

# 不同偏振态下的飞秒激光脉冲与铝靶相互作用中超热电子的产生\*

李 昆 李玉同 张 军 远晓辉 徐妙华 王兆华 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

(2005 年 12 月 9 日收到, 2006 年 4 月 19 日收到修改稿)

研究了 P 偏振、S 偏振和圆(C)偏振态下亚相对论强度飞秒激光脉冲与铝靶相互作用时产生的超热电子的能谱和靶背向角分布, 并对 S 偏振产生的超热电子的特殊角分布通过引入表面磁场的概念进行了定性解释.

关键词: 超短超强激光, 等离子体, 超热电子, 表面磁场

PACC: 5250J, 5225, 9530

## 1. 引 言

在超短超强激光与物质相互作用过程中, 激光的光电场远强于原子的内部电场, 于是在激光脉冲前沿原子便通过多光子电离、隧穿电离或阈上电离等方式迅速离化, 产生预等离子体. 后续的激光脉冲主峰则通过激光场或激光在等离子体里产生的电场和磁场(例如静电分离场和尾波场)对电子进行加速, 得到动能可达兆电子伏的高能电子(也称为超热电子). 在快点火激光核聚变研究方案中, 超短超强激光在等离子体中产生的前向高能电子是实现点火的重要载体. 将足够的高能电子能量沉积在靶丸是实现快点火的重要一步. 因此超热电子的产生条件、加速机理、能谱分布和发射方向等性质是进行快点火激光聚变研究的重要方向.

在超短超强激光与物质相互作用过程中, 随着激光强度、等离子体密度和密度梯度等条件的不同, 超热电子可通过不同机理产生. 它们包括共振吸收、真空加热、 $J \times B$  加热、激光直接加速、随机加热、尾波场加速机理和参量过程. 当超短超强激光与固体靶相互作用过程中, 前四种机理为主要的加速机理, 它们产生的超热电子的准麦克斯韦温度与激光强度间的定标关系如下所示:

共振吸收机理<sup>[1]</sup>

$$T_{\text{hot}}[\text{keV}] \approx 6 \times 10^{-5} (I \lambda^2)^{1/3};$$

真空加热机理<sup>[2]</sup>

$$T_{\text{hot}}[\text{keV}] \approx 3.6 \times 10^{-16} I \lambda^2;$$

$J \times B$  加热机理<sup>[3]</sup>

$$T_{\text{hot}}[\text{keV}] \approx 511 \left[ \left( 1 + \frac{I \lambda^2}{2.8 \times 10^8} \right)^{1/2} - 1 \right];$$

激光直接加速机理<sup>[4]</sup>

$$T_{\text{hot}}[\text{MeV}] = 1.5 \left[ I / I_{18} \right]^{1/2}.$$

此关系如图 1(a), 横坐标为激光的归一化矢势, 纵坐标为超热电子温度. 图 1(b) 为图 1(a) 的低光强部分, 虚线的横坐标为根据实验中超热电子温度而得到的激光归一化矢势.

激光的偏振特性对超短超强激光与物质相互作用有很大影响. 例如, 线偏振与圆偏振激光场对真空中单电子的作用和对原子电离的速率不同; 不同偏振态下斜入射到固体靶表面的超短超强激光由于其电场的法线分量不同, 将会产生不同的电荷分离势; 不同偏振态的超短超强激光在等离子体中产生的磁场也不相同. 本文将通过对亚相对论强度条件下 P 偏振、S 偏振和圆偏振(C 偏振)超短超强激光  $45^\circ$  入射到铝靶产生的背向超热电子能谱和角分布特性的实验测量, 研究激光的偏振特性对超热电子产生的影响.

## 2. 实 验

实验采用极光 II 号钛宝石飞秒激光系统, 其中

\* 国家自然科学基金(批准号: 10575129, 10390161, 60321003)资助的课题.

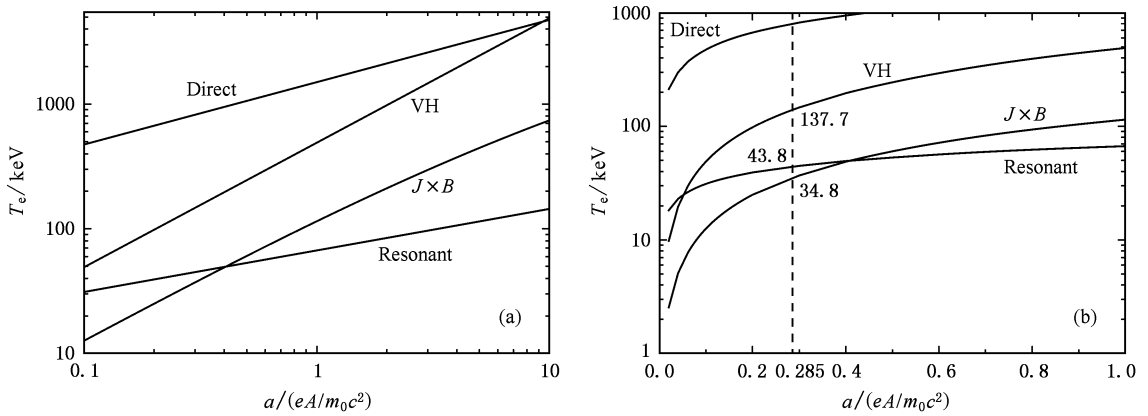


图 1 (a)共振吸收机理(Resonant),真空加热机理(VH), $J \times B$ 加热机理( $J \times B$ ),激光直接加速机理(Direct)产生的超热电子的麦克斯韦温度与激光归一化矢势的关系 (b)中纵虚线的横坐标为 S 偏振 70mJ 条件下根据测得的超热电子温度得到的激光归一化矢势

心波长 800nm,脉宽 60fs,单脉冲最大能量 650mJ,光束口径 50mm,重复频率 10Hz,激光为线偏振.激光脉冲的对比度未经测量,估计在 1ps 前大于  $10^{-5}$ .光脉冲通过大口径零级 1/2 或 1/4 石英波片后被  $F/3.5$  的  $60^\circ$ 离轴抛物物镜反射聚焦到平整度好于  $1\mu\text{m}$  的厚 Al 靶上,入射角为  $45^\circ$ ,靶面激光的偏振态为 P 偏振、S 偏振或圆(C)偏振.通过步进电机控制靶台平移以保证每发激光作用在新靶面.整个实验在极光 II 号的真空靶室内完成,真空度可达  $10^{-3}$  Pa.实验数据为激光打靶多发累加的结果.装置示意图见图 2.

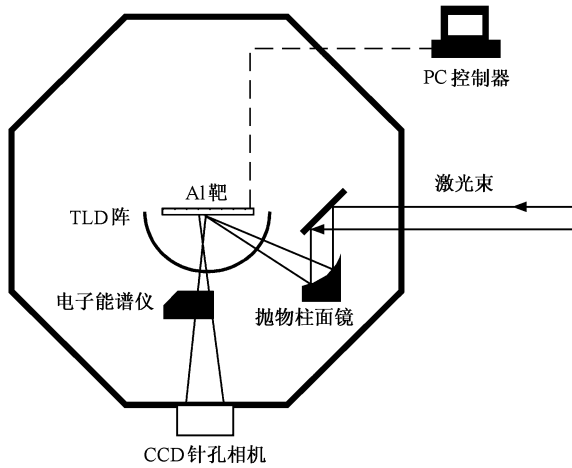


图 2 实验装置示意图

激光焦斑通过 X 射线针孔相机测量.它由直径  $10\mu\text{m}$  的针孔和 16 位的科学级 CCD 组成,放大倍数为  $20 \times$ .靶面前向的超热电子能谱由能谱范围为 7—500keV 的电子能谱仪探测.它由入射小孔,  $20\mu\text{m}$  厚的铝膜,磁场强度为  $3.8 \times 10^{-2}$  T 的永磁体和热释

光片组成.激光在铝靶上产生的超热电子沿靶面法线方向进入电子能谱仪,经磁场偏转后沉积到热释光片上,最后由热释光片读出仪测量超热电子的相对数目.超热电子的角分布由置于靶前的电子角分布探测器探测.它为半球形球壳,球壳内表面均匀分布热释光片,球心与激光靶面交点重合,球壳底面和靶面在同一平面.  $20\mu\text{m}$  厚的铝膜置于角分布探测器的热释光片前遮挡杂散光并滤掉低能电子.热释光片对电子,离子和 X 射线均有响应,在目前的实验条件下其响应主要来自超热电子<sup>[5]</sup>.

### 3. 结果及分析

#### 3.1. 焦斑的测量

图 3(a)为针孔相机测量的单发激光焦斑;图 3(b)为打靶后通过显微镜观测的焦斑阵列;图 3(c)为图 3(a)中通过焦斑中心的激光一维强度分布及高斯拟合结果,半高宽为  $32\mu\text{m}$ ;图 3(d)中(■)为模拟得到的半高宽为  $31\mu\text{m}$  的高斯分布焦斑通过  $10\mu\text{m}$  针孔在针孔相机 CCD 成像面上得到的光斑的一维强度分布,实线为此模拟结果的高斯拟合曲线,半高宽为  $32\mu\text{m}$ .通过比较图 3(c)和图 3(d)可知,靶面的焦斑呈高斯分布,半高宽约为  $32\mu\text{m}$ .所以,当激光脉冲能量为 20mJ 时,焦点处光强为  $4.3 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>,  $a = 0.14$ ;当光脉冲能量为 70mJ 时,焦点处光强为  $1.5 \times 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>,  $a = 0.26$ .

#### 3.2. 70mJ S 偏振激光产生的超热电子沿靶面法线方向的能谱分布

实验测量了 70mJ S 偏振入射时沿靶面法线方

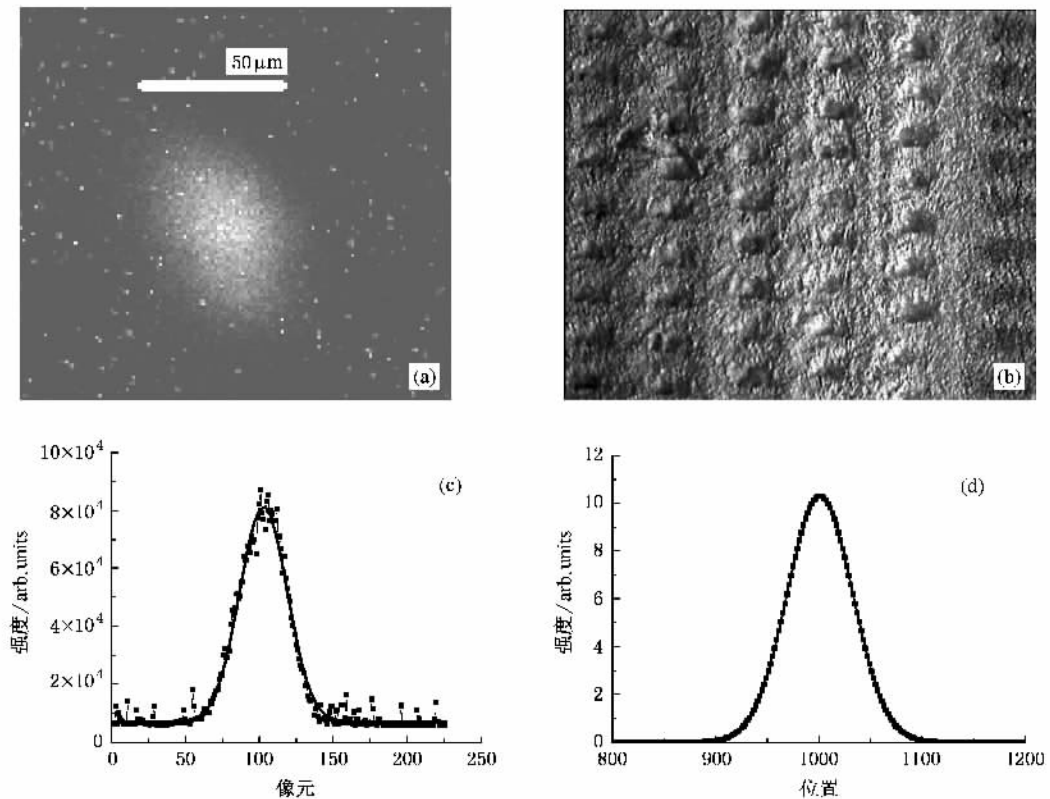


图3 (a)为针孔相机记录的单发激光焦斑 (b)为打靶后通过显微镜观测的焦斑阵列 (c)为(a)中经过焦斑中心的激光一维强度分布及高斯拟合结果,半高宽为  $32\mu\text{m}$  (d)中(■)为模拟得到的半高宽为  $31\mu\text{m}$ 的高斯分布焦斑通过直径  $10\mu\text{m}$ 的针孔在针孔相机 CCD 成像面上得到的光斑的一维强度分布,实线为此模拟结果的高斯拟合曲线,半高宽为  $32\mu\text{m}$

向的超热电子能谱,结果如图4.经麦克斯韦分布拟合发现,它由温度分别为  $44.5\text{keV}$ ,  $136\text{keV}$  和  $136\text{keV}$

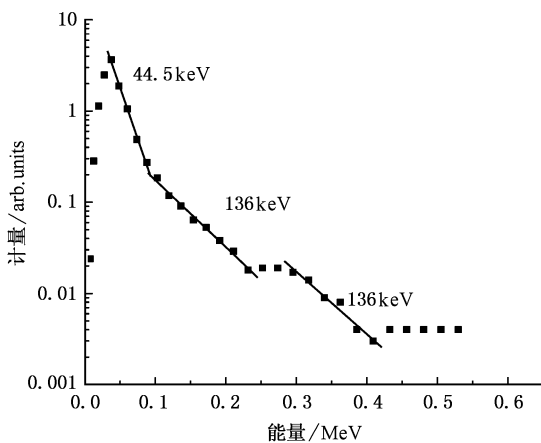


图4 S偏振  $70\text{mJ}$  激光  $45^\circ$ 入射时沿靶面法线方向发射的超热电子能谱

但有更大纵截距的三部分超热电子组成.根据图1和此超热电子能谱可得到此时的超热电子来自共振吸收和真空加热两种机理,激光的归一化矢势为  $a = 0.285$ ,即光强为  $1.7 \times 10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$ (见图1(b)).这

个结果与根据针孔相机得到的激光焦斑推算出的光强一致.这也说明通过X射线针孔相机的确可以得到真实的激光焦斑大小.并且,文献[6]表明只有在相对论强度下, $J \times B$ 加热机理才起显著作用,这和实验中的能谱测量结果一致.

当激光以S偏振入射时,在理论上由于激光没有沿密度梯度方向的电场分量,所以无法通过共振吸收和真空加热机理产生超热电子.此时光脉冲可能通过有质动力在预等离子体上打了一个“洞”,这样就产生了平行于密度梯度方向的电场分量,于是产生了超热电子.而实验中测到的两组纵截距不同的  $136\text{keV}$ 超热电子可能产生自“洞”的两个侧壁,它们产生的超热电子数目不同导致纵截距不同.

### 3.3. 超热电子的角分布

图5为不同偏振态(P偏振,S偏振,C偏振)下光脉冲能量为  $70(75)\text{mJ}$ 和  $20\text{mJ}$ 时激光  $45^\circ$ 入射到铝靶产生的超热电子在入射面内的角分布;垂直靶面观察时超热电子的角分布见图6,其中“S20longtime”表示  $20\text{mJ}$ ,S偏振时在同一点长时间打

靶产生的超热电子的角分布,在垂直入射面的平面内

激光 S 偏振入射时产生的超热电子的角分布见图 8.

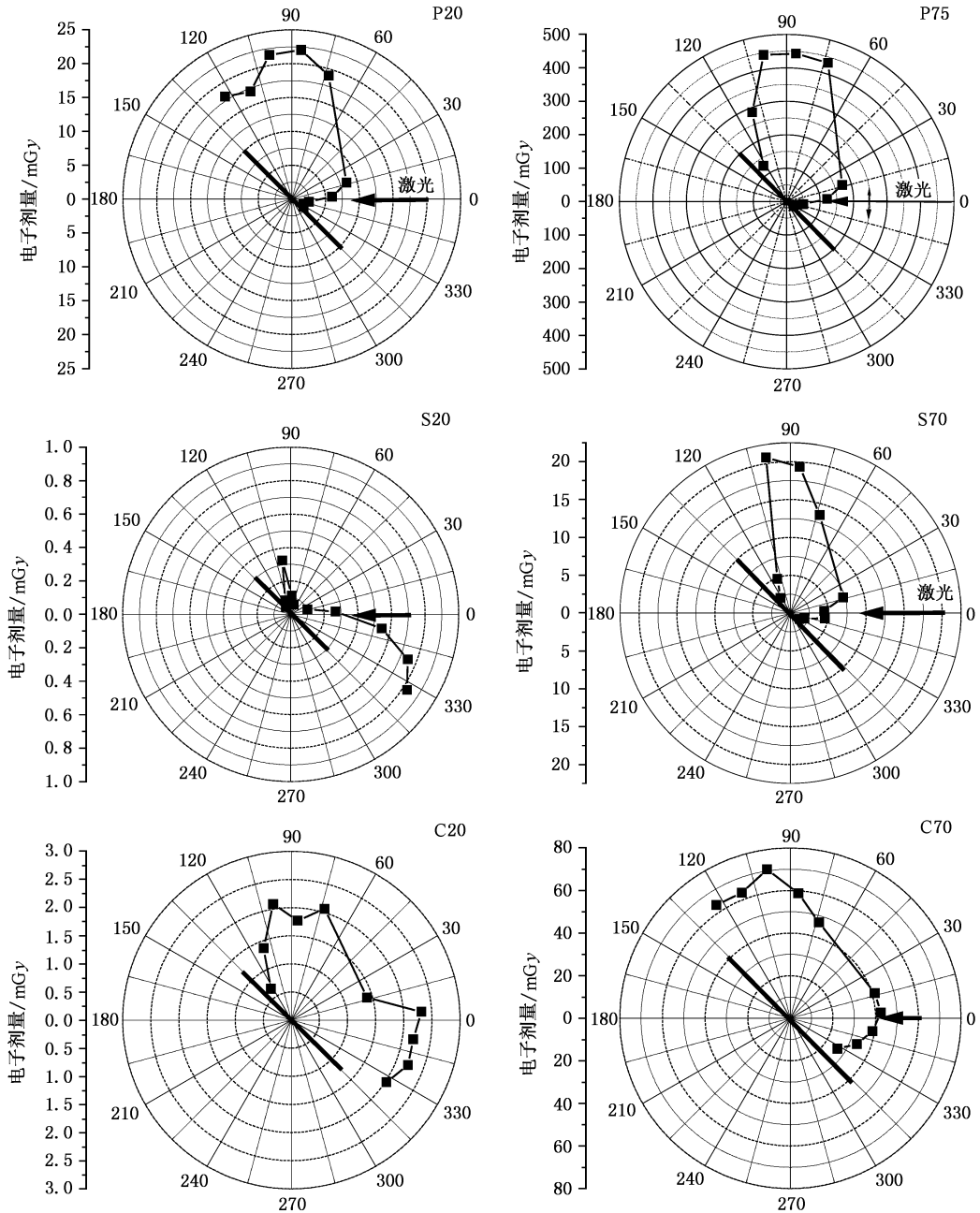


图 5 不同偏振态(P偏振,S偏振,C偏振)下光脉冲能量为 70(75)mJ 和 20mJ 时激光 45°入射靶面产生的超热电子在入射面内的角分布,各图中的电子数目有可比性

**P 偏振** 超热电子沿激光的镜面反射方向发射,Sheng 等<sup>[7]</sup>从理论上证明了在无预等离子体情况下斜入射的 P,S 偏振激光产生的超热电子倾向于沿靶面法线方向发射,实验中也得到了相同的结论<sup>[8]</sup>.而当有预等离子体时,超热电子则倾向于沿激光的镜面反射方向发射<sup>[8,9]</sup>.所以据此超热电子角分布可判断此时产生了较长的预等离子体.

要分布在垂直于入射面的平面内,且不关于入射面对称.Zhang 等<sup>[10]</sup>测量了 S 偏振激光脉冲 45°入射到铝靶时产生的超热电子角分布.在他们的实验中,光强在  $2 \times 10^{16} - 2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  范围内,激光的对比度可达到  $10^{-6}$ ,而超热电子则分布在由入射激光波矢和激光偏振方向组成的平面内,并关于入射面对称,如图 8.由于本实验和 Zhang 等的实验中激光对比度相差很多,所以预等离子体的尺度相差很大,这可能

**S 偏振** 从图 5—7 可看出,此时的超热电子主

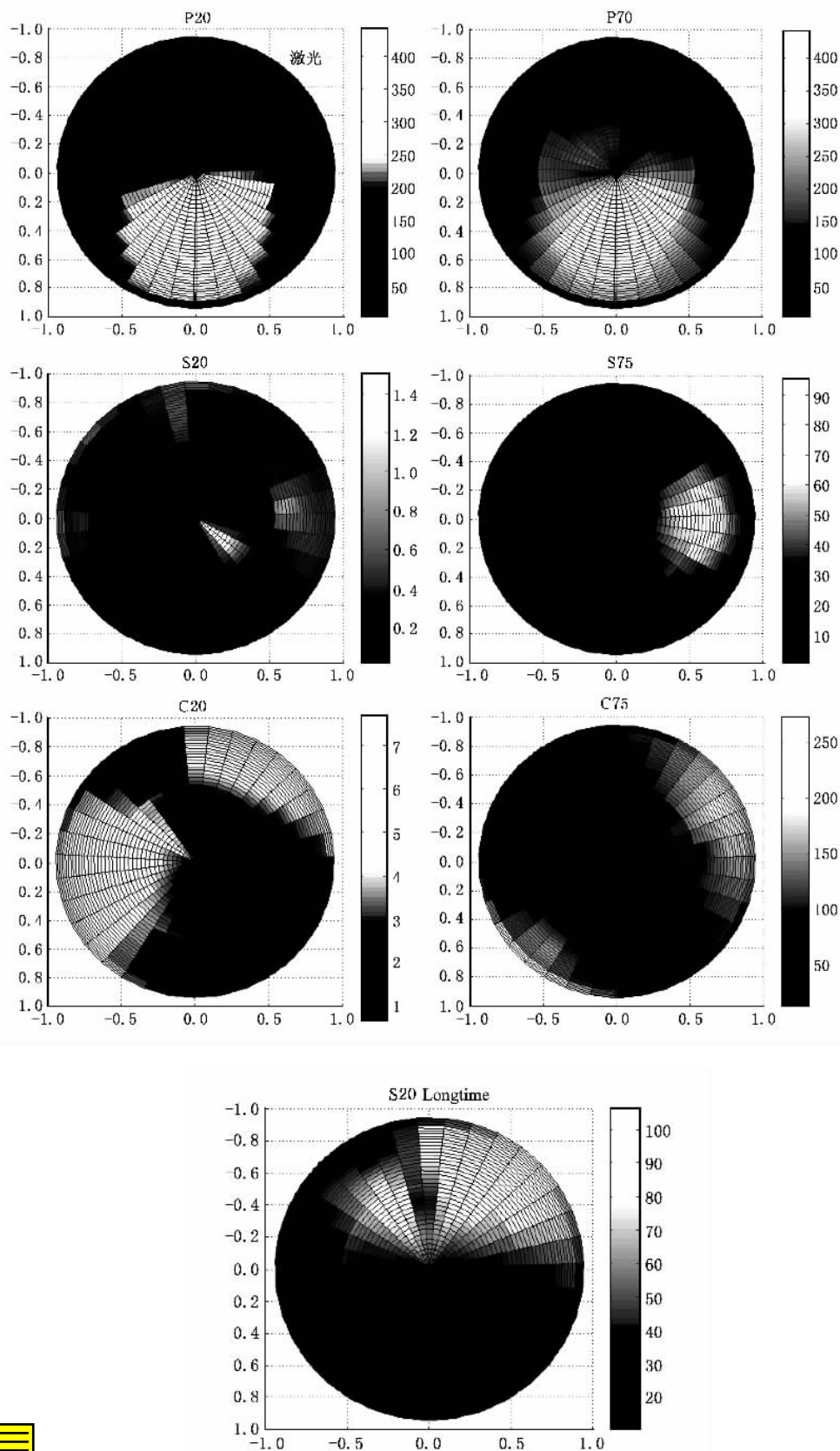


图6 垂直靶面观察,不同偏振态(P偏振,S偏振,C偏振)下光脉冲能量为70(75)mJ和20mJ时激光45°入射靶面产生的超热电子角分布.激光沿Y轴负方向入射,如P20所示.各图中的电子数目有可比性

就是本实验结果与 Zhang 等的实验结果差异的来源.当光脉冲的对比度较高,激光难以产生较长的预等离子体,很容易理解 S 偏振激光在入射面上打出一个较浅而且指向激光传播方向的“洞”,此时产生的超热电子沿激光的反向传播,如同图 8 所示.而当预等离子体较大时,可能会由于激光向密度更高的

等离子体中传播时受到阻碍而向靶内部偏转从而产生“垂直”靶面的“洞”,于是在“洞”的左右侧壁产生了超热电子.于是超热电子在沿垂直入射面的平面内发射,如图 9(a)所示.这就解释了本实验和 Zhang 等实验结果的第一个差异.对于第二个差异,即实验中超热电子关于入射面的不对称分布解释如下.

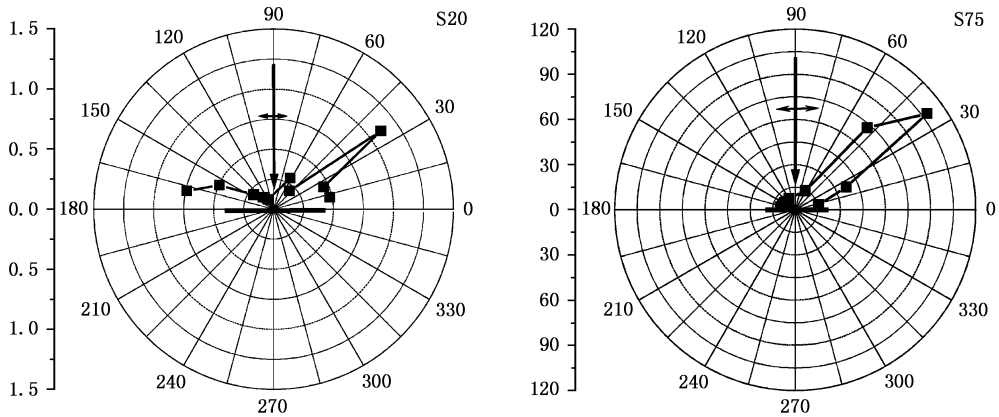


图 7 在经过焦点垂直入射面的平面内 S 偏振入射的激光产生的超热电子的角分布

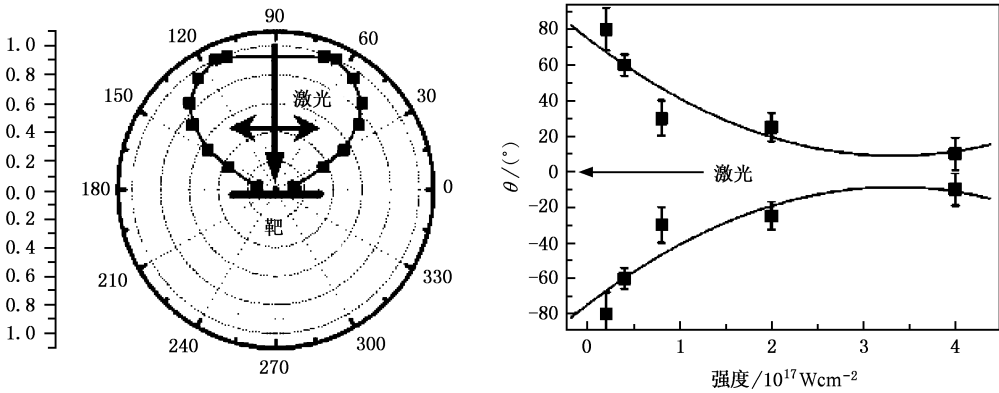


图 8 45°入射的 S 偏振激光产生的超热电子的发射(超热电子在入射激光波矢和偏振方向组成的平面内)

Nakamura 等<sup>[11]</sup>模拟了超短超强激光作用在固体靶表面时产生的表面磁场.他们认为当 P 偏振超短超强激光斜入射到密度梯度很大的等离子体表面时会通过真空加热或  $J \times B$  加热机理产生超热电子.超热电子形成的电流沿激光入射方向传播,形成表面磁场,而超热电子被表面磁场反射到真空中,之后又被等离子体表面的静电分离势拉回等离子体.这个正反馈过程就形成了等离子体的表面电流和表面磁场.和 Nakamura 等的模拟条件不同的是,本实验中的激光为 S 偏振,而且此时的超热电子主要来自共振吸收和真空加热机理.此时,在“洞”底不同弧度处可分别产生指向靶内和平行靶面的超热电子,类似 Nakamura 等的分析,指向靶内的超热电子通过正

反馈形成表面电流,它和平行靶面的超热电子一起形成了指向焦点的表面电流并形成平行入射面且在入射面两侧方向相反的表面磁场,如图 9(b)所示.而向靶外发射的超热电子在表面磁场的作用下偏转.如果光脉冲经过预等离子体后光强分布不均匀,则不但入射面两侧的超热电子数目而且表面电流从而表面磁场的强度也不同,于是超热电子的偏转角度也不同,这行成了超热电子的不对称分布.在图 7 中可以看到,20mJ 情况下入射面两侧超热电子呈不对称分布,而 70mJ 情况下入射面一侧则基本不存在超热电子.而一般认为激光能量越大,非线性作用越强,经过预等离子体后光强的非对称性以及产生的表面磁场的非对称性越大,这就解释了图 7 中 70mJ

情况下超热电子分布的非对称性更大的结果.

C偏振 圆偏振激光产生的超热电子的角分布

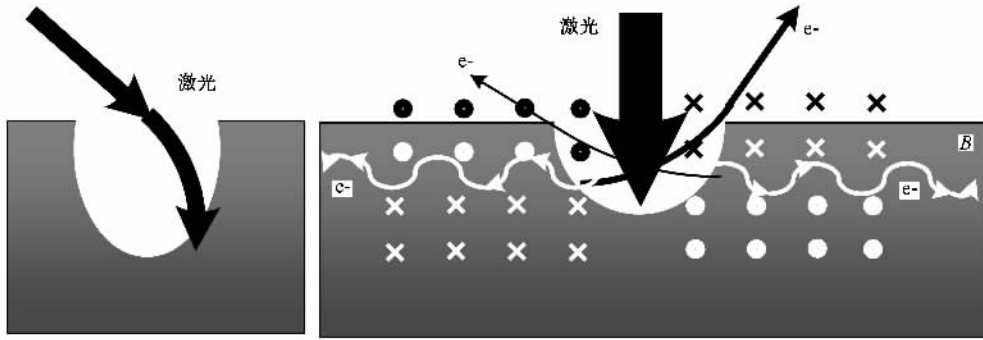


图9 (a)在入射面内,激光入射到预等离子体内受到偏转而产生近似垂直靶面的“洞”(b)在经过焦斑垂直入射面内的平面内,它表示了靶表面电流和表面磁场的产生以及它们对向靶外发射的超热电子的偏转(●和×表示磁场,箭头表示超热电子,其中靶内弯曲的箭头表示靶面电子形成的电流,而向靶外的直线箭头表示靶外电子,黑色粗箭头表示入射激光)

也可能受到超短脉冲激光与预等离子体作用产生的靶面磁场的影响.一般来说,圆偏振激光包含了P偏振和S偏振两种条件下的场分量,因此电子的行为是两种效应的叠加.在激光强度比较弱的条件下,这种叠加效应是比较明显的,如图5的P20,S20和C20.但在激光强度比较高的条件下,这是一种非线性的叠加,因此高能电子的能量和发射空间分布就不能简单看成是在P和S两种偏振态下的叠加,因为在这种情况下,高能电子的产生涉及很多非线性相互作用,需要通过三维粒子数值模拟进行仔细分析.

## 4. 结 论

在本实验条件下,激光具有较大的预脉冲,可产

生几个微米厚的预等离子体,超热电子主要通过共振吸收和真空加热机理产生.P偏振入射时产生的超热电子沿激光的镜反方向发射.S偏振入射时,超热电子分布在垂直入射面的平面内且关于入射面呈不对称分布.此不对称分布可通过引入表面电流和表面磁场进行了定性解释.而圆偏振激光产生的超热电子分布则更加复杂,需进一步的三维粒子模拟来解释.

在对实验结果的分析过程中,作者得到了盛政明研究员和董全力博士的大力帮助,特此表示感谢.

- [1] Forslund D W, Kindel J M, Lee K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **39** 284  
 [2] Gibbon P, Bell A R 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1535  
 [3] Wilks S C *Phys. Fluids*. B **5** 2603  
 [4] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-ter-Vehn J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847  
 [5] Li Y T, Zhang J, Chen L M, Mu Y F, Liang T J, Wei Z Y, Dong Q L, Chen Z L, Teng H, Chun-Yu S T, Jiang W M, Zheng Z J, Tang X W 2001 *Phys. Rev. E* **64** 046407  
 [6] Li Y T, Zhang J, Sheng Z M, Zheng J, Chen Z L, Kodama R, Matsuoka T, Tampo M, Tanaka K A, Tsutsumi T, Yabuuchi T 2004 *Phys. Rev. E* **69** 036405

- [7] Sheng Z M, Sentoku Y, Mima K, Zhang J, Yu W, Meyer-ter-Vehn J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5340  
 [8] Chen L M, Zhang J, Li Y T, Teng H, Liang T J, Sheng Z M, Dong Q L, Zhao L Z, Wei Z Y, Tang X W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 225001  
 [9] Santala M I K, Zepf M, Watts J *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1459  
 [10] Zhang J, Zhang J, Sheng Z M, Li Y T, Qiu Y, Jin Z, Teng H 2004 *Phys. Rev. E* **69** 046408  
 [11] Nakamura T, Kato S, Nagatomo H, Mima K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 265002

# Fast electrons generated from Al targets irradiated by polarized laser pulses<sup>\*</sup>

Li Kun Li Yu-Tong Zhang Jun Yuan Xiao-Hui Xu Miao-Hua Wang Zhao-Hua Zhang Jie

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

( Received 9 December 2005 ; revised manuscript received 19 April 2006 )

## Abstract

Energy spectrum and angular distribution of fast electrons are measured in the interaction of linearly ( P and S ) and circularly polarized femtosecond laser pulses with an aluminum target. It is interesting to note that the angular distribution of backward going electrons is unique for S and circular polarization. For S polarization , the angular distribution of fast electrons can be explained by taking account of the surface magnetic field qualitatively.

**Keywords** : ultrashort powerful laser pulses , plasmas , fast electron , surface magnetic field

**PACC** : 5250J , 5225 , 9530

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10575129 , 10390161 , 60321003 ).