

间接驱动内爆靶丸示踪元素 Ar 发射 X 光谱线的理论模拟研究

乔秀梅 郑无敌 高耀明

Simulation of X-ray spectrum of Ar tracer in indirectly driven implosion

Qiao Xiu-Mei Zheng Wu-Di Gao Yao-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 045201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.045201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

中国联合球形托卡马克氦放电等离子体的碰撞辐射模型及其在谱线比法诊断的应用

A collisional-radiative model for the helium plasma in the sino-united spherical tokamak and its application to the line intensity ratio diagnostic

物理学报.2014, 63(12): 125203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125203>

高功率微波与等离子体相互作用理论和数值研究

Theoretical and numerical studies on interactions between high-power microwave and plasma

物理学报.2014, 63(9): 095202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.095202>

信号在时变等离子体中的传播特性

Propagation of electromagnetic signals in the time-varying plasma

物理学报.2014, 63(8): 085201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.085201>

激光直接加热自背光法辐射不透明度测量方法探索

Investigations on radiative opacity measurement by the method of direct laser-heating and self-backlighting

物理学报.2013, 62(19): 195201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.195201>

神光 II 间接驱动内爆实验 ArX 射线谱线模拟研究

Simulation of spectrum of doped Ar in indirectly driven implosion target

物理学报.2012, 61(17): 175201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.175201>

间接驱动内爆靶丸示踪元素 Ar 发射 X 光谱线的理论模拟研究*

乔秀梅[†] 郑无敌 高耀明

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2014 年 6 月 12 日收到; 2014 年 8 月 29 日收到修改稿)

惯性约束聚变内爆物理研究中, 示踪元素 X 光谱线诊断方法是推测内爆压缩温度、密度以及燃料混合的有效办法, 因此, 对示踪元素 X 光发射的规律及其与内爆过程的关系的研究非常必要, 有助于通过谱线发射特征诊断内爆状态. 以 SGIII 原型装置的实验条件下的内爆过程为例, 对内爆靶丸示踪元素 Ar 发射 X 光谱线进行了理论模拟. 研究了谱线自吸收效应、Ar 掺杂浓度、等离子体空间分布不均匀等对 Ar 发射的 X 光谱线分布的影响. 还对 Ar 发射 X 光谱线强度的时间演化及其与内爆过程的关系进行了研究. 结果表明, 增加掺杂浓度, 谱线强度增强, 但是谱线自吸收效应的影响也明显增强. 示踪元素 Ar 发射的 X 光谱线强度的峰值时刻与中子产生速率的峰值时刻接近 (前者延迟约 15 ps). 高温、高密度及合适的电离度是谱线发射的 3 个条件, 在 X 光谱线发射的峰值时刻, 由于燃料芯部 Ar 等离子体过电离, Ar 等离子体发射的 X 光谱线的空间峰值区域靠近燃料边界区域, 占燃料总体积 56% 的薄壳 (厚度 $\sim 4 \mu\text{m}$), 其发射的 X 光谱线强度约为总强度的 72%. 因此, 对发射谱线分布拟合得到的空间平均的等离子体温度、密度主要反映这一区域的等离子体状态.

关键词: 内爆物理, 示踪元素, X 射线光谱, 中子产生

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

DOI: 10.7498/aps.64.045201

1 引言

中心点火惯性约束聚变 (ICF) 研究的核心问题是在 DT 燃料中产生热斑, 其温度、密度达到点火条件, 实现点火, 并通过自持聚变燃烧产生增益. 由于 ICF 内爆过程非常复杂, 准确模拟靶丸内爆的全过程非常困难, 因此, 靶丸芯部和壳层等离子体状态的诊断对于加深对各种物理过程的理解以及改善靶丸设计非常重要. 通常在靶丸中掺杂合适 (合适的原子序数材料和合适的掺杂比例) 的示踪元素, 利用 X 光光谱分析和 X 光成像等方法, 诊断燃料的电子温度、电子数密度和燃料区的形状以及内界面的混合等^[1-7]. 国内在神光 II 激光装置进行的间接驱动内爆实验中, 靶丸燃料中掺入了约 1.0% 原子分数的 Ar, 用 X 光光谱分析诊断了燃料

区的电子温度和电子密度^[8-10]. 为此, 研究示踪元素 X 光发射的规律及其与内爆过程的关系是非常必要的. 我国在神光 III 原型装置上, 也进行了类似的实验, 由于各种原因, 并未获得有效的实验结果. 本文以神光 III 原型的内爆实验条件为例, 利用一维非平衡 (Non-LTE) 谱线输运原子动力学程序 Alpha^[11] 对内爆靶丸掺杂 Ar 元素发射 X 光谱线进行理论模拟, 研究了谱线发射过程的时间演化规律及其与内爆过程的关系、自吸收效应、掺杂浓度的影响以及示踪元素发光区域与中子产生区域的关系.

2 模拟结果

采用 2009 年在神光 III 原型装置上间接驱动内爆实验的条件, 真空黑腔长为 $1700 \mu\text{m}$, 腔直径为

* 国家自然科学基金 (批准号: 11475033) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xiumeiq123@163.com

1000 μm , 激光注入口直径为650 μm , 8路激光能量约为8 kJ, 靶球DD燃料半径为165 μm , CH烧蚀层厚度为18 μm . 内充初始密度为1.6 mg/cm^3 的氘燃料, 驱动的峰值辐射温度 T_r 约为2.55 MK (220 eV), 其时间波形如图1(a)所示. 一维辐射流体力学程序RDMG模拟计算内爆压缩过程, 给出各个时刻的等离子体状态, 程序Alpha以这些状态为输入量, 假定燃料中掺入原子比为0.5%的Ar, 计算原子动力学过程, 给出示踪元素Ar发射的X光谱线的发射和吸收系数, 经过后处理得到成像面上的发射谱分布.

图1(b)给出了内爆压缩过程的流线和系统中子产生速率 dN/dt 的时间演化过程, 可以看到, 冲击波 ~ 1.073 ns到达燃料芯部, 并反射冲击波, ~ 1.184 ns时刻达到阻滞时刻(燃料密度最大), dN/dt 的峰值时刻为1.149 ns.

图2(a)中实线为Ar发射Ly- α 谱线强度峰值时刻(~ 1.158 ns), 成像面上对空间积分的谱线强度分布, 图2(b)为此时燃料中Ar等离子体的状态分布. 从图2(b)可以看出, 此时燃料半径 ~ 17 μm , 燃料中电子温度 T_e 的最大值 $T_{e,\text{max}} \sim 21$ MK, 电子密度 N_e 的最大值 $N_{e,\text{max}} \sim 5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, Ar等离子体电离度在16—17.5之间变化, Ar等离子体

中类氢离子占优, Ar等离子体电离度呈现边界低、中心高的特点, 这与电子温度的空间分布一致. 此时, 类氢离子X光谱线强于类氦离子的X光谱线. 为了考察谱线自吸收效应的影响, 图2(a)中虚线给出了不考虑谱线自吸收效应情况下的X光谱线强度分布, 可以看到, 自吸收效应使得Ar的He- α 线和Ly- α 线强度大幅增强, Ly- β 线(3.937 keV)与He- β 线(3.686 keV)的强度比从 ~ 1.247 (无自吸收)增加到 ~ 1.783 (有自吸收).

研究了掺杂浓度对X光谱线强度和形状的影响, 当掺杂浓度增加为1%时, 对内爆流体力学状态并没有大的影响[9], 图3(a)给出了掺杂原子百分比分别为1%, 0.5%和0.1%情况下, Ar X光发光峰值时刻成像面上的X光谱分布. 从图3可以看出, 当掺杂原子比增加到1%时, Ar发射的X光谱线强度大幅增强, He- β 和Ly- β 谱线强度大约增加一倍, 此时谱线自吸收对谱线强度有较强影响, 如图3(b)所示. 当掺杂原子比减小为0.1%时, X光谱线强度均大幅下降, 谱线自吸收的影响几乎可以忽略, 如图3(c)所示. 因此, 相比较而言, 为了最大程度地减小自吸收效应的影响, 又确保X光谱线有足够的强度, 下面的研究中掺杂浓度取0.5%.

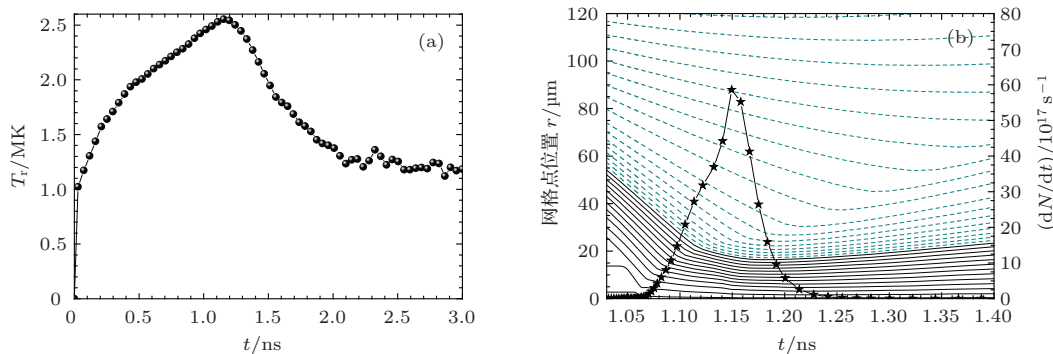


图1 (a) 驱动源的时间波形; (b) 内爆压缩过程的流线和系统中子产生速率 dN/dt 随时间的变化

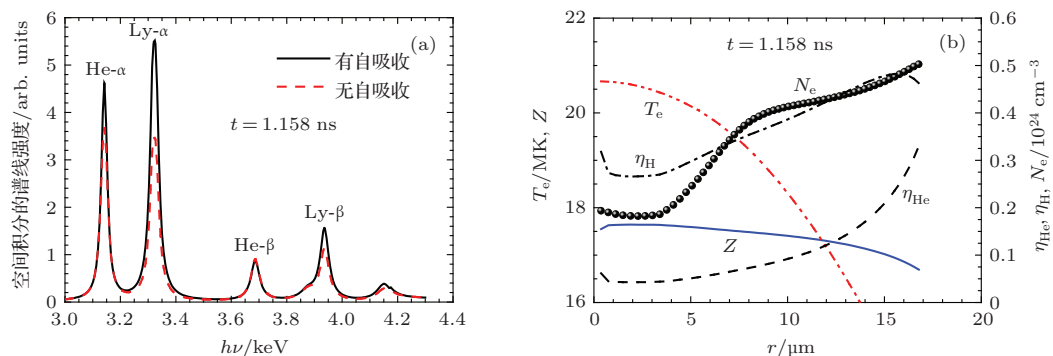


图2 (网刊彩色) (a) X光峰值时刻成像面上空间积分的谱分布; (b) 燃料中Ar等离子体的状态分布(η_H, η_{He} 分别为类氢丰度、类氦丰度)

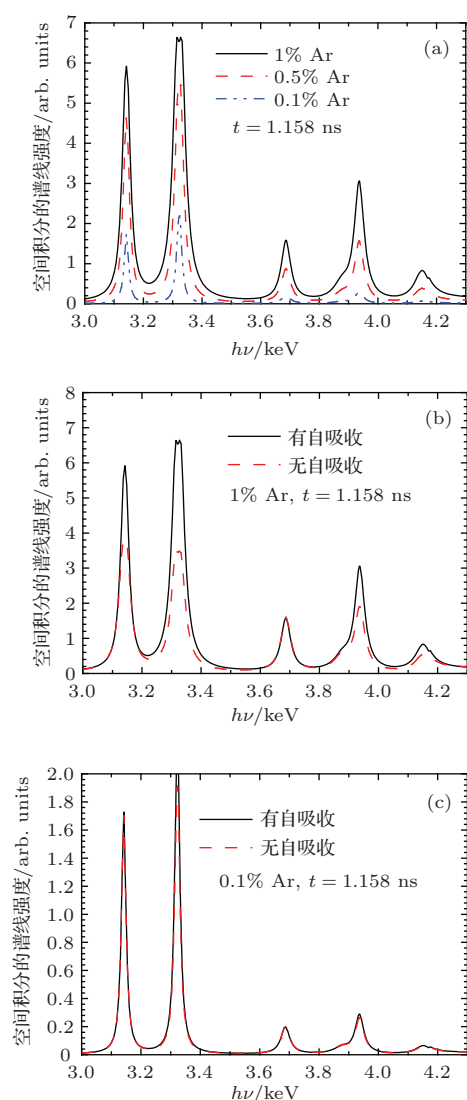


图3 (网刊彩色) Ly- α 发光峰值时刻, (a) 燃料中掺入原子比分别为1%, 0.5%和0.1% Ar的情况下, 成像面上X光谱线分布; 掺杂浓度分别为1% (b)和0.1% (c)时, 自吸收的影响

2.1 空间梯度的影响

对X光谱线的解释和数值模拟中, 为了能够与实验测量结果相互比对, 常常采用反演方法对实验数据进行处理^[12], 即扫描不同的温度、密度状态, 计算成像面上示踪元素的X光谱分布, 通过拟合实验测量的示踪元素发射的X光谱线强度分布, 给出空间平均的温度 $\bar{T}_e$ 和密度 $\bar{N}_e$. 由于等离子体状态的空间分布是不均匀的, 而谱线的发射又与温度、密度密切相关, 因此有必要研究反演得到的等离子体状态 $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 与实际等离子体状态 $T_e(r)$ 和 $N_e(r)$ 之间的关系. 下面采用均匀球等离子体假设, 与上面相同的数值模拟过程进行对比研究.

假设RDMG给出的流体力学状态为实际等离子体状态, 以谱线发射系数为权重, 分别对实际

等离子体 $T_e(r)$ 和 $N_e(r)$ 进行空间平均, 得到平均的 $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$. 这一状态下的均匀球等离子体发射的X光谱线分布与实际燃料等离子体发射的X光谱线分布比较接近^[13]. $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 反映的是谱线的主要发射区域的等离子体状态, 因此, 一般情况下 $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 与 $\tilde{T}_e$ 和 $\tilde{N}_e$ 接近. 下面研究 $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 与实际等离子体的 $T_e(r)$ 和 $N_e(r)$ 的关系. 假设燃料等离子体为均匀球, 其温度、密度分别为 $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$, 自洽求解原子动力学方程, 并经后处理给出成像面上的谱线强度分布. 下面的分析中只考虑He- β , He- γ 和Ly- β 这3根谱线, Stark宽度采用文献^[14]的参数. 图4给出了1.158 ns时刻均匀燃料等离子体(实线)和非均匀燃料等离子体(短划线)两种情况下, 能量在3.5—4 keV之间的谱线强度分布. 从图4可以看到, 均匀等离子体球发射的X光谱线强度与非均匀等离子体实际发射的谱线强度分布非常接近, 只有Ly- β 线的强度差别稍微偏大, 此时 $\bar{T}_e = 16.06$ MK, $\bar{N}_e = 4.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. 结合图2(b)中Ar等离子体状态分布可知, 这一区域位于半径大于13 μm 的燃料边界区域, 此时燃料半径 $\sim 17 \mu\text{m}$. 为了进一步说明, 计算了实际等离子体状态下半径小于13 μm 的燃料球中示踪元素在成像面上的X光谱线强度分布, 如图4中实-点-点线所示. 可以看到, 对于He- β 谱线, 这一区域的贡献不到30%, 对Ly- β 线, 其贡献也只有 $\sim 50\%$. 若将X光谱线强度对频率积分, 可以发现半径小于13 μm 的燃料球的贡献只有 $\sim 28\%$. 以上的分析表明, 空间平均的 $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 反映的是靠近燃料边界的等离子体状态, 而此时 dN/dt 空间分布的峰值处 $T_e \sim 20$ MK, $N_e \sim 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 与芯部实际等离子体状态有较大差别.

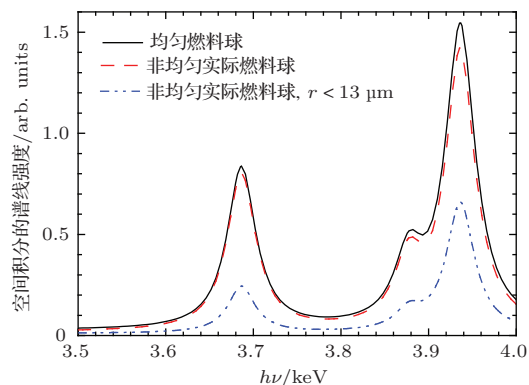


图4 (网刊彩色) 发光峰值时刻的谱线强度分布在后处理的计算中, He- β , He- γ 以及Ly- β 谱线的宽度采用文献^[14]的结果

2.2 时间演化特征

图5(a)给出了不同时刻成像面上对空间和频率(假设谱仪分辨率 $\nu/\delta\nu = 200$)积分的谱线强度(实线, He- α ; 短划线, Ly- α ; 点-实线, He- β ; 点-点-实线, Ly- β), 同时给出了系统总的中子产生速率 dN/dt (实心圆)随时间的演化过程. 分析表明, 冲击波第一次到芯后, Ar发射的X光谱线强度逐渐增加, 在比 dN/dt 晚达到峰值后缓慢下降, 且其维持时间也比 dN/dt 长. Ly- α 和Ly- β 谱线强度在 ~ 1.158 ns时刻到达峰值, 此时等离子体 $\bar{T}_e$ 达到

峰值(图5(b)), He- α 和He- β 谱线强度在 ~ 1.184 ns即阻滞时刻附近到达峰值.

图6给出了4个不同时刻(冲击波第一次到芯时刻后较早时刻1.073 ns、稍晚时刻1.105 ns, dN/dt 峰值时刻1.149 ns、阻滞时刻1.183 ns), Ar等离子体He- α (3.142 keV, 短划线)、Ly- α (3.324 keV, 点-实线)谱线发射系数 j_ν 和 dN/dt (实心圆)随空间的变化, 同时给出Ar等离子体 T_e (实线)和 N_e (蓝色点-点-实线)以及电离度(空心五角星)的分布. 从图6可以看出: 冲击波到芯时, 此时Ar等离子体中类氢离子丰度大于60%, 其

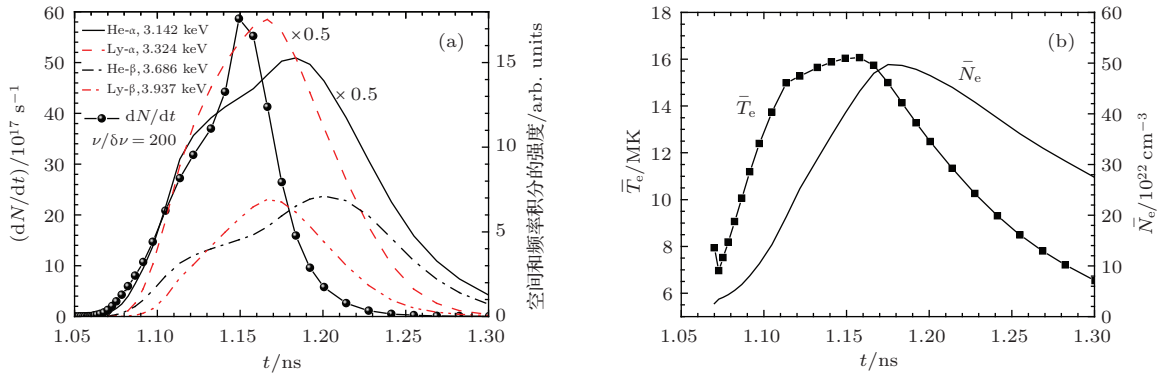


图5 (网刊彩色) (a) 中子产生速率 dN/dt (实心圆) 以及 Ar 等离子体发射的 He- α (实线)、Ly- α (短划线)、He- β (点-实线) 和 Ly- β (点-点-实线) 谱线强度随时间的变化; (b) $\bar{T}_e$ 和 $\bar{N}_e$ 的时间演化曲线

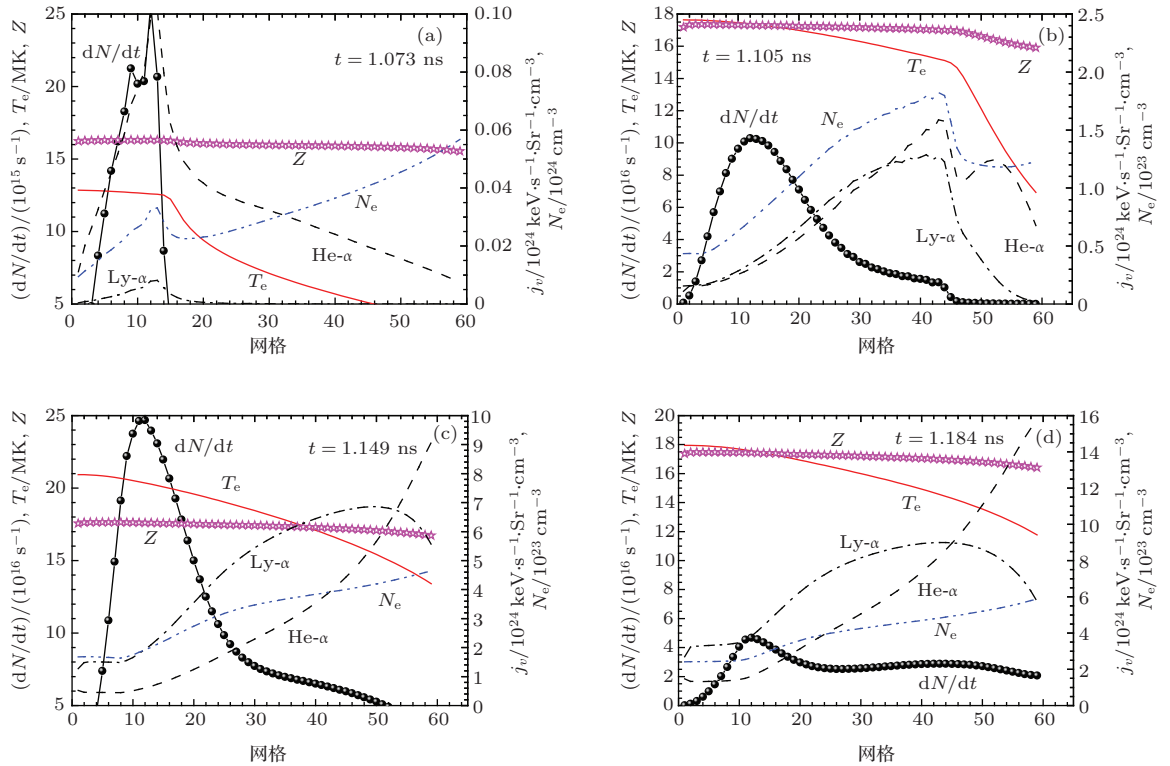


图6 (网刊彩色) 4个不同时刻, Ar 等离子体 He- α (3.142 keV, 短划线), Ly- α (3.324 keV, 点-实线) 谱线发射系数 j_ν 和中子产生速率 dN/dt (实心圆) 随空间拉格朗日点的变化, 以及等离子体 T_e (实线), N_e (蓝色点-点-实线) 和电离度 Z (空心五角星) 的分布 (a) 1.073 ns; (b) 1.105 ns; (c) 1.149 ns; (d) 1.184 ns

丰度分布呈现外高里低的特点, 在靠近边界的区域类氦离子丰度达到80%, 但由于 T_e 和 N_e 较低, 类氦离子丰度大的区域其X光谱线发射并不强, 主要的发射区域是芯部等离子体, 与 dN/dt 的分布区域相同; 随着时间的推移, X光谱线发射的空间峰值位置逐渐向外移动, 在 ~ 1.149 ns时刻(dN/dt 峰值时刻), X光谱线主要发射区域已经移动到燃料边界, 此时Ly- α 谱线强度达到峰值, 在阻滞时刻, 等离子体 N_e 达到最大, 此时He- α 和He- β 线强度达到峰值.

3 结 论

本文以神光III原型实验内爆为例, 利用一维非平衡(Non-LTE)谱线输运原子动力学程序Alpha, 重点研究了间接驱动内爆示踪元素Ar X光谱线发射的规律及其与内爆过程的关系. 研究了谱线自吸收效应、掺杂浓度对X光谱线强度和形状的影响. 结果表明: 掺杂浓度为0.1%时, 谱线自吸收效应的影响可以忽略, 但谱线强度大幅减小; 若掺杂浓度增加为1%, X光谱线强度增强, 但自吸收效应的影响显著增加. 模拟结果表明, Ar X光谱线强度的峰值时刻与中子产生速率的峰值时刻接近(Ar Ly- α 线延迟 ~ 15 ps, He- α 线延迟 ~ 30 ps). 分析表明, 冲击波到芯后, 芯部Ar等离子体首先开始发射X光谱线, 随着反射冲击波往外传播, 波后等离子体温度、密度增加, X光谱线发射的空间峰值位置逐渐向外移动. 在 dN/dt 的峰值时刻, 其发射系数的空间峰值已经移动到燃料边界区域, 分析表明占燃料总体积56%的薄壳(厚度 ~ 4 μm), 其发射的X光谱线强度约为总强度的72%, 表明空间平均的等离子体温度、密度主要反映这一区域的等离子体状态, 与中子产生的主要区域并不完全一致. 原因是, 在本文涉及的等离子体状态范围下, 高温、高密度是产生高的中子产生速率的条件, 对于谱线发射而言, 要产生强的谱线发射, 不仅需要高温、高密度, 还要求等离子体处于合适的电离度. 因此, 为了更好地了解内爆燃料等离子体状态分布, 需要将谱线的X光成像图与谱线分布的测量相结合^[15,16], 这就要求X光谱线发射具有一定的强度.

参考文献

- [1] Hammel B A, Keane C J, Dittrich T R, Kania D R, Kilkenny J D, Lee R W, Kevedahl W K 1994 *J. Quant. Spectrosc. Ra. Transfer* **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 *J. Quant. Spectrosc. Ra. Transfer* **54** 207
- [7] Langer S H, Scott H A, Marinak M M, Landen O L 2001 *J. Quant. Spectrosc. Ra. Transfer* **71** 479
- [8] Zhang J Y, Yang G H, Miao W Y, Ding Y N 2006 *High Power Laser 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]
- [9] Gao Y M, Li M, Li Y S, Kang D G, Li Y S 2011 *High Power Laser Particle Beams* **23** 693 (in Chinese) [高耀明, 李蒙, 李永升, 康洞国, 李运生 2011 强激光与粒子束 **23** 693]
- [10] Duan B, Li Y M, Fang Q Y, Zhang J Y 2005 *High Power Laser Particle Beams* **17** 55 (in Chinese) [段斌, 李月明, 方泉玉, 张继彦 2005 强激光与粒子束 **17** 55]
- [11] Qiao X M, Zheng W D, Gao Y M, Ye W H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 175201 (in Chinese) [乔秀梅, 郑无敌, 高耀明, 叶文华 2012 物理学报 **61** 175201]
- [12] Zhou J Y, Huang T X, Meng L 2008 *High Power Laser Particle Beams* **20** 1658 (in Chinese) [周近宇, 黄天眩, 蒙林 2008 强激光与粒子束 **20** 1658]
- [13] Welser L A, Mancini R C, Koch J A, Izumi N, Dalhed H, Scott H, Barbee Jr T W, Lee R W, Golovkin I E, Marshall F, Delettrez J, Klein L 2003 *J. Quant. Spectrosc. Ra. Transfer* **81** 487
- [14] 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 *J. Quant. Spectrosc. Ra. Transfer* **58** 975
- [15] Nagayama T, Mancini R C, Florido R, Mayer D, Tommasini R, Koch J A, Pelettrez J A, Regan S P, Smalyuk V A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 050702
- [16] Koch J, Izumi N, Welser L A, Mancini R C 2008 *High Energy Dens. Phys.* **4** 1

Simulation of X-ray spectrum of Ar tracer in indirectly driven implosion*

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

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

(Received 12 June 2014; revised manuscript received 29 August 2014)

Abstract

As the X-ray spectrum of tracer in inertial confinement fusion implosion target is usually used to infer electron temperature, density, and the mixture of fuel and shell, it is necessary to study the relation between the characteristics of X-ray emission spectrum and the implosion process, which is helpful for inferring the implosion status. Under the condition of SGIII prototype, approximately 0.5% atomic percent of Ar atoms are doped in an indirectly driven implosion target, X-ray spectrum of Ar is numerically simulated. In this article, the influences of line re-absorption effect, tracer concentration, and profile of fuel plasma state on the emission spectrum are studied. The relation between the temporal evolution of the emission spectrum and the implosion process is also investigated. It is found that as the tracer concentration increases up to $\sim 1\%$, the X-ray intensity is enhanced, but the influence of line re-absorption becomes severe. Temporal evolution shows that the peak time of Ar X-ray intensity is almost the same as that of neutron production (the former delays about 15 ps, which usually cannot be resolved). As is well known, the strong line emission occurs in the plasma with high temperature, high electron density, and proper ionization. The detailed analysis shows that at the peak emission time, as the core Ar plasma is over ionized, the main X-ray line emission region is located near the boundary region of the fuel, and this thin shell, whose thickness is about $4\text{ }\mu\text{m}$ and whose volume accounts for 56% of the total fuel plasma volume, emits the X-ray whose intensity is about 72% of the total line intensity. Therefore, the space-averaged plasma temperature and density, which are obtained by fitting the emission spectrum, mainly reflect the plasma state in this region.

Keywords: implosion target, tracer, X-ray spectrum, neutron production

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

DOI: 10.7498/aps.64.045201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11475033).

[†] Corresponding author. E-mail: xiumeiq123@163.com