

皮秒激光驱动下的背向受激布里渊散射的光谱结构

王琛 安红海 熊俊 方智恒 季雨 练昌旺 谢志勇 郭尔夫 贺芝宇 曹兆栋 王伟 闫锐 裴文兵

Spectral structures of backward stimulated Brillouin scattering driven by a picosecond laser

Wang Chen An Hong-Hai Xiong Jun Fang Zhi-Heng Ji Yu Lian Chang-Wang Xie Zhi-Yong Guo Er-Fu He Zhi-Yu Cao Zhao-Dong Wang Wei Yan Rui Pei Wen-Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 195202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210568

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210568>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

水中受激拉曼散射的能量增强及受激布里渊散射的光学抑制

Enhanced stimulated Raman scattering by suppressing stimulated Brillouin scattering in liquid water

物理学报. 2019, 68(4): 044201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181548>

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究

Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma

物理学报. 2019, 68(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106>

水体参数对受激布里渊散射阈值及增益的影响

Influence of water parameters on threshold value and gain coefficient of stimulated Brillouin scattering

物理学报. 2021, 70(15): 154205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210326>

基于铌酸锂双折射晶体的皮秒拍瓦激光系统光谱整形

Spectral shaping of picosecond petawatt laser system based on lithium niobate birefringent crystal

物理学报. 2021, 70(8): 084202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201719>

相位调制信号对窄线宽光纤放大器线宽特性和受激布里渊散射阈值的影响

Effect of phase modulation on linewidth and stimulated Brillouin scattering threshold of narrow-linewidth fiber amplifiers

物理学报. 2017, 66(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.234203>

皮秒激光驱动下的背向受激布里渊散射的光谱结构*

王琛¹⁾ 安红海¹⁾ 熊俊¹⁾ 方智恒^{1)†} 季雨²⁾ 练昌旺²⁾ 谢志勇¹⁾
郭尔夫¹⁾ 贺芝宇¹⁾ 曹兆栋¹⁾ 王伟¹⁾ 闫锐²⁾ 裴文兵¹⁾

1) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

2) (中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230026)

(2021年3月25日收到; 2021年5月8日收到修改稿)

激光等离子体相互作用 (LPI) 是激光等离子体相关研究中的重要内容, 皮秒激光的出现为在皮秒时间尺度内更加细致地研究 LPI 过程提供了可能. LPI 相关的时间尺度通常是皮秒量级的, 这一研究有望从更精细的角度来获得认识. 依托神光-II 升级及皮秒激光装置, 开展了皮秒激光驱动 LPI 的实验研究. 实验给出了背向受激布里渊散射 (SBS) 的积分光谱, 其中除了真正的背向 SBS 成分, 还包含大量的皮秒激光和纳秒激光引入的干扰信号. 纳秒激光引入的干扰信号可以消除, 但皮秒激光引入的干扰信号无法从实验角度消除, 这势必会影响到对背向 SBS 真正份额的估计. 结果显示, 在不同的实验条件下, 背向 SBS 散射能量在总的记录信号中, 占比可能还不到一半. 这一结果有助于对先前相关实验数据的进一步理解和再认识.

关键词: 激光等离子体相互作用, 皮秒激光, 受激布里渊散射 (SBS), 光谱结构

PACS: 52.38.-r, 42.65.Re, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.70.20210568

1 引言

激光等离子体相互作用 (LPI) 是激光等离子体相关研究中的重要内容, 是关系到惯性约束聚变 (ICF) 点火成败的关键问题之一, 需要仔细研究^[1-3]. 在间接驱动中, 驱动激光需要在腔内等离子体中传播数毫米到厘米量级的距离才能到达腔壁, 期间会发生强烈的 LPI, 包括受激布里渊散射 (SBS)、受激拉曼散射 (SRS) 等过程. 这些过程会浪费驱动能量、扰乱腔内等离子体分布、预热靶丸等, 直接影响内爆效果. 而在直接驱动中, 另一种过程——双等离子体衰变 (TPD) 成为不可忽视的角色, LPI 仍然是重要的问题^[4-6].

为了抑制 LPI 的增长, 包括美国里弗莫尔国家实验室 (LLNL) 在内的全世界多家实验室进行了数十年的研究, 开展了大量的理论和实验研究工作^[7-14]. 尽管如此, 国家点火装置 (NIF) 的实验中产生的背向散射仍旧远超预估数值. 表明目前对 LPI 的认识仍是远远不够的, 仍需要进一步开展细致的研究. 多年来的研究主要集中在纳秒激光驱动的条件, 然而 SBS, SRS 等 LPI 过程的发生、发展的时间尺度均为皮秒量级, 在纳秒较长的尺度下, 研究的是综合效果. 对于高度非线性的 LPI 过程, 综合效果可能难以反映真实的物理规律.

近些年, 随着啁啾脉冲放大 (CPA) 等技术的发展, 皮秒或飞秒超短脉冲激光装置建立起来^[15,16], 这为更细致地研究 LPI 过程提供了可能. 在皮秒

* 科学挑战专题 (批准号: TZ2016005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 48224947@qq.com

时间尺度内, 相关 LPI 过程经历了发生、发展、饱和等过程, 皮秒激光的时间与之相匹配, 可望获得更微观和细致的结果, 对于进一步理解相关 LPI 的发展过程具有更好的条件^[17]. Rousseaux 等^[18,19]多年来一直持续地开展皮秒激光驱动 LPI 的研究, 他们首先利用数百皮秒的长脉冲激光辐照百纳米的 CH 薄膜靶产生大尺度等离子体, 其后, 1—2 ps 左右的激光注入, 诱发 LPI, 在背向、前向等测量 SBS, SRS 等散射信号. 实验中发现, SBS 和 SRS 的发生阈值明显升高, 并且强度随着功率密度的提高而增加, 到 $10^{17} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 以后逐渐进入饱和. 其后, 为更准确和细致地研究 LPI 相关过程, 他们专门发展了基于皮秒激光探针的汤姆逊散射技术, 通过直接测量等离子体中的波来研究 SBS 和 SRS 的发展规律^[20]. 利用该方法, 还研究了侧向散射、多光束 LPI 相互影响现象等, 获得了一系列重要的进展^[21,22]. 但整体来说, 此类研究还太少.

基于神光-II 升级及皮秒激光装置, 建立了皮秒激光驱动 LPI 的实验研究平台, 并开展了相应的实验研究. 针对背向 SBS, 进行了仔细的研究, 发现在测量到的背向信号中, 除了真正的背向 SBS 信号, 还存在明显的来自于驱动激光的干扰信号. 对这些不同来源成分的甄别对于细致了解 SBS 等过程非常重要.

2 皮秒激光驱动背向 SBS 实验

皮秒激光驱动 LPI 的实验基于神光-II 升级与皮秒激光装置开展, 基本方案如图 1 所示. 首先利用神光-II 升级装置的一路纳秒激光驱动平面薄膜靶产生等离子体, 在数纳秒的时间尺度内, 等离子体膨胀形成数毫米的大尺度等离子体; 在适当的时

刻, 神光-II 装置的皮秒激光束注入, 与大尺度等离子体相互作用, 诱发 SBS 和 SRS 等 LPI 过程. 本文主要关心背向 SBS 散射, 采用漫反射板的方法进行诊断.

利用漫反射板来测量散射信号是一种常规的方法, 已经过多年验证, 在 NIF 等装置上已经成为常规的诊断技术^[23]. 漫反射板是一种表面经过特殊处理的平板, 光束照射在漫反射板上, 发生漫反射, 漫反射的波谱不变, 强度则按照特定的规律分布, 因此通过在特定的方向上记录漫反射的信号, 经过标定和后期处理, 就可以得到入射光束的波谱、能量等信息.

在实验中, 漫反射板放置在皮秒激光的压缩室后面. 皮秒激光在靶位大尺度等离子体处诱发的背向 SBS 散射沿着皮秒激光的光路反向传播, 依次经过离轴抛物面镜反射、压缩室中最后一块伺服反射镜透射、压缩室后窗口透射后, 照射到漫反射板上. 在漫反射板之前, 设置有光纤头对着漫反射板被照射的区域, 背向 SBS 信号被光纤头收集后, 连接到光谱仪, 进行光谱信息的记录.

实验中采用三明治结构的平面靶, 如图 2(a) 所示, 三层分别为 Al, C_8H_8 和 Al, 厚度分别为 100, 2000 和 100 nm. 纳秒激光选用神光-II 升级装置的第 5 路单束激光, 波长 351 nm(三倍频), 脉宽约 1.2 ns, 每束能量约 600—800 J, 以连续相位板 (CPP) 匀滑的方式聚焦在平面靶上, 焦斑约 $\Phi 600 \mu\text{m}$, 靶面功率密度约 $10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. 皮秒激光利用神光-II 升级装置的第 9 路皮秒激光束, 波长约 1053 nm, 脉宽约 8 ps, 能量 30—50 J, 以离焦方式注入平面靶位置, 离焦后的焦斑约 $\Phi 200 \mu\text{m}$, 靶面功率密度约 5×10^{15} — $8 \times 10^{15} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. 激光入射结构及焦斑示意图如图 2(b) 和图 2(c) 所示.

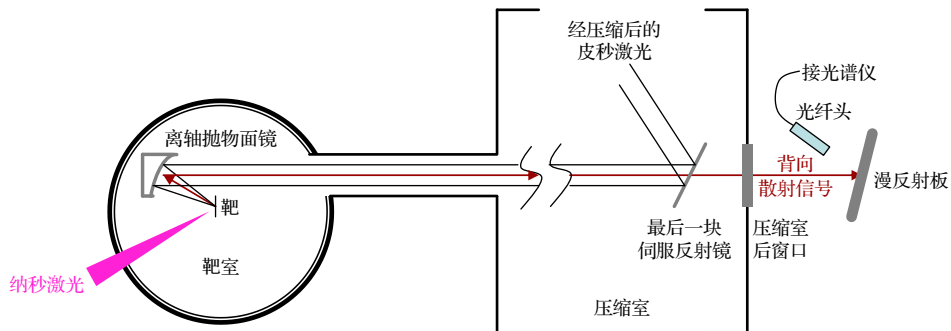


图 1 皮秒激光驱动背向 SBS 测量方案示意图

Fig. 1. Schematic diagram of backward SBS measurement scheme driven by a picosecond laser.

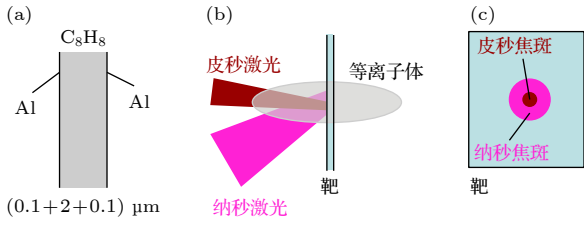


图 2 实验用靶 (a) 三明治结构; (b) 光路示意图; (c) 焦斑示意图

Fig. 2. Schematic diagram of experimental targets: (a) Sandwich structure; (b) target and driving laser; (c) focal spots of lasers.

3 典型的背向 SBS 光谱

SBS 是一种三波耦合的过程, 是入射光子在等离子体中离子声波上近乎弹性的散射, 因此散射光的波长与入射光基本相当. 在本实验中, 入射光是基频, 即波长 1053 nm, 因此 SBS 散射信号的波长也在 1053 nm 附近. 实验中采用 PI 公司的高分辨率光栅谱仪 SCT320 进行测量, 选用 1200 线对光栅, 记录采用 PI 公司的 PIXIS:400 BR 型号的 CCD, 对应的光谱测量范围为 (1030—1075)nm. 在光栅谱仪完好调整, 并且狭缝宽度在 10 μm 的条件下, 在 1053 nm 附近, 测量的谱分辨率可达每像素 0.033 nm. 但在具体实验中, 为了获得更强和更稳定的信号, 光栅谱仪的狭缝故意开大到约 1 mm(相当于全开). 这会导致实际的光谱分辨率变差, 相应的谱峰会加宽, 光谱仪波长位置的定标也会相应变差.

图 3 是实验中获得的典型背向 SBS 光谱, 对应的驱动条件是第 5 路纳秒激光波长 351 nm, 脉宽约 1.2 ns, 能量约 670 J, 第 9 路皮秒激光波长 1053 nm, 脉宽约 8.2 ps, 能量约 30.3 J, 皮秒激光落后纳秒激光后延 1.5 ns. 可以看出, 有效信号主要集中在 (1048—1058)nm 之间, 其他区域无明显的信号痕迹. 这个光谱形状比较奇怪, 与传统的背向 SBS 光谱不同, 也与文献中的不同^[11], 其中可能包含了不同的成分或来源. 经过仔细分析和多次迭代, 对光谱的结构和成分进行了分解和溯源. 通常激光的光谱形状接近高斯型, 因此以高斯函数进行拟合. 标准的高斯函数为

$$y = b + a \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

其中 a 为信号峰强度, b 为本底水平, x_0 为中心峰值的位置, σ 为标准差. 对应用到拟合的光谱中, a 为光谱峰值强度, b 对应本底噪声, x_0 是中心波长,

峰值的半高全宽 τ 与标准差 σ 直接相关: $\tau = 2.355\sigma$.

图 4(a) 是针对图 3 光谱进行分解和拟合的结果, 可以看出, 整个光谱可以被分为三部分, 分别采用高斯函数拟合, 可以得到三个不同宽度和峰值的高斯函数, 如图 4(a) 所示, 分别记作 P_1 (绿色方块标记)、 P_2 (蓝色正三角标记) 和 P_3 (红色实心圆标记). 图 4(b) 给出了实验数据曲线 (黑色空心圆

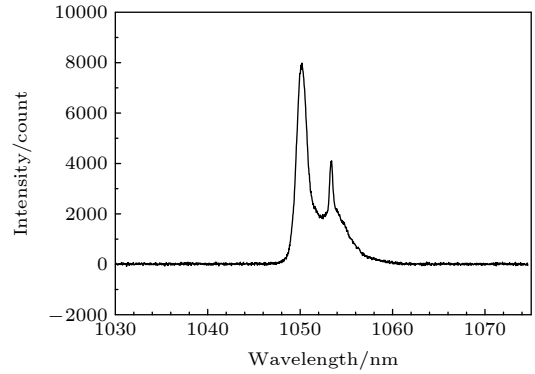


图 3 皮秒激光诱发的背向 SBS 光谱

Fig. 3. Integrated spectroscopy of backward SBS induced by a picosecond laser.

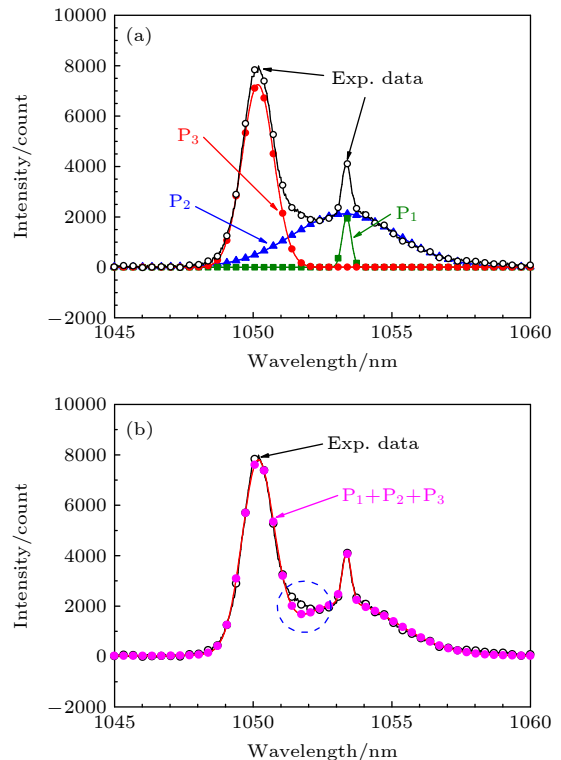


图 4 背向 SBS 光谱的成分分解 (a) 分解为三部分; (b) 三部分之和与实验数据比较

Fig. 4. Component decomposition of backward SBS spectrum: (a) Decomposed into three parts; (b) sum of the three parts and the experimental data.

标记)与三部分之和 ($P_1 + P_2 + P_3$) 的曲线,可以看出,两者符合得非常好,仅在中间交界的区域略有差异,如图中蓝色虚线圈所示.这表明,这一分解和拟合基本上是合理、可信的.

4 对光谱中三部分的来源分析

表 1 列出了针对光谱中三部分的高斯拟合的参数,可以看出,显著的差异在于中心波长 x_0 和半高全宽 τ .

表 1 图 4 中各部分高斯拟合曲线参数
Table 1. Gaussian fitting curve parameters of each part in Fig.4.

	峰值高度	中心波长	半高全宽
	a/count	x_0/nm	τ/nm
P_1	1976	1053.4	0.39
P_2	2101	1053.3	4.4
P_3	7243	1050.2	1.3

对于 P_1 , 中心波长 1053.4 nm, 光谱半高全宽约 0.39 nm. 结合实验的条件,我们认为这是由用于产生大尺度等离子体的神光-II 升级装置的纳秒激光引起的. 神光-II 升级装置的纳秒激光中心波长约 1053 nm, 带宽约 0.3 nm. 考虑到一般情况下驱动激光的实际运行波长可能与 1053 nm 有一定的偏差,同时光栅谱仪狭缝全开导致的谱分辨率变差和波长校准的偏差,在一定的误差范围内,两者还是比较接近的. 用于产生等离子体的纳秒激光采用的是三倍频激光,但由于采用了楔形透镜的终端系统,仍有大量剩余的基频和二倍频激光进入靶室内部. 这些无用的基频和二倍频激光在靶附近与三倍频激光略微偏离,不会影响正常的实验. 但这些光有可能照射到靶室内壁、底板、元件支架等处,产生一定的噪声背景,如果恰好有一部分进入到了背向散射的测量光路,就可能被记录下来.

对于 P_2 , 中心波长 1053.3 nm, 光谱半高全宽约 4.4 nm. 这是一个带宽较宽的峰,与实验中用于相互作用的第 9 路皮秒激光的参数是类似的. 第 9 路皮秒激光中心波长约 1053 nm, 带宽约 3—4 nm. 同样考虑到驱动激光实际波长、光谱仪狭缝全开、波长校准偏差等因素,两者还算基本符合. 这表明 P_2 来源于皮秒激光. 另外,如图 2(c) 所示,靶的横向尺寸比焦斑大得多,因此 P_2 部分记录的

是从靶上原路返回的信号. 皮秒激光斜入射辐照平面靶,因此不存在直接的反射光,可能的来源包括在等离子体临界面上的反射,或者是波长变化很小的 SBS 散射等.

对于 P_3 , 中心波长 1050.2 nm, 光谱半高全宽约 1.3 nm. 中心波长发生了明显的改变,蓝移约 3 nm, 半高全宽也发生了显著的变化,在驱动激光中找不到类似的成分,因此可以明确地认定这一部分是皮秒激光与大尺度等离子体相互作用产生的背向 SBS 信号.

事实上,利用高斯函数来进行谱成分的拟合可能存在的问题. 对于上述 P_1, P_2 部分分别来源于本就是高斯型的纳秒和皮秒激光,利用高斯函数来拟合是合适的. 但是 SBS 来源于激光与等离子体的非线性相互作用,光谱结构通常非常复杂,采用高斯函数拟合未必合适. 从具体结果来看,采用高斯函数拟合 P_3 ,造成了 P_1, P_2 和 P_3 三部分之和与实验数据之间存在的差异(图 4 蓝色虚线圈部分). 更准确的方式应该是利用高斯函数拟合 P_1, P_2 , 然后利用实验数据减掉这两部分来获得纯粹的 SBS 信号. 原则上,这会对 SBS 信号能量份额的估计有所影响,但可以看出这一差异其实非常小,基本上可以忽略.

5 进一步的实验

图 5 是一个简易的靶室内激光光束分布示意图,图 5(a) 为沿水平方向从南向北看的侧视图,图 5(b) 为从上向下看的俯视图. 其中第 9 路皮秒激光束位于靶室赤道面上,离轴抛物面镜聚焦从西偏北 21° 水平入射, $F\#$ 约 2.7; 第 5 路纳秒激光光束位于靶室赤道面,与赤道面夹角 40° 斜向下入射,西偏北 22.5° 入射,基本上位于第九路的上方, $F\#$ 约 7.2. 在靶室内部赤道面下方约 400 mm 的位置装配有底板,为了保证多路入射激光光路的畅通,相应位置的底板是可拆卸的. 同时,在各路入射激光对面窗口设置专门的吸收玻璃来吸收入射激光中剩余的基频、二倍频激光,从而减小在靶室内部产生的背景噪声. 然而实验采用的纳秒激光是第 5 路,从上方入射,由于需要在底板上放置诊断一些设备和元件,第 5 路对应的底板并没有拆掉. 由于底板在第 5 路激光聚焦打靶之后,被认为并不会对实验产生影响. 从图 1 可以看出,背向散射需要

经过很长距离的传输,才能进入压缩室后的漫反射板,进而被记录到.因此,只有经过靶点附近并进入离轴抛物面镜准直后的光才有可能长距离传输到达漫反射板,即如图5中所标示的红色区域.而第5路激光中剩余的基频和二倍频激光辐照在底板上,散射出的光会照亮靶室内的支架和内壁,其中可能会有部分光进入背向散射的收集系统,进而形成纳秒激光的干扰信号,即光谱中的 P_1 成分.

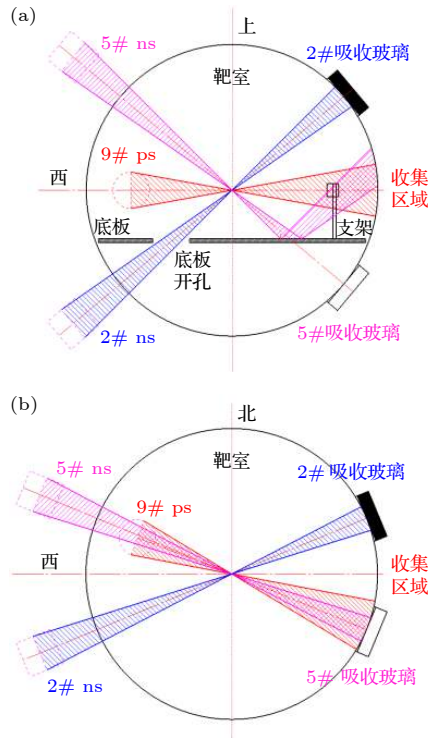


图5 靶室内激光光束分布示意图 (a) 侧视图; (b) 俯视图
Fig. 5. Schematic diagram of laser beam distribution in the target chamber: (a) Side view; (b) top view.

为此,考虑对方案进行改变,选用第2路激光作为驱动产生大尺度等离子体的纳秒激光进行实验.第2路纳秒激光从靶室赤道面下方入射,与赤道面夹角 40° ,西偏南 22.5° 入射, $F\#$ 约7.2,与第5路相比,除了上下入射方向不同,对于法线正西的平面靶来说,入射角度是一致的.第2路纳秒激光从下方入射,因此相应的底板必须拆卸,光路中没有阻碍,剩余激光直接进入吸收玻璃被吸收.

图6是利用第2路纳秒激光驱动产生大尺度等离子体获得的皮秒激光背向SBS光谱,对应的驱动条件是第2路纳秒激光波长351 nm,脉宽约1.2 ns,能量约850 J,第9路皮秒激光波长1053 nm,脉宽约7.8 ps,能量约44.5 J,皮秒激光

落后纳秒激光后延1.5 ns.与图3和图4的实验结果相比,驱动激光的能量略高,其他条件相似.同样,有效信号主要集中在(1048—1058) nm之间,但与图4存在明显的差异,即位于1053 nm附近的窄峰 P_1 消失了.这表明前文对 P_1 来源的分析是合理的,即 P_1 来自于驱动大尺度等离子体的纳秒激光中的剩余基频激光在靶室中的残留背景.图6中同时给出了各部分的拟合曲线,参数如表2所列.与表1相比,在中心波长、半高全宽方面, P_2, P_3 基本一致,表明他们的来源与图4的实验是一致的.

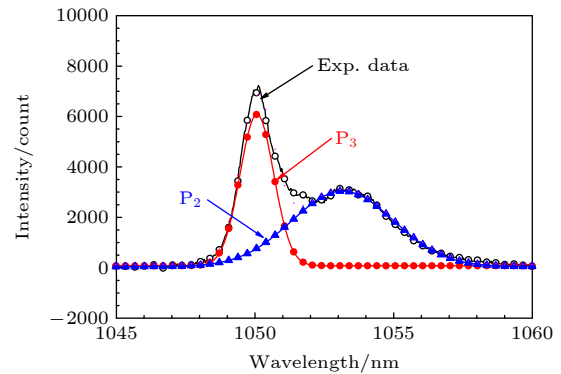


图6 利用第2路作为纳秒激光驱动的背向SBS光谱及成分分解
Fig. 6. Component decomposition of backward SBS spectrum driven by 2# nanosecond laser.

表2 针对图6第2路纳秒激光实验的各部分高斯拟合曲线参数

Table 2. Gaussian fitting curve parameters of each part using 2# nanosecond laser shown in Fig.6.

	峰值高度	中心波长	半高全宽
	a/count	x_0/nm	τ/nm
P_1	//	//	//
P_2	2994	1053.2	4.3
P_3	5999	1050.1	1.4

6 对结果的简单分析

图4和图6对应的实验驱动能量略有差异,对光谱进行能量归一化处理,即光谱强度除以对应的皮秒激光能量,结果如图7所示.可以明显看出,除了纳秒激光引起的很窄的尖峰(即 P_1 成分)外,在1053 nm附近,光谱非常接近,即分解后的 P_2 成分基本相当,而同时蓝移的峰(即 P_3 成分)则差别较大.SBS是一种非线性过程,受各种不确定因

素影响, 每发次之间实验数据的跳动是很正常的, P_3 成分符合这一点, 表明 P_3 成分是完全来自背向 SBS, 是“纯粹”的背向 SBS 信号. 而 P_2 则非常稳定, 与入射皮秒激光能量成线性的关系, 说明 P_2 主要是来自皮秒激光在靶等离子体上的反射, 其中也可能包含波长变化很小的 SBS 部分, 但份额非常小. 也就是说, P_2 对于背向 SBS 来说基本上属于干扰的噪声信号, 但这一部分信号却无法采用实验的手段消除.

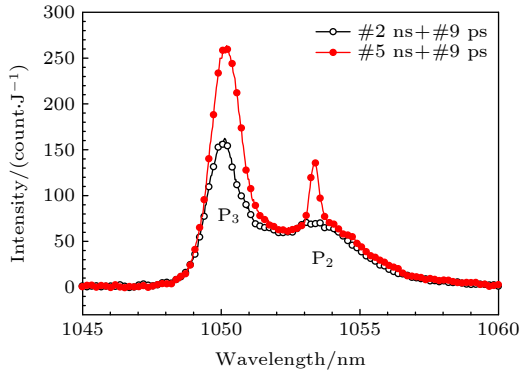


图 7 经过能量归一化的光谱, 分别利用 2# 和 5# 纳秒激光
Fig. 7. Energy normalized spectra driven by 2# and 5# nanosecond laser respectively.

可以分别计算一下各成分的强度, 这里去除可以通过改变靶室内条件消除掉的 P_1 成分, 只考虑皮秒激光带来的干扰信号 P_2 和背向 SBS 信号 P_3 . 对于图 4 发次, 拟合后的 P_2 和 P_3 对应的计数和分别是 299120 和 309448, 即 P_3 占总和的 50.8%; 对于图 6 发次, 拟合后的 P_2 和 P_3 对应的计数和分别是 415047 和 272709, 即 P_3 占总和的 39.7%. 可以看出, “纯粹”的背向 SBS 信号, 即 P_3 部分, 其实在测量到的总的背向信号中的比重并不高, 有时甚至不到一半. 在本实验中, 恰好选择了纳秒激光辐照平面薄膜靶这种构型来产生大尺度的等离子体, 等离子体会向靶两侧持续膨胀, 作为相互作用的皮秒激光注入时, 遇到迎面而来的等离子体, 相互作用产生的背向 SBS 受到多普勒效应的影响而发生蓝移. SBS 信号 (P_3) 发生蓝移, 而作为皮秒激光噪声的 P_2 不蓝移, 使得 P_2 和 P_3 信号可以分离, 进而能够比较准确地给出背向 SBS 的份额. 但在更普遍的情况下, 背向 SBS 会和干扰信号混杂在一起, 即 P_2 和 P_3 信号混在一起, 无法分离. 如果把测量到的激光波长附近的背向信号全部算为有效的背向 SBS 散射信号, 并不能反映实际的背向 SBS 信

号的份额, 这无疑将对实验的理解产生巨大的影响. 因此在对待背向 SBS 散射测量数据时, 必须仔细地加以分析.

对于完全来自背向 SBS 的 P_3 来说, 一个显著的特点是中心波长发生了蓝移. 蓝移的可能原因是皮秒激光注入时, 大尺度等离子体存在明显运动而引起的多普勒效应. 蓝移对应等离子体迎面而来. 在实验中, 纳秒激光辐照薄膜靶, 在其后的纳秒时间尺度内, 产生的等离子体分别向两侧膨胀, 皮秒激光在 1.5 ns 之后从一侧注入, 恰好遇上膨胀的等离子体相互作用, 发生蓝移的 SBS. 另一个特点是 P_3 的光谱峰的半高全宽只有 1.3—1.4 nm, 比入射的皮秒激光的半高全宽 4.3—4.4 nm 要窄得多. 表明其发生的区域其实是比较窄的, 那么具体发生区域密度是多少, 离子声波频率是多少? 以及峰值蓝移对应的等离子体的流速是多少等? 这些问题涉及到的因素比较复杂, 需要配合数值模拟进行深入的研究, 这也是下一步需要开展的主要工作之一.

值得注意的是, 上述实验中, 皮秒激光驱动对应的功率密度均在 $5 \times 10^{15} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 甚至更高, 这一数值比 ICF 研究感兴趣的功率密度条件高得多. 通常情况, 对于基频激光驱动来说, 功率密度在 $10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, 就能够激发出很强的背向 SBS. 具体实验中, 也进行了几乘 $10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 等功率密度的实验, 但信号很弱或淹没在噪声中. 表明利用皮秒激光驱动可以显著地提高背向 SBS 的发生阈值, 与 Rousseaux 等^[21] 的结果也一致. 本实验的结论可能无法直接应用于 ICF, 但对时间尺度相当的皮秒激光 LPI 的研究, 将有助于更深入、细致地研究 SBS 等 LPI 过程的基本原理和规律.

7 结 论

基于神光-II 升级与皮秒激光装置, 开展了皮秒激光驱动 LPI 的实验研究. 实验中获得了背向 SBS 的光谱信息, 经过仔细分析, 认识到其中包含了多个来源不同的成分, 并确定了不同的来源. 结果表明, 有效的背向 SBS 信号在测量到的背向信号中份额占比并不高. 背向信号中还包含有来自皮秒激光引起的干扰信号, 且难以通过实验的方式去除. 这一发现对于更好地理解先前的相关背向 SBS 等 LPI 实验的结果, 具有很好的参考价值.

感谢神光-II 升级及皮秒装置全体运行人员的大力协助.

参考文献

- [1] Lindl J, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [2] Lindl J, Landen O, Edwards J, Moses E, Team N I C 2014 *Phys. Plasmas* **21** 020501
- [3] Cavailler C 2005 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **47** B389
- [4] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, Goncharov V N, Harding D R, Knauer J P, McCrory R L, McKenty P W, Meyerhofer D D, Myatt J F, Schmitt A J, Sethian J D, Short R W, Skupsky S, Theobald W, Kruer W L, Tanaka K, Betti R, Collins T J B, Delettrez J A, Hu S X, Marozas J A, Maximov A V, Michel D T, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Solodov A A, Soures J M, Stoeckl C, Zuegel J D 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [5] Hao L, Yan R, Li J, Liu W D, Ren C 2017 *Phys. Plasmas* **24** 062709
- [6] Seaton A G, Arber T D 2020 *Phys. Plasmas* **27** 082704
- [7] MacGowan B J, Afeyan B B, Back C A, Berger R L, Bonnaud G, Casanova M, Cohen B I, Desenne D E, DuBois D F, Dulieu A G, Estabrook K G, Fernandez J C, Glenzer S H, Hinkel D E, Kaiser T B, Kalantar D H, Kauffman R L, Kirkwood R K, Kruer W L, Langdon A B, Lasinski B F, Montgomery D S, Moody J D, Munro D H, Powers L V, Rose H A, Rousseaux C, Turner R E, Wilde B H, Wilks S C, Williams E A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2029
- [8] Maximov V, Myatt J, Seka W, Short R W, Craxton R S 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2994
- [9] Liu Z J, Hao L, Xiang J, Zheng C Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 115202 (in Chinese) [刘占军, 郝亮, 项江, 郑春阳 2012 *物理学报* **61** 115202]
- [10] Kirkwood R K, Moody J D, Kline J, Dewald E, Glenzer S, Divol L, Michel P, Hinkel D, Berger R, Williams E, Milovich J, Yin L, Rose H, MacGowan B, Landen O, Rosen M, Lindl J 2013 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **55** 103001
- [11] Zhao Y, Yu L L, Zheng J, Weng S M, Ren C, Liu C S, Sheng Z M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 052119
- [12] Duluc M, Penninckx D, Loiseau P, Riazuelo G, Bourgeade A, Chatagnier A, D'humieres E 2019 *Phys. Plasmas* **26** 042707
- [13] Zhao Y, Sheng Z M, Weng S M, Ji S Z, Zhu J Q 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e20
- [14] Ji Y, Lian C W, Yan R, Ren C, Yang D, Wan Z H, Zhao B, Wang C, Fang Z H, Zheng J 2021 *Matter Radiat. Extremes* **6** 015901
- [15] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [16] Danson C, Hillier D, Hopps N, Neely D 2015 *High Power Laser Sci. Eng.* **3** e3
- [17] Baldis H A, Villeneuve D M, Fontaine B L, Enright G D, Labaune C, Baton S, Mounaix Ph, Pesme D, Casanova M, Rozmus W 1993 *Phys. Fluids B* **5** 3319
- [18] Baton S D, Rousseaux C, Mounaix P H, Labaune C, Fontaine B La, Pesme D, Renard N, Gary S, Louis-Jacquet M, Baldis H A 1994 *Phys. Rev. E* **49** R3602
- [19] Rousseaux C, Malka G, Miquel J L, Amiranoff F, Baton S D, Mounaix Ph 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4655
- [20] Rousseaux C, Gremillet L, Casanova M, Loiseau P, Rabec Le Gloahec M, Baton S D, Amiranoff F, Adam J C, Héron A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 015001
- [21] Rousseaux C, Glize K, Baton S D, Lancia L, Bénisti D, Gremillet L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 015002
- [22] Rousseaux C, Baton S D, Bénisti D, Gremillet L, Loupias B, Philippe F, Tassin V, Amiranoff F, Kline J L, Montgomery D S, Afeyan B B 2016 *Phys. Rev. E* **93** 043209
- [23] Moody J D, Datte P, Krauter K, Bond E, Michel P A, Glenzer S H, Divol L, Niemann C, Suter L, Meezan N, MacGowan B J, Hibbard R, London R, Kilkenny J, Wallace R, Kline J L, Knittel K, Frieders G, Golick B, Ross G, Widmann K, Jackson J, Vernon S, Clancy T 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10D921

Spectral structures of backward stimulated Brillouin scattering driven by a picosecond laser^{*}

Wang Chen¹⁾ An Hong-Hai¹⁾ Xiong Jun¹⁾ Fang Zhi-Heng^{1)†} Ji Yu²⁾
Lian Chang-Wang²⁾ Xie Zhi-Yong¹⁾ Guo Er-Fu¹⁾ He Zhi-Yu¹⁾
Cao Zhao-Dong¹⁾ Wang Wei¹⁾ Yan Rui²⁾ Pei Wen-Bing¹⁾

1) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China*)

2) (*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

(Received 25 March 2021; revised manuscript received 8 May 2021)

Abstract

Laser plasma interaction (LPI) is an important content in laser plasma related research, and it is one of the key issues related to the success or failure of inertial confinement fusion ignition, and has received extensive attention. In order to suppress the relevant LPI process as much as possible, the major laboratories around the world have developed a variety of beam smoothing methods through decades of research. However, the current understanding and suppression of LPI are still far from enough, and further in-depth studies are still needed. Generally, the research of LPI is based on nanosecond laser driving, and focuses mainly on the effects of the related LPI process caused by nanosecond lasers. However, the LPI processes, such as stimulated Brillouin scattering (SBS), stimulated Raman scattering (SRS), etc., occur and develop on a time scale of picoseconds. The comprehensive effect can be studied only on a longer scale of nanosecond. For highly nonlinear LPI processes, the comprehensive effect may be difficult to reflect the real physical laws. The emergence of the picosecond laser has made it possible to study the LPI process in more detail and on a more appropriate time scale. The present research tries to gain an understanding of LPI from a more refined perspective. The experimental research of picosecond laser driving LPI is carried out on the Shenguang-II upgrade and picosecond laser facilities. First, a nanosecond laser is used to irradiate a target to generate a large-scale plasma, and a few nanoseconds later, the picosecond laser is injected as an interaction beam to drive the LPI scattering such as SBS and SRS. The spectral signal of backscatter light is measured experimentally by using the method of diffuse reflector. From the research results it is found that the backward signals of the band near the laser wavelength contain, in addition to the true backward SBS component, a large number of interference signals introduced by picosecond laser and nanosecond laser. The interference signal introduced by nanosecond laser can be eliminated by using specific measures, but the interference signal introduced by picosecond laser cannot be eliminated experimentally, which will affect the estimation of the true share of the backward SBS. The comprehensive results show that under different experimental conditions, the backward scatter energy of SBS may be less than half that of the total recorded signals. This result is helpful in further understanding and re-recognizing previous relevant experimental data.

Keywords: laser plasma interaction, picosecond laser, stimulated Brillouin scattering, spectral structure

PACS: 52.38.-r, 42.65.Re, 52.38.Bv

DOI: 10.7498/aps.70.20210568

* Project supported by the Science Challenge Project of China (Grant No. TZ2016005).

† Corresponding author. E-mail: 48224947@qq.com