

对激光等离子体中 X 射线的产生与辐射加热研究^{*}

王 薇^{1,2)} 张 杰¹⁾ V.K. Senecha³⁾

¹⁾ 中国科学院物理研究所光物理开放实验室 北京 100080)

²⁾ 首都师范大学物理系 北京 100037)

³⁾ Laser Plasma Division , Centre for Advanced Technology , Indore-452013 , India)

(2001 年 8 月 20 日收到 ,2001 年 9 月 20 日收到修改稿)

利用一维辐射流体力学程序 MULTI 数值模拟研究了功率为 10^{14} W/cm²、脉冲宽度为 300ps、波长为 0.44 μ m 的强激光辐照平面 Au 靶时产生 X 射线的过程 ,给出了 X 射线转换效率和能谱分布 .通过将靶物质划分为对所产生的 X 射线光学薄的转化区和光学厚的再发射区 ,得到了作为黑体辐射热源的最佳靶厚度 ,并给出了辐射加热靶所产生的等离子体的密度和温度的空间分布 .

关键词 :辐射流体力学 ,激光等离子体 ,X 射线转换 ,辐射热波

PACC :5225 ,9530

1 引 言

20 世纪 90 年代以来 ,随着超短脉冲激光放大技术的重大突破 ,激光功率开始变得越来越强 ,通过更好地控制激光等离子体的状态 ,使得在实验室里进行天体物理过程的研究成为可能^[1,2] .例如利用激光等离子体模拟天体等离子体的辐射输运过程可以直接测量天体的不透明度^[3,4] ,它有助于解释一些天体物理问题 ,并可以为验证不透明度的计算值提供有力的支持 .由于激光等离子体一般是远离局域热力学平衡状态的 ,它具有很高的电子温度梯度和密度梯度 ,而对大多数天体等离子体则是满足局域热力学平衡条件的 .为此在研究中通常采用辐射加热靶的方式 ,获得与天体等离子体相关的均匀等离子体 .激光 - 靶耦合过程中在靶的表面形成向外膨胀的高温等离子体 ,高温等离子体通过电子热传导和辐射热传导可以将能量传至高密度的区域 .激光等离子体中被热电子加热的一薄层烧蚀区是一个极强的 X 射线发射源^[5] ,利用它的辐射加热靶可以获得电子温度梯度和密度梯度均很小的等离子体 .

本文利用一维辐射流体力学程序(multi group radiation transport in multiplayer foils ,MULTI)^[6] ,数值模拟研究了功率为 10^{14} W/cm²、脉冲宽度为 300ps、波

长为 0.44 μ m 的短脉冲强激光辐照平面 Au 靶时 X 射线的转换过程 ;给出了 X 射线转换效率和能谱分布 ,分析了温度和密度的时间和空间的演化过程 .将激光等离子体划分为转化区、辐射热波区和冲击波区三个区 ,根据转化区与辐射热波区的特点 ,通过选择靶的厚度将两个区分开 ,得到了作为辐射热源的最佳的靶厚度 ,给出了辐射加热产生的等离子体的密度和温度的空间分布 .该研究对于模拟天体物理过程的实验设计具有重要价值 .

2 数值模拟研究

2.1 MULTI 程序简介

MULTI 程序是平面一维辐射流体力学程序 ,它用于解决拉格朗日动力学和多群辐射扩散传播问题 .它包括在临界密度处的由逆韧致吸收导致的激光能量沉积、能流受限的电子热传导和表列物态方程 ,以及非局域热力学平衡原子物理过程 .MULTI 程序可以将辐射场与流体动力学运动很强地耦合在一起 ,用来求解耦合到辐射输运方程中的一维平面流体力学方程 .在辐射输运方程中采用多群方法处理 .利用 MULTI 程序可以研究激光等离子体中 X 射线转换过程的物理机理 ,以及各种参量如激光强度、波长、脉宽、靶材料和靶厚度等对 X 射线转换效率的

^{*} 国家自然科学基金(批准号 :19825110)、国家高技术惯性约束聚变基金、国家重点基础研究专项基金(批准号 :G1999075200)及中国科学院研究生科学与实践专项基金(创新研究类)资助的课题 .

影响.

该程序容许两个温度,分别为物质温度 T 和辐射温度 T_{rad} ,在局域热力学平衡状态下(黑体),辐射温度可以表为

$$T_{\text{rad}} = \left(\frac{U}{\sigma} \right)^{0.25}, \quad (1)$$

其中 $\sigma = 137 \times 10^{-7} \text{ J/cm}^3/\text{eV}^4$, U 为辐射能量密度. 靶材料的光学性质可以分别由 Plank 和 Rosseland 平均不透明度 $\kappa_{\text{P},k}$ 和 $\kappa_{\text{R},k}$ 描述.

基本方程为

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial S_{\text{L}}}{\partial m} - \frac{\partial S_{\text{e}}}{\partial m} - \sum \frac{\partial S_k}{\partial m}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial S_k}{\partial m} = q_k - c \kappa_{\text{P},k} U_k, \quad (5)$$

$$c g_k^2 \frac{\partial U_k}{\partial m} = - \kappa_{\text{R},k} S_k, \quad (6)$$

其中 m 为拉格朗日质量, v 为比容 ($v = 1/\rho$, ρ 为质量密度), p 为压力, u 为速度, e 为内能比 ($\partial S_{\text{L}}/\partial m$ 为单位质量和时间激光沉积的能量, S_{e} 为电子热传导能流(本文计算中限流因子设为 $f = 0.08$), $\partial S_k/\partial m$ 和 U_k 分别为每一群光子能群的辐射能流和辐射能量密度, q_k 为单位时间单位质量的辐射能发射率, c 为光速, g_k^2 为 Eddington 指数,它依赖于第 k 群的发射角.

2.2 激光等离子体 X 射线转换过程

强激光与固体靶相互作用在靶面形成高温等离子体. 等离子体中入射激光的能量在冕区通过逆韧致吸收、共振吸收以及等离子体中各波之间的参量耦合过程被靶物质吸收. 吸收前沿靠近临界密度面处,温度达到最大,由此向内的温度梯度开始变得很陡. 大的温度梯度主要是靠从吸收区的能量输运来维系,即靠等离子体中的电子和辐射输运来维持.

能量输运过程相当复杂,考虑到在激光等离子体内存在很大的密度差 ($0.1\text{--}30\text{ g/cm}^3$),为方便起见,常常在研究激光等离子体的 X 射线转换机理时将等离子体划分为转化区、再发射区和冲击波区^[7-9].

图 1 和图 2 分别为功率为 10^{14} W/cm^2 、脉冲宽度为 300 ps 、波长为 $0.44\text{ }\mu\text{m}$ 的强激光脉冲辐照 $1\text{ }\mu\text{m}$ 厚

的平面 Au 靶时,靶材料的温度和密度在不同时间下随拉格朗日质量坐标空间的变化. 从右向左,可以明显地看到激光等离子体的转化区、再发射区(辐射热波区)和冲击波区(激光从右边辐照 Au 靶). 分析

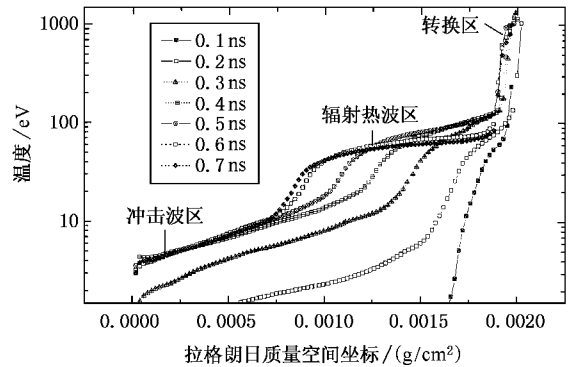


图 1 物质温度在拉格朗日质量坐标空间中的变化

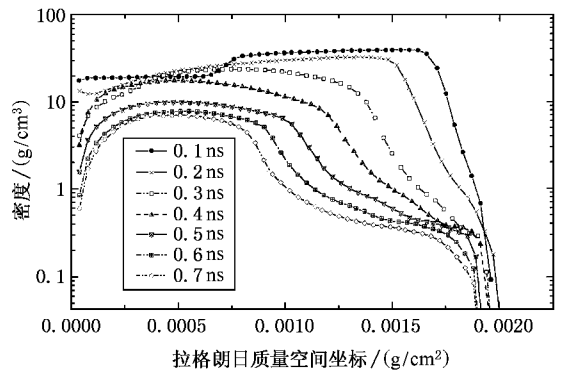


图 2 密度在拉格朗日质量坐标空间中的变化

图 1 和图 2 可知:在转化区内激光能量被吸收,部分转化为热 X 射线(对于高 Z 靶其转换效率很高),是 X 射线的主要发射源. 转化区处于非局域热力学平衡状态,能量输运是由等离子体中的电子热传导进行,与其他区相比通常具有最高的温度(可高达 1 keV)和最低的密度($\leq 0.1\text{ g/cm}^3$). 它对于产生的 X 射线是光学薄,为此 X 射线既可以向靶内又可以向真空传播.

向靶内传播的 X 射线在再发射区被吸收,吸收的 X 射线一部分用于加热靶的冷区,一部分将被再次发射. 再发射区能量输运主要通过辐射热传导进行,即由辐射热波向靶内扩散,为此该区也称为辐射热波区^[10,11]. 再发射区处于局域热力学平衡状态,它的温度比转化区的低(约为 100 eV),而密度则要高许多 ($0.1\text{--}1\text{ g/cm}^3$). 对于热 X 射线而言,它是光学厚的并通过转化区向真空辐射能流密度等于 σT^4

(σ 为斯蒂芬-玻尔兹曼常数)的黑体辐射. 辐射热传导在能量运输中的作用与靶材料有很大关系. 对于低 Z 靶, 辐射热传导在能量运输中的作用被忽略, 沉积在临界密度面的激光能量仅仅是由电子热传导向靶的冷区输运^[12]. 但是对于中 Z 靶(如 Al 靶)辐射热波区开始出现, 此时应当考虑辐射输运的影响; 对于高 Z 靶(如 Au 靶)辐射热波区变得非常明显, 辐射输运是能量运输的一个重要过程.

激光聚焦在固体靶面上时, 靶物质由于激光加热、电离而迅速地转化为等离子体状态, 并且由于高温而开始由靶面向真空膨胀(与激光光束方向相反). 烧蚀过程可以产生一个等量的反向冲量, 驱动冲击波向靶面内传播, 在靶内形成局部密度很高(可大于 1 g/cm^3)而温度可以降至 10 eV 以下的冲击波区^[13]. 该区是热力学平衡区, 具有很好的规律性. 由于辐射输运到冲击波中的能量很小, 可以被忽略, 它与激光等离子体的 X 射线转化问题没有直接的相关性. 为此在激光等离子体 X 射线辐射研究中我们仅仅考虑转化区和辐射热波区的性质.

2.3 X 射线能谱分布和转换效率

本文利用 MULTI 程序, 数值模拟了功率为 10^{14} W/cm^2 、脉冲宽度为 300 ps 、波长为 $0.44\text{ }\mu\text{m}$ 的强激光脉冲与 $1\text{ }\mu\text{m}$ 厚的平面 Au 靶相互作用时靶前 X 射线能谱分布.

图 3(a) 为不同时刻下靶前测得的 X 射线能谱分布. (b) 为激光峰值功率($t = 300\text{ ps}$)处靶前 X 射线能谱分布与该时刻的普朗克谱的比较, 模拟结果表明激光等离子体产生的 X 射线能谱是近似的黑体谱. (c) 为靶前 X 射线能流密度峰值大小随时间的变化, 由图可以看出能流密度的峰值随时间的增加而增加, 在脉冲结束($t = 600\text{ ps}$)后开始趋于饱和.

图 4 为用功率为 10^{14} W/cm^2 、脉冲宽度为 300 ps 、波长为 $0.44\text{ }\mu\text{m}$ 的强激光脉冲分别照射厚度均为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的 Au 靶和 Al 靶时, 测得的靶前 X 射线的转换效率. 由图 4 可以看到 Au 靶的转换效率可高达 58% 左右, 而 Al 靶的转换效率仅为 12% 左右. 高 Z 靶的转换效率高于中 Z 靶, 为了产生尽可能多的 X 射线, 多采用高 Z 靶.

2.4 辐射温度的空间和时间分布

图 5 为功率为 10^{14} W/cm^2 、脉冲宽度为 300 ps 、波长为 $0.44\text{ }\mu\text{m}$ 的强激光脉冲辐照 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的平面 Au 靶

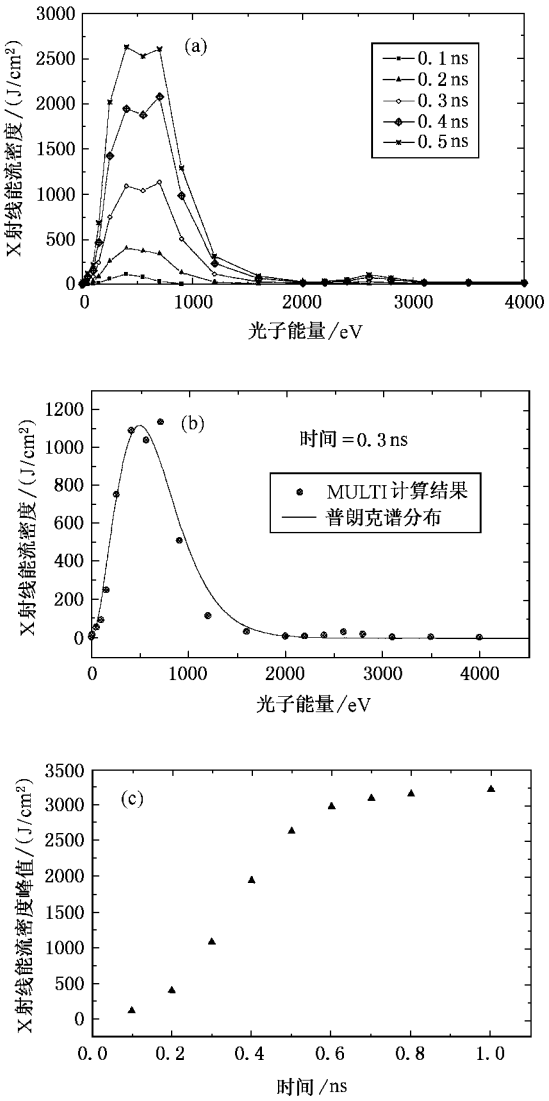


图 3 激光与 Au 靶相互作用产生的 X 射线能谱分布

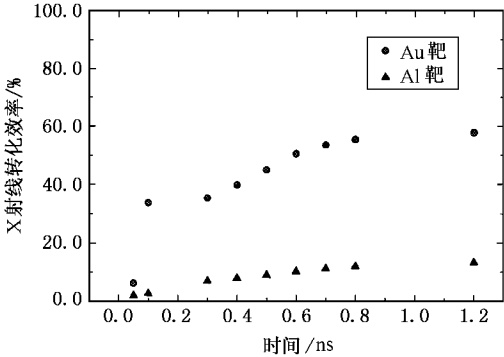


图 4 激光照射 Au 靶和 Al 靶产生的 X 射线转换效率

时, 所得到的辐射温度在不同时刻下空间变化趋势. 由图 5 可以看出, 同一时刻下的辐射温度在转化区基本上保持恒定, 但在再发射区开始下降(激光从右

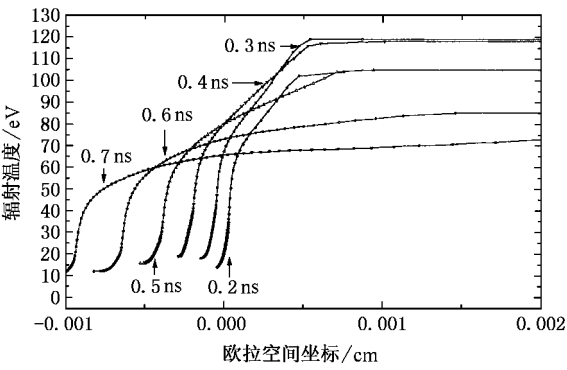


图 5 辐射温度在欧拉空间的演化

向左入射).这是由于对于 X 射线辐射,转化区是光学薄的,而再发射区则是光学厚的.根据这一特性可以方便地区分转化区和再发射区.

图 6 为功率为 10^{14} W/cm^2 、脉冲宽度为 300ps、波长为 $0.44 \mu\text{m}$ 的强激光脉冲辐照厚度为 $1 \mu\text{m}$ 的 Au 靶产生的等离子体的温度和辐射温度的空间最大值

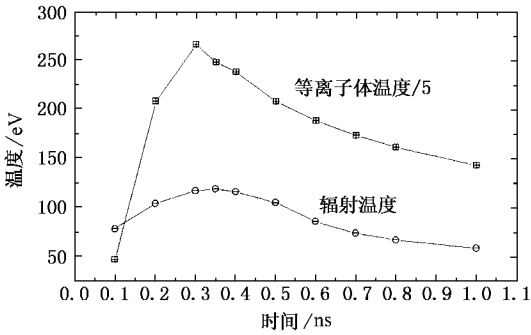


图 6 等离子体的温度和辐射温度随时间的演化

随时间演化.从图 6 可以看到等离子体的温度最大值几乎是在激光脉冲峰值出现的时刻,即在 0.3ns 时产生,辐射温度的最大值稍稍落后于激光脉冲峰值出现时刻.

2.5 辐射热源靶厚度的优化

将激光等离子体产生的 X 射线作为一个强的辐射热源在实验中已经有许多应用.由于辐射热波区的存在与否并不影响转化区的性质^[9],本文通过选择靶的厚度,使得在靶内仅有转化区形成,从而可以将靶视为一个独立的黑体辐射热源.将其辐射加热另一个样品靶可以产生比较均匀的等离子体条件^[14].也可以将辐射热源靶沉积在某些材料上,用来研究热 X 射线在这些材料中的辐射输运过程.

图 7 为数值模拟一辐射热源 Au 靶加热另一样

品 Au 靶时,在两个靶中辐射温度和物质温度随空间单元层的分布.数值计算中空间单元总层数为 75 层.样品靶的厚度为 $0.045 \mu\text{m}$,相应的层数为 1—20 层.辐射热源靶的厚度为 $0.055 \mu\text{m}$,其层数为 20—75 层.激光从右向左入射,功率为 10^{14} W/cm^2 ,脉冲宽度为 300ps,波长为 $0.44 \mu\text{m}$.计算结果表明在激光峰值功率($t = 300 \text{ ps}$)处,可以在辐射热源 Au 靶与样品 Au 靶的分界面附近刚好将转化区和辐射热波区分开.转化区作为一独立的辐射热源,加热样品靶从而在样品靶内得到温度和密度梯度很小的几乎均匀的

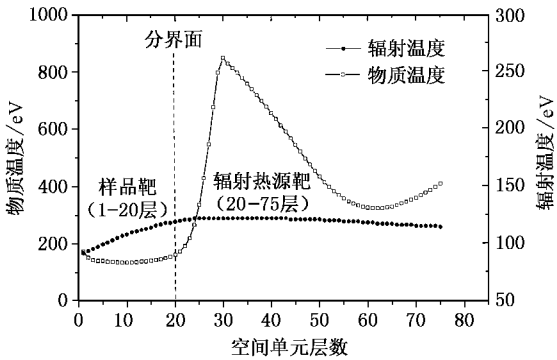


图 7 样品靶与辐射热源靶中温度随空间单元层的分布

等离子体.由图 7 可以看到在辐射热源 Au 靶中(转化区),等离子体温度变化很陡,而辐射温度基本保持恒定值,在样品 Au 靶中(辐射热波区)等离子体温度变化很缓,而辐射温度不再为一个恒定值,开始有所下降.

图 8 为利用厚度为 $0.055 \mu\text{m}$ 的辐射热源 Au 靶辐射加热(从右向左)厚度为 $0.045 \mu\text{m}$ 的样品 Au 靶时,在样品靶中所得到的等离子体的密度和温度的

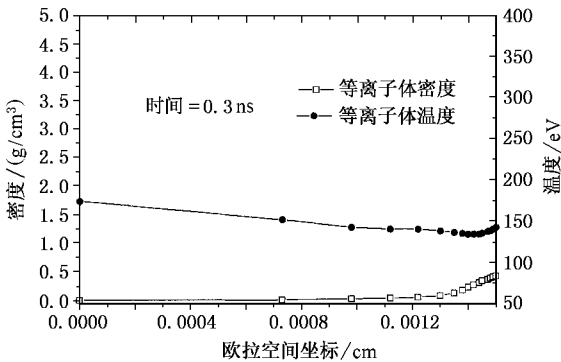


图 8 辐射加热产生的等离子体的密度和温度分布

空间分布.由图 8 可以看到由辐射加热靶产生的等离子体的密度和温度梯度很小,等离子体可以视为

近似均匀的.

3 结 论

本文利用一维辐射流体力学程序 MULTI 对功率为 10^{14} W/cm^2 、脉冲宽度为 300ps、波长为 $0.44 \mu\text{m}$ 的强激光脉冲辐照平面 Au 靶时 X 射线的产生和辐射加热过程进行了数值模拟研究. 结论如下:

1. 强激光脉冲与高 Z 靶相互作用产生的等离子体具有很大的密度差, 根据对激光等离子体的分区, 详细分析了转化区、再发射区和冲击波区的特点. 数值模拟研究了激光等离子体 X 射线能谱和转换效率, 结果表明激光等离子体产生的 X 射线能谱分布近似为普朗克谱分布, 激光与高 Z 靶相互作用时 X 射线的转化效率高于低 Z 靶.

2. 数值模拟研究了激光等离子体温度和辐射温度的空间和时间分布. 辐射温度在转化区基本保持恒定值, 在辐射热波区不再为一个恒定值, 开始缓慢衰减. 根据转化区和再发射区等离子体温度和辐射温度的性质, 将转化区与再发射区分开, 得到了可以作为黑体辐射热源靶的最佳厚度计算.

3. 数值模拟研究了作为黑体辐射热源 Au 靶在紧接其的另一个样品 Au 靶中产生的等离子体的温度和密度空间的变化, 在样品靶中得到了温度梯度和密度梯度都很小的均匀等离子体.

这些模拟研究结果对于理解激光等离子体 X 射线转化、指导与 X 射线辐射加热相关的实验设计具有重要意义, 同时对于在实验室模拟某些天体物理过程^[15-17]的实验设计非常重要.

-
- [1] Zhang J *et al* 2000 *Physics* **29** 392 (in Chinese) [张 杰等 2000 物理 **29** 392]
 - [2] Xia J F and Zhang J 2001 *Physics* **30** 210 (in Chinese) [夏江帆、张 杰 2001 物理 **30** 210]
 - [3] Fryer C L and Colgate P A 1999 *Appl. Phys. J.* **511** 885
 - [4] Rogers F J and Iglesias C A 1994 *Science* **263** 50
 - [5] Hooper M B (ed) 1989 *Laser Plasma Interactions* SUSSP (Scottish Universities Summer School in Physics) No. 35 see also preceding vols **1—3** of this series
 - [6] Ramis R , Schmalz R and Meyer-ter-Vehn J 1998 *Comp. Phys. Commun.* **49** 475
 - [7] Sigel R 1989 *Proc. SPIE* **1140** 6
 - [8] Sigel R , Eidmann K , Lavarenne F and Schmalz R F 1990 *Phys. Fluids* **2** 199
 - [9] Eidmann K , Schmalz R F and Sigel R 1990 *Phys. Fluids* **2** 208
 - [10] Marshak R E 1958 *Phys. Fluids* **1** 24
 - [11] Pakula R and Sigel R 1985 *Phys. Fluids* **28** 232
Pakula R and Sigel R 1986 *Phys. Fluids* **29** 134
 - [12] Schmalz R F , Meyer-ter-Vehn J and Ramis R 1986 *Phys. Rev. A* **34** 2177
 - [13] Wang W *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 741 (in Chinese) [王 薇等 2001 物理学报 **50** 741]
 - [14] Davidson S J , Foster J M , Smith C C and Rose S J 1988 *Appl. Phys. Lett.* **52** 847
 - [15] Xia J F , Zhang J and Zhang J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 994 (in Chinese) [夏江帆、张 军、张 杰 2001 物理学报 **50** 994]
 - [16] Wang W *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1517 (in Chinese) [王 薇等 2001 物理学报 **50** 1517]
 - [17] Jin Z and Zhang J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 365 (in Chinese) [金展、张 杰 2001 物理学报 **50** 365]

Numerical simulation of the conversion of thermal X-ray radiation from laser-induced plasmas and radiation heating^{*}

Wang Wei^{1 2)} Zhang Jie¹⁾ V. K. Senecha³⁾

¹⁾ (Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

²⁾ (Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037, China)

³⁾ (Laser Plasma Division, Centre for Advanced Technology, Indore -452013, India)

(Received 20 August 2001; revised manuscript received 20 September 2001)

Abstract

The conversion of intense laser light into thermal X-ray radiation in laser-induced plasmas is investigated using a one-dimensional radiation hydrodynamics code MULTI. The conversion efficiency and spectral distribution of the X-ray radiation are optimized. By optimizing the thickness of targets, a unique plasma environment can be obtained. This is very important for simulation of astrophysical process at laboratories.

Keywords: radiation hydrodynamics, laser-produced plasmas, X-ray conversion, radiation heat wave

PACC: 5225, 9530

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19825110), the National High-Technology ICF Foundation of China, the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. G1999075200), and the Scientific and Social Practice Grants for Graduate Students of Chinese Academy of Sciences (Innovation Research Grant).