

# 平面 Au 靶再发射的数值模拟

赖东显, 冯庭桂, 许 琰, 蓝 可

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

**摘 要:** 利用一维多群辐射输运程序, 数值研究了平面 Au 靶入射流强度对再发射谱、再发射流、反照率及边界等效温度的影响。当入射流强度在  $(0.12-1.2) \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  范围内, 发射谱接近平衡谱, 但在峰值附近谱形发生畸变。随着入射流强度降低, 发射谱偏离平衡谱越来越大。分析表明, 这与烧蚀深度和冕区光学厚度变小有关。还给出了在不同入射流强度情况下反照率及边界等效温度随时间变化规律和对吸收流及再发射流脉冲的分析。

**关键词:** 再发射流; 再发射谱; 反照率; 边界等效温度

**中图分类号:** TL632.11

**文献标识码:** A

在间接驱动惯性约束聚变中, 靶丸 X 光辐照的均匀性是关键问题之一。强激光与黑腔靶耦合产生 X 光, 其中大部分被腔壁吸收并产生再发射。X 光经腔壁多次吸收和发射, 照射到靶丸的辐射趋于均匀。因而, 认识腔壁再发射的特性对研究间接驱动靶丸辐照均匀性有重要的意义。当前, 诊断腔内的辐射温度有两种方法<sup>[1]</sup>: 冲击波法和发射流法, 它们分别得到以入射流和发射流定义的辐射温度, 对发射流特性的研究有助于理解腔靶辐射温度的诊断结果。

在简化的理论研究和数值模拟中, 一般假设腔壁作黑体辐射。但这一假设需要得到更精确的数值模拟和实验的证实。最近, K. Eidmann<sup>[2]</sup>利用 MULTI 程序计算了激光辐照平面金靶和辐射加热碳靶模型, 给出了数值模拟结果。我们利用一维多群辐射输运程序(RDMG)<sup>[3]</sup>, 对非平衡 X 光辐照平面金靶进行了数值模拟, 并对发射谱进行了典型分析。结果表明<sup>[4,5]</sup>, 在整个烧蚀区, 除辐射波头温度较低的一小块区域外, 辐射与物质很快达到平衡。对入射辐射流强度为  $1.2 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  情况, 发射谱接近平衡谱, 但在峰值附近区域谱形出现畸变。分析表明, 在这种情况下对大多数群光子来说, 冕区等离子体的光学厚度都比较厚, 而对畸变区的光子却不够厚。畸变区对应于辐射吸收系数谱 N、O 吸收峰之间的谷区。在这些工作的基础上, 进一步研究了入射流强度对发射谱及反照率的影响, 给出了发射谱、再发射流、反照率及边界等效温度的数值模拟结果及分析。

## 1 基本方程

在介质处于局部热动平衡和忽略光子散射的条件下, 一维平面对称的多群辐射传输方程为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_g(x, t, \mu)}{\partial t} + \mu \frac{\partial I_g}{\partial x} + \sigma_g^a(\rho, T_e, T_i) I_g = \frac{c}{4\pi} \sigma_g^b(\rho, T_e) B_g(T_e) + \frac{1}{4\pi} S_g(x, t), g = 1, 2, \dots, G \quad (1)$$

式中,  $I_g = I_g(x, t, \mu) = \int_{\Delta\omega_g} I(x, t, \nu, \mu) d\nu$  是  $g$  群辐射强度;  $T_e = (\frac{1}{ac} \sum_{g=1}^G \int_{4\pi} I_g d\Omega)^{1/4}$  是等效辐射温度;

$B_g(T_e) = \int_{\Delta\omega_g} B(T_e, \nu) d\nu, B(T_e, \nu) = \frac{8\pi k^4}{c^3 h^3} \nu^3 (e^{\nu/T_e} - 1)^{-1}$  是普朗克函数。电子和离子的能量守恒方程为

$$C_e \frac{\partial T_e(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (K_e \frac{\partial T_e}{\partial x}) - T_e (\frac{\partial p_e}{\partial T_e}) \frac{d}{dt} (\frac{1}{\rho}) + \frac{c}{\rho} \sum \sigma_g^a E_g - \frac{c}{\rho} \sum \sigma_g^b B_g + \omega_e (T_i - T_e) \quad (2)$$

$$C_i \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (K_i \frac{\partial T_i}{\partial x}) - (p_i + q) \frac{\partial}{\partial t} (\frac{1}{\rho}) - \omega_e (T_i - T_e) \quad (3)$$

• 收稿日期: 2000-10-9; 修订日期: 2000-12-05  
基金项目: 国家 863 惯性约束聚变资助课题; 国家自然科学基金资助课题(19735002)  
作者简介: 赖东显(1941-), 男, 研究员; 北京 8009 信箱。

式中,  $\sigma_g^a, \sigma_g^b$  分别是  $g$  群的吸收系数和发射系数, 是有效吸收系数过频率间隔  $\nu_{g-1} \leq \nu \leq \nu_g$  的普朗克平均, 它们分别用  $T_r$  和  $T_e$  来表征;  $\rho$  是物质密度;  $T_e$  和  $T_i, p_e$  和  $p_i, C_e$  和  $C_i, K_e$  和  $K_i$  分别是电子和离子的温度、压力、比热和热传导系数。在 RDMG 程序中, 方程(1)-(3) 与流体力学方程耦合求解。用离散纵标法( $S_n$  方法) 求解方程(1), 并用纯隐式格式建立起方程(1)-(3) 的差分方程。为了有效地处理光学厚区域中方程(1)和(2)的强耦合, 计算采用了人为散射迭代方法。

## 2 数值模拟结果

### 2.1 计算模型

计算模型如图 1 所示。靶为平面金靶, 厚度  $2\mu\text{m}$ , X 光从左边边界入射, 入射角为  $30.5^\circ$ , 入射谱为非平衡谱。其中, O 带与 N 带峰值比为 1.67。入射流时间脉冲为高斯脉冲, 脉宽  $0.616\text{ns}$ , 其峰值功率密度为  $(0.012-1.2) \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 。计算时, 金靶内分了 100 个网格。其中, 靠近入射边界的  $0.5\mu\text{m}$  内分了 50 个网格。在  $h\nu \leq 2.5\text{keV}$  范围内, 光子分了 100 群。

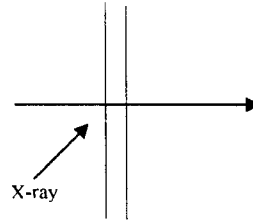


Fig. 1 The schematic drawing of calculating model

图 1 计算模型示意图

### 2.2 入射流强度对边界发射谱的影响

图 2 分别是入射流强度为  $1.2 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2, 0.12 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2, 0.012 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$  时 4 个时刻边界的发射谱(实线是平衡谱, 虚线是发射谱)。由图可见, 随着入射流强度降低, 发射谱偏离平衡谱越来越大。当入射流强度在  $(0.12-1.2) \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$  范围, 发射谱接近平衡谱, 但在峰值附近出现畸变。当入射流强度降低到  $0.012 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ , 发射谱偏离平衡谱比较大。根据文献[4]和[5]的分析, 发射谱的特征取决于晕区等离子体的光学厚度, 而它又与烧蚀深度和辐射吸收系数有关。在脉宽相同的条件下, 入射流峰值强度对辐射烧蚀深度的影响很大, 在  $t=0.8\text{ns}$  时刻(接近峰值功率时刻) 三种辐射强度下的烧蚀深度分别为  $1.01, 0.43, 0.25\mu\text{m}$ 。可见, 当入射流强度较低时, 烧蚀深度较浅, 这是发射谱偏离平衡谱大的原因。

保持入射峰值强度和脉宽不变, 将各向异性入射改为各向同性入射, 将非平衡谱改为平衡谱, 计算结果表明, 入射条件的这种改变对发射谱几乎没有影响。这说明, 入射条件对发射谱没有直接的影响。

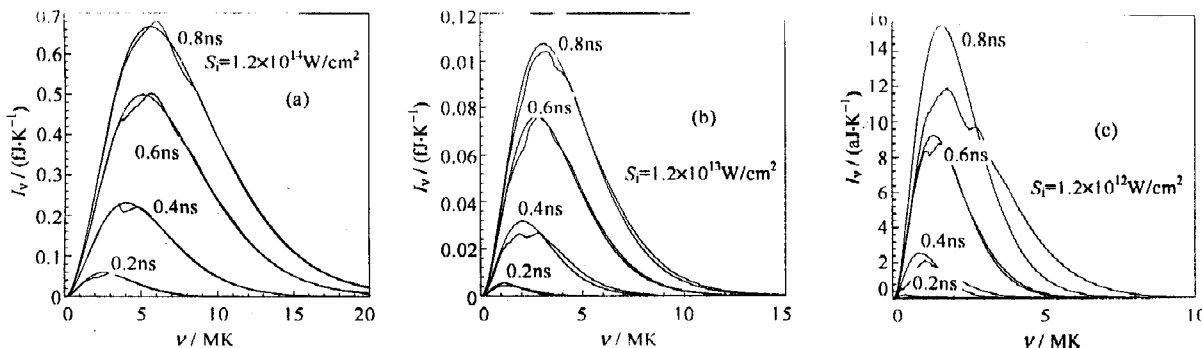


Fig. 2 The re-emission spectra at four moments

图 2 四个时刻的再发射谱

### 2.3 再发射流及反照率

图 3 是  $S_i=1.2 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$  情况下入射流、发射流、吸收流及反照率随时间的变化。反照率随时间上升, 但在不同阶段上升的速率不同, 在初期和后期速率较大。由于反照率的这种性质, 相对于入射流脉冲, 发射流和吸收流脉冲的形状都发生了变化。图中, 入射流脉冲为高斯脉冲, 发射流和吸收流脉冲都偏离高斯脉冲, 发射流的前沿变陡, 后沿变缓; 而吸收流的前沿变缓, 后沿变陡。在入射流后沿的某一时刻, 发射流大于入射流, 吸收流变为负值。图 4 是在入射流脉宽相同峰值不同情况下, 反照率随时间的变化。随着入射流峰值降低, 在主要的时间阶段, 反照率也降低。入射流峰值为  $1.2 \times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2, 1.2 \times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$

$\text{cm}^2$  和  $1.2 \times 10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$  时刻的反照率分别为 0.77, 0.67 和 0.50。计算表明, 峰值时刻的反照率与后期的发射和入射积分流之比大体相当。到  $t = 2.5 \text{ns}$ , 发射的总能量与入射的总能量之比分别为 0.81, 0.72 和 0.56。

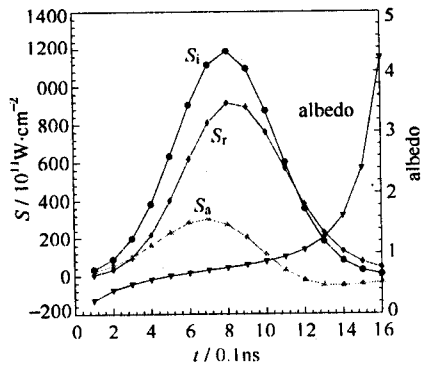


Fig. 3 The variations of incident flux, re-emission flux, absorption flux and albedo with time

图3 入射流、再发射流、吸收流及反照率随时间的变化

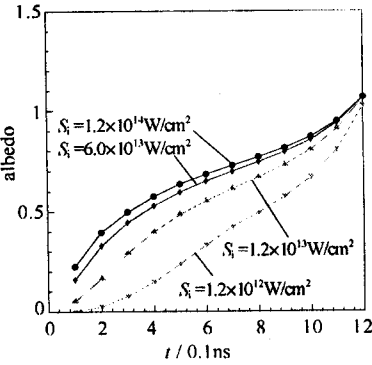


Fig. 4 The variations of albedo with time

图4 反照率随时间的变化

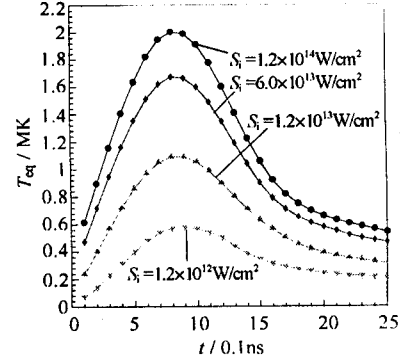


Fig. 5 The effects of incident flux on the variations of equivalent temperature with time

图5 入射流强度对等效温度随时间变化的影响

## 2.4 边界等效温度

为了鉴别发射谱的特性, 令每一时刻向外发射的辐射总强度与平衡强度相等, 定义出边界等效温度。在图2中的 Planck 谱就是用等效温度表征的。按照它的定义, 发射流可方便地表示为  $S_r = \sigma T_{eq}^4$ 。图5是人射流脉宽相同峰值不同情况下, 等效温度随时间的变化。在一定的人射流峰值强度的条件下, 等效温度随时间随吸收流的增加而上升, 当吸收功率与流体力学膨胀损耗相当时, 等效温度达到最大值, 其峰值时刻比入射流峰值时刻略推迟一些。数值拟合给出等效温度随入射流峰值变化的定标关系为  $T_{eq}^m = 1.916(S_i^m / (10^{14} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}))^{0.2694}$  (MK)。在温度达到峰值之后, 由于入射流比发射流减小得更快, 吸收流下降很陡, 等效温度下降得比较快。在后期, 当加源结束后, 流体力学膨胀是主要的降温机制, 温度随时间下降得比较平缓。

## 3 结论

(1) 入射流峰值对发射谱影响的数值模拟结果再一次验证了文献[4]和[5]中的分析。发射谱的性质取决于辐射烧蚀区中晕区等离子体的光学厚度, 与人射边界条件没有直接关系。只有当入射条件影响到晕区等离子体的光学厚度时, 它们对发射谱的影响才显示出来。在计算的模型中, 改变入射谱和入射角, 对发射谱影响不大, 只有在入射强度较低时, 对发射谱的影响才比较明显。

(2) 由于反照率随时间增加的性质, 发射流和吸收流相对于入射流波形发生变化, 发射流前沿变陡, 后沿变缓, 而吸收流前沿变缓, 后沿变陡。

(3) 在激光腔靶耦合中, 实验测得的以发射流定义的温度实质上就是边界的等效温度。当入射流为高斯脉冲, 等效温度随时间上升和下降都比较快。若已知入射流脉冲, 只有用多群辐射输运程序才能更好地模拟边界等效温度和反照率问题。

## 参考文献:

- [1] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain [J]. *Phys Plasmas*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [2] Eidmann K. Radiation transport and atomic physics of plasmas [J]. *Laser and Particle Beams*, 1994, 12: 223-244.
- [3] 冯庭桂, 赖东显, 许琰. X光辐射多群输运计算的电子温度人为散射迭代方法 [J]. *计算物理*, 1999, 16(2): 199-205.
- [4] 许琰, 赖东显, 冯庭桂. X光加热金平面靶再发射谱分析 [J]. *强激光与粒子束*, 1999, 11(3): 305-308.

- [5] Lai Dongxian, Xu Yan, Feng Tinggui, et al. Numerical simulations for Au planar targets irradiated by non-Planck X-ray[A]. Christine Labaune, Inertial Fusion Sciences and Applications 99[C]. Paris, 2000, 1183-1186.

## Numerical simulations for re-emission of Au planar targets

LAI Dong-xian, FENG Ting-gui, XU Yan, LAN Ke

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, P. O. Box 8009, Beijing 100088, China*)

**Abstract:** One dimension multi-group radiation transfer program was used to simulate the processes of re-emission for Au disk. Some results about the re-emission spectrum, the re-emission flux, the albedo and the equivalent temperature at the boundary are given, and the variations of re-emission spectrum with the incident flux are analyzed. It is found that the re-emission spectrum is closely related with the depth of ablation and the optical thickness of corona plasma.

**Key words:** re-emission flux; re-emission spectrum; albedo; equivalent temperature at the boundary