

近相对论强度激光与薄膜靶相互作用中 靶厚度对超热电子发射方向的影响*

郑志远¹⁾ 李玉同¹⁾ 远晓辉¹⁾²⁾ 徐妙华¹⁾ 梁文锡¹⁾ 于全芝¹⁾ 张 翼¹⁾
王兆华¹⁾ 魏志义¹⁾ 张 杰^{1)†}

1) 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

2) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

(2005 年 3 月 29 日收到, 2005 年 12 月 12 日收到修改稿)

研究了近相对论强度的激光脉冲与薄膜靶相互作用中, 靶厚度对超热电子发射方向的影响. 实验发现, 随着靶厚度的增加, 靶后超热电子的发射方向向靶的法线方向移动, 同时电子束的发散角变大. 结果分析表明, 靶背面电荷分离场强度的变化是影响电子发射方向的主要原因.

关键词: 飞秒激光脉冲, 超热电子, 靶厚度

PACC: 5250J, 5225

1. 引 言

超短超强激光与靶相互作用后会产生高能超热电子, 而超热电子的发射方向是在激光核聚变的快点火方案中的热点问题之一. 影响超热电子发射方向的因素有很多, 例如激光的功率密度^[1]、激光的偏振态^[2]、等离子体的标尺长度^[3]、靶的材料^[4]等. 在不同的激光强度下, 由于超热电子加速机制的不同, 使得发射方向会有很大的差别. 对于中等强度的激光与靶相互作用时, 超热电子的吸收机制主要为真空加热和共振吸收, 超热电子的发射主要沿着密度梯度的方向^[5]. 对于近相对论强度或相对论强度的激光与靶相互作用时, $J \times B$ 加热和有质动力加速机制使得超热电子主要是沿着激光传输方向^[6]和反射方向发射^[1]. 在超短超强激光与薄膜靶相互作用中, 部分电子被加速之后直接从靶面出射到真空中, 而另一部分电子会穿过靶, 从靶的背面射出. 穿过靶的这部分电子的发射方向除了受到激光加速机制的影响之外, 还要受到靶内自生磁场和靶背面电荷分

离场的影响. 如果这部分超热电子的电流超过 Alfvén 电流极限, 靶中会产生一个很强的反向冷电子回流^[7]. 这个冷电子回流的存在会诱发各种不稳定性, 使超热电子束在传输过程中出现成丝现象. 所以研究超热电子的发射行为, 特别是靶背面超热电子的发射方向对认识超热电子在靶内的输运过程有更重要的意义.

本文对 P 偏振的飞秒激光脉冲与薄膜靶相互作用时所产生的超热电子的角分布进行了测量, 并研究了靶厚度对超热电子发射方向的影响. 结果表明, 随着靶厚度的增加, 靶后超热电子的发射方向向靶的法线方向移动, 发散角变大, 电子束的发射斑为圆形. 对实验结果的分析认为, 随着靶厚度的增加, 靶背面电荷分离场强度的降低是使电子的发射方向趋于靶法线方向的主要原因.

2. 实验装置

本实验是在自建的 20 TW 钛宝石激光器(XL-II)上进行的. 激光的中心波长为 800 nm, 脉冲宽度

* 国家自然科学基金(批准号:10374115, 10374116)、国家高技术惯性约束聚变基金和高温高密度等离子体物理国家级重点实验室基金资助的课题.

† E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

为 30 fs, 最大输出能量为 640 mJ, 工作频率为 10 Hz. 实验中激光与探测器的几何布局如图 1 所示. P 偏振的激光脉冲由 $f = 3.6$ (焦距与口径之比) 的离轴抛物反射镜聚焦到靶面上, 激光轴与靶面法线之间的夹角为 22° . 在靶的周围垂直放置多块尺寸为 $3.2 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$ 的成像板直接记录产生的超热电子, 每块成像板所能接收的角度为 36° . 成像板的高度中心位于激光入射面内, 成像板到焦点的距离为 5.5 cm. 实验前将成像板在强光下曝光 20 min, 以便消除残余信号对实验结果的影响. 为了滤掉高能离子, 在成像板前放置了厚度不小于 $100 \mu\text{m}$ 的铝膜作为滤片. 为了进一步确定成像板上的信号主要来自超热电子而不是 X 射线, 我们做了对比实验, 比较了加磁场与不加磁场时成像板上的信号强度. 发现不加磁场时的信号强度比加磁场时高 2 个数量级, 由此可以确定成像板上的信号主要来自超热电子. 同时, 为了便于比较靶后超热电子的发射强度, 我们将滤片的厚度与靶的厚度之和保持为 $400 \mu\text{m}$, 例如对于 $30 \mu\text{m}$ 的薄膜靶, 成像板前的滤片厚度为 $370 \mu\text{m}$, 而对于 $300 \mu\text{m}$ 的铝靶, 成像板前的滤片厚度为 $100 \mu\text{m}$.

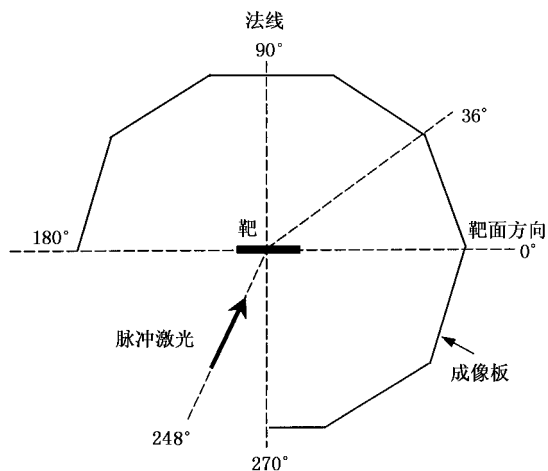


图 1 激光与探测器的几何布局示意图

实验中采用不同厚度的铝膜作为靶, 并采用单发打靶模式. 激光的聚焦情况是通过针孔相机直接来监测. 图 2 是采用直径为 $10 \mu\text{m}$ 的针孔相机测得的靶面上的焦斑, 半高宽大约为 $18 \mu\text{m}$. 实验中的激光能量为 60 mJ, 对应的激光功率密度约为 $3.5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

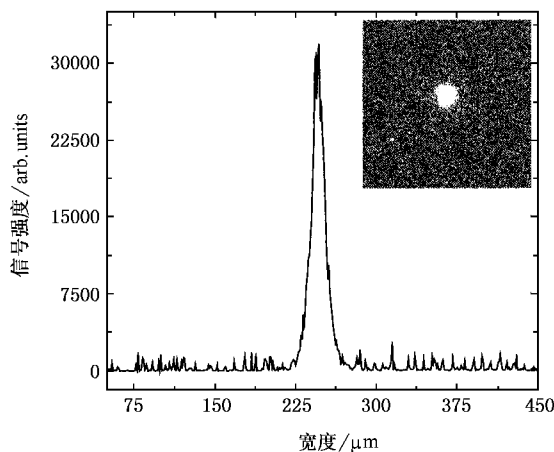


图 2 用针孔相机拍摄的激光焦斑及强度分布

3. 实验结果及讨论

图 3 给出了激光烧蚀 $100 \mu\text{m}$ 的靶时, 靶前超热电子的典型角分布, 其中图 3(a) 为直接用成像板测得的超热电子的角分布图像, 图 3(b) 为相应极坐标系下超热电子的角分布. 从图 3 可以看出, 电子束的发射方向位于激光的反射方向和靶的法线方向之间, 发射斑呈不规则状. 图 4 是靶背面超热电子的发射情况, 靶的厚度分别为 $30, 100$ 和 $300 \mu\text{m}$. 从图 4 可见, 靶厚度对靶背面超热电子的发射行为影响较大. 随着靶厚度的增加, 电子束的发射峰向靶面的法线方向移动(图 5), 同时发散角变大(图 6), 发射斑为圆形. 例如, 对于 $30 \mu\text{m}$ 的铝靶, 电子束的发射峰位于 51° 附近, 发散角约为 56.7° ; 而对于 $300 \mu\text{m}$ 的铝靶, 电子束的发射峰位于 83° 附近, 发散角约为 91.1° .

对于靶前电子的发射行为目前已经被广泛研究, Bastiani 等^[8]利用非相对论强度的飞秒激光脉冲入射固体靶, 在无预脉冲时观察到超热电子在激光的正反射方向有定向发射; 谷渝秋等^[9]在近相对论激光强度下, 观察到了靶的法线方向和激光反射方向的电子束发射. 在我们的实验中, 观察到电子束的发射方向位于靶的法线和激光反射方向之间, 而且该发射方向随靶厚度的增加, 没有明显的变化. 下面我们简单地估计一下该过程中超热电子的发射方向. 根据 Ruhl 等^[10]的理论和盛政明等^[11]的理论, 超热电子的发散角 θ' 满足

$$\tan \theta' = \frac{\sqrt{1 + \alpha \lambda^2} - 1}{\sqrt{\alpha \lambda^2}} \tan \theta, \quad (1)$$

式中 θ 为入射激光与靶法线之间的夹角, θ' 为超热电子发射方向与靶法线之间的夹角, I 为激光强度 (单位是 $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$), λ 为激光波长 (单位是 μm), α^{-1}

$\approx 8.0 \times 10^{17} \text{W} \cdot \text{cm}^{-10}$. 在本实验中, $\lambda \approx 2.24 \times 10^{17} \text{W} \cdot \text{cm}^{-10}$. 由(1)式计算出的角度约为 15° , 这与图 3 中靠近靶法线方向的电子束的发射角度相符合.

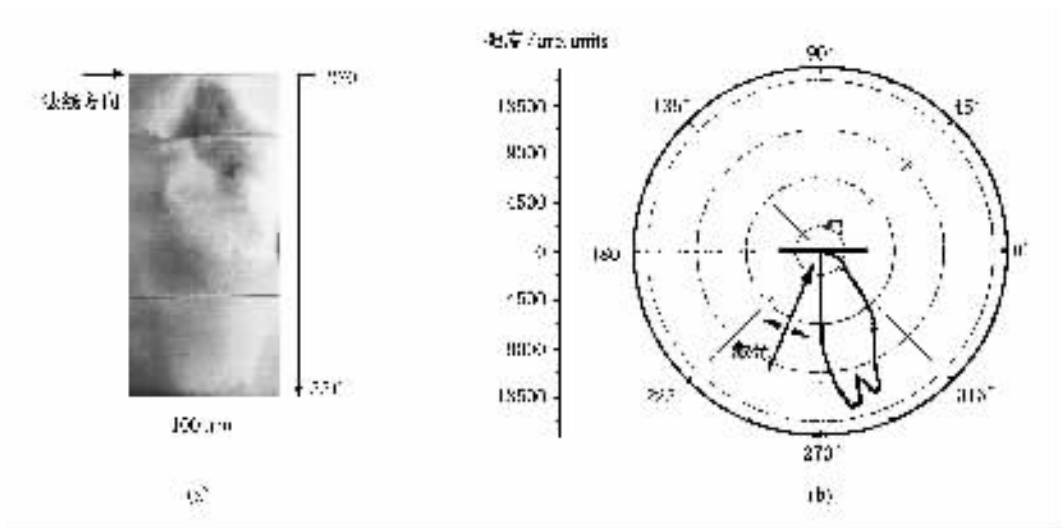


图 3 靶前超热电子的典型角分布 (a) 直接用成像板测得的超热电子角分布图像 (b) 相应极坐标系下超热电子的角分布

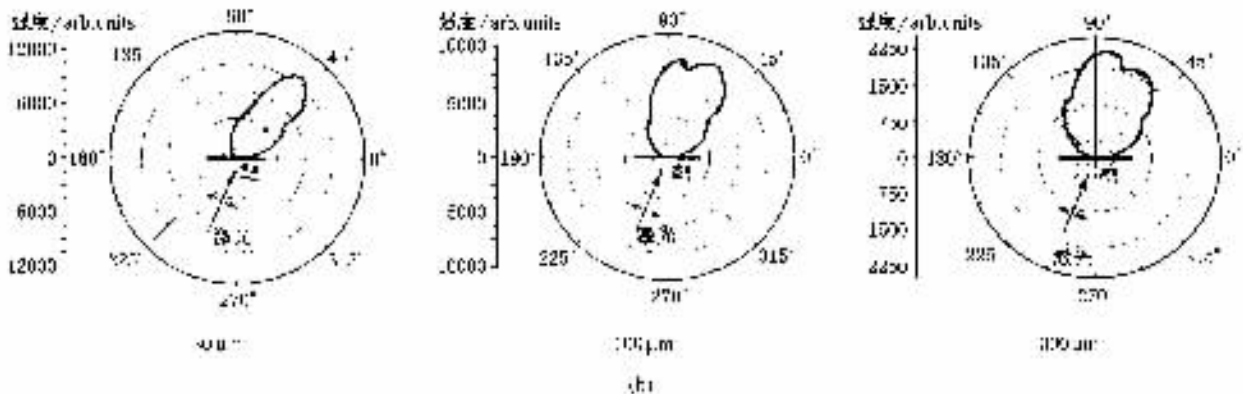
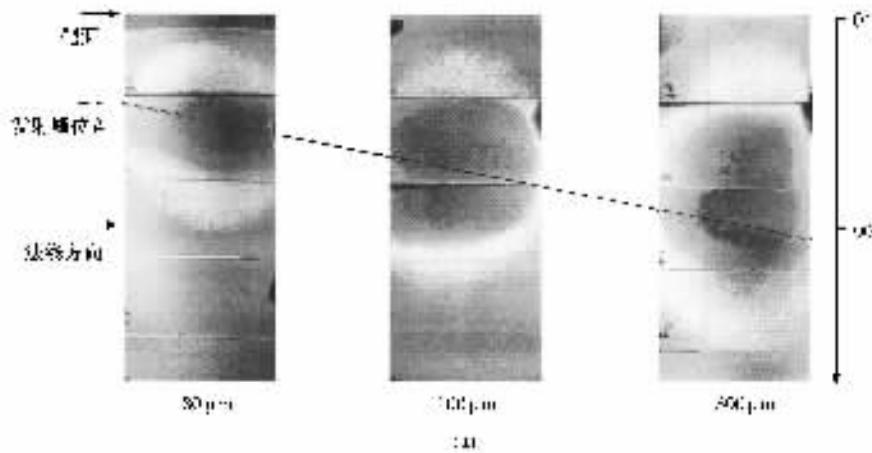


图 4 靶背面超热电子的角分布与靶厚度的关系 (a) 直接用成像板测得的超热电子角分布图像 (b) 相应极坐标系下超热电子的角分布

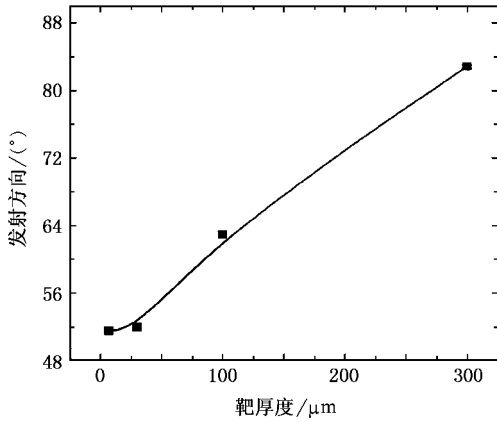


图5 靶背面超热电子的发射峰位置与靶厚度的关系

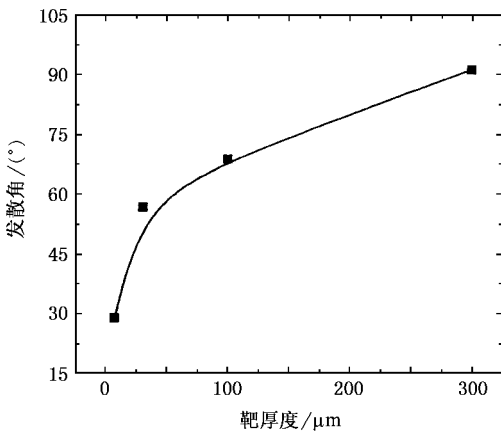


图6 靶背面电子束的发散角(半宽度)与靶厚度的关系

对于靶后超热电子的发射行为目前也进行了一些研究.Tatarakis 等^[12]以及滕浩等^[13]是通过观察靶背面产生的等离子体,并认为该等离子体是靶前产生的超热电子受激光加速之后传输到靶后所致.在本实验中,我们采用成像板直接记录了靶后发射的超热电子,并探讨了靶厚度对电子束的发射方向和发散角的影响.

当高能电子穿过靶逃离后,会在靶面建立一个电荷分离场,电场的方向是与靶面的法线方向一致.对于电荷分离场的作用人们认识较深的是对离子的加速,而对于影响电子发射方向的作用目前报道较少.实际上,这个电荷分离场一方面将加速靶背面的离子,另一方面使电子的发射方向偏离激光加速的方向而趋于靶面方向.电子的能量越低,发射时间越滞后,受电荷分离场的影响也越明显.

对于薄靶,受激光加速并到达靶背面的电子数目较多,从而在靶背面建立较强的电荷分离场,电子

在逃离靶面时受到的电场力较大,而电场力的一个分量是使电子的发射方向趋于靶面方向.所以,靶越薄电子沿靶面发射的趋势就越明显,例如 $30\ \mu\text{m}$ 薄膜靶的电子发射方向距离靶面只有 51° ,而 $300\ \mu\text{m}$ 靶的电子发射方向距离靶面却达到 83° .随着靶厚度的增加,由于碰撞效应,越来越多的电子,特别是低能电子不能达到靶背面,这使得靶背面上单位面积内电子的数量减少,电荷分离场的强度相应地降低.当电子逃离靶面时,受电荷分离场的影响也相应地减小,发射方向趋于激光的初始加速方向.

对于到达靶背面的电子,在靶中传输时会产生自生磁场,强度可达 $10^2\text{--}10^3\ \text{T}$ 量级.随着自生磁场的产生,电子束在传输过程中被准直,这是造成靶背面电子束的发射斑为圆形的原因,而电子束受到的准直程度是与电子的通量以及靶材料的电导率有关^[14].随着靶厚度的增加,到达靶背面的电子数目减少,较小流量的电子束在靶内传输时,受到自生磁场的准直作用也相应地降低,这使得电子束的宽度随着传输距离的增大而变宽,即随着靶厚度的增加而变宽.

从靶后成像板上探测到的电子束宽度我们可以得到电子束的发散角.图6为靶背面电子束的发散角与靶厚度的关系,其中电子束的发散角定义为成像板上记录的电子信号强度的一半所对应的发散角度.从图6可以看出,随着靶厚度的增加,电子束的发散角变大,这与 Santos 等^[15]直接探测靶背面超热电子束产生的荧光光斑大小的结果是一致的.

虽然电子束在靶内传输时是发散的,但靶后成像板上的电子束发射斑呈现规则分布,并没有观察到电子束的成丝现象^[16,17].电子束在靶内既受到了磁场的准直作用,又是以发散的形式向前传输.没有成丝的一种可能的原因是入射激光的能量较低,产生的超热电子的数量较少.较低的入射激光能量产生的超热电子流量小于 Alfvén 电流极限,靶中产生较小的冷电子回流.这样各种不稳定性(例如 Weibel 不稳定性、成丝不稳定性等)诱发的概率较小,不会使超热电子束在传输过程中破裂成丝.

4. 结 论

我们对近相对论强度激光脉冲与薄膜靶相互作用中靶厚度对超热电子发射方向的影响进行了研究.实验结果表明,随着靶厚度的增加,靶后超热电子的

发射方向向靶的法线方向移动,电子束的发散角变大,发射斑为圆形.分析认为,随着靶厚度的增加,到达靶背面的电子数量减少,使得靶背面电荷分离场的

强度降低,从而使电子束的发射方向偏离靶面而趋于靶的法线方向.同时,伴随电子束在靶内传输时产生的内自生磁场是使电子束发射斑为圆形的原因.

-
- [1] Li Y T , Zhang J , Sheng Z M *et al* 2004 *Phys. Rev. E* **69** 036405 (in Chinese) [谷渝秋、蔡达峰、郑志坚等 2005 物理学报 **54** 186]
- [2] Chen L M , Zhang J , Li Y T *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 225001
- [3] Feurer T , Theobald W , Sauerbrey R 1997 *Phys. Rev. E* **56** 4608
- [4] Price D F , More R M , Walling R S *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 252
- [5] Santala M I K , Zepf M , Watts I *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1456
- [6] Yu W , Bychenkov V , Sentoku Y *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 570
- [7] Honda M , Meyer-ter-Vehn J , Pukhov A *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2128
- [8] Bastiani S , Rousse A , Geindre J P *et al* 1997 *Phys. Rev. E* **56** 7179
- [9] Gu Y Q , Cai D F , Zheng Z J *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 186
- [10] Ruhl H , Sentoku Y , Mima K *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4010
- [11] Sheng Z M , Sentoku Y , Mima K *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5340
- [12] Tatarakis M , Davies J R , Lee P *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 999
- [13] Teng H , Zhang J , Chen Z L *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026408
- [14] Davies J R , Bell A R , Tatarakis M 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6032
- [15] Santos J J , Amiranoff F , Baton S D *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 025001
- [16] Kodama R , Norreys P A , Mima K *et al* 2001 *Nature* **412** 789
- [17] Li Y T , Zhang J , Chen L M *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 204 (in Chinese) [李玉同、张 杰、陈黎明等 2001 物理学报 **50** 204]

Effects of target thickness on emission direction of hot electrons generated from subrelativistic intensity laser pulses interacting with foil targets^{*}

Zheng Zhi-Yuan¹⁾ Li Yu-Tong¹⁾ Yuan Xiao-Hui^{1,2)} Xu Miao-Hua¹⁾ Liang Wen-Xi¹⁾
Yu Quan-Zhi¹⁾ Zhang Yi¹⁾ Wang Zhao-Hua¹⁾ Wei Zhi-Yi¹⁾ Zhang Jie^{1)†}

1 *✉ Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

2 *✉ State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068, China*

(Received 29 March 2005 ; revised manuscript received 12 December 2005)

Abstract

The effects of target thickness on emission directions of hot electrons are investigated in the interaction of subrelativistic intensity laser pulses with foil targets. The results show that the emission direction of the hot electrons at the rear side of the target shifts towards the target normal direction as the target thickness increases. It can be seen that the electrostatic field at the rear side of the target surface is the main cause affecting the emission direction of the hot electrons.

Keywords : femtosecond laser pulses , hot electron , target thickness

PACC : 5250J , 5225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374115 , 10374116) , the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China and the Foundation of National Key Laboratory of High Temperature and High Density Plasma , China .

[†] E-mail : jzhang@aphy . iphy . ac . cn