

激光等离子体相互作用中的 受激布里渊散射

徐至展 殷光裕 张燕珍 林康春

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1982年4月5日收到

提 要

本文的研究表明,在亚毫微秒脉宽的高强度激光等离子体相互作用中,如入射激光包含有明显的预脉冲,则能从激光的后向反射率的剧增、后向反激光光谱的红移并加宽、离子总动能与快离子发射的明显减少以及大角度散射激光的增强等方面,自洽地证实受激布里渊散射的发生。

一、引 言

高强度激光能否有效地被靶所吸收是惯性约束激光核聚变研究中最基础的问题。而受激布里渊散射^[1-5]有可能成为有效吸收激光能量的严重障碍。这种等离子体不稳定性描述为入射光波 $(\omega_0, \mathbf{k}_0)$ 共振蜕变成散射光波 $(\omega'_0, \mathbf{k}'_0)$ 加上离子声波 $(\omega_{ia}, \mathbf{k}_{ia})$,其频率与波矢的匹配条件如下:

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega'_0 + \omega_{ia}, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}'_0 + \mathbf{k}_{ia}.\end{aligned}\quad (1)$$

显然,该过程能在整个冕区等离子体 $(n_e < n_{ec}; n_e, n_{ec}$ 分别为电子密度与临界密度)中发生;而且,因 $\omega_{ia} \ll \omega_0, \omega'_0$,按 Manley-Rowe 关系,入射光波将在这种过程中把几乎全部能量转移给散射光波。然而,近期的实验表明^[2-5],受激布里渊散射只是在有较大尺寸的稀薄冕区等离子体时才会明显观察到。例如,在较长脉宽(ns量级)或有时间结构(如用于激光聚变的整形脉冲^[6]等)的高强度激光打靶中,受激布里渊散射确将成为一种严重损失能量的机构。

在激光 $(1.06\mu\text{m}, \text{sns}, 10^{12}-10^{15}\text{W}/\text{cm}^2)$ 辐照平面靶的实验条件下,我们系统地测量了激光能量的后向反射率及反激光的光谱结构,并同时观察了激光等离子体的离子(特别是快离子)发射与散射(在较大的散射光方向)激光的情况。研究表明,在输出激光中,如存在有相当明显的预脉冲(专门布局的监测系统将显示这种情形),则在我们的亚毫微秒脉宽高强度 $(\sim 10^{14}-10^{15}\text{W}/\text{cm}^2)$ 的激光打靶条件下,也能从激光的后向反射率的剧增、反激光光谱的明显加宽并红移、离子总动能(以至吸收率)与快离子发射的显著减少以及散射激光信号的增强等方面,自洽地证实受激布里渊散射的发生。

二、实验布局及预脉冲监测

本文的实验结果是利用本所的六路钨玻璃激光系统^[7]的一束激光辐照平面靶而得到的. 波长为 $1.06\mu\text{m}$ 、脉宽 (FWHM) 为 100ps 、带宽为 $<1\text{\AA}$ 的激光经 $f/2$ 非球面透镜而聚焦至磨光的多种材料 (CH_2 , Be , Al , Si , Ag , Mo 等) 平板靶上. 通过改变照射到靶上的激光能量 (最大可达到约 10J) 或靶面上的辐照光斑的大小 (调节激光束的聚焦位置, 例如聚焦至靶表面或靶内部.), 靶面上的激光辐照强度可以在 $10^{12}\text{--}10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ 的较宽范围内变化. 实验中, 采用几种激光入射角 (激光束光轴与靶面法线间的夹角), 通常选择为 0° , 20° 及 45° 等. 而入射激光场矢 $\mathbf{E}$ 与入射平面间的夹角 ϕ 为 45° .

实验中重点测量了后向反射 (指从靶反射回聚焦透镜锥角的部分) 激光的能量与光谱结构, 其光路布局如图 1 所示. 入射与后向反射的激光能量用两套能量卡计测量; 而入射与后向反射激光的光谱则是用一台 1.3米 光栅光谱仪同时拍摄的, 并用专门的光谱灯 (如汞灯, 铷灯等) 进行波长定标. 此外, 在靶室内还布置有下列与本文研究有关的等离子体诊断测试项目^[8]: 位于尽量靠近靶面法线方向上的法拉第筒电荷收集器; 能谱区域为 $1\text{--}88\text{keV}$ 的八道 K 边滤片 X 光谱仪; 监测被靶散射出聚焦透镜锥角的较弱的散射激光能量的体吸收卡计, 其灵敏度 $\sim 10000\mu\text{V}/\text{J}$, 通常安置在与入射激光光轴接近垂直的方位上; 等等.

预脉冲激光的存在及其特性 (主要指它与主脉冲激光的强度比 η 及其提前于主脉冲激光出现的时间量 Δt) 会对实验结果有重要影响. 因而, 在每一次打靶中, 我们都用专门的快速二极管-示波器系统进行监视, 其光路布局也在图 1 中示出. 正如图 1 所表明的, 用作取样测量的激光将形成两束, 即 (1) 与 (2), 它们被快速 PIN 管所接收并在同一台 7904 型示波器中显示, 光束 “2” 相对于光束 “1” 的时间延迟取定为 40ns . 在正式监测预脉冲前, 在光束 “2” 的光路中放置能大幅度衰减光强的衰减片 (其透过率选定为 A), 并适当调节二极管-示波器接收系统, 以使 “1” 与 “2” 两束的激光脉冲在示波器屏上有相近的高度 [其幅度比 $(I_1/I_2)_0$], 正像图 2(a) 所示. 在正式打靶的监测中, 再将放置在光路 “2” 中的滤光衰减片 A 移去. 这时, 在示波器屏上相对于光脉冲 “1” 延迟了 40ns 的位置处, 取样光

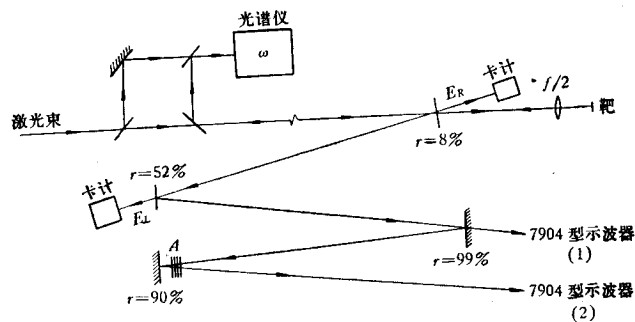


图 1 监测预脉冲激光与入射、后向反射激光能量、光谱的光路布局

E_L 为入射激光能量; E_R 为从靶后向反射回聚焦透镜锥角的激光能量;
 r 为分光膜板的反射率 ($1.06\mu\text{m}$); A 为光衰减片 (其透过率也标记为 A)

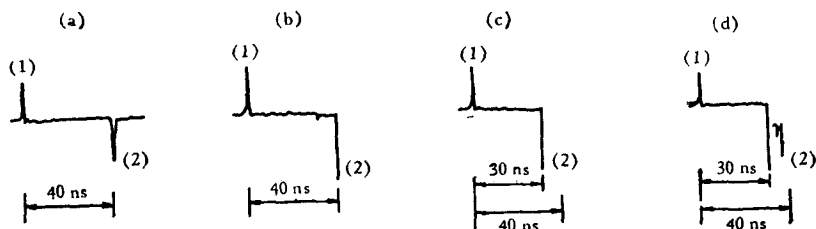


图2 用图1的光路布局监测所得到的几种典型的预脉冲激光信号的示波器径迹

(a) 对应于图1光路中衰减片透过率 $A = 10^{-5}$ 的情形;而 (b), (c), (d) 都是在移去衰减片即 $A = 1$ 时,实际监测到的能显示预脉冲信号特征的几种结果

束“2”的激光主脉冲的幅度将远远超出示波器屏,正如图2(b)所示。如果,在激光主脉冲出现前,存在较微弱的预脉冲信号,则即能在示波器屏上显示出来。根据示波器上的时间标尺可直接定出先于主脉冲而出现的预脉冲的提前时间量;而预脉冲与主脉冲激光的强度比,显然可简单按公式 $\eta = (I_1/I_2)_0 \frac{I_p}{I_1} A$ 而计算。这里, I_p 是在取样光束“2”无衰减(即图1中, $A = 1$)时,示波器所显示的预脉冲幅度; I_1 则为对应的取样光束“1”的(主)脉冲幅度。

尽管激光系统采用了主被动锁模与电光隔离等等措施而使得在多数实验中的输出激光有相当高的信噪比(预脉冲与主脉冲的强度比 η 可达 10^{-6} 量级。)然而,将因激光系统在锁模或选脉冲等方面所存在的随机的不稳定或不理想等因素而会使输出激光仍有相当的几率包含有比较明显的预脉冲。监测表明,预脉冲出现的时间一般先于主脉冲约2—10 ns。图2示出了监测得到的几种典型的预脉冲激光信号的示波器径迹。图2(a)是对应于图1光路中取 $A = 10^{-5}$ 时所拍摄的取样光束“1”与“2”的激光(主)脉冲信号(即作为比较基准的所谓标准照),而图2(b), (c), (d) 都是在移去衰减片(即取 $A = 1$)后,实际监测到的显示出预脉冲信号特征的几种典型的示波器径迹。显然,在对应(c), (d) 这两发打靶中,先于主脉冲约10 ns 时,即出现了相当明显的预脉冲,其幅度已超出示波器显示屏。

三、主要结果

1. 在各种打靶条件所测得的有关激光的后向反射率(定义为 $R =$ 从靶后向反射回 $f/2$ 聚焦透镜锥角的激光能量/入射到靶面上的激光能量)的结果已总结在图3—5中。在每发实验中,我们都用图1所示的布局对入射激光的预脉冲进行实时监测。大部分数据取自不存在明显预脉冲(指预脉冲与主脉冲激光的强度比 η 约为 10^{-6} 量级)时的情况,然而也有一部分结果来源于有明显预脉冲时的激光打靶。正如图3所示,后向反射率将随激光入射角的减少而增大,这是因为镜向反射成份的贡献已愈益重要。当激光正交入射(即入射角为 0°)时, R 一般可达到10—12% (Si 靶,靶面激光强度 $I_L \geq 10^{14} \text{ W/cm}^2$)。当激光倾斜入射时,由于漫反射成份的贡献以及等离子体反射层的“粗糙性”等因素^[9] 而仍

会有相当的激光后向反射率. 在本文的激光强度范围, R 的取值似乎与靶材料无明显的依从关系. 正如图 4 所表明, 当激光入射角为 20° 且 $I_L \sim (10^{14} - 10^{15}) \text{ W/cm}^2$ 时, 后向反射率几乎保持不变, $R \sim (4 - 8)\%$. 然而, 引人注目的, 在类似量级的高强度激光打靶中, 后向反射率也会出现远大于通常取值的异常情况. 例如图 4 中, 就记录有一些后向反射反常强的打靶时的结果. 这里, R 将达到 $(16 - 31)\%$. 监测表明, 这些反常情况无例外地都是在有相当明显的预脉冲(其 $\eta \gtrsim 10^{-4}$) 而且(主)脉冲激光辐照靶面的强度 $> 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时的打靶中发生的. 为了更清楚地比较两种情况(即有或无明显的预脉冲), 我们在图 5 中专门列出了五发 Ag 靶的测试值. 在有明显的预脉冲的那一发打靶中, R 值接近

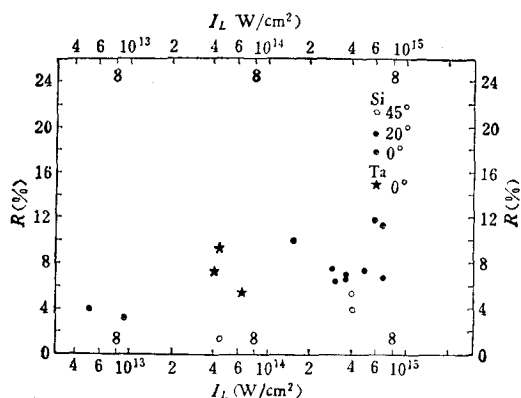


图 3 对于不同的激光入射角($0^\circ, 20^\circ, 45^\circ$), 激光的后向反射率 (R) 与靶面激光强度 (I_L) 的依赖关系

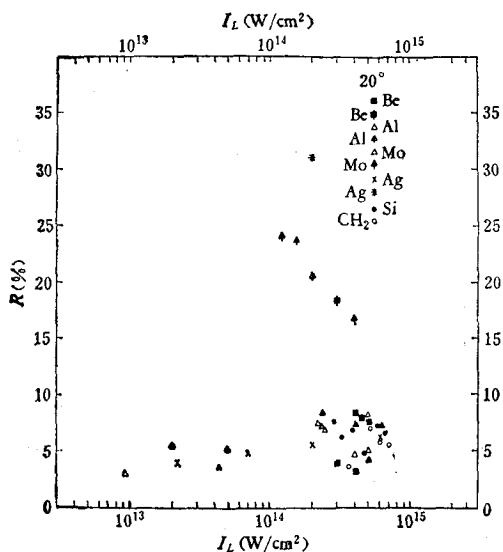


图 4 对于各种材料靶的激光的后向反射率 (R) 与靶面激光强度 (I_L) 的依赖关系 (激光入射角为 20°)

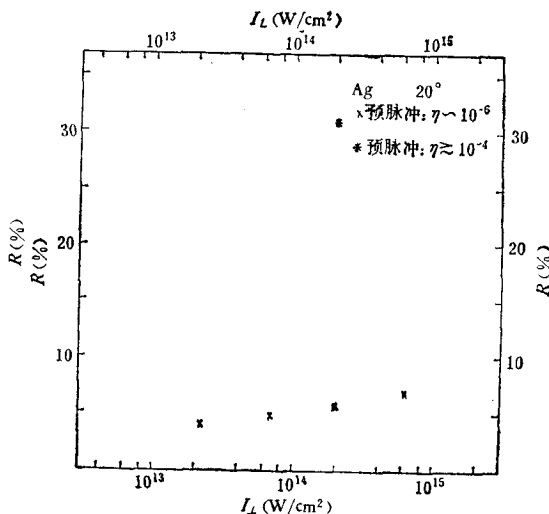


图 5 在有或无显著的预脉冲激光的两种情况, 激光的后向反射率的示例比较

31%, 已远超过不存在预脉冲(指 $\eta \sim 10^{-6}$)的另四发打靶时的值. 正如将在下节所分析的, 上述激光的后向反射率突然反常增大, 显然是因为发生了后向受激布里渊散射. 在本文的实验条件下, 受激布里渊散射所引起的后向反射率大约为 $R_B \sim (10-25)\%$, 见图 4. 布里渊散射的贡献与预脉冲的特性(指 η 及先于主脉冲的时间 Δt) 及激光强度有关, 而且也与靶面上的激光辐照焦斑的大小有关. 例如: 对应于图 4 中 $R \sim 31\%$ ($R_B \sim 25\%$) 的那发打靶, 不仅有较大的预脉冲 ($\eta \gtrsim 10^{-4}$, $\Delta t \sim 10\text{ns}$), 而且也具有较大的靶面激光焦斑. (直径 $\sim 200\mu\text{m}$, 通过将激光聚焦于靶面以内达到.) 因而, 较大的激光焦斑与包含有的明显的预脉冲一样, 将有利于受激布里渊散射不稳定性的激励与增长. 研究还表明, 在我们的条件下, 受激布里渊散射现象似与靶的材料并无重要关联. 显然, 这与文献[10]中的结果相似.

2. 我们从后向反射激光(ω)的时间积分谱的测量中, 可进一步确认受激布里渊散射的发生. 图 6 示出了没有明显预脉冲 ($\eta \sim 10^{-6}$) 时典型的后向 ω 谱. 这里, ω 谱中, 除去同时被记录的用作波长识别的入射激光 ($\lambda_0 = 10640\text{\AA}$, $\Delta\lambda \lesssim 1\text{\AA}$) 的谱线外, 另外还有因等离子体向外膨胀运动而引起向短波方向“蓝”移的寻常的从靶反射-折射回来的后向激光的谱成份. 图 7(a) 示出了对应于图 5 所记录的有明显预脉冲从而后向反射异常增大的那发打靶(即 $R \sim 31\%$) 的后向 ω 谱(同样, 入射激光的窄谱线也叠加在内). 另

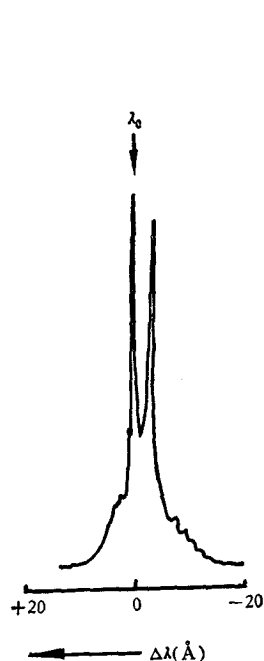


图 6 在入射激光不包含有较明显的预脉冲(指 $\eta \sim 10^{-6}$) 时, 后向反射激光的典型的时间积分谱以 λ_0 标记的, 系入射激光自身的时间积分谱

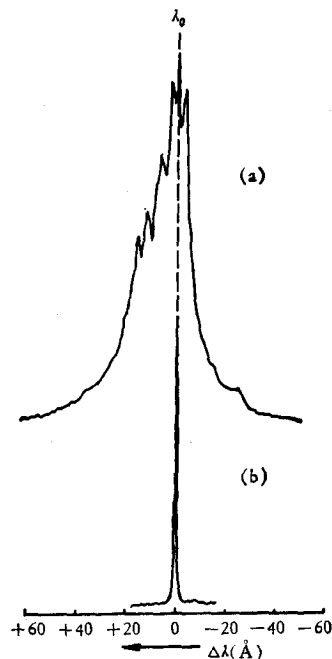


图 7 (a) 当入射激光包含有明显的预脉冲时, 后向反射激光的时间积分谱示例. 谱中叠加有入射激光的谱线, 以 λ_0 标识. 本示例对应于图 5 中激光后向反射率反常大的那发打靶: $\theta_g, 20^\circ$, $I_L \sim 2 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, 靶面激光光斑直径 $\sim 200\mu\text{m}$, 预脉冲参数为 $\eta \gtrsim 10^{-4}$, $\Delta t \sim 10\text{ns}$, 激光的后向反射率 $R \sim 31\%$; (b) 入射激光自身的时间积分谱轮廓

在图 7(b) 中,还单独示出了入射激光谱以作比较. 显然,图 7(a) 的后向反射激光谱不同于图 6,其谱不仅大为加宽,而且有近 60% 以上的后向反射光是位于入射激光 λ_0 线的长波或“红移”一方. 如果考虑到因等离子体向外膨胀而引起的 Doppler 效应的“蓝移”,则几乎有近 80% 的后向反射光显然是属于新的成份即受激布里渊散射的贡献. 它们分布在寻常的从临界密度面反射-折射而形成的反射激光谱线成份(即图 7(a) 中位于入射激光 λ_0 线的短波一侧的谱线,其相对于 λ_0 的位移量由 Doppler 效应所决定,其值 $\Delta\lambda_D \sim -3.3 \text{ \AA}$) 的“红”移一方. 根据后向 ω 谱轮廓所决定的受激布里渊散射成份的贡献是与第 1 节中直接测量激光的后向反射率的结果(即 $R \sim 31\%$, $R_B \sim 25\%$, $R_B/R \sim 80\%$) 相自洽的.

3. 受激布里渊散射将使入射激光在冕区等离子体的传输过程中就损失掉相当部分的能量,从而明显降低靶对激光的吸收率. 另外,我们在激光等离子体中的快离子发射研究^[11]中已指出,快离子发射主要是和电子热传导的强烈受抑制以及共振驱动的静电场所引起的电子加速有关. 而布里渊散射无疑将明显降低传输到临界密度面附近的实际强度,这不仅妨碍达到发生热传导强烈抑制的阈值,也使共振吸收率大为降低. 因而,从法拉第电荷收集器所测得的离子总动能(在我们的打靶条件下,被靶吸收的激光能量转换成 X 光能量的相对比率不超过 10%,因而可将离子的总动能近似看作为被靶所吸收的激光能)与快离子等数据中,我们也可得到有关发生受激布里渊散射方面的证明. 我们的测试结果确实表明,当存在有反常大的预脉冲(特别是同时有较大的激光焦斑),从而激光后向反射率剧增且其谱明显红移与加宽时,根据电荷收集器所记录的离子电流而得到的离子总动能(正如上述,近似看作被靶吸收的激光能)将明显降低,相应的快离子发射趋于很小. 表 1 就列出了,在有无显著预脉冲激光的两种打靶情况,根据离子测量而得到的有关物理信息的示例比较. 很显然,对应于表 1 中的 B, D 发打靶,高强度激光已在较大尺寸(这起因于出现较大的预脉冲或同时还有较大的靶面光斑)的稀薄冕区等离子体中激励起受激布里渊散射,因此也将引起离子总动能(或激光吸收率)以至快离子量的明显降低.

4. 近一、二年来,已有一些研究指出,除去受激布里渊后向散射以外,受激布里渊侧向散射^[12,13]也有可能将相当一部分入射激光能量(在文献[13]中,总量可高达 55%) 散射损

表 1 在有或无显著的预脉冲激光时,根据离子测量而得到的有关物理信息的示例比较

No.	靶	$I_L(\text{W}/\text{cm}^2)$	$R(\%)$	f_a	F_{if}	预脉冲 η (Δt)	备 注
A	Ag	2×10^{14}	6	1	17%	$\sim 10^{-6}$	
B	Ag	2×10^{14}	31	0.20	~ 0	$\geq 10^{-4}(\sim 10\text{ns})$	较大的激光靶面焦斑; ($\sim 200\mu\text{m}$) 后向谱红移且加宽
C	Mo	3×10^{14}	7	1	39%	$\sim 10^{-6}$	
D	Mo	4×10^{14}	17	0.28	~ 0	$\geq 10^{-4}(\sim 10\text{ns})$	后向谱红移且加宽

注: 上述四发打靶的激光入射角都系 20° ; R 为激光后向反射率; η 为预脉冲与主脉冲激光强度比; Δt 为预脉冲先于主脉冲激光出现的时间量; f_a 为激光能量被靶吸收的相对比率(表中分别以 Ag-A, Mo-C 发打靶的 f_a 值归一.); F_{if} 为快离子携带的能量相对于等离子体的离子总动能的比率.

失掉. 在我们的实验中, 用一个与入射激光接近成 90° 的高灵敏体吸收光卡计来监测被靶散射到该方位的激光信号, 以作相对比较. 在大部分情况, 这种散射激光的信号是微弱的. 然而, 也有少数情况, 即恰在发生较大的受激布里渊后向散射时, 例如在图 5 或表 1 B 中所标记的那一发, 确观察到散射光信号的反常增大, 散射率 (定义为光卡计接收到的散射光能量与入射到靶面上的激光能量之比) 将较一般情况要高出三、四倍. 这可以认为是发生了受激布里渊侧向散射. 当然, 在我们的实验中, 这种现象只有在有显著的预脉冲且又有较大的激光焦斑条件下, 才可能由高强度激光激励产生. 显然, 上述结论与已有的有关布里渊侧向散射的研究结果是一致的.

四、分析与讨论

受激布里渊不稳定性的阈值及其增长率是与稀薄冕区等离子体的尺寸直接有关. 在本文涉及的亚毫微秒脉宽激光的打靶条件下, 靶面激光强度 ($< 10^{15} \text{W/cm}^2$) 通常都低于上述不稳定性的阈值, 因而一般不易观察到这种现象. 然而, 正如在本文研究中所出现的情况那样, 当输出激光结构中包含有相当明显的预脉冲 (或许同时还有较大的激光焦斑), 则有可能形成较大尺寸的稀薄等离子体, 以致有利于布里渊不稳定性的发生及其增长. 因而, 在我们所能达到的激光强度范围 ($> 10^{14} - 10^{15} \text{W/cm}^2$) 内也能明显观察到这种受激散射现象.

在不均匀等离子体中, 布里渊后向散射的阈值一般可按下式估计:

$$\frac{1}{8} \left(\frac{v_0}{v_e} \right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 k_0 L > 1. \quad (1)$$

这里, v_0 为电子在入射激光场中的振荡速度; v_e 为电子热速度; k_0 为真空中激光波数; ω_p 与 ω_0 分别为等离子体频率与激光频率; 而 L 为稀薄等离子体的标尺长度, 定义为

$$L = n_e \left(\frac{dn_e}{dx} \right)^{-1}$$

(n_e 为电子密度). (1) 式经简单处理后, 布里渊散射的阈值激光强度为

$$I_L > 2 \times 10^{13} \cdot \frac{T_e}{\lambda_0^2 \cdot k_0 L \cdot \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2} (\text{W/cm}^2), \quad (2)$$

式中 $T_e(\text{eV})$ 为电子温度; λ_0 为激光波长, 以 μm 为单位; 布里渊不稳定性大多发生在 $n_e \sim (0.5 - 0.7)n_{ec}$ (n_{ec} 为临界密度) 处, 所以 (2) 式中, 取 $(\omega_p/\omega_0)^2 = n_e/n_{ec} \sim (0.5 - 0.7)$; 当靶面激光强度 $I_L \sim (10^{14} - 10^{15}) \text{W/cm}^2$ 时, 用多道 K 边滤片法测得的时空积分的 X 光谱表明, $T_e \sim 500 - 600 \text{eV}$ (低 z 靶, 如 Be, Si 等), 或 $\sim 300 - 400 \text{eV}$ (中 z 靶, 如 Ag, Mo). 很明显, 在通常的亚毫微秒脉宽高强度激光打靶时, 辐射压力效应已使电子密度轮廓变陡, 其标尺长度为 $L \sim 1 - 2 \mu\text{m}$. 按 (2) 式估算, 相应的受激布里渊后向散射的阈值将大于 10^{15}W/cm^2 , 已显然高于实验能达到的最大激光强度. 然而, 如存在有相当明显的预脉冲 (如 $\eta > 10^{-4}$, $\Delta t \sim 2 - 10 \text{ns}$), 情况就不同了. 由于这种预脉冲的作用, 在主脉冲到来时已形成较大尺寸的稀薄冕区等离子体, 等离子体标尺长度 L 的变大, 将显著

地降低布里渊散射的阈值. 当预脉冲与主脉冲强度 ($> 10^{14} \text{W/cm}^2$) 比 $\eta > 10^{-4}$ 时, 相应的预脉冲激光靶面强度将 $> 10^{10} \text{W/cm}^2$. 预脉冲先行形成的稀薄等离子体的温度可用其自身发射的连续背景谱来测量^[14]. 在实际拍摄的谱片上, 它是叠加在主脉冲激光等离子体相互作用所产生的二次谐波谱上的. 在本文的实验条件下, 通常约为几个 eV 量级. 如简单以 $L = C_s \Delta t$ 估算 (C_s 系离子声速, Δt 即为预脉冲提前主脉冲出现的时间量, 最常见的情况是 $\Delta t \sim 10 \text{ns}$), 则 $L \sim 10-30 \mu\text{m}$. 将上述 L 值代入 (2) 式, 布里渊散射的阈值即降低为 $I_L > 10^{14} \text{W/cm}^2$, 已经处于本实验可以达到的高强度范围.

正如上节中所描述的, 我们的实验测试结果表明, 受激布里渊散射引起的激光后向反射率为 $R_B \sim 10-25\%$. 这是与根据文献 [5] 中的理论公式而计算得到的受激布里渊后向反射率 (对应于本文的参数条件时的取值) 相符合的.

最后, 我们从例如图 7(a) 所给出的呈现受激布里渊后向散射特征的反射激光光谱结构中可以得到冕区等离子体的流体力学运动特性. 光谱仪记录到的布里渊后向散射谱 (指峰值位置) 的波长移动量 (相对入射激光波长 λ_0) 可表述为

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_B + \Delta\lambda_D. \quad (3)$$

这里, $\Delta\lambda_B$ 为布里渊后向散射光的“红”移量; $\Delta\lambda_D$ 为等离子体向外膨胀引起的 Doppler “蓝”移量. 另外, 有

$$\Delta\lambda_D = -\frac{2u\lambda_0}{c} \cos\theta, \quad (4)$$

$$\Delta\lambda_B = \frac{\omega_{ia}}{\omega_0} \lambda_0 = \frac{2\lambda_0 C_s}{c}. \quad (5)$$

这里, u 为等离子体向外流体速度; θ 为激光入射角; c 为光速; 离子声速 $C_s = \sqrt{\frac{\bar{z}_i k T_e}{\bar{m}_i}}$.

$\bar{z}_i$, $\bar{m}_i$ 分别为离子的平均电荷数与质量. 推导 (5) 式时, 已利用了关系式 $\omega_{ia} = k_s C_s = 2k_0 C_s$. 现在如取对应于图 7(a) 或表 1B 所示的辐照 Ag 靶时的测量值, 即 $\Delta\lambda_D = -3.3 \text{\AA}$, $\Delta\lambda = 2.2 \text{\AA}$. 从 (3) 式又得到 $\Delta\lambda_B = 5.5 \text{\AA}$. 于是从 (4), (5) 式可计算得到: $u \approx 5 \times 10^6 \text{cm/sec}$; $C_s \approx 8 \times 10^6 \text{cm/sec}$, 所以 $M = \frac{u}{C_s} \approx 0.63$. 因而, 等离子体的流动是亚音速的, 其马赫数 M (在最易发生受激布里渊散射处) 约为 0.64. 应当指出, 按实测的布里渊散射谱的“红”移量而推算的离子声速与根据电子温度而估算的值 (即按 $\sqrt{\frac{\bar{z}_i k T_e}{\bar{m}_i}}$ 公式计算.

这里, Ag 靶的 $\bar{z}_i$ 值可按稳态日冕模型算出.) 是符合得相当好的.

感谢六路系统运行组为本研究运行了激光器与靶场. 王笑琴等同志曾协助进行光谱测量. 另外, 余加进、张文琦、周锦智、徐惠华、刘健等同志也参加了部分工作.

参 考 文 献

- [1] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth and R. B. White, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 1211.
- [2] D. W. Phillion, W. L. Kruer and V. C. Rupert, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1529.

- [3] B. H. Ripin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 611.
- [4] D. R. Gray *et al.*, *Plasma Phys.*, **22**(1980), 967.
- [5] W. L. Kruer and K. G. Estabrook, Lawrence Livermore Laboratory UCRL-83743, (1979).
- [6] J. L. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, *Nature*, **239** (1972), 139.
- [7] 徐至展等, 物理学报, **29** (1980), 439; 邓锡铭等, 光学学报, **1**(1981), 289.
- [8] 徐至展等, 中国科学A辑, (1)(1982), 58.
- [9] A. G. M. Maaswinkel, K. Eidmann and R. Sigel, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1625.
- [10] S. Jackel, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **36**(1980), 34.
- [11] Xu Zhi-zhan *et al.*, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**(1981), 872.
- [12] M. D. Rosen *et al.*, *Phys. Fluids*, **22**(1979), 2020.
- [13] K. Tanaka and L. M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1558.
- [14] 徐至展等, 科学通报, 待发表.

STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING DUE TO LASER-PLASMA INTERACTIONS

Xu Zhi-zhan Yin Guang-yu Zhang Yan-zhen Lin Kang-chun
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Our investigation indicates that if the incident laser contains distinct pre-pulse, the occurrence of stimulated Brillouin scattering under the interaction of high intensity sub-ns pulse laser with plasmas can be self-consistently confirmed. The evidences include an anomalous increase of the fraction of incident laser energy which is backscattered into the focusing lens, the red shift and broadening of spectrum of back-reflected laser, the dramatic reduction of total ion energy and fast ion emission, the enhancement of sidescattered laser light at large scattering angles and so on.