

CNIC-01594
CAEP-0088

超短超强激光与等离子体相互作用
**ULTRA-SHORT AND ULTRA-INTENSE PULSE LASER
INTERACTIONS WITH PLASMA**
(In Chinese)

中国核情报中心
China Nuclear Information Centre

CNIC-01594
CAEP-0088

超短超强激光与等离子体相互作用

江文勉 李玉同 陈黎明

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳, 621900)

摘 要

对超短激光脉冲与等离子体相互作用中产生的准静态磁场、超热电子的发生方向及能谱进行了实验研究, 并对飞秒激光等离子体的时空演化过程进行了光学诊断。实验表明, 从飞秒激光等离子体中逃逸出方向性很强的超热电子流, 其能谱明显的呈双温分布; 利用法拉第效应, 观测到超短脉冲激光与等离子体相互作用产生的轴向磁场, 其最大值高达 170 ± 50 T。

关键词: 飞秒激光等离子体, 轴向自生磁场, 超热电子

Ultra-short and Ultra-intense Pulse Laser Interactions with Plasma (*In Chinese*)

JIANG Wenmian LI Yutong CHEN Liming

(Center of Laser Fusion Research, CAEP, Mianyang, 621900)

ABSTRACT

The self-generated magnetic field, the angular and energy distributions of hot electrons produced in the interactions of ultra-short laser pulse with plasmas are studied in various experimental parameters. The spatial and temporal evolution of femtosecond laser plasmas are diagnosed by using optical probe beam. The average value of the magnetic field was estimated to be as high as 1.0 ± 0.3 MG in underdense plasma region. It is believed that this axial magnetic field is related with the dynamo effect in laser-plasma interaction. The hot electrons escaped from plasma show very high directionality, and their energy distribution have two Maxwellian components.

Keywords: Femtosecond laser plasma, Axial self-generated magnetic field, Hotelectrons

引言

皮秒和飞秒激光技术的迅速发展，为激光等离子体物理开辟了新的理论和实验研究领域，目前国际上主要研究内容包括：“快点火”概念研究、高次谐波、中子源、团簇作用、超快 X 射线源、高能粒子产生、电子尾波加速等^[1, 2]。“快点火”概念的提出和完善对强场物理的发展起了重要的推动作用^[3]。和传统的 ICF 方案相比，快点火方案具有以下优点：点火能量比传统的 ICF 方案小两个量级(10^5 J)；大大降低了对靶的设计、光束质量、辐照均匀性的苛刻要求。和传统长脉冲大能量激光装置相比，超短脉冲强激光装置的造价相对低廉。在快点火概念中，如何向高密度靶丸输运能量是关键。目前的能量载体为超强激光与等离子体相互作用中产生的超热电子，所以必须仔细研究超热电子的方向性、产生机制、产生效率和在等离子体中的输运过程^[4-6]。目前，在相对论激光强度下，国外的大实验室已观测到在高密度等离子体区产生了准直的超热电子束^[7, 8]。我们在中等激光功率密度下的实验结果表明，准直的超热电子束不是相对论激光等离子体独有的，在较低功率密度下，也可产生方向性很好的超热电子流。

在激光与等离子体相互作用中，由于激光聚焦不均匀、靶的不平整等因素，理想的对称性是不存在的，所以在等离子体中会有净电流产生，并进而激发磁场^[9, 10]。如果自生磁场在此过程中有能力发展到较大值，就会影响到等离子体自身的性质，比如自生磁场对快点火概念中超热电子的输运和通道的形成等都有重要影响^[11]。尽管各大实验室都很重视此问题，但目前只见到三个关于横向自生磁场的实验报道^[12-14]。对超短超强激光脉冲与等离子体相互作用中产生的轴向磁场的实验和理论研究尚属空白。

本项目包括两大方面的内容：高次谐波^[15, 16]和不稳定性的理论计算和超短激光脉冲与等离子体相互作用实验研究。理论计算具体内容包括：对气体高次谐波的半经典理论进行了扩展，引入了激光脉冲磁场分量对气体原子中电子的影响，建立了高次谐波的二维半经典模型。结合 Permoronv 的电离率表达式，解析地给出了气体原子饱和和电离激光强度与激光参量、气体原子参量的直接表达式，进而给出了产生短波长高次谐波条件的优化计算。实验研究包括：超短脉冲激光与固体靶相互作用中产生的超热电子角分布及能谱分布研究；飞秒激光等离子体中自身磁场研究；使用飞秒激光探针诊断等离子体时空演化过程。

1 实验

实验在中科院物理所的掺钛蓝宝石飞秒激光装置上进行。实验装置包括三部分：靶场常规装置（靶定位、真空、焦点监测系统）、超热电子测量系统、自生磁场测量系统和飞秒激光探针光学诊断系统。基本测试过程为：将激光器输出的飞秒激光脉冲分成两束，一束作为主脉冲，用于产生等离子体；另一束用来做激光探针，沿靶面方向通过等离子体进行干涉或阴影测量；等离子体背向散射光被同一打靶透镜收集、准直，沿原路返回，进入轴向磁场测量系统。具体装置见图 1。在靶面周围，采用照相乳胶探测器来测量超热电子角分布，电子能谱仪测量超热电子的能谱分布。实验中用不同厚度的铝膜对超热电子能量进行选通。

中科院物理所的掺钛兰宝石飞秒激光器参数如下：激光脉宽 150 fs, 输出能量 5 mJ, 重复频率 10 Hz, 波长 800 nm。激光入射角为 0°或 45°, 靶面功率密度约为 5×10^{15} W/cm²。实验采用两类靶型, 一类是 70 ~100 μm 厚的 Al 箔, 一类是镀于玻璃底衬上的 3 μm 厚铝膜。靶台具有三维平动和一维转动。实验中一般采用单发打靶模式, 每打一发后, 靶台沿与入射激光垂直的方向平动 1 mm, 确保激光每发都与新靶面作用。16 比特, 1152 \times 1242 阵列的 CCD 相机动态范围 65000, 其像元 25 μm 。系统的时间分辨本领为探针光的脉宽, 约 150 fs, CCD 像元大小限制的空间分辨本领约 2 μm 。实验中综合使用中性和干涉滤光片, 可有效避免杂散光和等离子体自发光的干扰。

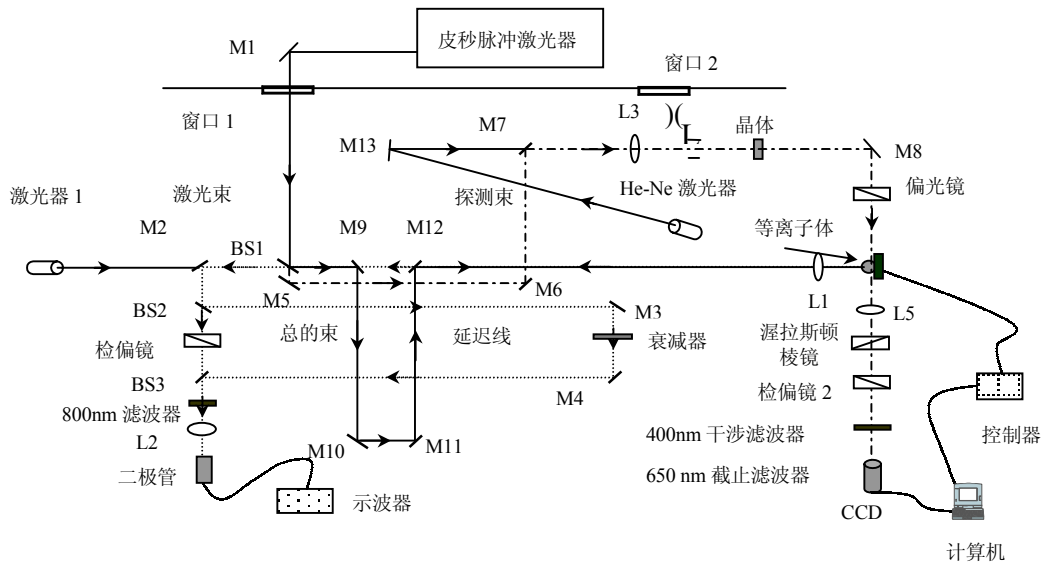


图 1 轴向磁场和超短脉冲光学诊断实验装置图

其中 M 表示全反射, BS 表示分束器, L 表示透镜, 其它均示于图中

2 飞秒激光等离子体中产生的轴向磁场首次测量^[2]

本节介绍利用法拉第 (Faraday) 效应, 对超短激光脉冲与等离子体相互作用中产生的轴向自生磁场进行的实验探索。法拉第旋转法要求探测光束和磁场方向平行或反平行, 考虑到入射激光在等离子体临界面反射时会沿轴向返回, 和轴向磁场方向一致, 如果有自生磁场产生, 背向散射光的偏振面将发生偏转。由背向散射光偏振面的旋转角度, 就可以推知自生磁场的大小。

图 2 为实验所测、正入射时 Al 靶背向散射光及激光脉冲光强随检偏器转动角度的变化曲线。由图可见，散射光最小值相对于入射激光有大约 2° 的平移，由此可以推断出轴向磁场的空间分布和大小。

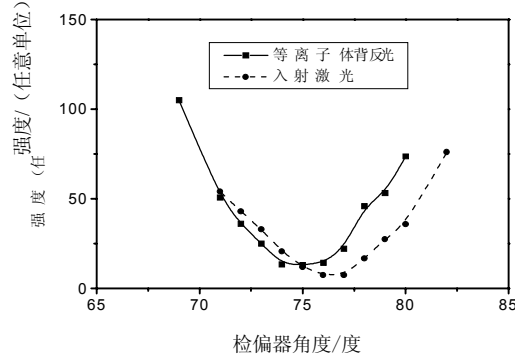


图 2 等离子体背向散射光和激光脉冲随检偏器旋转角的光强变化

在等离子体中，由法拉第效应所造成的偏振面旋转角度可表为

$$\varphi(^{\circ}) = 1.51 \times 10^{-21} \lambda_{cp}^2 (\mu\text{m}) \int \frac{n_e (\text{cm}^{-3}) B (\text{MG}) dl (\mu\text{m})}{\sqrt{1 - n_e/n_{cp}}} \quad (1)$$

式中 λ_{cp} 为探测光束波长， n_{cp} 为临界密度，各量的单位已示于式中。根据此式反演磁场数值时，要知道电子密度的分布情况。为此，采用 Nomarski 干涉仪，对等离子体电子密度分布进行了测量，结果见后。

与碰撞相关的有质动力只在斜入射时激发轴向磁场。为了确定有质动力对磁场产生的影响，我们也对 45° 入射角时的背向散射光进行了测量。结果未观察到明显的 Faraday 偏转。其原因可能有二：一是此时等离子体射流沿靶面法线方向，动力学效应产生的轴向磁场在背向的分量较小；二是在超短激光与物质相互作用中，无碰撞过程变得重要起来，因此可以忽略碰撞对磁场的贡献；而无碰撞过程激发的磁场 $\sim I^{1/3} \lambda^{14/3}$ ，对长波长激光才较显著（比如 CO₂ 激光），所以在本实验中，有质动力的贡献不大。

关于等离子体动力学效应，采用 Briand 的理论模型和实验所测得的等离子体轴向电子密度分布，对 Al 等离子体轴向自生磁场进行了估算。图 3 为轴向磁场空间分布曲线。由图可见，磁场强度最大值可达 1.7 ± 0.7 MG，仍有增大的趋势。

根据毕奥—萨伐尔定律和实验所测轴向磁场值可知，在飞秒激光等离子体中存在着 MA/cm² 量级的环形电流。

总之，利用法拉第效应，对超短激光脉冲同等离子体相互作用中产生的轴向磁场进行了首次测量，填补了国际上在此领域的研究空白。实验发现，Al 飞秒激光等离子体背

向散射光偏振面相对于入射激光的偏振面发生了 2° 的偏转，对应的平均磁场达百特[斯拉]量级。在本实验中，轴向磁场主要由等离子体流体效应产生，有质动力激发的轴向磁场分量较小。按 J.Briand 的理论，轴向磁场呈指数空间分布，强度最大可达 1.7 GM。轴向磁场在等离子体中对应的环形电流密度为百 MA/cm² 量级。在使用磁介质测量大尺度环形自生磁场的实验中，没有观察到样品的磁化，其原因可能是超短激光脉冲与等离子体作用中激发的磁场寿命小于磁介质的弛豫时间。

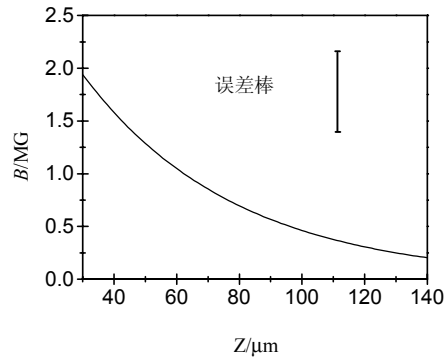


图3 轴向磁场沿等离子体轴的空间分布

3 飞秒激光等离子体光学诊断^[2]

一般来讲，激光脉冲过后，等离子体存在时间约为纳秒量级，对于长脉冲探针光，由于等离子体的复合和膨胀，准确确定其密度分布是很困难的。而对于皮秒或飞秒探针光，可有效冻结等离子体运动，克服这一困难。我们采用飞秒激光探针，对飞秒激光等离子体的流体力学过程进行了实验研究，得到了不同时刻的等离子体干涉图和阴影图，在此基础上，对飞秒激光等离子体表现出的流体力学性质进行了讨论。

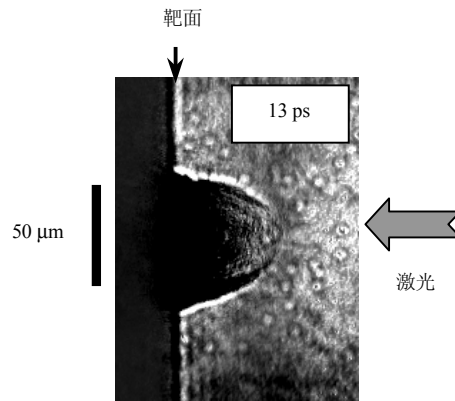


图4 主脉冲过后 13 ps 时的铝等离子体阴影图

图 4 为主脉冲与等离子体作用后 13 ps 时拍摄的铝等离子体阴影图。由于靶面附近的等离子体密度高且梯度大，探针光被散射或折射出系统的接收立体角，所以靶面附近的等离子体阴影为全黑。在离靶面较远的地方，探针光可以通过，呈现出由暗到亮的渐变过程。

探针光通过等离子体后，等离子体引起的干涉条纹移动数为

$$N = \int_0^L \frac{\Delta\eta}{\lambda} dx = \frac{1}{2\lambda\eta} \int_0^L n_e dx \quad (2)$$

这里 λ 为探针光波长， L 是探针光在等离子体中的路径， η 是等离子体折射率，它可以进

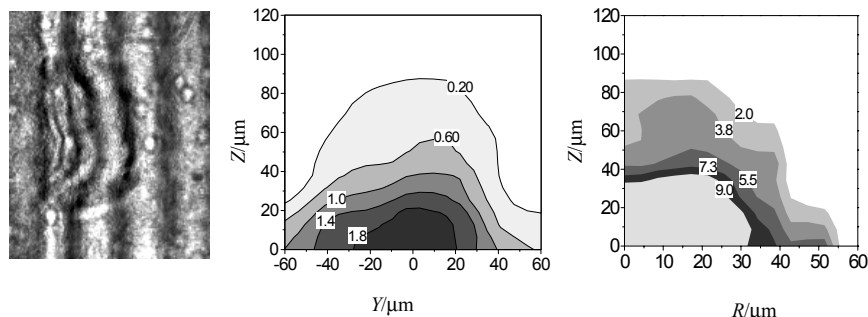


图5 实验所测 87 ps 时的等离子体干涉图和相应相位（以条纹数目为单位）分布及密度分布(单位 10^{19} cm^{-3})

一步表示为 $\eta=(1-n_c/n_e)^{1/2}$ ， n_c 是探针光对应的临界密度。

图 5 为激光脉冲过后 87 ps 时的等离子体干涉图和相应的相移分布及密度分布。图中电子密度采用 10^{19} cm^{-3} 作单位。等离子体干涉图和相移分布具有如下特点：等离子体在横向，即与靶面平行的方向发生了密度收缩，等离子体呈现宏观的 jet 结构，这表明在横向存在某种约束；除了大尺度的非对称性外，干涉条纹还存在小尺度扭曲。实验中观察到了激光成丝的证据。高密度区的成丝不稳定性会使局域光强增加，影响等离子体膨胀，造成等离子体密度分布的局域不均匀。但由于在我们的实验条件下，成丝发生在激光等离子体相互作用期间，且在高密度区，此时的等离子体对探针光折射严重，只能测量很低的密度区，故在较早期的干涉图上条纹比较规则，不能反映这种小尺度局域密度变化。成丝不稳定性可以激发或增强其它等离子体不稳定性非线性效应。激光脉冲过后，等离子体不稳定性仍保持大增长率，导致等离子体密度分布的小尺度非均匀性，甚至湍流，所以在较晚时刻的干涉图上可以观察到小尺度条纹扭曲。

理论模拟和实验均表明，飞秒激光脉冲与等离子体相互作用中，将产生极强的准静态磁场。在本实验中，自生磁场磁压与等离子体热压相当，磁场对等离子体的挤压效应遏制了等离子体的横向热膨胀，形成了等离子体 jet 结构。

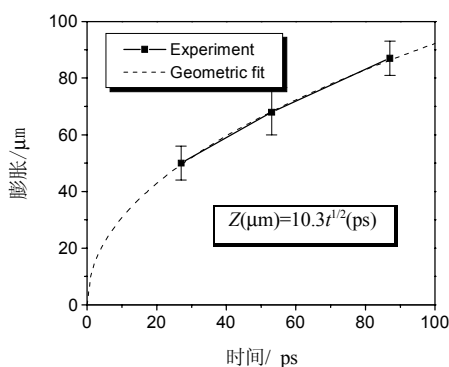


图 6 等离子体在靶面法线方向的膨胀尺度与时间的关系

根据不同时刻的等离子体干涉图和阴影图，我们得到等离子体在纵向的膨胀尺度随时间的变化关系。图 6 为在靶面法线方向等离子体轮廓的膨胀过程。对实验数据进行指数拟合后，得到等离子体尺度的表达式 $Z(\mu\text{m})=10.3t^{1/2}(\text{ps})$ 。此式表明，在本实验条件下，等离子体膨胀过程可用爆轰波传播较好的近似，二者都是 $\sim t^{1/2}$ 变化规律。

有一点必须指出，实验所用激光器每天都要重新调整，所以光束质量会有些差别，这可能是这些反常现象的最初起因。

采用自相似解法，对飞秒激光等离子体的电子密度空间、时间分布进行了计算。在理论推导中，只考虑了逆韧致吸收，忽略了共振吸收等其它能量耦合机制。

采用下列参数：功率密度 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ，铝靶 ($Z=13, A=27$)，脉宽 150 fs，激光波长 800 nm，假定被电离掉 8 个电子，对飞秒激光等离子体不同时刻的电子密度空间分布分别计算，为了方便，将不同时刻的结果统一绘于图 7 中，所以图中时间轴不是等间距分布。图中纵轴为电子密度，横轴表示距临界面的距离。

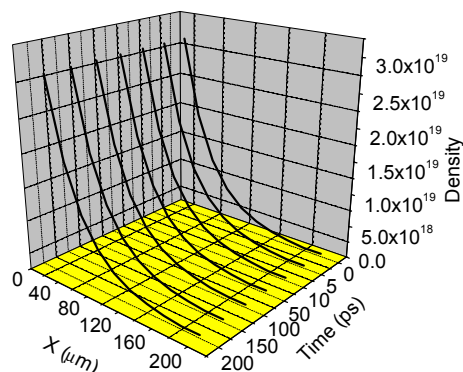


图 7 采用自相似方法得到的电子密度理论时空分布

总之，使用飞秒激光探针 (2ω)，对超短激光脉冲与固体靶相互作用产生的等离子体进行了光学诊断，这在国内尚属首次。选用等光程的 Normaski 偏振干涉仪，测得了不同时刻的等离子体阴影图和干涉图。由 Abel 反演，得到等离子体的电子密度和折射率时空分布。实验观察到了成丝不稳定性的证据，成丝不稳定性可以激发或增强其它不稳定性和非线性效应，这些不稳定性导致等离子体内部局域密度分布的极端不均匀性。实验还观察到了等离子体的横向箍缩效应，大尺度自生磁场对等离子体的挤压，影响了等离子体的横向膨胀。飞秒激光等离子体纵向膨胀呈 $(t)^{1/2}$ 变化规律。采用自相似解法，计算了飞秒激光等离子体电子密度时空分布。

4 中等激光强度下超热电子角分布和能谱研究^[1, 18]

在快点火概念中，需要利用向高密度区运输的超热电子束来点燃核燃料，所以应对超热电子的转换效率、平均温度和方向性进行仔细研究。

超热电子测量的布局见图 8。在靶周围用照相乳胶测量超热电子的角分布，用电子谱仪测量超热电子的能谱。

首先，我们讨论激光偏振态、预脉冲对靶前超热电子发射反向的影响。在下面的讨论中，预脉冲条件均为预主脉冲能量比 8%，延迟时间为 50 ps。图 9 给出了无预脉冲时 s 偏振态与厚膜靶相互作用产生的超热电子角分布。图 10 为有预脉冲、p 偏振态情况。其

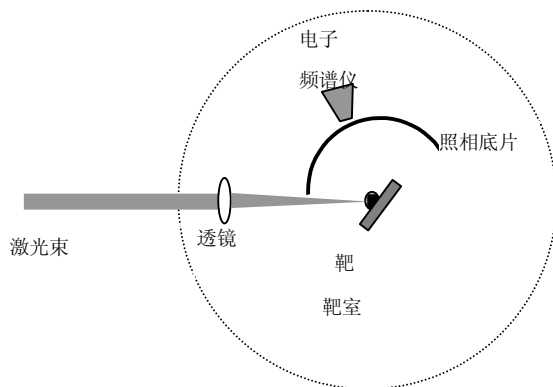


图 8 超热电子测量示意图

它实验条件均为：功率密度为 $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ，入射角 45 度， $100 \mu\text{m}$ 厚的铝靶膜。可见，在靶前出现了方向性较好的超热电子峰。对于 s 偏振情况，超热电子发射方向与入射面基本垂直，主要沿激光电场方向，高能电子的发射半宽要小一些。而对于 p 偏振态，电子主要集中在激光入射面，方向与有无预脉冲密切相关，当有预脉冲时，电子主要沿靶面法线方向，而无预脉冲时，电子倾向于正反射方向。

图 11 为在靶面法线方向测得的超热电子能谱分布。实验条件与前面类似。可见，在

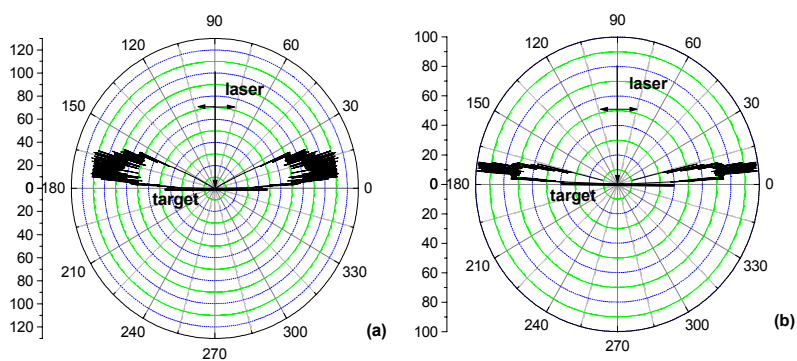


图 9 无预脉冲 s 偏振时超短脉冲激光与厚膜靶相互作用产生的超热电子角分布

(a) 电子能量 $> 50 \text{ keV}$; (b) 电子能量 $> 250 \text{ keV}$ 。其水平平面的半高全宽 (FWHM) 分别为 25° 与 12° 。

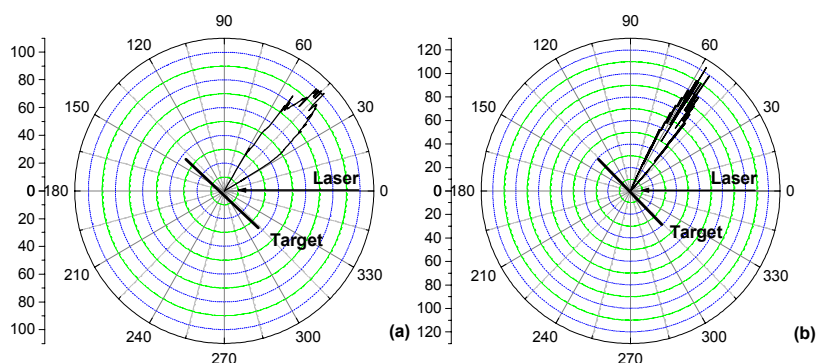


图 10 有预脉冲并前置主脉冲 50 ps 时，p 偏振超短脉冲激光与厚膜靶相互作用产生的超热电子角分布

(a) 电子能量 > 50 keV; (b) 电子能量 > 250 keV。其垂直平面的半高全宽分别为 28° 与 15°。

飞秒激光等离子体相互作用中产生了两群超热电子，对应的平均温度分别为 10 keV 和 66 keV。前者符合传统的超热电子温度定标率 $T_h = 6 \times 10^{-5} [I \lambda^2 (\text{Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2)]^{0.33} \text{ keV}$ ，后者和 Beg 提出的短脉冲超热电子温度定标率 $T_h = 100 [I \lambda^2 / 10^{17} (\text{Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2)]^{1/3} \text{ keV}$ 相差不是很多。

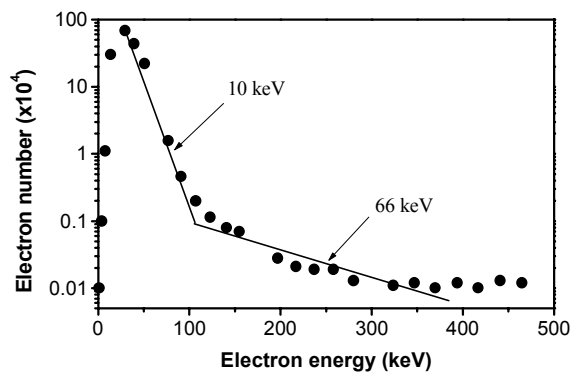


图 11 激光厚膜相互作用，靶面法线方向得到的典型的超热电子能谱。对实验数据用指数拟合获得超热电子的双温特征

超热电子产生和激光等离子体能量耦合过程紧密相关。利用 4π 盒式能量卡计，我们对实验中的能量吸收情况进行了测量。结果表明，能量吸收率与入射激光偏振态 (p, s 偏

振)、入射角的有较大依赖关系,这是共振吸收的明显特点。结合前面的超热电子温度定标率,基本上可以断定在本实验中,大部分的超热电子是由共振吸收机制产生的。

快点火概念更关心的是沿激光传播方向的超热电子发射方向,所以我们进行了较小厚度的薄膜靶实验。图 12 给出了有、无预脉冲时 5 微米厚铝膜靶产生的前向超热电子角分布结果,对于这一厚度,前向超热电子可以透射到靶后面,从而被探测器记录。激光入射角为 30° ,其它条件与前面类似。结果表明,(1)无预脉冲时,靶后超热电子基本上

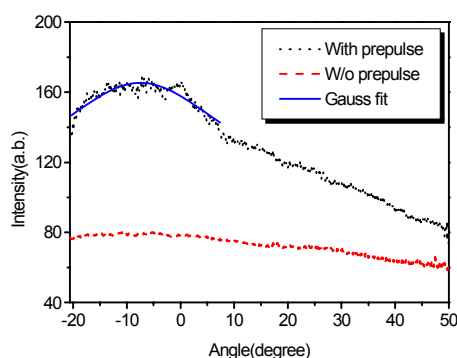


图 12 激光与 $5\ \mu\text{m}$ 膜靶相互作用,膜后测量 $>30\ \text{keV}$ 超热电子角分布
点线与短划线分别代表有与无预脉冲的结果

是各向同性;(2)有预脉冲时,超热电子数目多于无预脉冲情况;(3)对于预脉冲情况,在较平缓的连续背景上,出现了一个超热电子峰,此峰位于激光传播方向偏下 8° ,峰半宽 24° 。和图 9 的结果比较,向前的超热电子不是沿靶面法线方向的反向 (-30°),而是偏向于激光传播方向(图中 0°)。

靶后所测超热电子经过了等离子体高密度区和冷靶区,这两个区域的运输过程有所不同。在冷靶区,超热电子同自由电子、束缚电子和靶核的碰撞效应是主要因素。我们采用 Mento Carlo 法对此过程进行了模拟,发现较低能量的超热电子通过薄膜靶后,散射严重;而高能电子仍保持高方向性。在等离子体高密度区,除了碰撞效应外,自生磁场、电场和电阻率等都对电子运输有影响。一般来讲,后两者只影响超热电子的动量。所以,我们估计,自生磁场是造成超热电子向激光传播方向偏折的主要原因。

我们以前的硬 X 射线测量表明,预脉冲可大幅度地提高超热电子的份额和温度,所以有预脉冲时产生的超热电子数目多,能量高,而没有预脉冲时超热电子能量低,散射严重,因此透过薄膜靶后基本上呈现为各向同性分布。

总之,在中等功率密度下,对飞秒激光等离子体中产生的超热电子角分布进行了较全面地研究。激光偏振态、预脉冲等参数对超热电子的发射方向有重要影响。前向超热电子更倾向于沿激光传播方向运输,这对于快点火是有利的。

5 结论

本文对超短激光脉冲与等离子体相互作用进行了实验研究。结果表明，飞秒激光等离子体中产生了方向性很好的超热电子束，其发射方向与入射激光偏振态、预脉冲有直接关系。超热电子的能谱呈明显的 Maxwellian 双温分布。采用法拉第效应，观察到在等离子体中产生了很强的轴向自生磁场。使用飞秒激光探针，观察到了自生磁场对等离子体的横向箍缩效应。

参考文献

- 1 陈黎明. 中国工程物理研究院博士论文, 2000
- 2 李玉同. 中国工程物理研究院博士论文, 2000
- 3 Tabak M, et al. Phys. Plasmas, 1994, 1, 1626
- 4 G. Malka and J. L. Miquel, Phys. Rev. Lett, 1996, 77:75~78
- 5 Wharton K B, et al. Phys. Rev. Lett., 1998, 81(4):822
- 6 Key M H, et al. Phys. Plasmas, 5(5), 1966-1972(1998)
- 7 Mackinnon A J, et al. Phys. Plasmas, 1999, 6(5):2185~2190,()
- 8 Roch M, Cowan T E, Hunt A W, et al. Inertial Fusion Sciences and Applications 99, Edited by Christine Labaune, William J, Hogan, Kazuo A. Tanaka, Elsevier, Paris, 2000
- 9 Stamper J A. Laser and Particle Beams, 1991, 9:841
- 10 Bolshov L A, et al. Magnetic Fields in Laser-Produced Plasma, Physics of Laser Plasmas, edited by A. M. Rubenchik and S. Witkowski, Elsevier Science Publishers B. V., 1991, P519
- 11 李玉同等. 物理, 2000, 29(4):211~215
- 12 Fuchs J, et al. Phys Rev Lett, 1998, 80(8):1658~1661
- 13 Borghesi M, et al. Phys Rev Lett, 1998, 80(23): 5137~5141
- 14 Borghesi M, et al. Phys Rev Lett, 1998, 81(1): 112~115
- 15 陈黎明等. 强激光与粒子束, 1999, 11(6):705~709
- 16 陈黎明等. 中国科学 A, 2000, 30:817
- 17 李玉同等. 物理学报 (研究快讯), 2000, 49(7):1400~1403
- 18 陈黎明, 张杰, 李玉同等. 物理学报, 2000, 49:592-596