薄的,如图 4 所示.光性厚的 K-α 线的自吸收首先使得跃迁的上能级粒子布居增加,因此, K-α 线的强度均明显增强.谱线的宽度也会影响自吸收效应的强弱,谱线的 Stark 宽度的准确计算需要非常复杂的数值模拟程序 [28],利用解析公式计算了 He-β 与 Ly-β 的谱线宽度,并与文献 [29] 中计算的结果做了比较,如图 5 所示,发现解析公式的结果偏高(图 5 中给出的这段密度范围内,文献 [29] 中 He-β 线的宽度与 Ly-β 线的宽度非常接近).为此,我们利用加宽的多普勒线型进行了计算,谱线宽度分别采用 $10\Delta\nu_D$ 和 $2\Delta\nu_D$,图 6 是发光的峰值时刻空间积分的谱线分布.可以看到,采用不同的谱线宽度对自吸收强弱的影响不同.

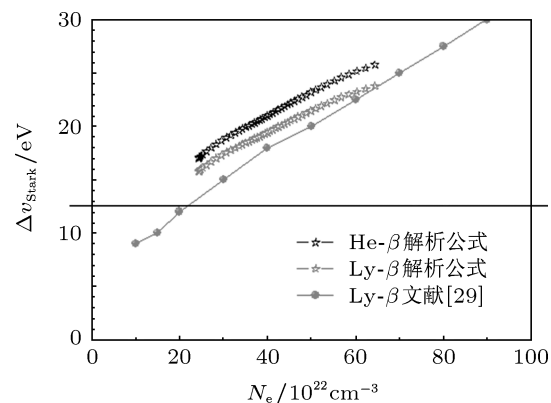


图5 Ar 的 He-β (黑色) 和 Ly-β 线 (红色) 的 Stark 宽度随电子密度的变化,实心圆数据来自文献 [29].解析公式数据用星形表示

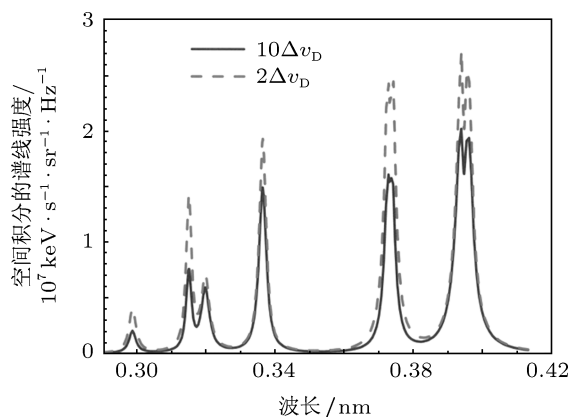


图6 加宽的多普勒线型模拟得到发光峰值时刻 Ar 线谱, $10\Delta\nu_D$ (实线)、 $2\Delta\nu_D$ (虚线) 两种情况

4 结论与讨论

研制了非局域热动平衡 (non-LTE) 下一维谱线输运程序 Alpha 程序, 以辐射流体计算给出的温度、密度等量为输入条件, 耦合求解速率方程和谱线输运方程, Alpha 能够更好地描述自吸收效应对粒子能级布居的影响, 给出 X 射线的发射与吸收系数, 以及成像面上的 X 射线谱分布.

模拟了神光 II 装置上靶丸燃料中 Ar 示踪元素的 X 射线谱. 考察了 non-LTE 与 LTE 的差别, 对等离子体状态的分析表明, 与 non-LTE 相比, LTE 示踪元素 Ar 等离子体的电离度大 ~ 1 , 在发光峰值时刻, 类氢粒子产生的谱线强于类氦粒子产生的谱线, 由于 LTE 近似下, 激发态能级布居高, LTE 近似下的谱线强度强比 non-LTE 下的谱线强度强 5—10 倍, 因此采用 LTE 近似也是不合适的. 研究了自吸收效应对示踪元素发光的谱线强度和形状的影响,

表明对示踪元素 X 射线谱的模拟中应该考虑谱线自吸收的影响.

本文重点考察的是由于原子模型的差异以及自吸收效应对示踪元素 X 射线谱的影响, 采用谱线输运的方法准确计算谱线的自吸收效应, 如果能够采用逃逸概率近似, 则将大大减小计算量, 因此, 后续的工作将与逃逸概率近似进行对比研究, 考察逃逸概率近似的适用性. 由于本文采用的原子模型为主量子数层次, 只考虑了类氦和类氢离子主量子数最大为 4 的单激发态细致能级之间的跃迁, 无法反映谱线的细节, 例如 He- β 线的伴线等. 另外, 也可能有一些原子通道没有考虑, 而这些原子通道也可能会影响其他能级的布居. 因此, 要做到精密的数值模拟, 需要采用更加细致的原子模型和参数, 以及精确地计算谱线的 Stark 展宽, 才能与实验结果进行定量比对, 而达到与实验定量符合, 将是漫长而艰辛的工作, 这也是我们不懈努力的目标.

- [1] Hammel B A, Keane C J, Dittrich T R, Kania D R, Kilkeny J D, Lee R W, Kevedahl W K 1994 *JQSRT* **51** 113
- [2] Woolsey N C, Hammel B A, Keane C J, Asfaw A, Back C A, Moreno J C, Nash J K, Calisti A, Mossé C, Stamm R, Talin B, Klein L, Lee R W 1997 *Phys. Rev. E* **56** 2314
- [3] Welser-Sherrill L, Mancini R C, Koch J A, Izumi N, Tommasini R, Haan S W, Haynes D A, Golovkin I E, Macfarlane J J, Delettrez J A, Marshall F J, Regan S P, Smalyuk V A, Kyrall G 2007 *Phys. Rev. E* **76** 056403
- [4] Florido R, Mancini R C, Nagayama T, Tommasini R, Delettrez J A, Regan S P, Yaakobi B 2011 *Phys. Rev. E* **83** 066408
- [5] Hammel B A, Scott H A, Regan S P, Cerjan C, Clark D S, Edwards M J, Epstein R, Glenzer S H, Haan S W, Izumi N, Koch J A, Kyrall G A, Landen O L, Langer S H, Peterson K, Smalyuk V A, Suter L J, Wilson D C 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056310
- [6] Keane C J, Pollak G W, Cook R C, Dittrich T R, Hammel B A, Landen L, Langer S H, Levedahl W K, Munro D H, Scott H A, Zimmerman G B 1995 *JQSRT* **54** 207
- [7] Langer S H, Scott H A, Marinak M M, Landen O L 2001 *JQSRT* **71** 479
- [8] Langer S H, Scott H A, Marinak M M, Landen O L 2003 *JQSRT* **81** 275
- [9] Zhang J Y, Yang G H, Miao W Y, Ding Y N 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 939 (in Chinese) [张继彦, 杨国洪, 缪文勇, 丁耀南 2006 强激光与粒子束 **18** 939]
- [10] Gao Y M, Li M, Li Y S, Kang D G, Li Y S 2001 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 693 (in Chinese) [高耀明, 李蒙, 李永升, 康洞国, 李运生 2001 强激光与粒子束 **23** 693]
- [11] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Chin. Sci. G* **39**(1) 43 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 中国科学 G 辑 **39**(1) 43]
- [12] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Chin. Sci. G* **39** 241 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 中国科学 G 辑 **39** 241]
- [13] Zhou J Y, Huang T X, Meng L 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1658 (in Chinese) [周宇宇, 黄天眩, 蒙林 2008 强激光与粒子束 **20** 1658]
- [14] Gao Y M, Lü X, Li Y S, Li M 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 1858 (in Chinese) [高耀明, 吕信, 李运生, 李蒙 2007 强激光与粒子束 **19** 1858]
- [15] Scott H A 2001 *JQSRT* **71** 689
- [16] Scott H A, Mayle R W 1994 *Appl. Phys. B* **58** 35
- [17] Macfarlane J J, Golovkin I E, Woodruff P R 2006 *JQSRT* **99** 381
- [18] Macfarlane J J, Golovkin I E, Wang P, Woodruff P R, Pereyra N A 2007 *HEDP* **3** 181
- [19] Peyrusse O 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2007
- [20] Pollak G D, Delamater N D, Nash J K, Hammel B A 1994 *JQSRT* **51** 303
- [21] Chung H K, Chen M H, Morgan W L, Ralchenko Y, Lee R W 2005 *HEDP* **1** 3
- [22] Dittrich T R, Hammel B A, Keane C J, McEachern R, Turner R E, Haan S W, Suter L J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2324
- [23] Scott H A, Hansen S B 2010 *HEDP* **6** 39
- [24] MacFarlane J J, Golovkin I E, Mancini R C, Welser L A, Bailey J E, Koch J A, Mehlhorn T A, Rochau G A, Wang P, Woodruff P 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066403
- [25] Zhang G P, Zhang T X, Zheng W D 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 35 (in Chinese) [张国平, 张覃鑫, 郑无敌 2004 强激光与粒子束 **16** 35]
- [26] Qiao X M, Zhang G P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5248 (in Chinese) [乔秀梅, 张国平 2007 物理学报 **56** 5248]
- [27] Zhang G P, Zhang T X, Zheng W D, Qiao X M 2007 *Chin. Phys.*

16 2433

[28] Calisti A, Khelfaoui F, Stamm R, Talin B, Lee R W 1990 *Phys. Rev. A* **42** 5433

[29] Woolsey N C, Hammel B A, Keane C J, Back C A, Moreno J C, Nash J K, Calisti A, Mosses C, Godbert L, Stamm R, Talin B, Hooper C F, Asfaw A, Klein L S, Lee R W 1997 *JQSRT* **58** 975

Simulation of spectrum of doped Ar in indirectly driven implosion target*

Qiao Xiu-Mei[†] Zheng Wu-Di Gao Yao-Ming Ye Wen-Hua

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

(Received 29 January 2012; revised manuscript received 1 March 2012)

Abstract

X-ray spectrum of tracer in ICF implosion target is usually used to infer electron temperature, density and mix of fuel. As the plasma in fuel is in non-local thermodynamic equilibrium (non-LTE), a line transfer code Alpha is developed. Taking the electron temperature and density provided by radiation hydrodynamic as input condition, atomic kinetics and radiation transfer equation are self-consistently solved with the detailed configuration atom (DCA) model. The opacity for specified frequency intervals is obtained, and X-ray spectrum in the image plane is also presented.

As application of Alpha program, the spectrum of doped Ar in implosion target on SG II laser facility is simulated. The effect of self-absorption of $K \alpha$ line is studied. And it is shown that self-absorption of $K \alpha$ line affects both the intensity and shape of the spectrum, and it should be considered in simulating X-ray spectrum of Ar. And as the spectrum of local thermodynamic equilibrium (LTE) simulation gives large intensity and different shapes compared with the non-LTE results, non-LTE simulation is necessary in such a simulation.

Keywords: implosion target, tracer Spectrum, non-local equilibrium (non-LTE) line transfer, detailed configuration atom (DCA) model

PACS: 52.25.Os, 32.70.Jz, 52.65.-y, 52.70.La

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10901021), and the National High Technology Research and Development Program of China.

[†] E-mail: xiumeiq123@163.com