

超短脉冲强激光与固体靶相互作用中 $K\alpha$ 射线的实验研究^{*}

徐妙华¹⁾ 陈黎明²⁾ 李玉同¹⁾ 远晓辉^{1B)} 刘运全¹⁾ Kazuhisa Nakajima²⁾
Toshi Tajima²⁾ 王兆华¹⁾ 魏志义¹⁾ 赵卫³⁾ 张杰^{1)†}

1) 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

2) Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute, Kyoto, Japan, 619-0215)

3) 中国科学院西安光机所瞬态光学国家重点实验室, 西安 710068)

(2006 年 2 月 6 日收到, 2006 年 3 月 17 日收到修改稿)

在相对论激光强度下, 对 p 偏振 30 fs 激光与固体 Cu 靶相互作用中产生的 $K\alpha$ 射线进行了实验研究. 采用刀边成像技术和单光子计数 X 射线 CCD 相结合的探测装置, 在单发激光脉冲打靶时同时得到 X 射线源的尺寸、能谱以及 $K\alpha$ 光子的转换效率等多种信息. 实验结果与 Reich 等人的理论计算结果有明显的差异, $K\alpha$ 光子的能量转换效率在激光功率密度为 1.6×10^{18} W/cm² 的条件下达到最大值 7.08×10^{-6} /sr. 根据这一结果并结合蒙特卡罗程序, 推断出在这一聚焦光强下激光能量转换为前向超热电子的效率约为 10%.

关键词: 超短脉冲激光与等离子体相互作用, $K\alpha$ 射线, 转换效率

PACC: 5250J, 5225

1. 引 言

超强激光脉冲与固体靶相互作用时通过各种加速机理可以产生超热电子^[1-4]. 超热电子在向靶内传输时, 与激光等离子体相互作用区域周围的靶物质发生碰撞电离产生 $K\alpha$ 光子, 或者在靶原子的库仑场中受到偏转, 放出能量连续的韧致辐射光子^[5,6]. 由于 $K\alpha$ 射线源具有能量单一、脉宽短、高亮度以及射线源尺寸小等特点, 在医疗成像和超快诊断等方面具有很大的优势, 而且相对于结构庞大、造价昂贵的同步辐射 X 射线源来讲结构紧凑、造价低廉, 因此受到尤其广泛的关注^[7]. 近年来, 关于激光与固体靶相互作用产生 $K\alpha$ 射线的过程已经有了一些理论模拟和实验结果^[8-12]. 超短脉冲激光与等离子体相互作用产生 X 射线是个极其复杂的过程, 与相互作用过程中的许多环节相关. 在实验中对 $K\alpha$ 射线源的性质进行全面、准确的测量有助于我们对

整个过程有更深入的了解.

在实验中, 可以采用不同的探测方法对 $K\alpha$ 射线的性质进行测量, 各种探测方法各有优缺点. 利用 NaI 闪烁体探测器和 Ross 滤片相结合的探测方法, 可以测量激光等离子体相互作用产生的 X 射线的能谱, 同时也可以得到 $K\alpha$ 射线的转换效率^[10,11]. 但是, 由于这种探测方法的能量分辨取决于两个 Ross 滤片^[13]的吸收边的能量差, 因此得到的 X 射线能谱的能量分辨很差; 为了得到整个 X 射线能谱, 需要多发打靶的测量结果(每一发对应一个能量区间), 各发之间实验条件的不稳定性也会给实验结果带来较大的误差. 利用 CZT(cadmium zinc telluride)探测器^[14]或者晶体谱仪^[15]等 X 射线谱仪可以得到具有高分辨的 X 射线能谱. 但是与 NaI 闪烁体探测器类似, 这种探测方法也不能很方便地给出 $K\alpha$ 光子的转换效率. 利用针孔成像技术或刀边成像技术和普通 X 射线 CCD 的结合, 可以获得关于 X 射线源的空间信息(包括 X 射线源的尺寸和空间分布)以及 X

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10474134, 10374115, 60321003, 10510490, 10334110) 国家高技术惯性约束聚变主题, 日本 Kakenhi 主题资助的课题.

[†] 通信联系人. E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

射线相对强度的信息.但是由于普通的 X 射线 CCD 不具备能量分辨的功能,因此这种探测方法不能得到 X 射线的能谱和 $K\alpha$ 光子的转换效率.最近出现的单光子 X 射线 CCD^[12,16],由于其具有较高的能量分辨和空间分辨本领,为同时测量 $K\alpha$ 射线源的能谱特性和空间特性提供了可能.通过刀边成像技术和单光子 X 射线 CCD 相结合的探测方法,我们可以在单发打靶中同时测量 X 射线源的尺寸、能谱以及 $K\alpha$ 光子的转换效率,对 $K\alpha$ 射线源的性质进行全面研究.

本文利用该探测方法,对 fs 强激光与固体 Cu 靶相互作用产生的 $K\alpha$ 射线源的尺寸、能谱以及 $K\alpha$ 光子的转换效率进行了研究.结果表明,在激光聚焦功率密度为 $1.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 时, $K\alpha$ 光子的能量转换效率 η_{ce} 达 $7.08 \times 10^{-6}/\text{sr}$.根据此测量结果,推断出激光能量转换为前向超热电子的转换效率 η 约为 10%.

2. 实验装置

实验在中科院物理所光物理实验室自建的 20 TW 钛宝石激光系统“极光-II”号(XL-II)上进行.该激光系统采用啁啾脉冲放大(CPA)技术,其输出波长为 800 nm,脉宽为 30 fs,激光能量输出最大为 640 mJ,重复频率为 10 Hz,对比度经三阶自相关仪测量后约为 $1:10^{-5}$.实验布局如图 1 所示.水平方向偏振的主激光进入靶室后经过 M_1 和 M_2 两个反射镜,再通过 $f/3.5$ 的离轴抛物面镜聚焦,以 45° 的入射角辐照在厚度为 3 mm 的固体 Cu 靶上,可见光焦斑的半高全宽约为 $10 \mu\text{m}$.

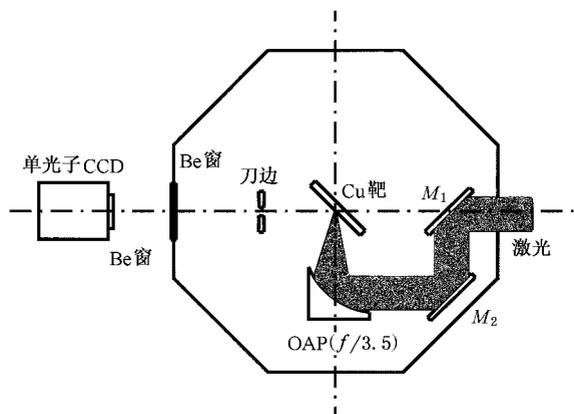


图 1 实验装置图

实验中采用刀边成像技术和单光子 X 射线 CCD 结合的探测方法,对固体铜靶产生的 $K\alpha$ 射线进行了测量.在激光的反射方向距离聚焦点 4 cm 的位置处竖直放置一对厚度为 0.1 mm、狭缝间距约为 $100 \mu\text{m}$ 的刀边.在靶室壁位于激光反射方向的法兰上安装了一个直径为 1.2 cm、厚度为 $250 \mu\text{m}$ 的 Be 窗.在距离聚焦点 2 m 的位置放置一个单光子 X 射线 CCD 对 $K\alpha$ 射线源成像,放大倍数约为 50 倍.该 CCD 探测器是由 Roper Scientific 公司生产的 PILCX 的 X 射线单光子计数 CCD^[17],像面为 1340×400 像素,每一像素对应尺寸为 $20 \mu\text{m}$.所测的软 X 射线能量范围为 5 keV—17 keV.对于单光子计数 X 射线 CCD 相面上每一像元的亮度(对应于产生的正负电子对的数目的多少)正比于入射在这一像元上的 X 射线光子的能量,因此对 CCD 计数进行统计后即可得到 X 射线光子的能量分布.在 X 射线 CCD 前面还有一个直径 1.2 cm、厚度 $250 \mu\text{m}$ 的 Be 窗,用来降低由低能 X 射线引起的背景噪声,整个测量系统对应的空间立体角约为 $2 \times 10^{-5} \text{ sr}$.

3. 实验结果和讨论

图 2 为激光功率密度为 $1.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 时 X 射线 CCD 记录到的能谱,Cu 靶的 $K\alpha$ 线和 $K\beta$ 线清晰可见.由于 Cu 材料的 $K\alpha$ 光子和 $K\beta$ 光子的能量已知,这两条谱线同时也能起到标定单光子 X 射线 CCD 的作用.

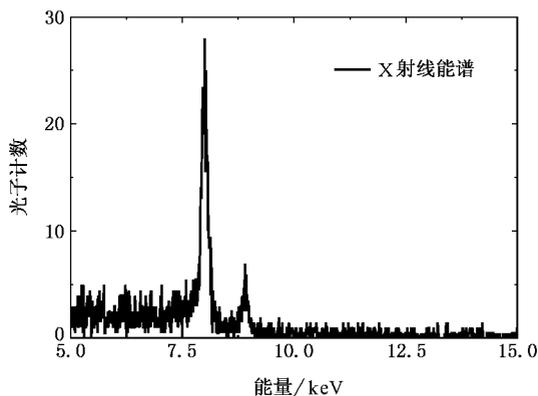


图 2 X 射线能谱

利用刀边成像技术,可以测量 X 射线源的尺寸.首先对 X 射线 CCD 采集到的刀边像的刃边扩散函数 ESK(edge spread function)做费米函数拟合.费米函数的表达式为

$$F(x) = a + \frac{b}{\exp((x-c)d+1)}$$

其中 a, b, c, d 为常数. 图 3 给出了 X 射线 CCD 上的刀边像的 ESF 以及拟合得到的费米函数 $F(x)$. 对拟和得到的费米函数 $F(x)$ 做微分, 将得到刀边像的线扩散函数. 对这一线扩散函数做高斯拟合后得到的宽度即为 X 射线源的半高全宽, 如图 3 中的插图所示. 根据拟合的高斯曲线的宽度, 可以得到 X 射线源的大小为 $48 \mu\text{m}$.

在实验中, 利用刀边成像技术测量得到的 X 射线源的尺寸远大于可见光的聚焦光斑尺寸(可见光聚焦斑的 FWHM 约为 $10 \mu\text{m}$). 激光与固体靶相互作用产生的超热电子的横向输运和扩散, 是导致 X 射线源尺寸远大于可见光聚焦尺寸的主要原因. 另外, 背向超热电子在向靶前出射时, 由于受到前表面的电荷分离场的影响将有部分超热电子被拉回靶面. 这部分超热电子由于受到靶面附近电磁场的影响不可能按照原路返回, 而是入射到靶面上激光聚焦以外的区域. 这些回流超热电子也是导致 X 射线源尺寸大于可见光聚焦的原因之一. 此外, 由于光学聚焦系统聚焦能力的有限性, 只有大部分的激光能量被聚焦到有限的聚焦尺寸内, 另外的激光能量分布于可见光聚焦的外围区域. 在外围区域内, 尽管激光的功率密度不太高, 但是产生的超热电子的温度仍然足够激发 $K\alpha$ 光子的产生^[18]. 因此, 这一外围区域也对 X 射线聚焦的尺寸有贡献. 上述各种原因都将导致 X 射线源尺寸大于可见光的聚焦光斑.

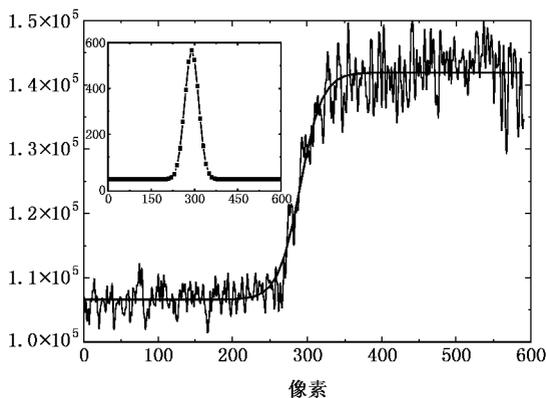


图 3 X 射线源的刀边像的刃边扩散函数 ESF 和拟合的费米函数 $F(x)$ (插图为线扩散函数以及拟合的高斯函数曲线)

通过刀边成像技术和单光子 CCD 结合的测量方法, 还可以测量得到 $K\alpha$ 射线源的能量转换效率 η_{ce} . PI-LCX 型号的单光子 CCD 的 Fano 系数约为

0.1 ^[19], 因此在计算 X 射线 CCD 记录到的 Cu 的 $K\alpha$ 光子的数目时, 对 $K\alpha$ 谱线峰值能量 8.0 keV 左右 10% 的能量范围内的能谱进行积分, 积分得到的峰面积即为 X 射线 CCD 记录到的 $K\alpha$ 光子的数目. LCX 单光子 CCD 对能量为 8.0 keV 的 $K\alpha$ 光子的探测效率约为 45%^[13,14]. $K\alpha$ 光子在经过 $500 \mu\text{m}$ 的 Be 窗以及靶室外的空气到达 X 射线 CCD 的相面的过程中将受到严重的衰减. 另外, 一个 $K\alpha$ 光子有可能会入射到几个像元的交界处上, 而将能量分散给它周围的这几个 CCD 像元. 这几个像元会分别激发电子-空穴对, 它们强度的总和与一个 $K\alpha$ 光子所激发的强度相同. 这样的事件也会导致 $K\alpha$ 光子计数减少. 考虑到上述因素以及探测器所对应的空间立体角, 通过计算就可以得到 $K\alpha$ 光子的能量转化效率 η_{ce} .

图 4 给出了在不同的激光强度下飞秒激光与固体 Cu 靶相互作用产生的 $K\alpha$ 光子的能量转换效率 η_{ce} . 实验中保持激光的聚焦状态不变, 通过改变激光的能量来选择激光的聚焦功率密度. 从图中可以看出, 随着激光强度从非相对论强度增大到相对论强度, $K\alpha$ 光子的能量转换效率 η_{ce} 呈现先增大后减小的趋势. 当激光聚焦功率密度为 $1.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 时, $K\alpha$ 光子的能量转换效率 η_{ce} 达到最大值 $7.08 \times 10^{-6} / \text{sr}$. 在 Reich 等人^[8]的模拟中, 激光的能量保持不变, 通过改变靶与最佳聚焦点的距离来改变激光的聚焦功率密度, 并且假定超热电子的温度始终满足共振吸收的能量定标率, 则当激光的聚焦功率密度满足 $I_{\text{opt}} = 7 \times 10^9 Z^{4.4} (\text{W/cm}^2)$ (其中 Z 为靶材料的原子序数) 时, $K\alpha$ 光子的转换效率达到最大值. 对于材料铜, 理论模拟得到最佳的激光强度约为 10^{16} W/cm^2 . 可见, 本实验中测量的激光强度的最佳值 I_{opt} 与理论计算给出的激光强度的最佳值有显著的差异.

超强飞秒激光与固体靶相互作用产生的 $K\alpha$ 光子的能量转换效率 η_{ce} 取决于激光等离子体相互作用过程中的多个环节, 包括激光与固体靶相互作用中产生超热电子的过程, 超热电子在周围的靶物质碰撞减速转化为 $K\alpha$ 光子的过程, 以及产生的 $K\alpha$ 光子在运输中被靶材料再吸收等过程. $K\alpha$ 光子的转换效率 η_{ce} 可表示为 $\eta_{ce} = \eta \cdot \eta_{e \rightarrow \alpha} = \eta \cdot \epsilon_f \cdot \frac{E_k}{T_h}$, 其中 η 为超热电子的能量转换效率, $\eta_{e \rightarrow \alpha}$ 为超热电子转化为 $K\alpha$ 光子的效率, ϵ_f 为一个超热电子产生的 $K\alpha$ 光

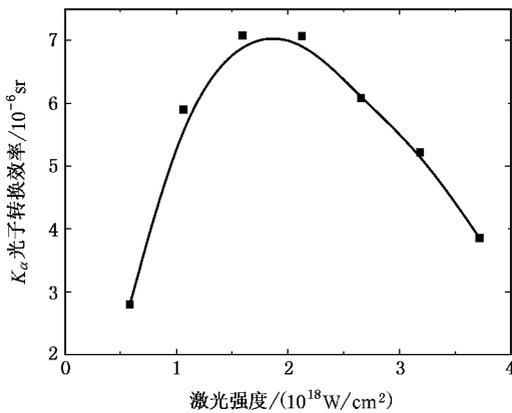


图4 K_{α} 光子的能量转换效率随激光强度的变化

子的平均数目,与超热电子温度、靶的厚度、靶的材料等因素有关, E_k 为材料的 K_{α} 光子的能量, T_h 为超热电子的温度.当超热电子入射到厚度远大于超热电子射程的固体Cu靶表面时,产生的背向 K_{α} 光子的 ϵ_f 和 $\eta_{e \rightarrow \alpha}$ 与超热电子温度的关系如图5所示^[9].

在Reich等人^[8]和Salzmann等人^[9]的模拟中,都做了如下假设,即假设超热电子的能量转换效率 η 不随激光强度的变化而改变.在这一假设下, K_{α} 光子的转换效率 η_{ce} 直接取决于 $\eta_{e \rightarrow \alpha}$,当超热电子温度为50 keV左右时有最大值.根据共振吸收的定标率得到激光强度的最佳值约为 10^{16} W/cm².但是,在我们的实验条件下,理论模拟中所做的超热电子的能量转换效率 η 保持不变的假设不再成立.在激光等离子体相互作用的过程中,超热电子的能量转换效率取决于众多因素,如预等离子体的密度标长,激光的聚焦光强,靶的材料等等.随着激光的聚焦光强的增大,激光脉冲的自发放大辐射(ASE)的强度也随之增大,导致靶的前表面的预等离子体的密度分布发生变化.在Chen等人^[10]的1D-PIC模拟以及Kodama等人的实验^[21]中均发现,超热电子的能量吸收率与等离子体的密度标长有密切的联系.同时,超热电子的转换效率随着激光强度的增大也呈现显著的增长^[21, 22].因此,尽管 $\eta_{e \rightarrow \alpha}$ 在当超热电子温度大于50 keV时呈现显著下降的趋势,但是超热电子转换效率 η 随激光强度的增长在一定程度上弥补了这一点.这就是我们实验中的最佳激光强度远大于理论计算值的主要原因.另外,在Reich等人的理论模拟中所使用的共振吸收的能量定标率在激光强度增大到相对论强度、而且预等离子体的密度标长不再

满足 $L = 0.3\lambda$ 时,已经不能很好地描述超热电子的温度跟激光强度的关系,这可能是造成实验和理论之间的偏差的另一个原因.在Chen等人^[10]和Riley等人^[23]的实验中,也发现了激光的最佳聚焦功率密度远大于Reich等人的理论计算值的现象.Riley等人利用了一个经验的激光能量吸收的模型,并假设相互作用中产生的前向超热电子的能量全被靶吸收(这与我们厚靶的情况符合),得到的 K_{α} 光子的能量转换效率 η_{ce} 随激光强度的变化与他们的实验结果符合得较好.当激光强度进一步增大时,产生的超热电子的温度进一步增大,超热电子向固体靶内部传输时会将大部分能量沉积在距离靶面很远的位置,产生的 K_{α} 光子在向靶前逃逸时受到靶物质的再吸收而严重衰减,因此 K_{α} 光子的能量转换效率 η_{ce} 开始减小.

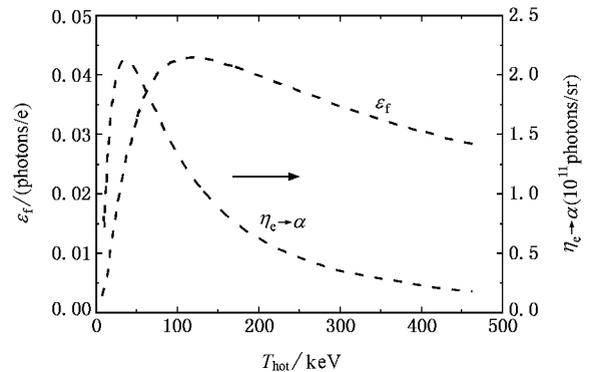


图5 超热电子入射固体铜靶时,产生的背向 K_{α} 光子的 ϵ_f 和 $\eta_{e \rightarrow \alpha}$ 随超热电子温度的变化(数据来源于文献^[9])

激光与固体靶相互作用中产生前向超热电子的能量转换效率 η 是“快点火”方案中至关重要的因素,因此一直以来备受人们关注^[24].根据实验测量得到的 K_{α} 射线的转换效率 η_{ce} ,可以反推得到激光能量转换为前向超热电子的转换效率 η .首先,利用三维蒙特卡罗电子-光子输运程序,可以得到超热电子在固体靶内输运时产生的背向 K_{α} 光子的效率 ϵ_f ,再结合实验测量到的 K_{α} 光子的转换效率可知,功率密度为 1.6×10^{18} W/cm²的超短激光脉冲与固体Cu靶相互作用的过程中,约有10%的激光能量被转化为前向的超热电子.

4. 结 论

利用刀边成像技术和单光子X射线CCD结合使用的测量方法,可以同时获得激光等离子体相互

作用产生的 $K\alpha$ 射线源的空间特性、能谱特性和 $K\alpha$ 光子的转换效率,是一种十分高效、全面的测量方法.我们利用这种测量方法,得到在激光聚焦功率密

度为 $1.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 时, $K\alpha$ 光子的能量转换效率达到最大值 $7.08 \times 10^{-6}/\text{sr}$,并据此推断出约有 10% 的激光能量转化为前向超热电子.

- [1] Estabrook K , Krueer W L 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 42
Forslund D W , Kindel J M , Lee K 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 284
- [2] Malka G , Miquel J L 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 75
- [3] Chen L M , Zhang J , Dong Q L *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2925
Chen Z L , Zhang J , Chen L M *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1672
(in Chinese)[陈正林、张 杰、陈黎明等 2003 物理学报 **52** 1672]
- [4] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
Gibbon P , Bell A R 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1535
- [5] Gibbon P , Forster E 1996 *Plasma phys. Controlled Fusion* **38** 769
- [6] Feurer T , Theobald W , Sauerbrey R *et al* 1997 *Phys. Rev. E* **56** 4608
- [7] Rousse A , Audebert P , Geindre J P *et al* 1994 *Phys. Rev. E* **50** 2200
- [8] Reich Ch , Gibbon P , Uschmann I , Forster E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4846
- [9] Salzmann D , Reich Ch , Uschmann I , Forster E 2002 *Phys. Rev. E* **65** 36402
- [10] Chen L M , Forget P , Fourmaux S *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4439
- [11] Yu J , Jiang Z , Kieffer J C , Krol A 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1318
- [12] Park H S , Izumi N , Key M H *et al* 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 4048
- [13] Khutoretsky I V 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 773
- [14] Chen L M , Forget G , Toth R *et al* 2003 *Rev Sci Instrum* **74** 5035
- [15] Shepherd R , Audebert P , Booth R *et al* 2004 *Rev Sci Instrum* **75** 3765
- [16] Stoeckl C , Theobald W , Sangster T C *et al* 2004 *Rev Sci Instrum* **75** 3705
- [17] http://www.roperscientific.de/X-Ray_Cameras.html
- [18] Eder D C , Pretzler G , Fill E *et al* 2000 *Appl. Phys. B* **70** 211
- [19] http://www.princetoninstruments.com/pdfs/whitepapers/direct_detection.pdf
- [20] Malka V , Fritzler S , Lefebvre E *et al* 2002 *Science* **298** 1596
- [21] Kodama R , Mima K , Tanaka K A *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2268
- [22] Pisani F , Bernardinello A , Batani D *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **62** R5927
Wharton K B , Hatchett S P , Wilks S C *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 822
Snavely R A , Key M H , Hatchett S P *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
Key M H , Cable M D , Cowan T E *et al* 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1966
- [23] Riley D , Angulo-Gareta J J , Khattak F Y *et al* 2005 *Phys. Rev. E* **71** 16406
- [24] Tabak M , Hammer J , Glinsky M E *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626

Experimental study on $K\alpha$ X-ray emission from intense femtosecond laser-solid interactions ^{*}

Xu Miao-Hua¹⁾ Chen Li-Ming²⁾ Li Yu-Tong¹⁾ Yuan Xiao-Hui^{1)B)} Liu Yun-Quan¹⁾ Kazuhisa Nakajima²⁾
Toshi Tajima²⁾ Wang Zhao-Hua¹⁾ Wei Zhi-Yi¹⁾ Zhao Wei³⁾ Zhang Jie^{1)†}

1) $\text{\textcircled{X}}$ Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

2) $\text{\textcircled{X}}$ Advanced Photon Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute, Kyoto, Japan, 619-0215)

3) $\text{\textcircled{X}}$ State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068, China)

(Received 6 February 2006 ; revised manuscript received 17 March 2006)

Abstract

The characteristics of $K\alpha$ X-ray sources generated by p-polarized femtosecond laser-solid interactions are experimentally studied in the relativistic regime. By use of knife-edge image technique and a single-photon-counting X-ray CCD camera, we obtain the source size, the spectrum and the conversion efficiency of the $K\alpha$ X-ray sources. The experimental results show that the conversion efficiency of $K\alpha$ photons reaches an optimum value of $7.08 \times 10^{-6}/\text{sr}$ at the laser intensity of $1.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, which is different from the Reich's simulation results (Reich *et al.*, 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4846). We find that about 10% of laser energy is converted into the forward hot electrons at the laser intensity of $1.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

Keywords : Ultrashort laser-plasma interactions, $K\alpha$ X-ray source, conversion efficiency

PACC : 5250J, 5225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10474134, 10374115, 60321003, 10510490 and 10334110), The National High-Tech ICF Program in China and Kakenhi Project in Japan.

[†] E-mail : jzhang@aphy.iphy.ac.cn