

金属靶和绝缘靶对飞秒激光吸收的比较*

陈正林 张 杰 陈黎明 滕 浩 董全力 赵理曾 魏志义

(中国科学院物理研究所光物理开放实验室,北京 100080)

(2002 年 4 月 13 日收到,2002 年 10 月 18 日收到修改稿)

利用脉宽为 150fs、强度为 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的 P 偏振飞秒激光研究了与金属靶和绝缘靶相互作用过程中的激光能量吸收、超热电子产额及超热电子能谱。实验发现,由于绝缘靶电导率小,因此其电荷分离势大于金属靶,从而导致绝缘靶比金属靶具有较小的激光能量吸收、较少的超热电子发射和较高的超热电子温度。

关键词:金属靶,绝缘靶,激光吸收,超热电子

PACC:5240,5240M,5250J

1. 引 言

超短超强飞秒激光的发展使得激光与物质的相互作用研究进入了一个崭新的领域^[1,2]。利用这样的高功率激光系统,人们可以研究极端条件下的相互作用物理,如惯性约束聚变中的快点火过程、高次谐波,以及超短 x 射线光源等。研究表明,在低激光强度下逆韧致吸收是主要的激光吸收机理之一,它与等离子体的电导率密切相关^[3]。随着激光强度的增加,等离子体中电子的平均自由程逐渐减小,在强度超过 $3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时,激光吸收达到阻抗饱和,使得激光吸收不再与靶材料有密切的相关性^[4]。然而,最近的实验发现^[5],激光与铝靶相互作用时产生的能量为 1—20keV 的 x 射线强度远远高于玻璃靶。这说明即使在较高激光强度下,激光与物质相互作用在某些方面仍然具有对材料的依赖性。

本文系统地研究了在 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的激光强度下飞秒激光脉冲与铝靶和玻璃靶相互作用中的激光能量吸收和超热电子发射过程。结果表明,铝靶中产生的能量高于 10keV 的超热电子数远远大于玻璃靶,测得的电荷分离势远远大于文献 [6] 中的预测;由于金属靶中自由电子的“中和”作用,金属靶的电荷分离势要低于绝缘靶。

2. 实验装置

实验在中国科学院物理研究所光物理开放实验室的飞秒激光装置上进行。激光脉宽约为 150fs,能量约为 5mJ,重复频率为 10Hz,聚焦焦斑直径约为 $20 \mu\text{m}$,聚集激光强度可达 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$,激光脉冲的对比度可达 10^{-5} 。实验中激光脉冲以 45° 入射, P 偏振,无预脉冲。相互作用靶为铝平板靶和玻璃平板靶,表面粗糙度小于 $1 \mu\text{m}$ 。为了保证激光每一发次都作用在新鲜靶面上,在每一发激光脉冲后,靶都由步进电机三维平移一定距离。

实验布局见图 1。激光与等离子体相互作用产生的向外运动的超热电子的能谱是由自行研制的电子磁谱仪^[7]记录的。该磁谱仪的磁场为 $380 \times 10^{-4} \text{ T}$,收集立体角为 $1 \times 10^{-3} \text{ sr}$,能量分辨率优于 2%。超热电子的能量测量范围为 7—500keV,采用薄型的热释光片记录。热释光对可见光不灵敏,其本底在 240°C 时小于 $1.2 \mu\text{Gy}$ 。相互作用产生的向靶内运动的超热电子的能量通过在靶内的离子场中减速转化为韧致辐射的 x 射线光子,因此,通过测量 x 射线的能谱可以间接测量向内运动的超热电子的特性。

金属靶产生的超热电子数主要由靶电位诊断^[8]。用一段极短的金属线与金属靶连接,其另一端与同轴电缆相连,信号通过同轴电缆与快响应示波器(Tektronix TDS520A)耦合,在耦合过程中使阻抗

* 国家自然科学基金(批准号:10005014 和 60078008)、国家高技术惯性约束聚变基金和国家重点基础研究专项基金(批准号:G1990075200)资助的课题。

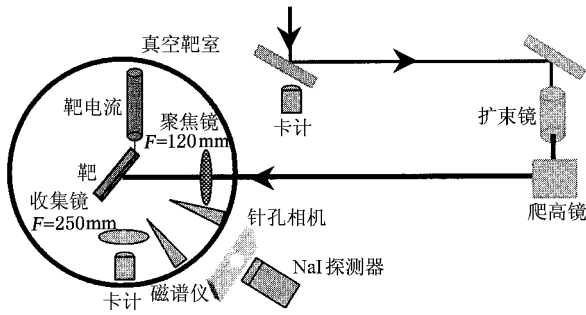


图 1 实验装置示意图

匹配以避免信号的反射,其阻抗为 50Ω 。测量时,示波器通过从激光器引入的外触发信号与打靶激光脉冲同步。在法线方向距离靶面 17cm 的法拉第杯也用来收集超热电子。

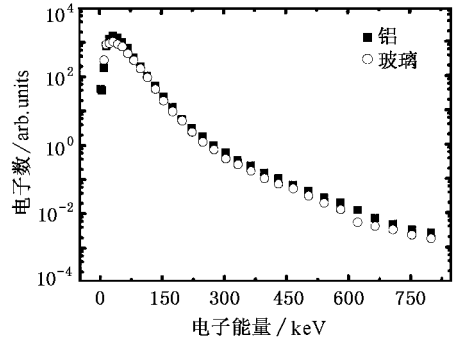
激光能量吸收利用能量卡计测量。从等离子体表面反射的激光通过一个透镜收集进入能量卡计。

3. 结果与讨论

磁谱仪获得的出射电子的能谱见图 2。向靶内运动的电子能谱由 γ 射线谱仪间接测量。可以看出,超热电子呈现近似双麦克斯韦分布,其中较低温度与靶材料无关,来源于共振吸收机理^[9-11],其定标率为 $T_{\text{th}}(\text{keV}) \approx 6 \times 10^{-5} (I^2)^{.33}$,较高温度来源于真空加热机理^[12]。这种双麦克斯韦分布在 Gibbon 和 Bell 的 PIC 模拟结果中即得到了预言^[13]。对于较高的超热电子温度,磁谱仪和 γ 射线谱仪给出了相近的结果,表明向靶内和靶外运动的电子来源于同一种机理。实验发现,铝和玻璃等离子体中产生的超热电子温度分别为 84 和 91keV 。铝等离子体中产生的、能量大于 10keV 的超热电子数为玻璃靶的 1.3 倍。

向外运动的超热电子必须克服靶点附近的电荷分离势的吸引才能出射,因此出射电子的能谱来源于能量大于电荷分离势的超势电子的贡献,能量低于电荷分离势的电子将被拉回靶面。图 2 为靶面法线方向的振荡电场的归一化振幅,单位为 $m\omega_0 c/e$,其中 m 为电子质量, ω_0 为激光频率, c 为光速, e 为电子电荷,+ x 方向指向靶内。采用一维粒子模拟程序 LPIC++:电磁波从左边向右边的超稠密等离子体斜入射, $n_e/n_c = 20$, $T_e = 100\text{eV}$, $T_e/T_i = 3-5$, $m_i/Zm_e = 1836$,其中 n_e , n_c , T_e , T_i , m_e , m_i 分别为电子

密度、临界密度、电子温度、离子温度、电子质量和离子质量。入射激光脉冲为高斯波形,采用 150×2680 个电子、离子、2680 个模拟单元。初始时,离子静止,电子被垂直于靶面的电场分量拉进真空中。模拟结果表明,靶前总存在一个电子云,形成一个很强的电场,说明产生了电荷分离势,很多超热电子将被拉回靶面。

图 2 激光强度为 $8 \times 10^{15} \text{W/cm}^2$ 的 P 偏振激光与铝靶和玻璃靶作用产生的超热电子能谱

实验获得的电荷分离势远大于根据鞘层逆韧致吸收计算得到的结果^[6,14]。鞘层电场为

$$E(x, t) = -\frac{mv_e^2}{e\lambda_D} \frac{2}{\sqrt{2}\exp(0.5) - (x/\lambda_D)} + \frac{2ck_y}{\omega} B_0 \cos(\omega t + \phi), \quad (1)$$

式中等号右边第一项为与静电势相关的鞘层电场, v_e , λ_D 分别为电子热速度和等离子体德拜长度。利用(1)式计算本文实验中鞘层电势应不超过 5keV ,这远远低于本文的测量结果。实验中通过下面的方式来估算电荷分离势:单次打靶的超热电子产额约为 $(3-4) \times 10^{10}$,焦斑直径为 $20\mu\text{m}$,最大正负电场之间的平均距离为 0.2λ ,即 $0.16\mu\text{m}$,从而电子与静止离子形成一个平行板电容器,其电容为 $7 \times 10^{-5} \text{F}$,结果该电容上的分离势约为 100keV 。

图 2 中超热电子能谱是在同样的激光强度下获得的。对于铝和玻璃而言,二者的原子序数相近,其能谱峰位相近,但铝的超热电子总量却比玻璃高 1.3 倍,其原因也许在于两种材料电导率之间的差别。靶面焦斑处的电子运动形成分离电荷势,金属靶中的自由电子迅速补充从而降低该电势,而绝缘靶却没有自由电子来中和。这种现象也可以通过测量超热电子的平均能量和超热电子的产额得到证明。实验中铝靶和玻璃靶的超热电子数可以通过靶电势

测量的方式获得,在激光强度为 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 时超热电子数分别为 3.8×10^{10} 和 2.7×10^{10} ,铝靶是玻璃靶的 1.4 倍. 通过另外的方式也可获得二者的比较. 在靶面法线方向置放一金属探针以收集逃逸的超热电子,由示波器记录时间波形,波形的第一个负峰表征了逃逸的超热电子数. 通过这样的方式获得铝靶逃逸的超热电子总数是玻璃靶的 1.3 倍,与靶电势测量一致. 逃逸的超热电子平均能量可以通过法拉第杯获得. 法拉第杯置于靶前 17cm 处,通过探针信号触发,由示波器记录时间波形,测量得到的波形反映了超热电子的飞行时间. 结果表明,铝靶产生的超热电子的飞行时间为 1.5ns,而玻璃靶的为 1.3ns,前者对应的超热电子平均能量为 50keV,二者的能量略有不同. 按照电容器模型,电荷分离势正比于逃逸的超热电子数. 当超热电子逃逸,在焦斑处形成一电荷分离势,附近的自由电子将被吸引并被拉过来填充,从而导致分离势减小,这由图 3 中可以看出,在金属靶的内表面不能持续地保持一个正电场. 但在绝缘靶中,由于焦斑附近的电子受到约束而不能去中和,因而电荷分离势几乎不变,这从图 4 中可以看出.

从激光能量吸收的差异也可以看出铝和玻璃之间的差别,因为激光能量的吸收与电导率直接相关. 图 5 为利用在镜向反射方向的能量卡计测量获得的结果,其他方向的散射光极弱,可以忽略. 对于铝靶,在 10^{13} W/cm^2 的激光强度时,吸收系数为 20%,到 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的激光强度时,则升为 80%. 对于玻璃靶,随着激光强度的增加,吸收系数在 10^{13} W/cm^2 激光强度时达到最大,之后持续缓慢减小直到 10^{15} W/cm^2 激光强度. 与绝缘靶相比,金属靶更易电离因而有更多的电子形成等离子体波,增加能量吸收. 而在另一方面,由于金属具有较大的电导率,激光可以从靶内连续地抽运更多的电子,这些电子可以从激光脉冲中获得更多的能量,因此金属靶的吸收系数远大于绝缘靶. 从图 3 和图 4 中也可以看出,金属靶的强振荡电场在前半个正电场周期中将电子从靶内拉出,在后半个负电场周期中将电子送回靶内,通过这样的方式电子被持续加热,激光脉冲的能量被吸收. 而在绝缘靶中,在靶的内表面附近总存在一个正电场,该电场将抑制电子的加速. 当然,这种现象也可以通过数值计算 Drude 模型中的菲涅尔方程来解释,其中的复折射率指数 $n^2 = 1 + i4\pi\alpha(\nu)\omega$ 与靶材料的直流电阻率 $\rho_{dc} = \nu m_e / N_e e^2$

相关.

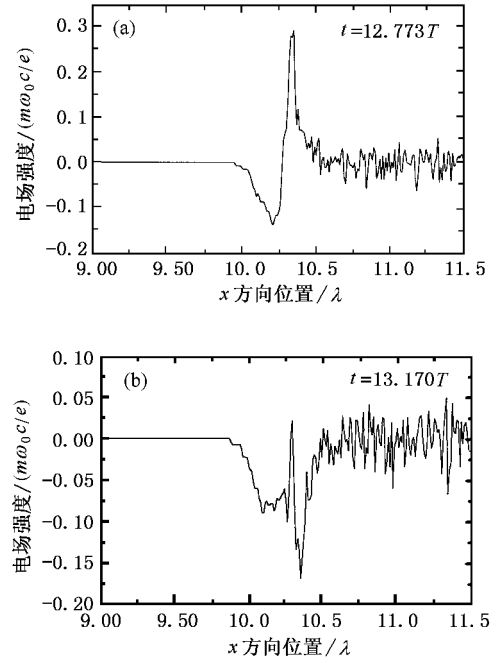


图 3 铝靶的纵向振荡电场的振幅 T, λ 分别为激光周期和波长,固体靶表面位于 $x = 10.3\lambda$. 可以看出,铝靶表面电场呈现周期性改变

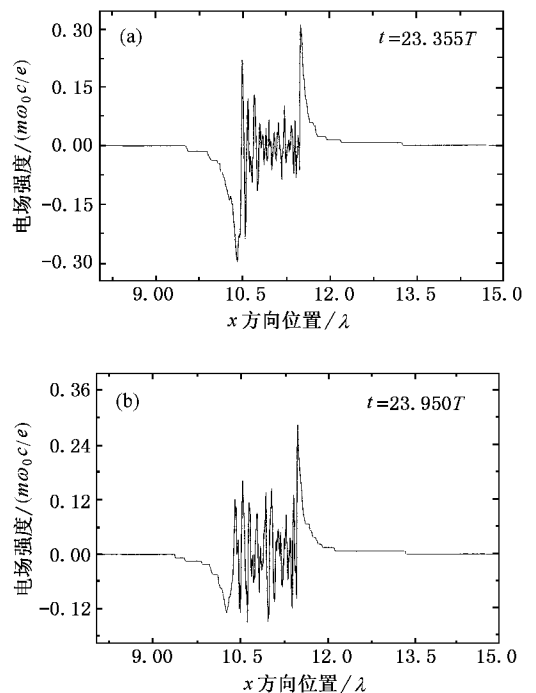


图 4 玻璃靶的纵向振荡电场的振幅 T, λ 分别为激光周期和波长,固体靶表面位于 $x = 10.3\lambda$

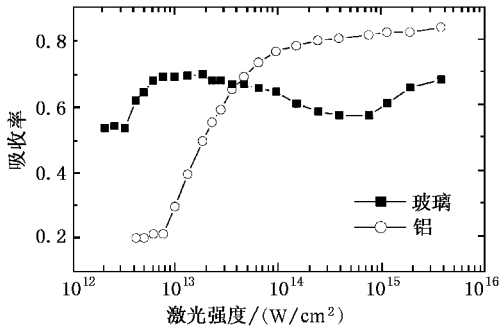


图 5 45°斜入射时玻璃靶和铝靶的激光能量吸收率

4. 结 论

利用 P 偏振飞秒激光在 $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 激光强度时与金属铝靶和绝缘玻璃靶相互作用,研究了激光能量吸收、超热电子发射以及超热电子能谱. 实验测得的电荷分离势远大于文献 [6] 中鞘层逆韧致吸收的预期;由于自由电子的中和作用,金属靶中的电荷分离势低于绝缘靶;金属靶的激光能量吸收高于绝缘靶;从金属靶逃逸的超热电子总数多于绝缘靶.

- | | |
|--|---|
| [1] Blanchot N <i>et al</i> 1995 <i>Opt. Lett.</i> 20 395 | [7] Chen L M <i>et al</i> 2000 <i>Acta Phys. Sin.</i> 49 592 [in Chinese] 陈黎明等 2000 物理学报 49 592] |
| [2] Chen L M <i>et al</i> 2001 <i>Chin. Phys.</i> 10 40 | [8] Zhang J <i>et al</i> 2001 <i>J. Physique IV</i> 11 |
| [3] Rubenchik A and Witkowski S 1991 <i>Physics of Laser Plasma</i> (Holland :Elsevier Science Publishers) | [9] Forslund D W , Kindel J M and Lee K 1997 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 39 284 |
| [4] Milchberg H M , Freeman R R and Davey S C 1988 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 61 2364 | [10] Estabrook K and Kruer W L 1978 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 40 42 |
| [5] Saemann A and Eidmann K 1998 <i>Appl. Phys. Lett.</i> 73 1334 | [11] Albritton J R and Langdon A B 1980 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 45 1794 |
| [6] Brian Yang T Y , Kruer W L and Langdon A B 1996 <i>Phys. Plasmas</i> 3 2702 | [12] Brunel F 1987 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 59 52 |
| | [13] Gibbon P and Bell A R 1992 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 68 1535 |
| | [14] Bastiani S <i>et al</i> 1997 <i>Phys. Rev. E</i> 56 7179 |

Absorption of femtosecond laser pulses in metallic and dielectric slabs *

Chen Zheng-Lin Zhang Jie Chen Li-Ming Teng Hao Dong Quan-Li Zhao Li-Zeng Wei Zhi-Yi

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

(Received 13 April 2002 ; revised manuscript received 18 October 2002)

Abstract

Laser absorption , and hot electron emission and its energy spectrum are studied in the interaction between P-polarized femtosecond laser pulses at $8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ and solid-density plasmas. Comparison is made between the different behaviours of metallic and dielectric slabs irradiated by femtosecond laser pulses. It appears that there are less laser absorption , fewer hot electrons and higher hot electron temperature from dielectric slabs compared with metallic ones. These are concluded to be due to the lower conductivity and consequently lower charge separation potential of the dielectric slabs.

Keywords : metallic slab , dielectric slab , laser absorption , hot electron

PACC : 5240 , 5240M , 5250J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10005014 and 60078008) , the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China , and the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. G1990075200) .