

# 辅助光斑对 $10\mu\text{m}$ 半径级小尺度自聚引发谐波辐射的作用\*

林尊琪 章辉煌 何兴法 林康春 王笑琴

庄亦飞 王柳水 韦小春 逯其荣 施阿英

戴美兰 田莉 樊根良

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

李家明

中国科学院物理研究所, 北京 100080

1991年6月10日收到

本文的最新实验表明, 单个  $10\mu\text{m}$  半径级的激光斑在预形成的激光等离子体中不能有效激励  $90^\circ$  侧向  $3\omega_0/2$  谐波发射。但配合同样尺寸的辅助光斑, 在满足一定位置和角度条件下却容易引发这种发射。使用双等离子体衰变理论, 结合动态自聚细丝模型分析了这一现象的起因。

PACC: 5235; 5225P; 5240; 4220

## 一、引言

激光等离子体冕区  $3\omega_0/2$  谐波辐射来源于两步波相互作用过程<sup>[1-3]</sup>。第一步, 入射激光光子在  $1/4$  临界密度区 ( $n_c/4$  区) 满足一定阈值条件时衰变成频率约为  $\omega_0/2$  的两个等离子体朗缪子。第二步, 朗缪子传播过程中满足频率和波矢匹配条件下与基频入射光子或反射光子耦合成为频率为  $3\omega_0/2$  的谐波光子。由于朗缪子向低密度等离子体传播过程中会因波矢增大受到强烈朗道阻尼而被衰减, 第二步耦合原则上也仅能在整体等离子体  $n_c/4$  区附近发生。然而, 实验发现,  $3\omega_0/2$  辐射可以跨越  $n_c/4$  区伸展到极低密度冕区<sup>[4]</sup>, 其密度值可低到  $n_c/20$ 。在这样的密度环境中  $\omega_0/2$  朗缪子是无法存在的。一些作者认为, 低密度冕区的  $3\omega_0/2$  谐波是由该区域的离子声波散射在  $n_c/4$  源区产生的  $3\omega_0/2$  信号所造成<sup>[5,6]</sup>。主要根据是, 其一, 受激布里渊散射谱的红移成份表明, 离子声波与  $3\omega_0/2$  辐射共存, 且离子声波本身可以在  $n_c/20$  或更低密度冕区存在。其二, 在  $n_c/20$  附近低密度冕区, 等离子体以超声速向外膨胀, 由离子声波频率  $\omega_i$  与波矢  $k_i$  之间的色散关系

\* 国家自然科学基金资助的课题。

$\omega_i = k_i(c_s - u)$ , 取向外膨胀速度  $u$  近似为 1.5 倍的声速  $c_s$ , 即  $u \approx 1.5c_s$ , 可得  $k_i \approx k_0$ . 如此形成的离子波光栅, 栅距足够大, 可以散射波长较短的  $3\omega_0/2$  谐波信号. 其三, Young 的实验观测到, 当冕区密度由  $0.25n_c$  降到  $0.05n_c$  时,  $3\omega_0/2$  强度下降约 100 倍. 所以, 来自散射的可能性较大. 然而应注意到, 在  $0.1n_c$  区域附近, 尽管理论估算认为  $\omega_0/2$  朗缪子仍然无法存在, 但实际观察到的  $3\omega_0/2$  侧向“散射”强度却下降不多. 我们以前做的实

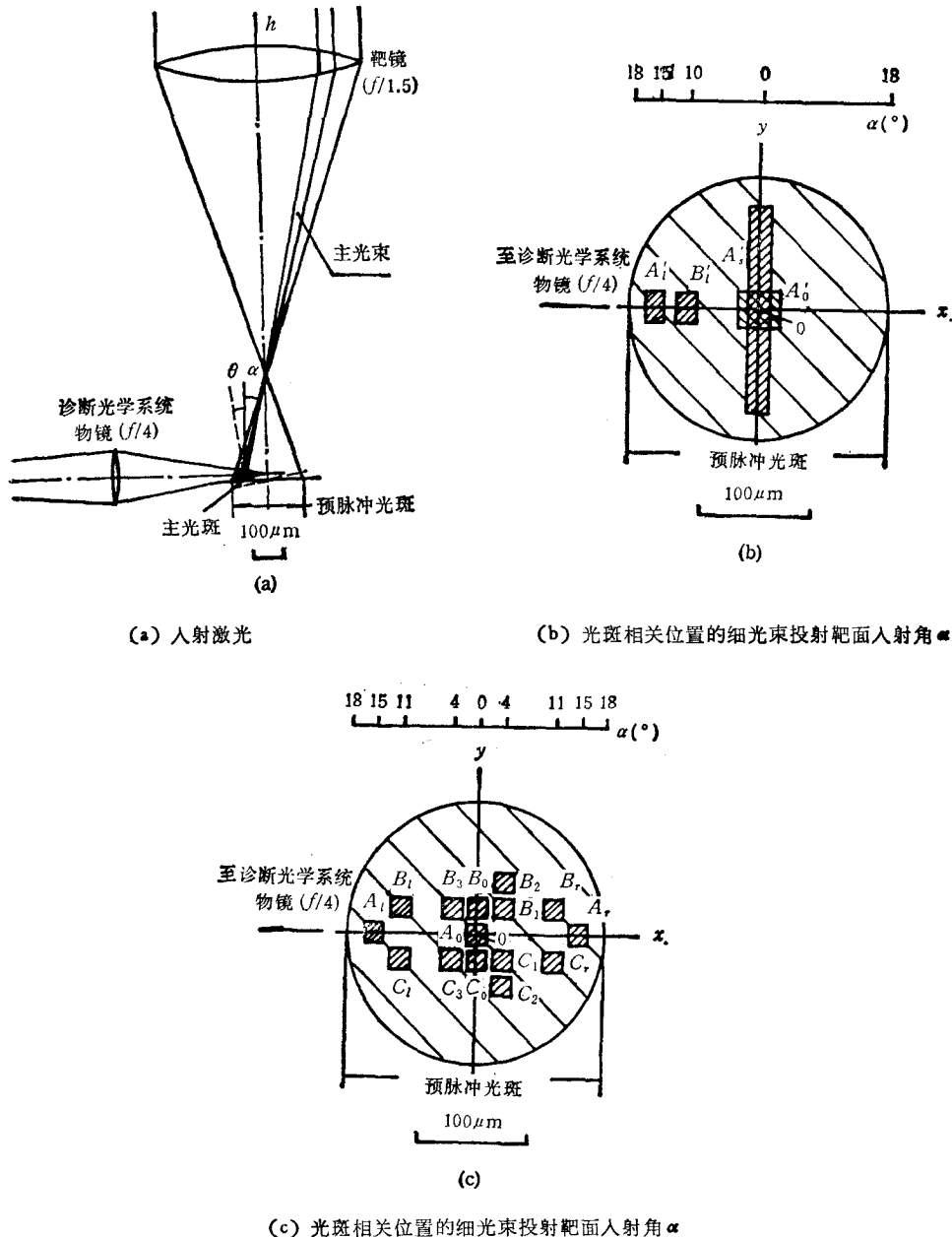


图 1 预脉冲斑和主光斑、辅助斑靶面象排布 每发打靶实验使用一个位于  $x$  轴上的主光斑及 1 或 2 个辅助斑; 主光斑名称以  $A, B, C$  加角标表示, 入射激光主轴  $h$  与主、辅光束夹角为  $\alpha$ , 与靶法线夹角为  $\theta$

验也确证这一实验现象。

对于  $3\omega_0/2$  信号从  $n_c/4$  密度区向高密度区延伸的情况, Short 等人<sup>[7]</sup>建立了稳态细丝通道模型,在通道内产生新的局部  $n_c/4$  区,并解释了一些  $3\omega_0/2$  信号发射角分布特性实验结果。

我们早期曾提出不稳定发展的动态自聚细丝过程<sup>[8,9]</sup>是  $3\omega_0/2$  信号在低密度冕区发射的空间成丝和时间强烈调制的原因。近年来又发展了成像打靶技术,以求对  $10\mu\text{m}$  半径级局部等离子体  $3\omega_0/2$  发射的时间、空间、光谱特性作更深入的分解研究和探索<sup>[10]</sup>。然而在研究辅助光斑对  $10\mu\text{m}$  半径级主光束激励  $3\omega_0/2$  谐波发射影响的最新成像打靶实验中获得的实验结果出人意料。从实验发现,不仅辅助光斑与主光斑之间的几何距离,而且其角度位置都与  $3\omega_0/2$   $90^\circ$  侧向发射密切相关。平面靶法线与激光轴的夹角对  $3\omega_0/2$  信号接收的影响也很大。这些新现象是离子声波或朗缪波光栅散射模式所难于解释的。

## 二、成像打靶实验诊断结果

成像打靶实验排布同文献<sup>[10]</sup>,靶面成像的预脉冲光斑和主光斑、辅助斑的相对空间位置及束轴投射角示于图 1(a),(b),(c)。实验前调整  $90^\circ$  侧向谐波诊断系统,使  $100\mu\text{m}$  宽,  $3\text{mm}$  长的条纹相机狭缝成象在靶面处的入射激光中轴上。诊断系统放大倍率为 20,对应靶面附近信号取样窗口尺寸  $5\mu\text{m} \times 150\mu\text{m}$ 。相机时间分辨率约为  $30\text{ps}$ 。实验中使用抛光 Cu 平面靶。靶面法线与入射激光中轴成  $\theta$  角。如图 1(a) 所示,主光束投射角为  $\alpha$ ,因而主光束轴与靶面法线成  $\theta + \alpha$  角。

实验中预激光脉冲以  $(5-13) \times 10^{12}\text{W}/\text{cm}^2$  的辐照强度先在直径为  $220\mu\text{m}$  靶面圆形区域内建立预等离子体。预脉冲激光为垂直偏振。在其峰值过后  $500\text{ps}$  时刻,  $n_c/4$  面距靶面约为  $50\mu\text{m}$  而  $n_c/10$  面约为  $110\mu\text{m}$ <sup>[11]</sup>。在此时刻以水平偏振入射的小尺寸主光束和辅助光束投射到预等离子体各特定位置上,形成像斑。其辐照强度为  $(3-8) \times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ 。在所有实验中主光斑中心定在图 1 的诊断轴即  $x$  轴上。激光脉冲宽度皆约为  $300\text{ps}$ 。以前的实验已经发现<sup>[10]</sup>,交换预光束与主、辅光束的偏振方向对实验观测结果没有什么影响。实验选用高光学质量的  $f/1.5$  非球面打靶透镜和  $f/4$  诊断光学系统物镜。它们的空间分辨率均优于  $10\mu\text{m}$ ,保证主光斑及辅助光斑在激光靶面的成象质量及谐波诊断系统取样分辨精度。

实验前,用干涉滤光片获得  $3\omega_0/2$  波段 ( $7093\text{\AA}$ ) 准单色照明光源,通过条纹相机静态成像法找到诊断平面及取样窗口的精确位置,从而保证诊断结果的可靠性。实验中为对比激光波形与  $3\omega_0/2$  信号的差异,使用短光纤对主激光倍频信号取样,获得每发打靶的时间基准波形。为判断发射  $3\omega_0/2$  信号的准确空间位置,在一些实验中也用文献<sup>[10]</sup>类似的方法标定靶面空间位置。

实验结果可综合归纳如下:

1. 当单个主光斑的直径(或正方形斑边长)小于或等于  $20\mu\text{m}$  时,不论它投射于图 1  $x$  轴的任一位置(例如  $A_0, A_1, A_r$ ),也不管  $\theta$  角是多少,在上述的激光靶面强度范围内,都未获它所激励的  $3\omega_0/2$  侧向发射信号。而时间超前,靶面辐照强度为主斑  $1/6-1/7$  的预

激光大光斑却获得强侧向发射。

当主光斑直径(或边长)增大到  $50\mu\text{m}$  时,  $3\omega_0/2$  信号开始出现,其时空特征与更大光斑情况相同。采用  $20\sim 30\mu\text{m}$  直径或边长的主斑作实验,共进行了  $A_0$  位置 18 发,  $A_1$  位置 3 发,  $A_2$  位置 2 发打靶。结果表明,无论采取何种措施,包括精确对准,增大主斑辐照强度,改变入射角等均未获任何  $3\omega_0/2$  侧向信号。应该指出的是在文献[10]图 2(b), (c), (d) 三发特例打靶实验中,为调整之需,在主光斑上方已加一个相距  $28\mu\text{m}$  的辅助斑。所以这 3 发特例结果应归于辅助光斑的作用。

2. 将  $20\mu\text{m}$  尺度的主光斑置于图 1(c)  $A_0$  位置, 如果辅助斑处于  $B_1, C_1$  位置或  $B_0, C_0$  位置, 且靶面倾斜角  $\theta = 10^\circ$ , 在 9 发打靶实验中 5 发获得  $3\omega_0/2$  信号。所获得信号都显示强烈时间脉冲调制结构。图 2(a) 给出  $A_0, B_1, C_1$  三斑组合实验获得的 1 发典型实验结果。主光斑激励的  $3\omega_0/2$  信号由 4 个时间脉冲构成。最大空间方向扩展约为  $70\mu\text{m}$ 。

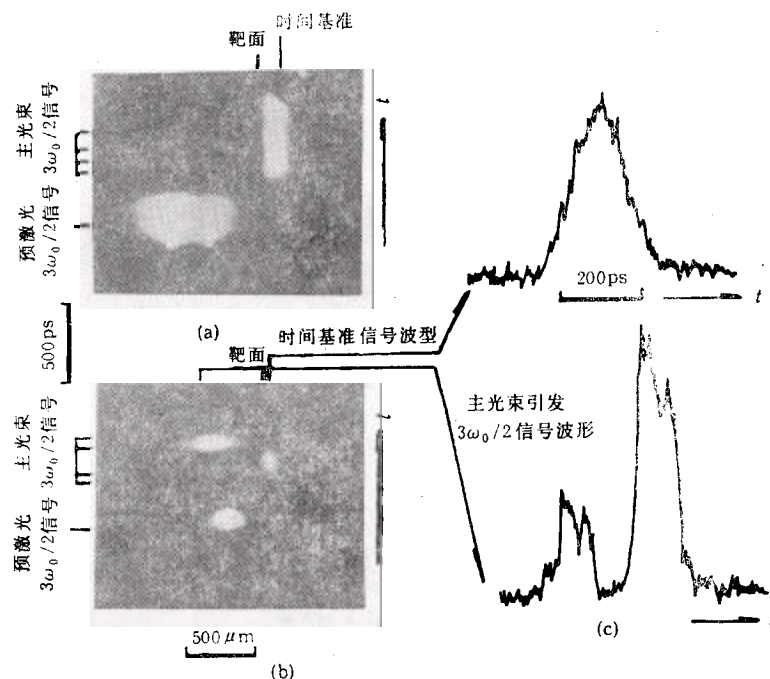


图 2 (a) 129079# 打靶实验结果 使用抛光 Cu 平面靶;  $\theta = 10^\circ$ ;  $A_0, B_1, C_1$  组合方式, 预脉冲和主脉冲靶面辐照强度分别为  $1.3 \times 10^{13}$  和  $8.8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ; 光斑尺寸为  $18\mu\text{m} \times 18\mu\text{m}$  正方形, (b) 130097# 打靶实验结果 使用抛光 Cu 平面靶;  $\theta = 0^\circ$ ;  $A_1$  长条型  $18\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$  光斑; 预脉冲和主脉冲靶面辐照强度分别为  $9.6 \times 10^{12}$  和  $6.3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ; (c) 130097# 打靶实验底片黑密度描述 上方为激光脉冲波形; 下方显示主光斑激发的  $3\omega_0/2$  信号无规则时间脉冲调制结构

还应指出,这两种光斑组合情况下辅助斑与主斑中心间距为  $32\mu\text{m}$ 。如改为  $A_0, B_1, C_2$  组合方式, 间距增至  $51\mu\text{m}$ , 这时诊断系统就接收不到  $3\omega_0/2$  信号。若把辅助斑的位置由图 1(c) 中第 I, IV 象限移至 II, III 象限, 构成  $A_0, B_3, C_3$  组合方式, 这样也得不到  $3\omega_0/2$  信号。这一现象是等离子体波光栅散射机构难于理解的。在 II, III 象限, 源经主光束等离子体波光栅柱反射本应能使  $3\omega_0/2$  谐波信号进入诊断系统。

图 1(b) 中  $A'_i$  长条型主光斑的实验结果与图 1(c) 中  $A_0, B_0, C_0$  组合情况类似。 $A'_i$  斑宽度为  $20\mu\text{m}$ , 其长度沿  $y$  轴相对于原点  $O$  对称伸展。从实验发现, 只有  $A'_i$  斑的长度大于  $50\mu\text{m}$  时才有较高概率获得  $3\omega_0/2$  信号。但其长度由  $50\mu\text{m}$  增至  $220\mu\text{m}$  过程中所获信号时间、空间特性未见明显差别。 $A'_i$  斑长度大于  $50\mu\text{m}$ ,  $\theta$  角在  $0^\circ-20^\circ$  间调整的 23 发打靶实验中有 16 发获  $3\omega_0/2$  信号。所获谐波信号全部显示强烈时间脉冲调制结构。图 2(b) 给出这种情况下典型实验结果。实验照片右侧为激光脉冲时间基准信号, 下方为预激光脉冲引发的  $3\omega_0/2$  信号。图 2(c) 则给出时间基准和相应主辅光束激励的谐波脉冲黑密度描述。对比两条描述曲线可以发现  $3\omega_0/2$  的时间调制结构并不与基准光脉冲时间轮廓相对应。

3. 把主光斑置于  $A_i$  位置时相应投射角  $\alpha$  变为  $\approx 15^\circ$ 。此时取  $A_i, B_i, C_i$  组合的 10 发打靶实验中有 5 发获  $3\omega_0/2$  信号。这 5 发实验中靶面偏角  $\theta$  皆为  $10^\circ$ 。而未获信号的 5 发实验中  $\theta \approx 0^\circ$ 。这一组实验获得  $3\omega_0/2$  谐波占据空间范围较窄。另一个特点是不出现  $3\omega_0/2$  明显的时间调制结构, 这与  $A_0$  斑为中心的前两组实验结果明显不同。本组典型实验结果照片示于图 3(a)。这发打靶实验中主、辅斑相对位置与  $A_0, B_i, C_i$  相同, 而  $A_i$  位置的人射角  $\alpha + \theta = 25^\circ$ ,  $B_i, C_i$  为  $21^\circ$ 。由照片可见预激光脉冲激励的谐波空间伸展范围达  $96\mu\text{m}$ , 而主、辅光束激励的信号仅为  $47\mu\text{m}$ , 而且偏在左方, 位于整体等

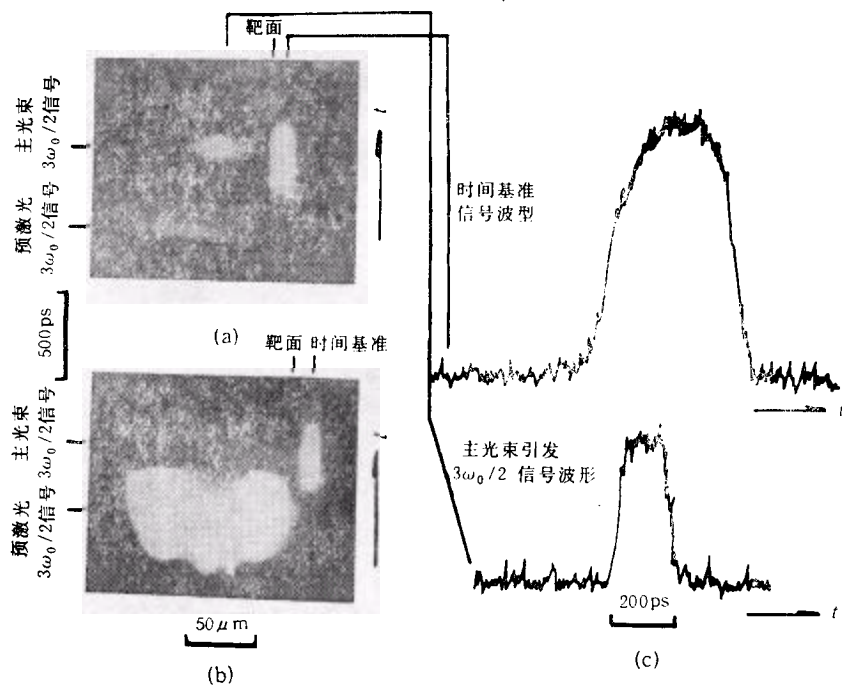


图 3 (a) 129078# 实验结果照片 使用 Cu 抛光平面靶;  $\theta = 10^\circ$ ;  $A_i, B_i, C_i$  组合方式, 主、辅光斑为  $18\mu\text{m} \times 18\mu\text{m}$  正方形。预脉冲和主脉冲靶面辐照强度分别为  $9.6 \times 10^{12}$  和  $6.3 \times 10^{12}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ ; (b) 129076# 实验结果照片 使用 Cu 抛光平面靶;  $\theta = 10^\circ$ ;  $A_i, B_i, C_i$  组合方式, 主、辅光斑为  $27\mu\text{m} \times 27\mu\text{m}$  正方形; 预脉冲和主脉冲靶面辐照强度分别为  $1.2 \times 10^{13}$  和  $7.5 \times 10^{12}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ ; (c) 129078# 实验底片黑密度描述 上方为已饱和展宽的激光脉冲波形; 下方为由主光斑激发的  $3\omega_0/2$  信号时间轮廓, 未见明显时间脉冲调制

离子体  $n_c/4$  密度区附近。图 3(c) 给出黑密度描述迹的激光波形和主、辅光束激励的谐波时间轮廓。

值得注意的是, 把  $A_l$  斑沿  $y$  轴扩展到长度大于  $50\mu\text{m}$  的 3 发单光斑实验中没有获得  $3\omega_0/2$  谐波信号, 这与第二组实验中  $A_0$  斑纵向延伸的实验结果不同。

4. 主光斑设定在图 1(c)  $A_r$  位置时投射角  $\alpha$  仍为  $15^\circ$ , 但束轴相对于诊断轴倾斜的方向相反。置辅斑于  $B_r, C_r$  的组合情况 2 发实验中均获得极弱的  $3\omega_0/2$  谐波信号。信号呈时间脉冲调制结构, 但需仔细辨认。图 3(b) 给出一例实验结果。

5. 用图 1(b) 中  $A'_l, B'_l$  成象的两个激光斑互为主、辅光斑, 或把  $A'_0$  斑沿  $x$  轴横向扩展贯穿整个预脉冲直径范围做主光斑来诊断  $3\omega_0/2$  侧向发射行为。在这一组 4 发有限实验中仅仅发现很弱的  $3\omega_0/2$  谐波在很小空间区域的脉冲式发射, 或没有信号输出。然而按照等离子体波光栅散射模型, 当源和光栅柱都位于诊断轴上时, 本应该得到最强的散射信号。

### 三、实验结果分析与讨论

#### 1. 等离子体波光栅散射模型

辅助斑引发沿主光束轴的  $3\omega_0/2$  谐波侧向发射有两种可能的模式。辅助斑在整体等离子体  $n_c/4$  区产生的  $3\omega_0/2$  源发射受到沿主光束轴的等离子体波光栅散射, 造成  $90^\circ$  侧向信号输出称为散射模型。文献[10]已经粗略分析这种可能性。由于等离子体波光栅的栅距(等离子体波长)必须大于  $3\omega_0/2$  信号波长, 设想在动态自聚细丝内改变传播方向的离子声波(由受激布里渊散射激发)或朗缪波(由受激喇曼散射激发)作为瞬态存在的光栅候选者。散射模型中有两个重要问题未经证实。一个是, 瞬间形成的动态细丝崩塌以后等离子体波光栅是否立即消逝? 这个问题关系到散射模型能否合理解释  $3\omega_0/2$  信号强烈时间脉冲调制行为。第二个问题是改变  $3\omega_0/2$  谐波源(辅助斑)的位置和空间方位角, 接收到的  $3\omega_0/2$  信号是否符合光栅散射规律? 这个问题关系到最基本的光栅假定是否合理。

对于第一个问题, 考虑到整体等离子体低密度区的密度标称长度要比  $n_c/4$  区长得多, 而且离子声波和受激喇曼散射激发的朗缪波都适于在低密度区传播, 因此只要这两种波在低密度环境区被激发起来, 它们倾向于有较长的寿命。

对第二个问题本实验的第 2 组和第 5 组结果趋向于否定。实验结果表明, 在图 1 主光束左侧任一位置的  $3\omega_0/2$  源(辅助斑产生)都极难激励  $3\omega_0/2$  谐波  $90^\circ$  侧向散射。但按照柱形反射光栅的色散规律, 在光栅左侧的源, 尤其是位于诊断轴与光栅柱所成的平面内的源应不难通过反射型光栅色散对诊断系统的接收做出贡献。此外, 靶面法线转角  $\theta$  变化对接收  $3\omega_0/2$  信号明显的影响也是光栅散射模型不易理解的。

附带需要研究的问题是为什么基频光的偏振方向对  $3\omega_0/2$  谐波的侧向发射不产生明显影响? 由光波与等离子体纵波耦合理论出发, 耦合形成的谐波波矢应出现在基频光波波矢与其电矢量组成的平面内。  $3\omega_0/2$  谐波几乎各向同性发射的结果表明, 加入  $3\omega_0/2$  谐波产生过程的那部分基频光或反射基频光严重退偏。

激光在等离子体中的小尺度自聚焦是光学偏振面旋转,产生退偏的一个重要渠道。在激光等离子体冕区自聚形成几个微米量级细丝通道内,不仅基频波矢  $k_0$  方向因折射发生改变,而且电矢量方向按边界条件要求垂直于细丝通道壁,造成偏振面旋转,导致退偏。退偏现象是散射模型及其它模型都必须考虑的。

## 2. 反射光耦合模型

这一模型假定仍建立在主光束在低密度冕区动态自聚基础上。在自聚细丝尖顶部瞬态冲出新的  $n_c/4$  区的过程应是一个复杂的三维物理过程<sup>[1]</sup>。由于尖顶部激光功率密度极高,可以理解,只要  $n_c/4$  区瞬间建立起来,在  $n_c/4$  区内可立即由双等离子振子衰变过程激发  $\omega_0/2$  朗缪波。注意到顺序产生的尖顶部电子密度墙会以  $10^8 \text{ cm/s}$  速度量级依次被推到侧面,变为细丝侧壁,而细丝侧壁激光辐照强度比尖顶部位有数量级的减小,因此,从进入侧壁开始,双等离子振子衰变过程则自动停止,  $\omega_0/2$  朗缪波随之向源区外传播。反射光耦合模型的要点就是考虑辅助光斑反射的光波与主光束动态自聚细丝壁上向外传播的  $\omega_0/2$  朗缪波耦合,导致  $3\omega_0/2$  谐波发射。

在这个模型中  $\omega_0/2$  朗缪波源区外环境等离子体密度相对很低。所以在整体等离子体  $n_c/4$  区下游的低密度区中  $\omega_0/2$  朗缪波的寿命仅为细丝壁能维持其不被朗道阻尼的很短一段时间。

下面用双等离子振子衰变理论<sup>[1,2,3]</sup>讨论在小尺度自聚细丝尖顶部  $\omega_0/2$  朗缪波的产生及与辅助斑反射光子匹配耦合的条件,并与实验结果相对照。

由线性化等离子体质量守恒和动量守恒方程出发,引入速度矢,经过 Fourier 变换及合理的简化、整理,得到  $\kappa$  复数空间的 Schrödinger 方程<sup>[4]</sup>

$$\frac{d^2 \mathcal{Y}_+}{d\kappa^2} + \frac{1}{k_0^2} Q \mathcal{Y}_+ = 0, \quad (1)$$

式中  $Q = Q_0 + Q_1 + Q_2$ ,

$$Q_0 = \alpha^2 [\kappa^2 q / \bar{G} + \beta (\Omega - \kappa)^2], \quad (2)$$

$$Q_1 = (e\alpha\beta^{1/2}/\kappa) [\Omega - 2(\Omega - \kappa)\kappa^2] \left( q + \kappa^2 - \frac{1}{4} \right) / \bar{G}, \quad (3)$$

$$Q_2 = -3/4\kappa^2 + \kappa^2/\bar{G} - 3\kappa^2 q / \bar{G}^2, \quad (4)$$

$$\bar{G} = (\kappa^2 + 1/4 - q)^2 - \kappa^2, \quad \Omega \equiv \omega_0 \Delta / (3\nu_e^2 k_0^2),$$

$$\alpha \equiv (4k_0 |\nu_0| / \omega_0) k_0 L, \quad (5)$$

$$\beta \equiv g\nu_e^2 k_0^2 / |\nu_0|^2 \omega_0^2, \quad (6)$$

$$q \equiv (k_y / k_0)^2. \quad (7)$$

以上各式中  $k_0$  为入射光波在等离子体中的波矢;  $\omega_0$  为频率;  $\nu_0$  为电子在入射光波电场中的振颤速度;  $L$  为电子密度标称长度  $n_e = n_0(1 + x/L)$ ;  $\nu_e$  为电子热运动速度;  $k_y$  为前向  $\omega_0/2$  朗缪波波矢在  $y$  轴(入射光波电场矢量方向)分量;  $k_x$  为其在  $x$  轴分量。 $k_0$  取  $x$  轴方向。  $\kappa \equiv [k_x - (1/2)k_0]/k_0$ 。

(5)–(7)式给出的三个参量是十分重要的。双等离子振子衰变阈值与  $\alpha$  参量密切相关,而与  $\beta$  参量有较弱的依赖关系。 $q$  参量与  $\omega_0/2$  朗缪波波矢取值大小有关。

(6) 式中  $\beta$  参量由  $v_e^2/v_0^2$  决定。已知  $v_0 = eE_0/m_e\omega_0$ ,  $v_e = (k_B T_e/m_e)^{1/2}$ , 则有  $\beta \propto T_e^2/E_0^2$  或  $\beta \propto T_e^2/I_0$ 。其中  $E_0, I_0$  分别为入射激光场强和功率强度;  $T_e$  为电子温度;  $k_B$  为玻耳兹曼常数;  $e, m_e$  分别为电子电量和电荷。激光在等离子体瞬态自聚过程中细丝尖顶部位的  $I_0$  大幅度增长, 但该部位电子温度来不及达到平衡而瞬间升温, 使得此时的  $\beta$  参量比通常稳态工作时的数值有大幅度减少。由此, 在所讨论的瞬态工作条件下可采用  $\beta q$  有限条件下的小  $\beta$  近似处理。

小  $\beta$  近似处理得到的双等离子振子衰变阈值条件可表示为

$$L_\mu \lambda_\mu I_{14}/T_{\text{keV}} > 61.25. \quad (8)$$

$q$  参量为

$$(k_y/k_0)^2 = 0.19(I_{14}\lambda_\mu^2/T_{\text{keV}}^2), \quad (9)$$

式中  $L_\mu$  为以  $\mu\text{m}$  为单位的电子密度标称长度;  $\lambda_\mu$  为以  $\mu\text{m}$  为单位的波长;  $I_{14}$  为以  $10^{14}\text{Wcm}^{-2}$  为单位的激光辐照强度;  $T_{\text{keV}}$  为以  $\text{keV}$  为单位的电子温度。

本文实验中激光靶面辐照强度为  $(3-8) \times 10^{13}\text{Wcm}^{-2}$ 。考虑瞬态自聚, 强度提高约 10 倍,  $I_{14}$  值取为 3。又考虑到自聚尖顶部位电子温度在其存在的 ps 量级时间内仍保持未自聚之值,  $T_{\text{keV}}$  取为 0.8。由(8)式得到  $L_\mu$  应大于  $16.3\mu\text{m}$ 。由(9)式  $q = 0.89$  或  $k_y = 0.94k_0$ 。由图 4 可见, 获最大增长率率的  $\omega_0/2$  朗缪尔波波矢应置于  $k_x(k_x - k_0) = k_y^2$  抛物线上, 可由

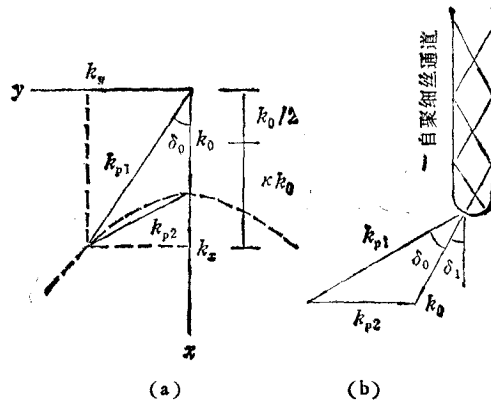


图 4 (a) 双等离子振子衰变波矢匹配图 激光波矢为  $k_0$ ; 两个频率约为  $\omega_0/2$  的等离子体朗缪尔波波矢分别为  $k_{p1}$  和  $k_{p2}$ ;  $k_y, k_x$  为  $k_{p1}$  在  $y, x$  轴上的分量,  $k_x = k_0(\kappa + 1/2)$ ;  $\delta_0$  为  $k_0$  与  $k_{p1}$  之间的夹角; (b) 在自聚细丝通道中  $k_0$  传播方向的改变使  $k_{p1}$  与细丝轴的夹角为  $\delta_1 + \delta_0$ 。

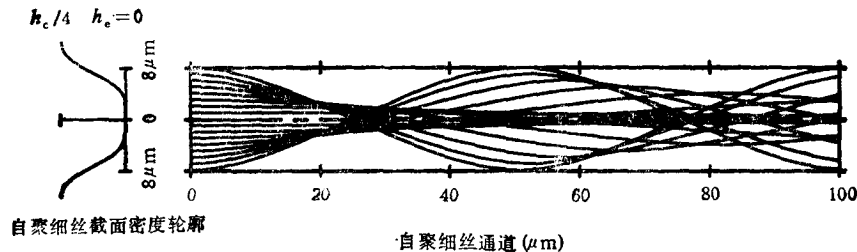


图 5 模拟计算一组平行光线在  $n_e = (n_c/4) \left[ 1 - \exp \left( - \left| \frac{x}{a} \right|^p \right) \right]$  电子密度分布的自聚细丝通道内的传播迹线

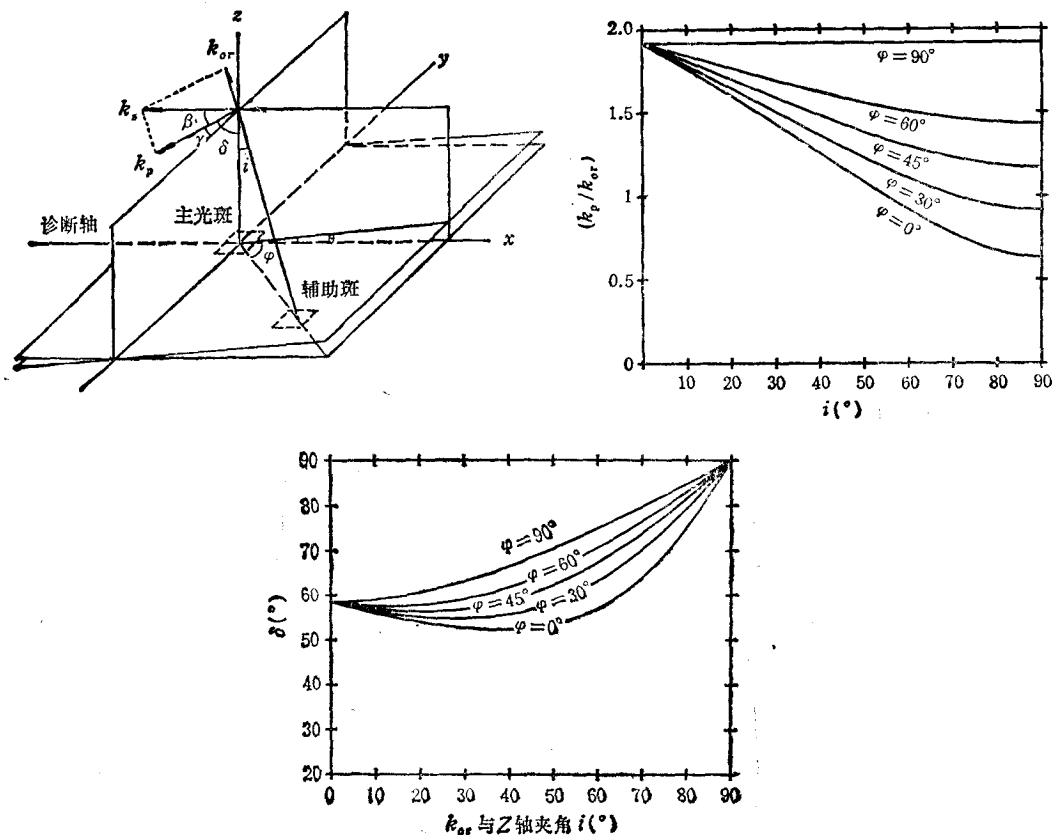


图 6

(a) 源于辅助光束, 经反射到达主光束的  $\omega_0$  光波矢量  $k_{or}$  与主光束内衰变产生的近  $\omega_0/2$  朗缪尔波矢  $k_p$  耦合形成  $90^\circ$  侧向发射的  $3\omega_0/2$  谐波波矢  $k_s$  (b) 满足谐波耦合的波矢匹配条件时  $k_p/k_{or}$  随反射光波矢  $k_{or}$  与主光束  $z$  轴的夹角  $i$  变化的函数关系 不同  $\varphi$  角取值代表辅助光斑处于不同方位角位置 (c) 同样满足波矢匹配条件下所要求的  $k_p$  与主光束  $z$  轴夹角  $\delta$  随  $i$  角变化的函数关系 选取的各  $\varphi$  角取值对应于辅助光斑所处的各方位角位置

$$k_s = (k_0/2) \{ [1 + 4(k_y/k_0)^2]^{1/2} + 1 \} \quad (10)$$

求得  $k_s \approx 1.56k_0$ , 相应  $k_0$  与  $k_{p1}$  之夹角  $\delta_0 \approx 31^\circ$ , 如图 4(a) 所示。进一步考虑到, 受细丝管壁束缚, 在尖顶部入射激光波矢已经不再与细丝轴平行, 而应向管壁方向偏转一个角度  $\delta_1$ , 因此, 如图 4(b) 所示,  $k_{p1}$  与细丝轴夹角应为  $\delta_0 + \delta_1$ 。

为粗略估计  $\delta_1$  角, 假定自聚细丝截面电子密度分布为超高斯型。

$$n_e = n_0 \left[ 1 - \exp\left(-\left|\frac{x}{a}\right|^p\right) \right],$$

$p$  为超高斯阶数。取  $a = 8\mu\text{m}$ ;  $p = 4$ ;  $n_0 = n_c/4$ , 计算机模拟计算出一组平行光线在细丝通道内传播的轨迹示于图 5。这里计算出光线轨迹与细丝轴的最大夹角约为  $30^\circ$ 。以此粗略估计  $k_{p1}$  与细丝轴之间夹角  $\delta_0 + \delta_1$  可在  $0^\circ - 60^\circ$  范围内取值。如果计及  $k_0$  波的退偏效应,  $k_{p1}$  还应能在以细丝轴为中轴的  $2\pi$  全方位取向。

### 3. 辅助光斑匹配耦合分析

图 6 示意辅助光斑产生的反射光波矢  $k_{or}$  与  $\omega_0/2$  朗缪尔波矢  $k_p$  耦合产生侧向  $3\omega_0/2$

谐波  $k_i$  的波矢匹配关系。如图 6 设  $k_{or}$  与  $z$  轴夹角为  $i$ ,  $k_{or}$  在  $x-y$  平面的投影与  $x$  轴夹角为  $\varphi$ ,  $3\omega_0/2$  谐波波矢  $k_i$  取  $-x$  方向。朗缪波  $k_p$  与  $x, y, z$  轴夹角分别为  $\beta, \gamma$  和  $\delta$ 。获得的波矢匹配方程组为

$$k_i = -\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}} k_{or} \hat{x}, \quad (11)$$

$$k_{or} = -k_{or} \sin i \cos \varphi \hat{x} + k_{or} \sin i \sin \varphi \hat{y} + k_{or} \cos i \hat{z}, \quad (12)$$

$$k_p = -k_p \cos \beta \hat{x} - k_p \cos \gamma \hat{y} - k_p \cos \delta \hat{z}, \quad (13)$$

$$\cos^2 \beta + \cos^2 \gamma + \cos^2 \delta = 1, \quad (14)$$

$$k_i = k_{or} + k_p. \quad (15)$$

联立(11)–(15)式解得

$$k_p = k_{or} (11/3 - 4\sqrt{2/3} \sin i \cos \varphi)^{1/2}, \quad (16)$$

$$\delta = \cos^{-1}[(11/3 - 4\sqrt{2/3} \sin i \cos \varphi)^{-1/2} \cos i]. \quad (17)$$

图 6(b) 对不同  $\varphi$  参量角度示出  $k_p/k_{or}$  随  $i$  角变化的函数曲线。由图 6 可见, 计算出的  $k_p$  取值范围为  $0.63k_{or}$  到  $1.91k_{or}$ , 而前一节分析粗略估算的  $k_{p1}$  也恰在此范围内取值。图 6(c) 示出波矢匹配对  $\delta$  角取值范围的要求。这一要求也与上文分析得到的  $\delta_0 + \delta_1$  取值范围相符合。

主光束瞬态自聚产生的  $\omega_0/2$  朗缪波向低密度环境等离子体传播过程中频率不变, 但波矢会大幅度增加, 而且会因瞬态电子密度分布不均匀使波矢传播方向发生变化。这一传播过程因素有利于产生  $3\omega_0/2$  谐波的最佳波矢匹配。此外, 辅助光束本身也象主光束一样会产生瞬态自聚, 造成入射光及相应反射光矢量发散, 因而可以把反射光矢量  $k_{or}$  扩展为有一定束散角的反射光矢量组, 导致更大空间范围的耦合效应。

实验中主、辅斑中心间距约为  $30\mu\text{m}$  时获得较好结果。由实验结果认定,  $3\omega_0/2$  谐波在主光束轴上距靶面约  $30\mu\text{m}$  到  $100\mu\text{m}$  范围内被激励, 可以粗略估算图 6(a) 中  $i$  角的取值范围约为  $15^\circ$ – $30^\circ$ , 这与上面分析得到超高斯截面分布细丝内光线偏折最大值  $30^\circ$  相对应。

在反射光耦合模型中, 调整靶面转角实际上起了改变辅助光束反射光传播方向的作用。转角选择恰当可以使最强的反射光与主光束中激励的  $\omega_0/2$  朗缪波耦合输出  $3\omega_0/2$  谐波强发射。这一效应在本实验中多次得到验证。

如果用反射光耦合模型解释第 3 组实验结果, 可以找到, 主光束轴与靶面法线成  $25^\circ$  角, 辅助光束成  $21^\circ$  角。由简单几何关系可知辅助光束经等离子体镜反射后在离整体等离子体  $n_c$  面  $26\mu\text{m}$  处与主光束柱的侧壁相交。这一位置恰好落在整体等离子体  $n_c/4$  区附近。由于在  $n_c/4$  区激励的  $\omega_0/2$  朗缪波具有长的寿命(不管如何激励), 所以在这一区域耦合获得的  $3\omega_0/2$  谐波不会显示强烈的时间脉冲调制结构。这一分析结论与实验观察相符。

第 5 组实验尚不十分充分。这组实验中应考虑来自辅助斑的反射光子受到主光束尖顶部附近形成高密度壁的折射, 使其不易跨越细丝通道抵达壁的另一侧。而由图 4(a) 和 (b) 矢量耦合分析可知, 只有反射光波到达另一侧时  $k_p$  才能与  $k_{or}$  耦合合成沿  $-x$  方向

发射的  $k_1$ , 进入诊断系统。可能这正是本组实验不易获得  $3\omega_0/2$  信号的原因。

#### 四、结 语

我们用一组辅助光斑条件实验研究了侧向  $3\omega_0/2$  谐波激励行为。通过对实验条件和结果的关联性深入分析和讨论, 用主光束动态自聚与辅助光斑反射光波耦合模型说明实验展示的若干复杂物理现象的起因。本项研究结果和有关更深入的实验与理论研究有助于揭示目前认识还很不充分的激光等离子体小尺度自聚焦动态物理过程的细节。这种过程在冕区相互作用物理中的地位可能比人们目前的理解更为重要。

本工作得到本所六路实验室运行人员的支持, 深表谢意。

- [1] C. S. Liu and M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 967.
- [2] A. I. Avrov *et al.*, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **72**(1977), 970; *Sov. Phys. JETP* **45**(1977), 507.
- [3] A. Simon *et al.*, *Phys. Fluids*, **26**(1983), 3107.
- [4] M. J. Herbst, J. A. Stamper, R. R. Whitlock, R. H. Lehmberg and B. H. Ripin, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1981), 328.
- [5] H. C. Barr and F. F. Chen, *Phys. Fluids*, **30**(1987), 1180.
- [6] P. E. Young, B. F. Lasinski, W. L. Kruer, E. A. Williams, K. G. Estabrook, E. M. Campbell and H. A. Baldis, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2766.
- [7] R. W. Short, W. Seka, K. Tanaka and E. A. Williams, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 496.
- [8] Zunqi Lin, *Opt. Commun.*, **42**(1982), 351.
- [9] Z. Lin, W. Tan, M. Gu, G. Mei, C. Pan, W. Yu, and X. Deng, *Laser and Particle Beams*, **4** Part 2, (1986), 231.
- [10] 林尊琪等, 物理学报, **40**(1991), 234.
- [11] R. D. Jones, W. C. Mead, S. V. Coggeshall, C. H. Aldrich, J. L. Norton, G. D. Pollak and J. M. Wallace, *Phys. Fluids*, **31**(1988), 1249.
- [12] 章辉煌、林尊琪、王笑琴、余文炎, 中国激光, **18**(1991), 45.

## EFFECT OF THE SMALL ACCESSARY LASER SPOTS ON THE HARMONIC EMISSION STIMULATED BY SELF- FOCUSING OF A 10-MICROMETER SCALE LASER SPOT

LIN ZUN-QI   ZHANG HUI-HUANG   HE XING-FA   LIN KANG-CHUN   WANG XIAO-QIN  
ZHUANG YI-FEI   WANG LIU-SHUI   WEI XIAO-CHUN   LU QI-RONG   SHI A-YING  
DAI MEI-LAN   TIAN LI   FAN GEN-LIANG

*High Power Laser and Physics Joint Laboratory*

*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800*

LI JIA-MING

*Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080*

(Received 10 June 1991)

### ABSTRACT

A novel group of experiments has shown that single 10-micrometer-radius-scale laser spot is not able to produce the  $90^\circ$  side emitted three half harmonic efficiently in a preformed laser plasmas. However, with the help of one or two accessory laser spots with size similar to the main one, the side emitted three halves can easily be built up when some position and angle conditions for the accessory spots are fulfilled. The origin of these phenomena have been analyzed in terms of the two plasmon decay theory and dynamic self-focusing model.

**PACC:** 5235; 5225P; 5240; 4220