

飞秒激光-固体靶相互作用中超热电子 能量分布的实验研究*

谷渝秋^{1)†} 蔡达峰^{1)‡} 郑志坚¹⁾ 杨向东²⁾ 周维民¹⁾
焦春晔^{1)‡} 陈 豪^{1)‡} 温天舒¹⁾ 淳于书泰¹⁾

¹⁾ 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

²⁾ 四川大学原子分子物理研究所, 成都 610065)

³⁾ 内江师范学院物理系, 内江 641112)

(2003 年 12 月 23 日收到, 2004 年 2 月 25 日收到修改稿)

用 3TW 飞秒激光器研究了激光-固体靶相互作用中产生的超热电子的能量分布. 超热电子构成各向异性的能量分布. 在靶法线方向, 超热电子能谱呈类麦克斯韦分布, 拟合的温度约为 206keV, 该方向占主导地位的加速机理是共振吸收. 在激光反射方向, 超热电子能谱先是出现一个局部的平台, 然后逐渐衰减, 呈现非类麦克斯韦分布. 这是由于几种加热机理共同作用的结果. 其中占主导地位的是反射激光对电子的加速. 在靶法线方向超热电子的温度和产额均大于激光反射方向超热电子的温度和产额, 证明共振吸收机理对电子的加速更有效.

关键词: 飞秒激光, 等离子体, 超热电子, 能谱

PACC: 5250J

1. 引 言

新型台式超短超强 (ultrashort, ultra-intense) 激光器的出现^[1], 为激光-物质相互作用的研究开辟了一个崭新的领域^[2]. 利用超短超强激光脉冲可以研究极端条件下激光-物质相互作用过程. 这项研究具有广泛的应用, 其中惯性约束聚变 (ICF) 中的“快点火” (fast ignitor)^[3], 即采用短脉冲激光与等离子体相互作用产生的快电子迅速加热压缩的 DT 小球, 从而实现聚变点火极具应用前景.

近年来, 超短超强激光与固体靶相互作用过程中产生的超热电子的能量分布已经由实验和数值模拟进行了广泛的研究^[4-15]. 在激光-固体靶相互作用过程中, 超热电子可以通过不同的吸收或加热机理产生. 例如, 共振吸收^[16], 真空加热^[17,18], 有质动力 $V \times B$ 加热^[7,49] 和激光尾流场加热^[20,21] 等. 为了了解激光-等离子体相互作用的机理以及所产生的超热电子在未来可能的应用, 对超热电子能量分布

进行研究是非常重要的课题.

激光-等离子体相互作用产生的超热电子构成一个各向异性的分布, 它不仅依赖于激光强度而且依赖于脉冲宽度^[10]. 通常情况下, 超热电子能量分布是类麦克斯韦分布. 文献 10 报道, 对中等强度的短脉冲 ($I \approx 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, $\tau \approx 42 \text{ fs}$) 和固体靶相互作用, 超热电子能量分布具有一个明显的能量截断 $E_{\text{cutoff}} = 2T_h$ (T_h 为超热电子温度), 并指出截断能反映了在激光-等离子体相互作用很短的时间间隔内超热电子随机化不可能完成. 与之相似, 文献 11 报道了短脉冲强激光 ($\tau \approx 60 \text{ fs}$, $I^2 > 10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$) 与固体靶相互作用产生的超热电子的能量分布明显地不同于已知的双温麦克斯韦分布 (为四温分布), 而且超热电子温度定标律也不同于已知的 $T_h - I^{0.5}$.

本文报道了在 3TW 飞秒激光器上完成的激光-固体靶相互作用中超热电子能量分布的实验研究结果. 采用量程为 70—1250keV 的电子磁谱仪, 分别在靶法线和激光反射方向测量了超热电子的能谱. 结果显示, 超热电子构成各向异性的能量分布. 在不同

* 中国工程物理研究院基金重大项目 (批准号: 2000Z0206), 国家自然科学基金 (批准号: 10275056) 资助的课题.

† E-mail: yqGu@VIP.sina.com.

方位,超热电子的能量分布、有效温度以及产额不同,这反映了不同方位超热电子的加速机理不同。

2. 实验设置

实验在中国工程物理研究院(CAEP)高温高密度等离子体国家重点实验室的3TW钎钛蓝宝石激光器上进行。激光器采用标准啁啾脉冲放大技术(CPA),其技术指标为:激光能量300mJ(压缩前),波长800nm,脉冲宽度60fs,重复频率10Hz,激光能量波动在2%以内。采用自相关技术测得激光脉冲对比度约为 $1:10^{-6}$ (在主脉冲到达前2ns)。

实验布局如图1,八面柱形的靶室侧壁上每一

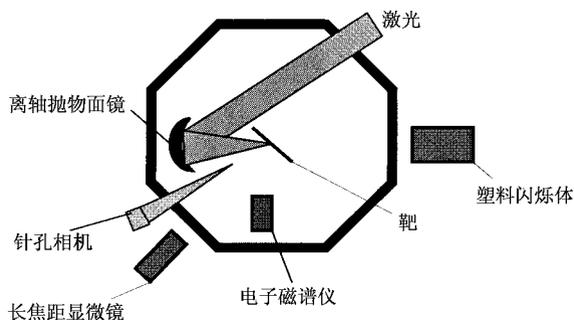


图1 实验布局简图

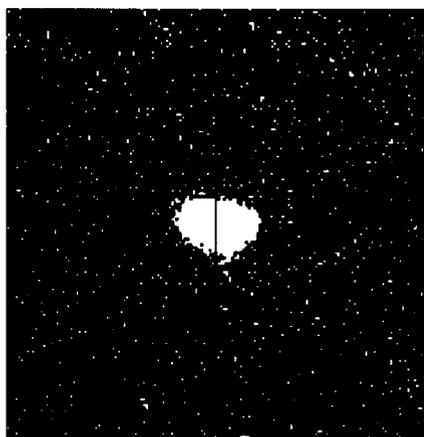
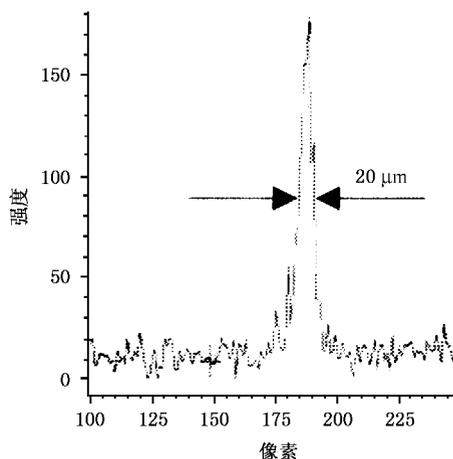


图2 针孔相机测量的激光焦斑

面接有一个法兰,通过法兰口的石英玻璃窗将压缩后的激光引入靶室。采用 $f/5$ 离轴抛物面镜将能量为130mJ(靶面),光束直径为40mm的激光聚焦在厚度为 $20\mu\text{m}$ Cu膜靶上。激光与靶法线方向成 45° 角, P偏振。靶架由一个二维步进电机控制,确保每发激光能够打在新鲜的靶面上。抛物面镜架由另一个步进电机控制,用于调节激光聚焦。靶室外设置一台长焦距显微镜,用于监测激光聚焦状态;同时设置一台塑料闪烁体并与示波器连接,用于监测打靶过程中 x 射线的发射。

采用针孔相机配合 x 射线CCD(charge coupled diode array camera)测量激光焦斑,典型的测量结果如图2。所测焦斑直径约为 $20\mu\text{m}$ (FWHM),这样给出靶面激光峰值功率密度约为 $7.0 \times 10^{17} \text{Wcm}^{-2}$ 。

在靶法线和激光反射方向放置电子磁谱仪用于测量超热电子的能谱。电子磁谱仪的磁感应强度为600Gs,对应的量程约为70—1250keV。用高斯计测量谱仪的磁场均匀性好于2%。谱仪的探测元件采用Li(K, Mg, Cu, P)热释光探测器(TLD),其规格为 $3.2 \times 3.2 \times 0.38 \text{mm}$,这样能量分辨率可达到2%。为了提高测量精度,对LiF TLD进行了逐片刻度^[22]。为了减小电子的散射,在谱仪准直孔前未加滤片过滤。电子磁谱仪收集立体角取为 $1.55 \times 10^{-3} \text{sr}$ 。



3. 实验结果

实验结果是在激光能量为130mJ(靶面),脉宽60fs,波长为800nm,对比度 $1:10^{-6}$,激光与靶法线成 45° 夹角, P偏振,靶面激光峰值功率密度约为 $7.0 \times$

10^{17}Wcm^{-2} ,无预脉冲,靶为 $20\mu\text{m}$ Cu膜,电子磁谱仪分别置于靶法线和激光反射方向的条件下获得的。

为了在超热电子能谱中扣除由 x 射线和LiF TLD噪声产生的本底信号,确保电子磁谱仪中的LiF TLD所记录的信号完全来自于超热电子。在超热电子能谱测量之前,一个厚度为3mm的铅板被放置在

电子磁谱仪的准直孔前,它能阻挡能量为 5MeV 的高能电子(相似实验条件下,超热电子最大能量约 2MeV^[11]).图 3 给出这种情况下本底信号的测量结果(累计 20 发),它显示本底信号与能量是不相关的,且强度低于 $6 \times 10^3 \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

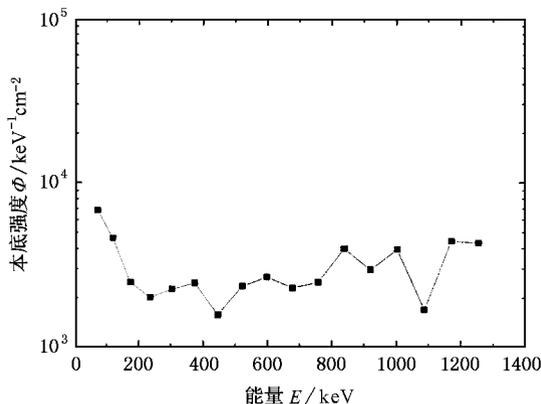


图 3 本底信号的测量

图 4 为靶法线方向所测的超热电子的能谱(累计 20 发),该能谱为类麦克斯韦分布.在大约 150keV 处,超热电子注量(hot electron fluence)达到 $1.15 \times 10^7 \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ 的峰值;然后,随着能量增加,超热电子注量逐渐减少,在约 1200keV 处,超热电子注量仍达 $4.95 \times 10^4 \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$,远大于本底信号,故可以忽略本底信号.采用麦克斯韦分布拟合,超热电子的有效温度约为 206keV.对超热电子的能谱从 70—1250keV 的能量范围作积分,计算出该能量区域内超热电子的总注量约 $3.61 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$,这样给出靶法线方向平均每发的超热电子产额约为 $1.19 \times 10^{10} \text{ sr}^{-1}$.

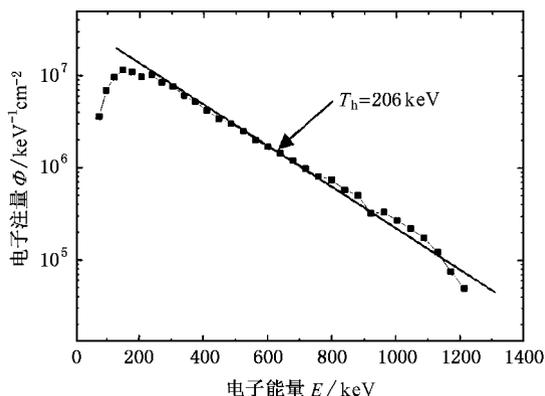


图 4 法线方向的超热电子能谱($B = 6 \times 10^{-2} \text{ T}$ 谱仪)

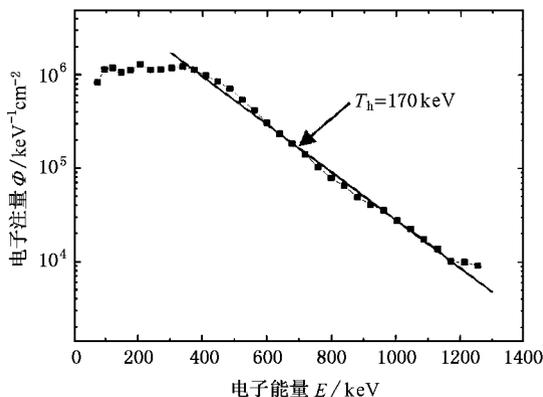


图 5 激光反射方向的超热电子能谱($B = 6 \times 10^{-2} \text{ T}$ 谱仪)

积 20 发),该能谱在 350keV 能量以下出现一个局部的平台(plateau),与我们早期用 $3.7 \times 10^{-2} \text{ T}$ 的磁谱仪所测的结果一致^[23],平台对应的电子注量约为 $1.20 \times 10^6 \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$,它比法线方向超热电子的峰值注量约低了一个量级.在 350keV 以上,超热电子注量逐渐衰减,1200keV 处的电子注量约为 $1.00 \times 10^4 \text{ keV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$,仍大于本底信号,同样可忽略本底信号.在 350keV 以上,采用麦克斯韦分布拟合的超热电子有效温度约为 170keV.在 70—1250keV 的能量范围内对超热电子的能谱作积分,给出超热电子的总注量约为 $5.54 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$,这样激光反射方向平均每发超热电子的产额约为 $1.83 \times 10^9 \text{ sr}^{-1}$,它比法线方向的产额约低一个量级.

4. 讨 论

激光-等离子体相互作用过程中,超热电子可以通过不同的吸收或加热机理产生,而吸收或加热机理敏感地依赖于激光参数,因为等离子体许多基本的性质是受强激光场的控制而不是受它本身密度和温度控制^[24].在激光参数中,激光对比度直接决定预等离子体的密度标长 $L = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right)^{-1}$,而密度标长又强烈地影响超热电子加速机理^[10].所以,为了确定在本文实验条件下超热电子的加速机理,首先需要确定预等离子体的密度标长.

任何一个短脉冲必然伴随着一个放大的自发发射(ASE)的预脉冲,ASE 脉冲具有典型的脉冲宽度 0.5—8ns 和对比度 10^{-7} — 10^{-6} ,中等强度的短脉冲(约 $10^{17} \text{ W cm}^{-2}$)ASE 也能产生一个冠状等离子体,当主脉冲与等离子体冠相互作用时可能改变激光吸

图 5 为激光反射方向所测的超热电子能谱(累

收率和超热电子分布^[10]. 本文的激光参数:激光强度为 $I = 7.0 \times 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, 对比度为 $1:10^{-6}$, ASE 的强度为 $I_{\text{预}} \approx 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$, 它已超过了靶的离化阈值. 因此, 在主脉冲到达之前靶表面已形成一冠状等离子体. 根据同类实验的流体力学模拟^[10], 典型的预等离子体密度标长约为 $L = (1-2)\lambda$ (λ 为激光波长).

沿着靶法线方向发射的超热电子可能由共振吸收或真空加热机理产生. 为了判断哪种机理占主导地位, 首先计算激光电场的振幅

$$E_0 (\text{V/m}) = \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 c}} = 2.75 \times 10^3 I^{1/2}, \quad (1)$$

式中 I 为激光强度, ϵ_0 为真空介电常数, c 为光速; 将 $I = 7.0 \times 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ 代入上式可得 $E_0 = 2.3 \times 10^{12} \text{ V/m}$. 这样, 电子抖动振幅为

$$X_{\text{osc}} = \frac{eE_0}{m_e \omega_0^2} \approx 0.1\lambda, \quad (2)$$

式中 e 为电子电量, m_e 为电子静止质量, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ 为激光圆频率.

由于真空加热要求 $L \approx X_{\text{osc}}$, 共振吸收要求 $L \gg X_{\text{osc}}$ ^[25]. 对于本文的实验条件, 等离子体标长 $L = (1-2)\lambda$ (或 $L = (10-20)X_{\text{osc}}$). 因此, 共振吸收是主要的加热机理. 按照超热电子温度定标率^[6]

$$T_h = a(\lambda^2/10^{17})^{1/3} - a(\lambda^2/10^{17})^{1/2}, \quad (3)$$

其中 λ^2 为激光的规格化强度(normalized intensity), 单位为 $\text{W}\mu\text{m}^2\text{cm}^{-2}$; a 为与脉冲宽度相关的常数, 对长脉冲取 30, 对短脉冲取 $10^{[11]}$; 当激光的规格化强度 $\lambda^2 > 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2\text{cm}^{-2}$ 时, 指数接近 $1/2$ ^[6].

实验中, 激光为短脉冲(60fs), 其规格化强度约为 $4.48 \times 10^{17} \text{ W}\mu\text{m}^2\text{cm}^{-2}$, 因此, a 取 100, 指数取 $1/3$. 按照(3)式, 超热电子的温度为 165keV, 而根据图 4 超热电子能谱拟合的有效温度约为 206keV, 原因在于真空加热可能作为次要的机理使超热电子的有效温度偏高. 正如上文提到的, 预等离子体的标长 $L = (10-20)X_{\text{osc}}$, 它还不完全满足 $L \gg X_{\text{osc}}$, 不能排除真空加热机理扮演次要角色的可能, 而真空加热比共振吸收机理对电子的加速更有效^[12]. 如果在(3)式中指数取 $1/2$, 则给出 212keV 的超热电子有效温度, 这与由能谱拟合的温度更接近. 实际上, 本文激光的规格化强度已接近 $10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2\text{cm}^{-2}$, 正如文献[6]指出的, 指数从 $1/3$ 增加到 $1/2$ 反映了超热电子加速机理的转化过程.

在激光反射方向发射的超热电子由几种加热机

理共同产生.

首先, 电子抖动归一化动量

$$a = \frac{P_{\text{osc}}}{m_e C} = \frac{eE_0}{m_e \omega_0 c} = 8.53 \times 10^{-10} (\lambda^2)^{1/2} \quad (4)$$

式中 P_{osc} 为电子抖动动量, λ 以 μm 为单位. 将 $I = 7.0 \times 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, $\lambda = 0.8\mu\text{m}$ 代入,

$$a = 0.57 < 1, \quad (5)$$

因此, 相对论 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ 加热不是占统治地位的机理^[5]. 但是, 在 $a < 1$ 情况下, 有质动力径向分量 $F_r = -(e^2/2m_e \omega_0^2) \Delta_r < E >$ 加速电子是沿激光垂直方向(与反射方向一致). 因此, 需考虑这种加热机理对激光反射方向超热电子能谱的贡献.

其次, 根据受激拉曼散射^[26]的阈值条件,

$$(v_{\text{osc}}/c)^2 > 2/k_0 L, \quad (6)$$

式中 $v_{\text{osc}} = eE_0/m_e \omega_0$ 为电子在激光场中的抖动速度, k_0 是激光的波数. 对本文的激光条件而言

$$(v_{\text{osc}}/c)^2 \approx 0.33; \quad \frac{2}{k_0 L} = 0.32, \quad (7)$$

故有可能产生受激拉曼散射. 虽然侧向拉曼散射产生的超热电子份额较少, 但对激光反射方向的超热电子能谱仍有贡献.

第三, 反射激光对电子的加速是占主导的加速机理. 根据 Andreev 等^[27]提出的模型, 一束超短超强激光斜入射在等离子体上时, 周期的电子密度调制相当于一个衍射光栅, 它把入射激光分成反射方向和背向. Sentoku 等^[28]采用二维 PIC (particle in cell) 模拟证明, 在激光反射方向, 超热电子被加热到 MeV 量级, 其加热机理为: 强激光斜入射到过密等离子体上时, 反射激光在反转点被调制并加速冠状等离子体中的电子; 由于反射激光的调制和自聚焦(self-focusing), 电子的加速被增强, 同时准静态磁场通道产生并且沿激光反射方向准直高能电子. 我们认为这种机理对激光反射方向的超热电子能谱起主要的作用.

Schlegel 等^[9]在激光强度为 $4 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$, 脉宽 120fs, 入射角 45° , P 偏振的条件下用 $1 \frac{1}{2}$ 维 PIC 模拟发现, 超热电子在能量 $E = (5-40) \text{ keV}$ 区域出现一个局部的平台, 并用共振吸收机理对此作了解释. 我们认为, 超热电子能谱出现平台是由于反射激光, 有质动力径向分量, 侧向拉曼散射以及鞘逆韧致吸收^[29]几种机理共同作用的结果, 其中反射激光加速电子是最主要的机理.

根据图 5, 超热电子能量在 350keV 以上时, 由能谱拟合的温度约为 170keV. 这与温度定标律 $T_h = a(\lambda^2/10^{17})^{1/3} - a(\lambda^2/10^{17})^{1/2}$, 在短脉冲, $a = 100$, 指数取 1/3 时, 给出的温度 $T_h = 165\text{keV}$ 更好地符合. 原因在于反射激光对电子的加速本质上与共振吸收机理相似, 都是通过朗道阻尼(Landau damping)或波破(wave breaking)加速电子, 并且由于完全没有真空加热机理的作用, 使得由能谱拟合的温度与由温度定标率给出的温度更好地一致.

从实验结果还可以看出: 共振吸收或真空加热对超热电子的加速更有效. 首先, 在靶法线方向由超热电子能谱拟合的温度(260keV)比激光反射方向由超热电子能谱拟合的温度(170keV)更高, 即使 350keV 能量以上法线方向能谱拟合的温度(198keV)也大于激光反射方向由能谱拟合的温度; 其次, 在靶法线方向平均每发超热电子的产额($1.19 \times 10^{10} \text{sr}^{-1}$)比激光反射方向平均每发超热电子的产

额($1.83 \times 10^9 \text{sr}^{-1}$)约高出一个量级.

5. 结 论

采用 3TW 具有 CPA 的飞秒激光器, 研究了激光-固体靶相互作用过程中产生的超热电子的能谱. 在靶法线方向, 能谱呈类麦克斯韦分布, 采用麦克斯韦分布拟合的有效温度约为 206keV, 这比超热电子温度定标率给出的温度稍高, 该方向占主导地位的加速机理是共振吸收同时真空加热机理也起了次要作用. 在激光反射方向, 超热电子能谱先是出现一个局部的平台, 然后逐渐衰减, 呈现非类麦克斯韦分布, 这是由于几种加热机理共同作用的结果, 其中占主导地位的是反射激光对电子的加速. 在靶法线方向的超热电子温度和产额均大于激光反射方向超热电子的温度和产额, 说明共振吸收机理对超热电子的加热更有效.

- [1] Perry M D and Mourou G 1994 *Science* **264** 917
- [2] Gibbon P and Förster E 1996 *Plasma Physics and Controlled Fusion* **38** 769
- [3] Tabak M *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [4] Wilks S C *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [5] Malka G and Miquel J L 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 75
- [6] Beg F N *et al* 1997 *Phys. Plasmas* **4** 447
- [7] Malka G *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2053
- [8] Malka G, Lefebvre E and Miquel J L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3314
- [9] Schlegel Th *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **60** 2209
- [10] Zhidkov A *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7232
- [11] Zhidkov A G *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3718
- [12] Chen L M *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8**(6) 2925
- [13] Dong Q L and Zhang J 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1025
- [14] Chen L M *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **63** 036403
- [15] Bastiani S *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **60** 3439
- [16] Forslund D W *et al* 1975 *Phys. Rev. A* **11** 679
- [17] Brunel F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52
- [18] Brunel F 1988 *Phys. Fluids* **31** 2714
- [19] Liu S B, Zhang J and Yu W 1999 *Phys. Rev. E* **60** 3279
- [20] Sprangle P *et al* 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146
- [21] Amiranoff F *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 995
- [22] Cai D F *et al* 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 141 (in Chinese) [蔡达锋等 2003 强激光与离子束 **15** 141]
- [23] Cai D F *et al* 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 575 (in Chinese) [蔡达锋等 2003 强激光与离子束 **15** 575]
- [24] Bastiani S *et al* 1997 *Phys. Rev. E* **56** 7179
- [25] Grimes M K *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4010
- [26] Kruer W L 1988 *The physics of Laser Plasma Interactions*(MA : Addison-wesley) p74
- [27] Andreev A A, Platonov K Yu and Salomaa R R E 2002 *Phys. Plasmas* **9** 581
- [28] Sentoku Y *et al* 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2855
- [29] Catto P J and More Richard M 1977 *Phys. Fluids* **20** 704

Experimental study on energy distribution of the hot electrons generated by femtosecond laser interacting with solid targets *

Gu Yu-Qiu^{1)†} Cai Da-Feng¹⁾²⁾³⁾ Zheng Zhi-Jian¹⁾ Yang Xiang-Dong²⁾ Zhou Wei-Min¹⁾
Jiao Chun-Ye¹⁾²⁾ Chen Hao¹⁾²⁾ Wen Tian-Shu¹⁾ Chunyu Shu-Tai¹⁾

¹⁾ *Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

²⁾ *Atom and Molecule Physics Institute, Sichuan University, Chengdu 610065, China*

³⁾ *Department of Physics, Neijiang Teachers College, Neijiang 641112, China*

(Received 23 December 2003 ; revised manuscript received 25 February 2004)

Abstract

This paper reports the results of the experiment of hot electron energy distribution during the femtosecond laser-solid target interaction. The hot electrons formed an anisotropic energy distribution. In the direction of the target normal, the energy spectrum of the hot electron was a Maxwellian-like distribution with an effective temperature of 206keV, which was due to the resonance absorption. In the direction of the specular reflection of laser, there appeared a local plateau of hot electron energy spectrum at the beginning and then it was decreased gradually, which maybe produced by several acceleration mechanisms. The effective temperature and the yield of hot electrons in the direction of the target normal is larger than those in the direction of the specular reflection of laser, which proves that the resonance absorption mechanism is more effective than others.

Keywords : femtosecond laser, plasma, hot electron, energy spectrum

PACC : 5250J

* Project supported by the Key Foundation of China Academy of Engineering Physics(Grant No.2000Z0206) and by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10275056).

† E-mail : yqGu@VIP.sina.com.