

## SRS 与 TPD 产生超热电子特性研究

刘会亚<sup>1</sup>, 康宁<sup>1\*</sup>, 冀胜哲<sup>1</sup>, 赵耀<sup>1</sup>, 周申蕾<sup>1</sup>, 雷安乐<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800

**摘要** 高功率激光与等离子体相互作用(LPI)产生的超热电子能谱与空间分布是激光惯性约束聚变(ICF)中评估预热增熵、优化靶参数设计的关键依据,因此是研究上的重要内容。基于神光II激光装置,研究了不同条件的激光与碳氢平面靶作用产生超热电子的能谱与空间分布。实验结果表明,超热电子能谱符合麦克斯韦分布,拟合温度处于 30~65 keV 范围,靶前方向得到的超热电子温度和强度均高于靶后方向。在靶后方向探测到的超热电子空间分布近似高斯分布,峰值方向在靶背法线方向。靶前散射光谱上有较强的对流受激拉曼散射(SRS)信号及具有双峰分布特点的双等离子体衰变(TPD)信号。理论结合实验数据分析表明,在高温大尺度等离子体条件下,SRS产生的超热电子相比 TPD 占据主导地位。此外,分析了由 SRS 产生的电子等离子体(EPW)波加速的电子动能与散射光波长的关系,发现加速后电子的动能随着散射光波长的增加而增加,与实验结果相符。

**关键词** 激光技术; 惯性约束聚变; 超热电子; 受激拉曼散射; 双等离子体衰变

中图分类号 O534

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.2308001

### 1 引言

在激光惯性约束聚变(ICF)研究中,高功率激光与等离子体相互作用(LPI)产生的超热电子一直是研究热点<sup>[1-3]</sup>。无论是在直接驱动<sup>[4]</sup>还是在间接驱动<sup>[5]</sup>中心点火方案里,产生的 50 keV 能量以上的超热电子会将部分能量沉积到靶丸燃料中,造成预热,降低内爆性能。而在冲击点火方案里,尖峰脉冲产生的 100 keV 能量以下的超热电子有助于增强冲击波的强度,增加能量增益<sup>[6-7]</sup>。因此,关于超热电子的空间能谱分布特点、主要来源及产生技术途径的研究是 ICF 研究的重要课题。

超热电子通常被认为是由电子等离子体波(EPW)通过朗道阻尼等机制加速产生的<sup>[8]</sup>,这些 EPW 主要由激光在冕区发生的受激拉曼散射(SRS)<sup>[9]</sup>、双等离子体子衰变(TPD)<sup>[10]</sup>和共振吸收(RA)<sup>[11]</sup>等不稳定性产生。在早期的研究中,Ebrahim 等<sup>[12]</sup>使用波长为 10.6  $\mu\text{m}$  的 CO<sub>2</sub> 激光器

辐照 1/4 临界密度的等离子体(由另一束 1.06  $\mu\text{m}$  波长的激光脉冲打靶产生),发现了超热电子在激光主平面内与波矢成 45° 方向出现显著的峰值,与理论上由 TPD 不稳定性生成的 EPW 方向相符,且在 TPD 过程中单个泵浦光衰变成两个 EPW,因此 TPD 被认为是产生超热电子的主要原因。随着 ICF 研究转向短波长,Villeneuve 等<sup>[13]</sup>使用波长为 0.35  $\mu\text{m}$  的激光器直接辐照碳氢(CH)薄膜靶,没有发现超热电子具有明显的空间方向性,且超热电子的转化率小于 10<sup>-3</sup>。最近,Theobald 等<sup>[7]</sup>在 Omega 激光装置上研究了光谱色散匀滑(SSD)技术对 LPI 不稳定性的作用,发现超热电子产额和 SRS 的散射光能量在使用 1 THz 带宽的 SSD 技术时同时降低,且 TPD 的特征光谱减弱较小,这表明 SRS 不稳定性在直接驱动方案里可能对超热电子的产生占主导作用,引起了广泛的后续研究<sup>[14-16]</sup>。

为了深入了解 LPI 过程中产生的超热电子来源和空间能谱分布特点,探究控制超热电子产生的

收稿日期: 2021-03-17; 修回日期: 2021-04-09; 录用日期: 2021-05-06

基金项目: 国家自然科学基金(11905280,12005287)、中国科学院重点实验室创新基金(CXJJ20S015)、上海市软科学研究计划项目(20692114101)

通信作者: \*kangning@siom.ac.cn

技术途径,本文在神光 II 高功率激光实验装置<sup>[17-19]</sup>上开展了超热电子能谱和散射光谱实验。实验中采用了不同条件的激光与 CH 靶作用,利用电子能谱仪和大尺寸成像板对产生的超热电子能谱和空间分布进行了探测,得到了靶前和靶后方向超热电子的能谱分布、靶后方向发射的空间分布。根据观测到的光谱数据,对比分析了 SRS 和 TPD 不稳定性对超热电子产额的贡献,并得到了散射光波长与超热电子的动能之间的关系。

## 2 实验条件与诊断方法

本实验是在神光 II 高功率激光实验装置上开展的,实验光路和诊断仪器排布如图 1 所示,其中北四束(5th、6th、7th、8th)激光作为主激光,以 45°角、P 偏振方向辐照在 10 μm 厚的 CH 平面靶上。主激光输出的波长为 351 nm,波形为 1 ns 方波,单束能量为 250 J。实验中对研究连续相位板(CPP)对超热电子的影响,其中无 CPP 时,单束激光焦斑直径约为 120 μm,使用 CPP 时,单束焦斑直径约为 250 μm,两种情况下单束激光平均功率密度分别为  $2.2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  和  $5.1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。4 束激光使用 CCP 叠合时,激光平均功率密度为  $2.0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 。

利用 Normaski 偏振干涉的方法测量了冕区的等离子体分布。探针光脉宽为 80 ps,波长为 527 nm,与主激光后沿同步。超热电子能谱是由两台定标过的电子磁谱仪(ESM)<sup>[20]</sup>测量的,可测量的电子能谱范围均为 20~500 keV,在图 1 中编号分别为 ESM A 和 ESM B,其中 ESM A 位于靶前方,与靶法线有约 5°的夹角,ESM B 位于靶的正后方,它们与靶点的距离均为 500 mm。为了测量超热电子在靶背向发射的空间分布,在实验中使用了尺寸为 20 cm×25 cm 的成像板(BAS SR 型号),成像板位于靶的正背向,距离靶点 140 mm。为降低 X 射线和离子的干扰,成像板表面覆盖了 50 μm 厚的铝箔。经计算,这层铝箔可以阻挡 1 MeV 以下能量的质子或其他离子,同时可将 4 keV 以下能量的光子衰减 100 倍以上。考虑到 BAS SR 型号的成像板对 X 射线的响应低于电子 1 个量级以上,因此可认为成像板探测到的多为超热电子或者超热电子产生的韧致辐射。LPI 过程产生的光谱通过真空靶室内放置的 2 个光纤探头采集,在图 1 中编号分别为 Fiber A 和 Fiber B,其中 Fiber A 位于靶前方,与靶法线有约 2°的夹角,Fiber B 位于 5th 束光束的近背向,与光轴有约 10°的夹角。为了避免 351 nm 散射激

光对测量信号的干扰,在光纤探头前加入了截止波长为 400 nm 的高通滤光片。光纤尾端与光谱仪(Ocean FX 型号)相连,该光谱仪可实现单次 400~1000 nm 范围的光谱测量,光谱分辨率为 0.8 nm。

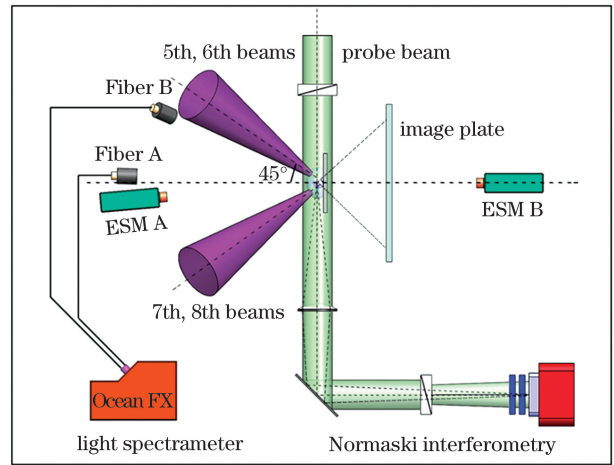


图 1 实验光路与诊断仪器排布示意图

Fig. 1 Layout diagram of experimental light path and diagnostic instrument

## 3 实验结果

### 3.1 超热电子的能谱分布

实验中 ESM A 和 ESM B 测得的 3 种激光条件下超热电子能谱分布如图 2 所示,其中单束实验使用的均为 5th 激光,3 条虚线代表 3 种温度的麦克斯韦分布,分别为 32.9, 42.1, 63.5 keV。从图中可以发现,超热电子能谱主要集中在 300 keV 以下,峰值在 50 keV 左右。电子能谱符合三维麦克斯韦分布<sup>[13]</sup>,拟合方程为

$$\frac{dN}{dE} = 2\pi^{-1/2} N_0 (k_B T_{s,e})^{-3/2} E^{1/2} \exp\left(\frac{-E}{k_B T_{s,e}}\right), \quad (1)$$

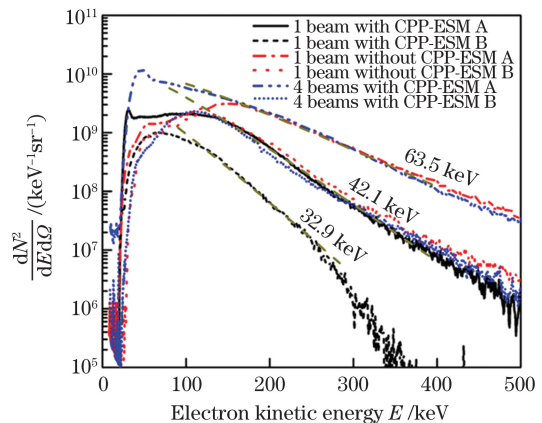


图 2 测得的超热电子能谱分布

Fig. 2 Measured energy spectrum distribution of suprathermal electron

式中:  $N_0$  为电子的总数目;  $k_B T_{s,e}$  为超热电子的温度, 其中  $k_B$  为玻尔兹曼常数;  $E$  表示单个电子的动能。通过线性拟合  $\ln(E^{-1/2} dN/dE)$  随  $E$  变化的曲线, 可以得到麦克斯韦分布下的电子温度。实验测得 3 种激光条件(单 5th 束激光使用 CPP、单 5th 束激光无 CPP、四束激光使用 CPP)下超热电子能谱的拟合温度, 靶前结果分别约为 42.1, 65.7, 63.5 keV, 靶后结果分别约为 32.9, 46.3,

41.7 keV。拟合温度随激光功率密度增加而升高, 在相同光强下(单束无 CPP 和四束有 CPP 光强近似)温度近似相同。靶前向电子能谱温度显著高于靶背向, 且靶前向发射的超热电子数目也多于靶背向。表 1 列出了 20~400 keV 能量范围内超热电子携带总动能的计算结果, 靶前发射的超热电子总能量  $E_{ESM A}$  是靶后向  $E_{ESM B}$  的 2.5~4.2 倍。

表 1 三种激光条件下 20~400 keV 能段内超热电子的总能量

Table 1 Total electron energy in the energy range of 20~400 keV under three laser conditions

Laser condition	$E_{ESM A}/(mJ \cdot sr^{-1})$	$E_{ESM B}/(mJ \cdot sr^{-1})$	$E_{ESM A}/E_{ESM B}$
1 beam with CPP	5.6	1.4	4
1 beam with CPP	13	5.3	2.5
4 beams with CPP	20	4.8	4.2

### 3.2 超热电子的空间分布

超热电子的空间分布对 LPI 基础研究及预热影响的评估具有重要意义。实验结果如图 3 所示, 其中 H 代表水平方向, V 代表垂直方向, PSL 是光

致发光的简称, 为成像板记录数据的强度单位。3 种激光条件下, 靶背向发射的超热电子峰值方向近似位于靶面法线方向, 偏差在  $\pm 10^\circ$  以内, 发散角的半峰全宽约为  $60^\circ$ 。

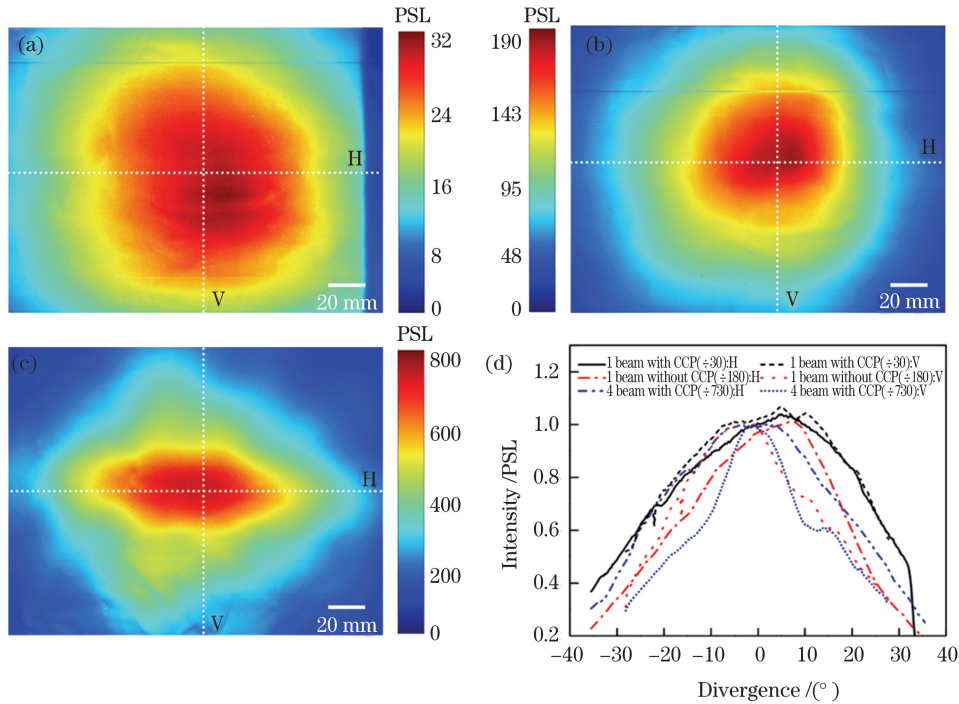


图 3 靶背向超热电子空间分布。(a)单 5th 束激光, 使用 CPP; (b)单 5th 束激光, 无 CPP; (c)四束激光, 使用 CPP; (d)3 种激光条件下获得的强度分布, 数据取自图 3(a)~(c)中的虚线位置

Fig. 3 Spatial distribution of suprathermal electrons in the backward of target. (a) 1 beam (5th) with CPP; (b) 1 beam (5th) without CPP; (c) 4 beams with CPP; (d) intensity profiles of suprathermal electron obtained in 3 laser conditions, data are from the dotted line in Figs. 3(a)-(c)

### 3.3 LPI 散射光谱

LPI 过程中能够产生超热电子的不稳定性有多种, 仅通过超热电子的能谱和空间分布无法判断各种不稳定性对超热电子产生的贡献, 需要结合散射

光谱对比分析。其中 SRS 不稳定性满足

$$\omega_0 \rightarrow \omega_s + \omega_{EPW}, \quad (2)$$

式中:  $\omega_0$ 、 $\omega_s$  和  $\omega_{EPW}$  分别代表入射光、散射光和 EPW 的频率。理论上 SRS 会散射频率为  $\omega_0/2 \sim$

$\omega_0$  的宽谱。TPD 不稳定性满足

$$\omega_0 \rightarrow \omega_{\text{EPW},1} + \omega_{\text{EPW},2}, \quad (3)$$

式中： $\omega_{\text{EPW},1}$  和  $\omega_{\text{EPW},2}$  表示两个 EPW 的频率，是通过光波与等离子体波耦合等过程，产生位于  $3\omega_0/2$  和  $\omega_0/2$  附近具有双峰分布特征光谱的频率。根据理论上散射光谱的特征方向，实验中 SRS 的散射光谱主要由位于激光背向的 Fiber B 探测，而 TPD 的特征光谱主要由位于与激光夹角为  $135^\circ$  的 Fiber A 探测。由于使用了高通滤光片，TPD 光谱中只能看到  $\omega_0/2$  (对应真空波长 702 nm) 处的光谱分布。实验结果如图 4

所示，图中  $n_e/n_{\text{cr}} \approx (1 - \lambda_0/\lambda_s)^2$ ，其中  $n_e$  和  $n_{\text{cr}}$  分别表示电子密度和入射激光的临界密度， $\lambda_0$  和  $\lambda_s$  分别为真空中的入射激光波长和散射光波长。从图 4(a) 中可以看出，700 nm 波长附近存在明显的双峰分布，这是发生 TPD 的显著信号。图 4(b) 中在 700 nm 附近也有类似微弱的双峰分布，与理论预测一致<sup>[21-22]</sup>。此外，图 4(b) 中在 400 nm 到 650 nm 之间存在很宽的光谱信号，这是发生对流 SRS 的信号。根据散射谱的波长，对流 SRS 主要发生在  $0.05n_{\text{cr}} \sim 0.2n_{\text{cr}}$  之间，且近背向的散射强度是  $135^\circ$  方向的 4~10 倍。

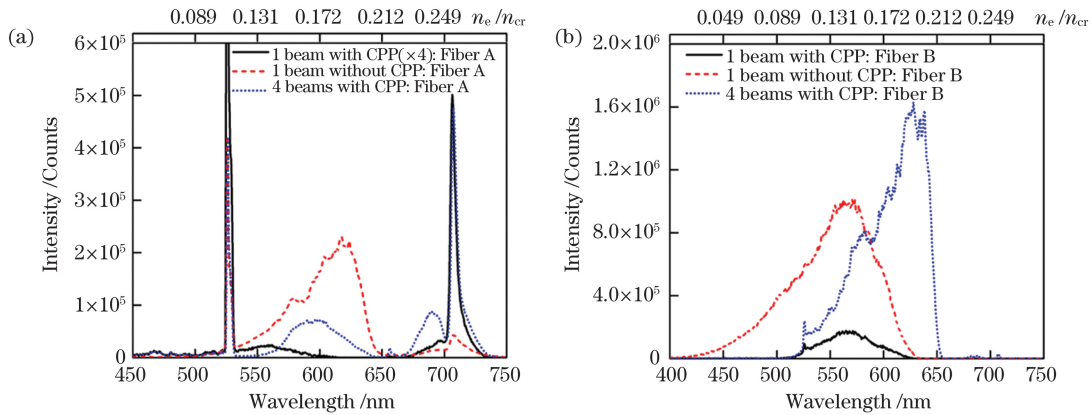


图 4 实验探测到的散射光谱。(a)Fiber A 收集到的；(b)Fiber B 收集到的

Fig. 4 Experimentally detected scattering spectra . (a) Collected by Fiber A; (b) collected by Fiber B

### 4 分析与讨论

LPI 的物理过程以及超热电子加速产生的过程均与冕区等离子体的参数密切相关，因此首先需要了解冕区等离子体的状态，主要包括等离子体的电子温度和密度标称长度。其中电子温度可以通过截断 SRS 光谱的短波得到。根据 SRS 的能量匹配以及等离子体中 EPW 的色散关系<sup>[24]</sup>，有

$$n_e/n_{\text{cr}} = (1 - \lambda_0/\lambda_s)^2 / [1 + 3(k_e \lambda_{\text{De}})^2], \quad (4)$$

$$(1 - \lambda_0/\lambda_s)^2 - n_e/n_{\text{cr}} \approx 3/511 \cdot$$

$$T_e [1 - 2(k_s/k_0) \cos\theta_s + (k_s/k_0)^2] (1 - n_e/n_{\text{cr}}), \quad (5)$$

式中： $\lambda_{\text{De}}$  是等离子体的德拜长度； $k_e$  为 EPW 的波矢大小； $k_s$  和  $k_0$  分别为散射光和激光在等离子体中的波矢大小， $k_s/k_0 = \lambda_0/\lambda_s \cdot \sqrt{[1 - n_e/n_{\text{cr}} \cdot (\lambda_s/\lambda_0)^2] / (1 - n_e/n_{\text{cr}})}$ ； $\theta_s$  为散射光与入射激光方向的夹角； $T_e$  为等离子体电子温度。在等离子体中，SRS 产生的 EPW 会受到朗道阻尼的作用。理论上当  $k_e \lambda_{\text{De}} \geq 0.25$  时，EPW 将被抑制。实验中发现不同参数下，朗道截止发生在  $k_e \lambda_{\text{De}}$  处于 0.2~0.3 之间时。结合实验测得的近背

向 SRS 散射光谱的短波方向截止波长，可计算得到 3 种情况下等离子体的温度分别为 0.71~1.38, 0.35~0.68, 0.81~1.58 keV。在无 CPP 的情况下，电子温度较低，这可能是由于无 CPP 时激光焦斑较小，产生的等离子体尺度也小，导致能量耗散较有 CPP 时更高。

等离子体的密度分布是通过 Normaski 偏振干涉的方法测得的，通过分析计算，低密度等离子体的分布如图 5 所示。假设冕区等离子体的密度分布符合指数分布，即  $n_e/n_{\text{cr}} \sim \exp[(x - x_0)/L]$ ，其中  $L$  表示标称长度， $x$  和  $x_0$  分别表示距离靶原始表面的距离和计算基础距离。用该分布对实验数据进行拟合，可以得到单束无 CPP 和四束使用 CPP 的标称长度分别为 205  $\mu\text{m}$  和 338  $\mu\text{m}$ 。实验中没有采集到单束使用 CPP 的数据，通过理论分析，根据标称长度  $L \sim c_s t$ <sup>[8]</sup> (其中离子声速  $c_s \approx \sqrt{Z T_e / m_i}$ ， $Z$  和  $m_i$  平均电离度和平均离子质量) 可以得到  $t = 1.0$  ns 时刻单束使用 CPP 的等离子体标称长度约为 287  $\mu\text{m}$ 。

得到等离子体的标称长度和电子温度后，就可以分析 SRS 和 TPD 不稳定性的增长率情况。由图 4 可知，SRS 散射的光谱主要是对流模式产生的，

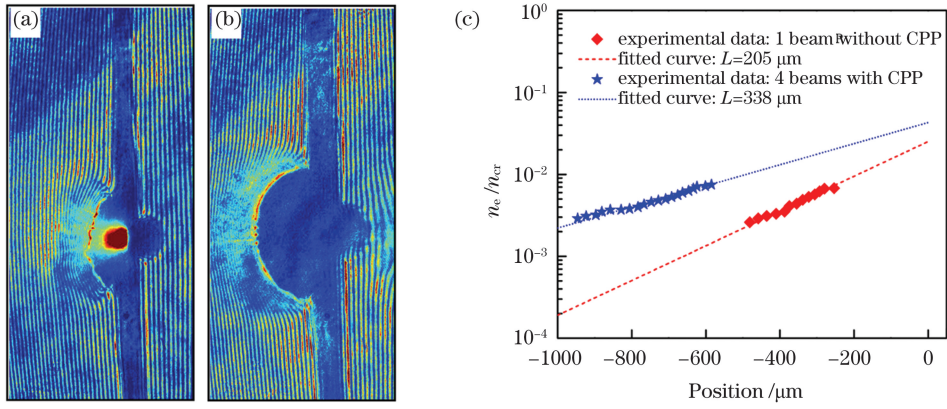


图 5 低密度区域等离子体的密度分布。(a)单 5th 束激光,无 CPP;(b)四束激光,使用 CPP;(c)实验数据拟合得到的等离子体标称长度

Fig. 5 Distributions of electron density in underdense plasma. (a) 1 beam (5th) without CPP; (b) 4 beams with CPP; (c) plasmas density scale lengths fitted with measured data

阈值因子<sup>[23]</sup>满足

$$\eta_{\text{cSRS}} = I_{14} (n_e/n_{\text{cr}})^{1/3} \lambda_{\mu\text{m}}^{2/3} L_{\mu\text{m}}^{4/3} T_{\text{e,keV}}^{-1/3} / 160 \geq 1, \quad (6)$$

式中:  $I_{14}$  表示激光光强,单位为  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>;  $\lambda_{\mu\text{m}}$  表示激光波长,单位为  $\mu\text{m}$ ;  $L_{\mu\text{m}}$  表示等离子体的标称长度,单位为  $\mu\text{m}$ ;  $T_{\text{e,keV}}$  表示等离子体电子温度,单位为 keV。则 SRS 对流模式的阈值光强为

$$I_{\text{threshold,cSRS}} = 160 T_{\text{e,keV}}^{1/3} (n_e/n_{\text{cr}}) - 1/3 \lambda_{\mu\text{m}}^{-2/3} L_{\mu\text{m}}^{-4/3}. \quad (7)$$

由图 4 知,对流 SRS 主要发生在  $0.15n_{\text{cr}}$  附近,结合等离子体参数,可以得到 3 种情况下单束对流 SRS 阈值光强  $I_{\text{threshold,cSRS}}$  分别约为  $0.32 \times 10^{14}$ ,  $0.40 \times 10^{14}$ ,  $0.27 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>。TPD 不稳定阈值因子<sup>[25]</sup>满足

$$\eta_{\text{TPD}} = I_{14} \lambda_{\mu\text{m}} L_{\mu\text{m}} / T_{\text{e,keV}} / 82 \geq 1. \quad (8)$$

则 TPD 的阈值光强为

$$I_{\text{threshold,TPD}} = 82 T_{\text{e,keV}} / \lambda_{\mu\text{m}} / L_{\mu\text{m}}. \quad (9)$$

3 种情况下的单束 TPD 不稳定性阈值光强  $I_{\text{threshold,TPD}}$  分别约为  $0.85 \times 10^{14}$ ,  $0.59 \times 10^{14}$ ,  $0.83 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>。实验中使用的激光光强均超过对流 SRS 和 TPD 的阈值光强,尤其是无 CPP 的情况下更是高于阈值光强 40 倍左右。

将上述  $I_{\text{threshold,TPD}}/I_{\text{threshold,cSRS}}$  绘于等离子体参数图中,如图 6 所示。从图中可以看出,随着等离子体的温度升高和标称长度增大,对流 SRS 发生的阈值相比 TPD 不稳定发生的阈值降低,导致对流 SRS 更易发生。从观测到的散射光谱上看,使用 CPP 的情况下,1 束光相对于 4 束光的情况,TPD 的散射光强提高了约 4 倍,转化率近似相同(原因是 Fiber A 位于近似靶法线方向,与四束激光方向夹角近似相

同,同时接收了 4 束光产生的 TPD 特征光信号),而对流 SRS 的散射光强则提高了 8 倍以上(转化率也近似 8 倍,因为 Fiber B 仅收集到单束的背散),与分析结果一致。对于无 CPP 的情况,由于光强远超阈值光强,从散射光谱上看,TPD 的信号较弱,而对流 SRS 的强度远超单束使用 CPP 的情况,近乎与 4 束使用 CPP 的强度接近,可能是因为能量在低密度区域被 SRS 等机制大量吸收。

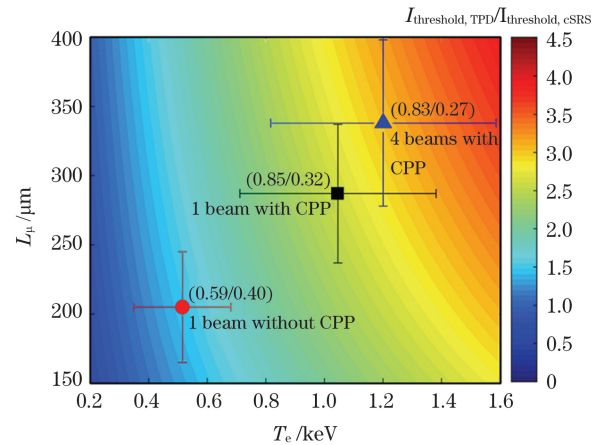


图 6 TPD 不稳定性单束阈值光强与对流 SRS 不稳定单束阈值光强的比值

Fig. 6 Ratio between single-beam intensity threshold for TPD and single-beam intensity threshold for convective SRS

分析了冕区发生不稳定性的类别和强度后,可以进一步讨论超热电子的来源。根据 LPI 理论和相关实验研究结果可知,在当前短波长激光条件下,产生超热电子的来源主要为 SRS 和 TPD,而在实验上区分两者对超热电子的贡献一直是研究上的难题。根据本实验测得的光谱与超热电子强度,可以对比计算 SRS 和 TPD 对超热电子的贡献。SRS 的

强度依据近背散光谱,将 SRS 散射峰值强度的 10% 以内的光谱进行积分,3 种情况下强度分别为 24, 213, 240, 单位为  $10^6$  计数。TPD 的强度可依据  $45^\circ$  方向测得的  $\omega_0/2$  光谱求得,3 种情况对应强度分别为 2.5, 2.2, 3.3, 单位也为  $10^6$  计数(考虑到多束光在  $135^\circ$  叠加影响,TPD 光谱计算在四束 CPP 情况下除了 4)。超热电子的强度可依据大尺寸成像板测得数据求得,3 种情况对应强度分别为 197, 852 和 835, 单位为  $10^6$  PSL(四束 CPP 的数据也除以 4)。假设 SRS 和 TPD 散射光对应超热电子的转化率分别为  $\xi_{\text{SRS-SE}}$  和  $\xi_{\text{TPD-SE}}$  (单位为 PSL 每光谱计数),则可以建立方程组:

$$\begin{cases} 24\xi_{\text{SRS-SE}} + 2.5\xi_{\text{TPD-SE}} = 197 \\ 213\xi_{\text{SRS-SE}} + 2.2\xi_{\text{TPD-SE}} = 852 \\ 240\xi_{\text{SRS-SE}} + 3.3\xi_{\text{TPD-SE}} = 835 \end{cases} \quad (10)$$

求解此方程组,得到近似解  $\xi_{\text{SRS-SE}} \approx 3.3$  和  $\xi_{\text{TPD-SE}} \approx 37.3$ 。由  $\xi_{\text{TPD-SE}}/\xi_{\text{SRS-SE}} \approx 11$  可知实验上观测到相同单位强度的散射光信号时,TPD 产生的超热电子的强度约为 SRS 的 11 倍。同时可以得到,3 种情况下 SRS 和 TPD 不稳定性对超热电子产生的贡献比值,分别为 0.85, 8.56, 6.43。可以发现,使用 CPP 的情况下(对比单束和四束 CPP 的结果),随着等离子体温度和密度标称长度的增加,SRS 对超热电子的贡献也显著增加。

根据实验观测到的 SRS 散射光谱,还可以分析超热电子的能量。理论上,超热电子是 EPW 通过朗道阻尼等机制加速产生的,电子的最终速度正比于 EPW 的相速度,相速度  $v_e = \omega_e/k_e$ , 其中  $\omega_e$  和  $k_e$  分别为 EPW 的频率和波矢大小。根据 SRS 的三波守恒关系得到,  $\omega_e = \omega_0 - \omega_s$ ,  $k_e = \sqrt{k_0^2 - 2k_0k_s \cos \theta_s + k_s^2}$ , 结合观测角度和测得的散射波长可以得到 EPW 的相速度。假设经 EPW 加速的电子都可以达到波的相速度,将其换算成电子的动能即可得到电子动能与散射波长的变化关系,如图 7 所示。从图中可以看出,随着 SRS 散射波长的增加,EPW 加速的电子能量也越高,与图 2 中电子能谱趋势一致。

## 5 结 论

报道了 3 种激光条件下,CH 靶产生超热电子的能谱和空间分布及产生的散射光谱特性。其中,超热电子能谱符合麦克斯韦分布,拟合温度处于 30~65 keV 范围内,靶前方向温度高于靶后,并且靶前方向超热电子转化率是靶后方向 2~4 倍。在

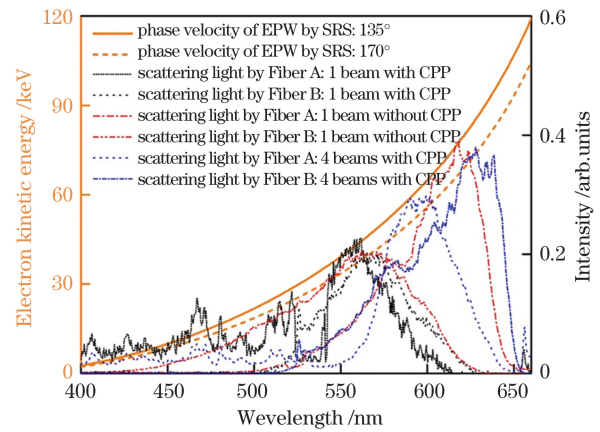


图 7 EPW 加速的电子动能与散射波长的对应关系

Fig. 7 Electron kinetic energy accelerated by EPW varying with scattering light wavelength

靶后方向探测到的超热电子空间分布近似符合高斯分布,半峰全宽约为  $30^\circ$ , 峰值方向近似在靶法线方向。在激光近背向和激光夹角  $135^\circ$  方向均观测到对流 SRS 散射的光谱信号,近背向信号明显强于  $135^\circ$  方向。TPD 产生的  $\omega_0/2$  谐波主要出现在  $135^\circ$  方向,具有双峰分布的特点。通过 Normaski 干涉的方法,获得了冕区低密度区域等离子体的电子密度分布,结合 SRS 光谱短波截断推算的等离子体温度,对不同等离子体状态下单光束对流 SRS 和 TPD 的阈值光强进行了分析,得到了高温大尺度等离子体中对流 SRS 相比 TPD 更容易发生的结论。结合超热电子的强度,发现 SRS 对超热电子的贡献显著高于 TPD。此外,分析了 SRS 产生的 EPW 加速的电子动能与散射光波长的关系,发现随着散射波长的增加,EPW 的相速度也会增加,最终加速的电子能量增加,与实验观测到的现象一致。上述结果表明,随着激光驱动 ICF 研究的发展,更高温度、更大尺度的等离子体条件更容易实现,SRS 对超热电子的贡献相比 TPD 将会进一步增加,需要采取有效方法控制 SRS 的增长来减小超热电子对预热的影响。

感谢高功率激光物理联合实验室神光 II 运行团队对本工作的大力支持。

## 参 考 文 献

- [1] Fraley G S, Mason R J. Preheat effects on microballoon laser-fusion implosions [J]. Physical Review Letters, 1975, 35(8): 520-523.
- [2] Yaakobi B, Pelah I, Hoose J. Preheat by fast electrons in laser-fusion experiments [J]. Physical Review Letters, 1976, 37(13): 836-839.
- [3] Qi L Y, Jiang X H, Zhao X W, et al. Studies on the production and suppression mechanism of the hot

- electrons produced by short wavelength laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2000, 49(3): 492-496
- 祁兰英, 蒋小华, 赵雪薇, 等. 短波长激光超热电子产生与抑制机理的研究 [J]. *物理学报*, 2000, 49(3): 492-496
- [4] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, et al. Direct-drive inertial confinement fusion: a review [J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(11): 110501.
- [5] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain [J]. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [6] Perkins L J, Betti R, LaFortune K N, et al. Shock ignition: a new approach to high gain inertial confinement fusion on the national ignition facility [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(4): 045004.
- [7] Theobald W, Nora R, Seka W, et al. Spherical strong-shock generation for shock-ignition inertial fusion [J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(5): 056310.
- [8] Kruer W L. *The physics of laser plasma interactions* [M]. Redwood City: Addison-Wesley, 1988.
- [9] Estabrook K, Kruer W L, Lasinski B F. Heating by Raman backscatter and forward scatter [J]. *Physical Review Letters*, 1980, 45(17): 1399-1403.
- [10] Langdon A B, Lasinski B F, Kruer W L. Nonlinear saturation and recurrence of the two-plasmon decay instability [J]. *Physical Review Letters*, 1979, 43(2): 133-136.
- [11] Bezerides B, Gitomer S J, Forslund D W. Randomness, Maxwellian distributions, and resonance absorption [J]. *Physical Review Letters*, 1980, 44(10): 651-654.
- [12] Ebrahim N A, Baldis H A, Joshi C, et al. Hot electron generation by the two-plasmon decay instability in the laser-plasma interaction at  $10.6 \mu\text{m}$  [J]. *Physical Review Letters*, 1980, 45(14): 1179-1182.
- [13] Villeneuve D M, Keck R L, Afeyan B B, et al. Production of hot electrons by two-plasmon decay instability in UV laser plasmas [J]. *Physics of Fluids*, 1984, 27(3): 721-725.
- [14] Liu H Y, Kang N, Zhou S L, et al. Emission properties of suprathermal electrons produced by laser-plasma interactions [J]. *Laser and Particle Beams*, 2017, 35(4): 663-669.
- [15] Cristoforetti G, Antonelli L, Atzeni S, et al. Measurements of parametric instabilities at laser intensities relevant to strong shock generation [J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(1): 012702.
- [16] Rosenberg M, Solodov A, Myatt J, et al. Origins and scaling of hot-electron preheat in ignition-scale direct-drive inertial confinement fusion experiments [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(5): 055001.
- [17] Zhu J Q, Zhu J, Li X C, et al. Status and development of high-power laser facilities at the NLHPLP [J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2018, 6: e55.
- [18] Zhu J Q, Chen S H, Zheng Y X, et al. Review on development of Shenguang-II laser facility [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(1): 0100002. 朱健强, 陈绍和, 郑玉霞, 等. 神光 II 激光装置研制 [J]. *中国激光*, 2019, 46(1): 0100002.
- [19] Lin W H, Zhu J Q, Ren L. Advances in target alignment and beam-target coupling technologies of laser fusion facility [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(4): 0400001. 林炜恒, 朱健强, 任磊. 高功率激光装置中的靶定位及束靶耦合技术研究进展 [J]. *中国激光*, 2020, 47(4): 0400001.
- [20] Liu H Y, An H H, Shen J, et al. Design and calibration of hot-electron spectrometer array for angle-resolved measurement [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2017, 88(5): 053507.
- [21] Vu H X, DuBois D F, Russell D A, et al. The reduced-description particle-in-cell model for the two plasmon decay instability [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(7): 072701.
- [22] Myatt J F, Zhang J, Short R W, et al. Multiple-beam laser-plasma interactions in inertial confinement fusion [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(5): 055501.
- [23] Rousseaux C, Amiranoff F, Labaune C, et al. Suprathermal and relativistic electrons produced in laser-plasma interaction at 0.26, 0.53, and  $1.05 \mu\text{m}$  laser wavelength [J]. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 1992, 4(8): 2589-2595.
- [24] Kang N, Liu H Y, Zhao Y, et al. Effects of continuous phase plate on plasma corona homogeneity and laser-plasma instabilities in experiments with three target materials [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62(5): 055007.
- [25] Simon A, Short R W, Williams E A, et al. On the inhomogeneous two-plasmon instability [J]. *Physics of Fluids*, 1983, 26(10): 3107-3118.

## Characterization of Suprathermal Electrons Produced by SRS and TPD

Liu Huiya<sup>1</sup>, Kang Ning<sup>1\*</sup>, Ji Shengzhe<sup>1</sup>, Zhao Yao<sup>1</sup>, Zhou Shenlei<sup>1</sup>, Lei Anle<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Joint Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>2</sup>Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China

### Abstract

**Objective** In laser inertial confinement fusion (ICF) research, the suprathermal electrons generated by the high-power laser and plasma interaction (LPI) have always been a research hotspot. Whether using a direct or indirect drive central ignition scheme, suprathermal electrons with energies greater than 50 keV will deposit some of their energy in the fuel, resulting in preheating and a reduction in implosion performance. It is discovered in the shock ignition scheme that suprathermal electrons with energies less than 100 keV generated by the spike pulse can help enhance the intensity of the shock wave and increase the energy gain. The suprathermal electrons are generally considered to be accelerated by the electron plasma waves, which are generated by LPI instability, such as stimulated Raman scattering (SRS), two plasmon decay (TPD), and resonance absorption. However, it is still unknown which instability dominates the generation of hot electrons. As a result, experimental research on suprathermal electrons' spatial energy spectrum distribution, obtaining the main sources of suprathermal electrons, and exploring ways to control suprathermal electron generation is critical for ICF research.

**Methods** The experiment was carried out at the ShenGuang II high-power laser facility. The schematic of the experimental setup is shown in Fig. 1. The four north laser beams (5th, 6th, 7th, and 8th beams) were used and irradiated on the 10- $\mu\text{m}$  thick CH foil at 45° and P polarization direction. The wavelength of the laser is 351 nm, the pulse is a 1-ns square wave, and the energy of one beam is 250 J. The diameters of laser focal spots with or without continuous phase plate are approximately 250  $\mu\text{m}$  and 120  $\mu\text{m}$ , respectively. One laser beam's corresponding average power density is  $5.1 \times 10^{14}$  and  $2.2 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>. In the experiment, the plasma density distribution was measured with a Normaski interferometry system, and the probe beam was an 80-ps duration pulse with a wavelength of 527 nm. The suprathermal electrons were measured by two calibrated electron spectrometers (ESM A and ESM B). The spatial distribution of suprathermal electrons emitted from the target's back was measured by a big size Image Plate, which was covered by a 50- $\mu\text{m}$  thick Al foil. The backward-scattered light produced by LPI instabilities was collected by two optical fibers connected to an Ocean FX light spectrometer.

**Results and Discussions** The energy spectra of suprathermal electrons measured in the experiment were fitted well with the Maxwellian distribution with the electron temperatures of approximately 30–65 keV (Fig. 2). It demonstrates that in all laser conditions used in our experiment, the fitted electron temperatures and intensities obtained in the normal front direction of the targets are greater than those obtained in the normal back direction. Furthermore, the angular distributions of total suprathermal electron energy in the backward direction are obtained, which have a Gaussian distribution with a peak along with the target's normal (Fig. 3). In the obtained scattering light spectra, there is a strong convective SRS signal, a TPD signal with the characteristic of a double peak (Fig. 4). By analyzing the intensities of scattering light and suprathermal electron, we find that the hot electrons generated by SRS are more dominant than TPD under the condition of high-temperature large-scale plasma (Fig. 6). In addition, the relationship between the kinetic energy of accelerated electrons and the wavelength of scattering light is investigated. It is found that the accelerated electron kinetic energy increases as the scattering light wavelength increases, which is consistent with the experimental observation (Fig. 7).

**Conclusions** In this paper, we measured the energy spectrum and spatial distribution of the suprathermal electrons and the scattering light for the C<sub>8</sub>H<sub>8</sub> foil targets irradiated with three laser conditions. By comparing the scattered light spectra and the hot electron kinetic energy spectra in the range of 20–500 keV, we found that the changes in the SRS scattered light intensity and amount of hot electrons with different laser conditions are synchronous, from which we speculated that SRS is more responsible for the diagnosed hot electrons than the TPD. Furthermore, the calculation confirms the hypothesis that the accelerated electron kinetic energy increases with the wavelength of the scattering light, which is consistent with the experimental observation. This conclusion implies that the development



of laser-driven ICF will result in higher temperature and larger-scale plasma conditions than current experiment conditions and an increase in the contribution of SRS to suprathermal electrons compared to TPD. As a result, effective measures to control the growth of SRS, and reduce the preheating effect caused by suprathermal electrons are required.

**Key words** laser technology; inertial confinement fusion; suprathermal electron; stimulated Raman scattering; two-plasmon decay

**OCIS codes** 140.3550; 350.5400; 350.2660