

# 超热电子与金黑腔靶作用产生硬 X 射线的蒙特卡罗模拟\*

赵学峰<sup>1)2)</sup> 李三伟<sup>1)†</sup> 蒋刚<sup>2)</sup> 王传珂<sup>1)</sup> 李志超<sup>1)</sup> 胡峰<sup>1)2)</sup> 李朝光<sup>1)</sup>

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (四川大学原子与分子物理研究所, 成都 610065)

(2010年7月19日收到; 2010年9月25日收到修改稿)

激光打靶产生大量麦氏分布的超热电子, 与金腔靶相互作用产生硬 X 射线. 利用蒙特卡罗方法, 对超热电子在金腔靶中的传输进行了研究, 模拟了在不同超热电子温度、份额下硬 X 射线谱的变化及在不同腔体尺寸、腔壁厚度情况下, 硬 X 射线谱的变化情况, 给出硬 X 射线产生效率的决定因素. 利用硬 X 射线谱反推得到的超热电子信息与蒙特卡罗程序模拟结果相结合的方法, 获得金腔内部超热电子初始信息.

**关键词:** 热电子, 超热电子, 蒙特卡罗方法, 硬 X 射线

**PACS:** 52.57.-z, 87.55.K-

## 1. 引言

当激光与物质相互作用时, 预脉冲或脉冲前沿首先将物质表面离化产生等离子体, 主脉冲激光和激光后续部分与形成的等离子体继续作用, 在激光能量吸收过程中由于多种非线性作用过程(受激拉曼散射、共振吸收或双等离子体衰变等)将少部分激光能量转化为高温的超热电子群(温度 20—50 keV)和超超热电子群(通常温度大于 100 keV). 超热电子和超超热电子对激光聚变非常不利, 因为一方面它与经典逆韧致吸收竞争减少激光正常吸收, 耗散激光能量从而影响间接辐射驱动中 X 光的转换效率, 另一方面超热电子射程长, 进入到靶丸预热燃料导致熵增, 从而降低内爆效率<sup>[1-6]</sup>. 相比较而言, 超热电子数量比超超热电子大得多, 因此, 超热电子的温度和产额是人们关注的重点.

目前, 对超热电子的诊断可以分为直接诊断和间接诊断两种途径. 利用电子谱仪和辐射剂量探测器测量电子能谱和高能电子产额属于直接测量<sup>[7-9]</sup>, 通过这些测量可以获得超热电子穿过稠密等离子体和冷靶材料后的信息. 直接测量的方法存

在的问题是所得到的并不是在相互作用中产生超热电子的初始信息, 而是超热电子穿过靶材料之后的能谱. 当靶较厚时, 由于电子在靶内的能量损失和多次散射, 测量到的结果不能直接反映腔内初始超热电子信息. 通过对超热电子在临界密度面后的物质传输时产生的各种辐射, 如韧致辐射, 切连科夫辐射或  $K\alpha$  线辐射等的测量, 对超热电子做出诊断则属于间接测量方法. 超热电子在冷靶材料中传输时产生的韧致辐射光子具有很好的方向性, 同时热电子能量比较低, 产生的韧致辐射方向是有很大的立体角, 同时韧致辐射光子为连续谱, 能谱范围很宽, 因此在靶后通过间接测量韧致辐射 X 射线谱的方法反推得到超热电子的初始信息是非常方便有效的诊断方法. 在惯性约束聚变研究(ICF)中, 主要是通过滤波荧光谱仪(F. F 谱仪)<sup>[10]</sup>探测超热电子产生的硬 X 射线能谱间接获得超热电子的初始有关信息.

蒙特卡罗程序考虑的物理过程比较全面, 而且可以对特殊的超热电子能谱、以及特殊的靶形状进行有效的计算, 因此蒙特卡罗模拟在韧致辐射诊断中起到非常重要的作用.

本文主要通过电子-光子输运程序, 对超热电子

\* 国家自然科学基金(批准号:10727504), 高温高密度等离子体物理国防重点实验室基金(批准号:9140C6801010901)和中国工程物理研究院科学技术发展基金(批准号:2010A0102003)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zxfsw1123@163.com

在金腔靶中的传输进行了研究,模拟了在不同超热电子温度、份额下硬 X 射线谱的变化及在不同腔体尺寸、腔壁厚度情况下,硬 X 射线谱的变化情况,给出硬 X 射线产生效率的决定因素.通过实验获得的硬 X 射线谱反推得到的超热电子信息与蒙特卡罗程序模拟结果相结合,进一步研究评估超热电子初始信息的准确性.

## 2. 理论模型

在国内神光 II、神光 III 原型装置中开展了多轮激光腔靶相互作用实验<sup>[5,11-14]</sup>,多年研究表明激光与金腔靶相互作用产生的热电子、超热电子和超超热电子呈现各向异性分布并且超超热电子群所占能量份额极少.因此在模拟中主要考虑在黑腔内部存在的热电子群和超热电子群.实验中探测器放置位置与腔靶中轴方向夹角为 30°,如图 1 所示,在模拟中对 30°位置(与金腔靶的距离为 0.5 m)探测器所能接受到的硬 X 射线谱进行了模拟.

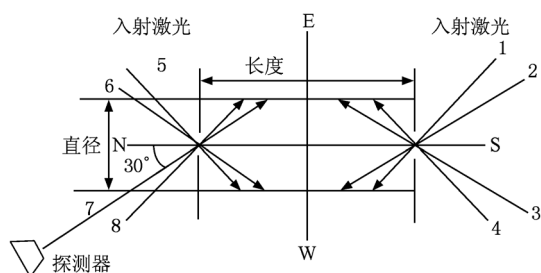


图 1 激光入射与探测器分布图

热电子与超热电子的能谱呈现麦氏分布,即

$$f(E) = 4 \left( \frac{m}{2\pi(kT)^3} \right)^{1/2} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (1)$$

式中, $E$  为热电子或超热电子的动能, $T$  为热电子或超热电子的温度, $k$  为波尔兹曼常数, $m$  为热电子或超热电子的质量.

通过(1)式可以得到热电子、超热电子的能谱分布,然后利用蒙特卡罗程序 MCNP (Monte Carlo N-Particle Transport Code) 对超热电子在金腔靶中的传输进行模拟.

MCNP 程序是由美国 Los-Alamos 国家实验室开发的一种模拟中子、光子、电子以及它们的联合运输问题的蒙特卡罗程序,是目前世界上公认成熟的蒙特卡罗程序包之一<sup>[15-17]</sup>.在模拟电子运输的时候,MCNP 使用连续慢化模型,考虑了碰撞损失、辐

射损失、韧致辐射和  $K$  壳层线谱发射等物理因素,能够对超热电子产生的韧致辐射谱较为准确的模拟.

金腔靶内的超热电子与等离子体和腔壁发生韧致辐射,产生的韧致辐射谱穿透腔壁后形成腔外 X 射线谱,腔外 X 射线谱的分布形式<sup>[5]</sup>为

$$I_1(E) = \exp(a_0 + a_1 E + a_2 E^2 + \dots + a_K E^K) \quad (\text{keV/keV} \cdot \text{sr}), \quad (2)$$

式中, $a_0, a_1, a_2, \dots, a_K$  是待定的  $K+1$  个线性系数.

将 X 光谱强度对光子能量积分,可以得出某能量区间单位立体角金黑腔靶腔外发射硬 X 光总能量  $E_{\text{HXO}}$ ,即

$$E_{\text{HXO}} = \int_{E_1}^{E_2} I_1(E) dE \quad (\text{keV/sr}). \quad (3)$$

## 3. 模拟结果与讨论

### 3.1. 硬 X 射线谱随热(超热)电子温度变化

应用 MCNP 模拟研究了 30°(与金腔靶的距离为 0.5 m)单探测器硬 X 射线谱随超热电子、热电子温度的变化,其中金腔靶尺寸见表 1 所示的标准尺寸设计.

表 1 靶设计参数

|                      |      |
|----------------------|------|
| 靶长度/ $\mu\text{m}$   | 1600 |
| 靶直径/ $\mu\text{m}$   | 800  |
| 靶壁厚度/ $\mu\text{m}$  | 23   |
| 入射口直径/ $\mu\text{m}$ | 500  |

在腔靶内假设存在着两群麦氏分布的热电子、超热电子.在保持热电子温度 2 keV 不变的情况下,超热电子温度分别为 30 keV, 35 keV, 40 keV, MCNP 程序模拟得到的 30°探测器(与金腔靶的距离为 0.5 m)位置腔外硬 X 射线谱见图 2 所示.在保持超热电子温度 36.5 keV 不变,热电子温度分别为 1 keV, 1.5 keV, 2 keV, MCNP 程序模拟得到的 30°探测器(与金腔靶的距离为 0.5 m)位置腔外硬 X 射线谱见图 3 所示.

图 2 和图 3 为腔外硬 X 射线谱随热电子、超热电子温度变化曲线,横坐标为硬 X 射线能量,纵坐标是单位立体角内平均热(超热)电子的硬 X 射线产额.从图 2 和图 3 可以看出,硬 X 射线产额随 X 射线能量先减少后增大这主要因为金腔壁对不同

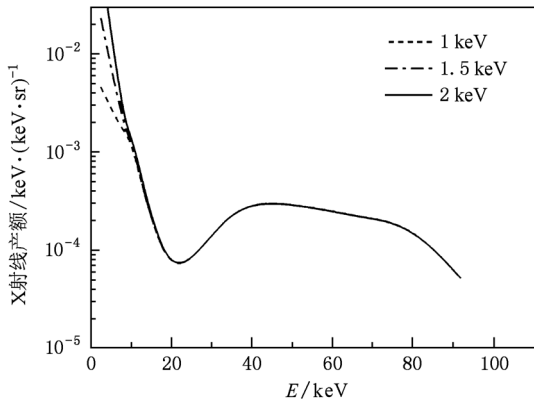


图2 硬 X 射线随热电子温度变化曲线

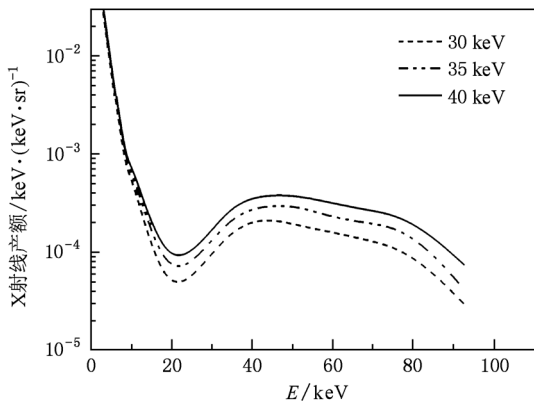


图3 硬 X 射线随超热电子温度变化曲线

能量的 X 射线吸收效率不同, 超热部分 (10—100 keV) 硬 X 射线谱主要集中在 40—80 keV 的范围内. 从图 2 看出, 低能热部分 (1.5—10 keV) X 射线谱基本不变, 超热部分硬 X 射线谱随着超热电子温度增加而增加. 从图 3 看出, 低能热部分 X 射线谱随热电子温度增加而增加, 而超热部分硬 X 射线谱基本不变. 同时, 硬 X 射线随电子 (超热电子) 温度增加而增加, 主要归因于热电子 (或超热电子) 在靶中射程随电子能量 (温度) 增加而增加, 从而在黑腔壁中的碰撞次数随之增多, 进而导致硬 X 射线产额增加.

### 3.2. 硬 X 射线谱随靶厚度变化

在硬 X 射线随靶厚度变化模拟研究中, 假设金腔靶内存在两群麦氏分布的热电子和超热电子, 热电子温度为 2 keV, 超热电子温度为 36.5 keV, 圆柱形腔靶直径为 800  $\mu\text{m}$ , 腔长为 1600  $\mu\text{m}$ , 筒写成 800  $\mu\text{m}$   $\times$  1600  $\mu\text{m}$ , 腔壁厚度分别为 10  $\mu\text{m}$ , 22  $\mu\text{m}$ ,

30  $\mu\text{m}$ , 50  $\mu\text{m}$  四种情况. MCNP 程序模拟得到的 30° (与金腔靶的距离为 0.5 m) 探测器位置硬 X 射线谱随腔壁厚度的变化情况见图 4.

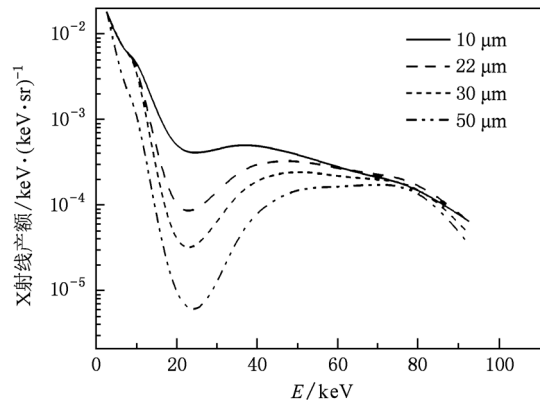


图4 硬 X 射线谱随腔靶厚度变化

图 4 为硬 X 射线谱随腔靶厚度变化曲线图, 由图 4 可见, 低能部分 X 射线变化不明显, 而高能部 X 射线变化非常明显, 并且随着腔靶厚度的增加超热电子转化为硬 X 射线的产额不断减少, 说明硬 X 射线的转化产额、总能量与腔靶厚度存在明显的依赖关系. 这是由于低能热部分 X 射线主要是从腔靶入射口直接泄漏出去的, 而从腔壁穿透很少; 同时相当部分的超热部分 X 射线主要是从腔壁穿透出来同时该能区 X 射线对金壁穿透率相差很大, 因此引起低能部分 X 射线变化不明显, 高能 X 射线变化明显.

### 3.3. 30°和 90°方向硬 X 射线谱

腔靶尺寸为 800  $\mu\text{m}$   $\times$  1600  $\mu\text{m}$ , 腔壁厚度为 23  $\mu\text{m}$ , 在金腔靶内假设存在着两群麦氏分布电子, 热电子温度 2 keV, 超热电子温度 36.5 keV. MCNP 程序模拟得到的 30°与 90° (与金腔靶的距离为 0.5 m) 位置硬 X 射线谱见图 5 所示.

图 5 (a) 为模拟探测器布置在 30°方向 (与金腔靶的距离为 0.5 m) 探测到的硬 X 射线谱, 图 5 (b) 为模拟探测器布置在 90°方向 (与金腔靶的距离为 0.5 m) 探测的硬 X 射线谱, 从两图对比来看: 低能热部分 (1.5—10 keV) X 射线谱有很大的区别, 高能超热部分 (10—100 keV) 硬 X 射线谱区别较小. 低能热部分 X 射线主要是从腔靶入射口直接泄漏出去的, 低能 X 射线通过 23  $\mu\text{m}$  厚的腔壁穿透率很低, 因而 90°方向 (与金腔靶的距离为 0.5 m) 探测到的低能 X 射线产额很少.

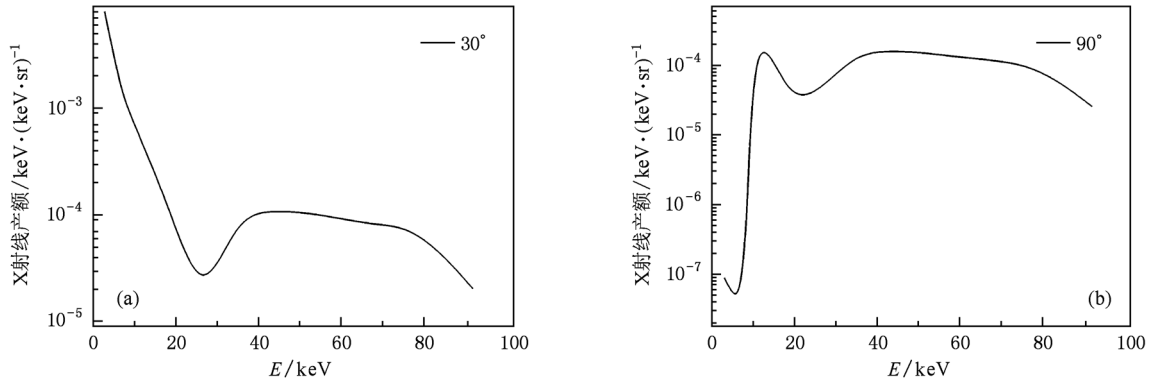


图5 MCNP模拟获得的30°(a)和90°(b)方位硬X射线谱

### 3.4. 硬X射线谱随靶尺寸变化

在硬X射线谱随腔靶尺寸变化模拟过程中,假设腔内热电子温度为2 keV,超热电子温度为36.5 keV,腔壁厚度为23 μm.针对三种不同腔尺寸(800 μm × 700 μm, 700 μm × 1400 μm, 800 μm × 1600 μm)进行模拟. MCNP程序模拟得到30°(与金腔靶的距离为0.5 m)探测器位置硬X射线谱随腔尺寸的变化曲线见图6所示.

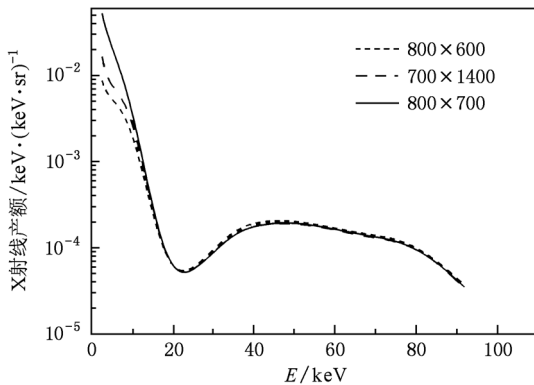


图6 硬X射线谱随靶尺寸变化

从图6可以看出,在热电子温度、超热电子温度、腔壁厚度相同条件下,超热电子转化为硬X射线的产额随腔尺寸的变化不明显,说明硬X射线产额与腔体的长度和直径依赖性较弱.

### 3.5. 硬X射线谱随热电子和超热电子相对份额的变化

在硬X射线谱随热电子和超热电子相对份额变化模拟研究中,假设金腔内热电子温度为2 keV,超热电子温度为36.5 keV,腔尺寸为800 μm ×

1600 μm,腔壁厚度为23 μm,在模拟过程中保持电子总数不变,热电子和超热电子相对份额按照表2变化.

表2 热电子和超热电子相对份额

| 编号       | 1   | 2    | 3    | 4    | 5   | 6    | 7    |
|----------|-----|------|------|------|-----|------|------|
| 热电子相对份额  | 0.7 | 0.75 | 0.80 | 0.85 | 0.9 | 0.95 | 0.99 |
| 超热电子相对份额 | 0.3 | 0.25 | 0.20 | 0.15 | 0.1 | 0.05 | 0.01 |

图7给出了MCNP程序模拟得到的硬X射线谱随热电子和超热电子相对份额的变化曲线,图7为30°(与金腔靶的距离为0.5 m)探测器位置硬X射线谱随热电子和超热电子相对份额的变化曲线.图7中不同编号曲线对应于表2中不同的热电子和超热电子相对份额.从图7可以看出,随着超热电子相对份额的减少硬X射线谱也随之减少,说明硬X射线产额与超热电子相对份额存在着很强的依赖关系.

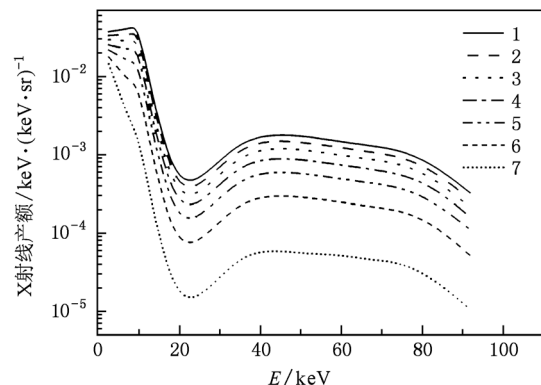


图7 硬X射线谱随热(超热)电子份额变化

由上面模拟结果看出,在激光与金腔靶相互作用过程中,腔外硬X射线产额与热电子、超热电子

的温度和份额、腔壁厚度依赖较强,与腔尺寸依赖较弱,低能部分 X 射线(小于 10 keV)主要是从腔靶入射口直接泄漏出去的,而高能超热部分(10—100 keV)的硬 X 射线主要由能量较高的超热电子与腔壁作用产生的韧致辐射.

#### 4. 实验和模拟的效果对比

从模拟研究表明,激光与金腔靶相互作用产生的硬 X 射线产额与谱形取决于很多因素,如热电子温度、超热电子温度、靶厚度、以及两群电子的相对份额等,因此直接探测热电子、超热电子的温度及份额不能正确反映超热电子的初始信息;为了更好的检验实验获得的热电子、超热电子温度和份额,可以通过“试探法”来推断热电子、超热电子温度和份额.在 MCNP 的输入文件中写入多种可能的热电子、超热电子温度和份额,将实验获得的硬 X 射线能谱图与 MCNP 程序模拟计算得到的 30°探测器位置硬 X 射线能谱图进行逐一比对,得到最接近的一组,即可认为是腔内初始的热电子、超热电子温度和份额.

在入射激光波长为 1.053  $\mu\text{m}$ ,靶面激光能量为 513 J,激光脉宽为 990 ps,靶尺寸为 800  $\mu\text{m}$   $\times$  1600  $\mu\text{m}$ ,激光入射口尺寸为 500  $\mu\text{m}$  条件下,滤波荧光光谱仪布置在神光 II 装置上与腔靶中轴线成 30°(与金腔靶的距离为 1.63 m)的位置,实验测得的金腔靶硬 X 射线谱见图 8 虚线(实验中通过滤波荧光光谱仪得到的硬 X 射线数据点进行插值拟合得到图 8 虚线).图 8 中横坐标为硬 X 射线能量,纵坐标是单位立体角内硬 X 射线强度,实验推得的超热电子温度为 36.5 keV 和腔外硬 X 射线(10—100 keV)总能量  $E_{\text{HXO}}$  为 0.035 J.图 8 实线是用两群电子(热电子温度 1.3 keV,超热电子温度 36.14 keV)与表 1 中靶参数的金腔靶相互作用,用 MCNP 蒙特卡罗方法模拟得到的 30°探测器(与金腔靶的距离为 1.63 m)

位置硬 X 射线能谱.实验曲线与模拟结果符合较好.这说明,对麦氏分布的热电子、超热电子在金腔靶壁中传输产生硬 X 射线这一物理过程用蒙特卡罗方法进行模拟是一种可行的科学方法.通过这种方法我们检验热电子、超热电子温度的可靠性并得到热电子相对份额约为 96.7% 和超热电子相对份额约为 3.3% 的结论,同时结合(2),(3)式得到腔外硬 X 射线总能量约为 0.0313 J.

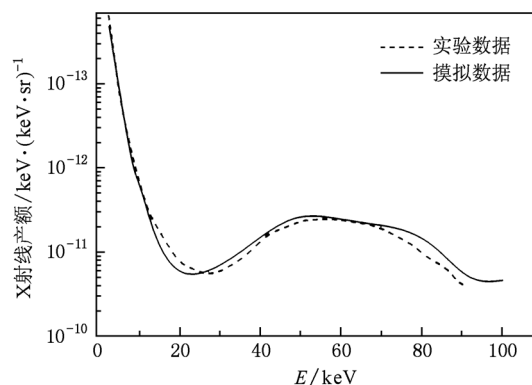


图 8 模拟、实验的硬 X 射线谱

研究表明,模拟计算和实验得到的超热电子温度、腔外硬 X 射线谱及总能量基本一致;但也存在一定误差,造成这种误差的原因主要是在用 MCNP 程序对超热电子初始信息进行模拟时,计算电子数量有限,同时 MCNP 模拟过程中没有考虑腔内自身磁场对电子运输的影响.

#### 5. 结 论

采用 MCNP 程序开展了腔外硬 X 射线谱随热电子温度、超热电子温度、二者相对份额、靶厚度、靶尺寸的模拟计算.计算结果表明腔外硬 X 射线产额与热电子、超热电子的温度和份额、腔壁厚度依赖较强,与腔尺寸依赖较弱.同时利用实验结果与蒙特卡罗程序模拟结果相结合的方法获得了金腔内部超热电子的初始信息.

[1] Lindl John 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933  
 [2] Lindl John D, Amendt Peter, Berger Richard L, Glendinning S Gail, Glenzer Siegfried H, Haan Steven D, Kauffman Robert L, Landen Otto L 2004 *Phys. Plasmas* **11** 399

[3] Chen L M, Zhang J, Li Y T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 225001  
 [4] Glenzer S H, Rosmej F B, Lee R W, Back C A, Estabrook K G, MacGowan B J, Shepard T D, Turner R E 1998 *Physical Review Letters* **81** 365

- [5] Qi L Y, Jiang X H, Chen J B, Liu S Y, Zhen Z J, Zhang B H, Ding Y K, Li C G, Wang D H, Zhu S C, Zhang J T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2068 (in Chinese) [ 祁兰英、蒋小华、陈家斌、刘慎业、郑志坚、张保汉、丁永坤、李朝光、王大海、朱森昌、张家泰 2002 物理学报 **51** 2068 ]
- [6] Dong X G, Sheng Z M, Chen W, Zhang J 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 7423 (in Chinese) [ 董晓刚、盛政明、陈 民、张 杰 2008 物理学报 **57** 7423 ]
- [7] Li Y T, Zhang J, Chen L M 2001 *Phys. Rev. E* **64** 46407
- [8] Chen Z L, Zhang J, Chen L M, Teng H, Dong Q L, Zhao L Z, Wei Z Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1672 (in Chinese) [ 陈正林、张 杰、陈黎明、滕 浩、董全力、赵理曾、魏志义 2003 物理学报 **52** 1672 ]
- [9] Chen L M, Zhang J, Liang T J, Li Y T, Wang L, Jiang W M 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 592 (in Chinese) [ 陈黎明、张 杰、梁天骄、李玉同、王 龙、江文勉 2000 物理学报 **49** 592 ]
- [10] Wang C L 1981 *Rev. Sci. Instrum.* **52** 1317
- [11] Li S W, Qi L Y, Mei Q Y, Yang X D, Tang D Y 1998 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **18** 51 (in Chinese) [ 李三伟、祁兰英、梅启庸、杨向东、唐道源 1998 核聚变与等离子体物理 **18** 51 ]
- [12] Qi L Y, Li S W, Zheng Z J, Mei Q Y, Zhu S C, Tang D Y 1993 *High Power Laser and Particle Beams* **5** 415 (in Chinese) [ 祁兰英、李三伟、郑志坚、梅启庸、朱森昌、唐道源 1993 强激光与粒子束 **5** 415 ]
- [13] Qi L Y, Jiang X H, Chen J B, Liu S Y, Zheng Z J, Zhang B H, Ding Y K, Li C G, Wang D H, Zhu S C, Zhang J T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2063 (in Chinese) [ 祁兰英、蒋小华、郑志坚、张保汉、丁永坤、李朝光、王大海、朱森昌、张家泰 2002 物理学报 **51** 2063 ]
- [14] Li S W, Qi L Y, Yi R Q, Zheng Z J, Tang D Y 1995 *High Power Laser and Particle Beams* **7** 205 (in Chinese) [ 李三伟、祁兰英、易荣清、郑志坚、唐道源 1995 强激光与粒子束 **7** 205 ]
- [15] Briesmeister J F 2000 *MCNP—A General Monte Carlo N-Particle Transport Code* ( Radiation Safety Information Computational Center)
- [16] Xu M H, Liang T J, Zhang J 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 2357 (in Chinese) [ 徐妙华、梁天骄、张 杰 2006 物理学报 **55** 2357 ]
- [17] Zhao Z Q, Ding Y K, Gu Y Q, Wang X X, Hong J, Wang J, Hao Y D, Yuan Y T, PU Y K 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 7127 (in Chinese) [ 赵宗清、丁永坤、谷渝秋、王向贤、洪 伟、王 剑、郝轶聃、袁永腾、蒲以康 2007 物理学报 **56** 7127 ]

# Monte Carlo simulation of hard X-ray produced by suprathermal electrons interaction with golden hohlraum targets\*

Zhao Xue-Feng<sup>1)2)</sup> Li San-Wei<sup>1)†</sup> Jiang Gang<sup>2)</sup> Wang Chuan-Ke<sup>1)2)</sup>  
Li Zhi-Chao<sup>1)</sup> Hu Feng<sup>1)2)</sup> Li Chao-Guang<sup>1)</sup>

1) (Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China)

2) (Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

(Received 19 July 2010; revised manuscript received 25 September 2010)

## Abstract

The interaction between laser and hohlraum can generate a large number of suprathermal electrons which obey the Maxwell distribution. The transport properties of the hot electrons and the suprathermal electrons in the hohlraum are investigated by using the Monte Carlo simulation program. In this paper we give the variations of hard X-ray spectrum with hot electrons and suprathermal electrons temperature and fraction, hohlraum size, and hohlraum thickness, and the determinant of efficiency of hard X-ray is obtained. The combination of Monte Carlo program and hot electrons induced by hard X-ray demonstrates the accuracy of the initial hot electrons.

**Keywords:** hot electron, suprathermal electron, Monte Carlo method, hard X-ray

**PACS:** 52.57.-z, 87.55.K-

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10727504), the High Temperature and High-density Plasma Physics National Key Laboratory Fund (Grant No. 9140C6801010901), and the Chinese Academy of Engineering Physics Science and Technology Development Fund (Grant No. 2010A0102003).

† Corresponding author. E-mail: zxfswl123@163.com