

激光等离子体受激散射的线性理论研究*

项 江^{1)†} 郑春阳¹⁾²⁾ 刘占军¹⁾²⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (北京大学应用物理与技术中心, 北京 100871)

(2009 年 11 月 5 日收到; 2010 年 5 月 21 日收到修改稿)

利用包含两种阻尼(Landau 阻尼和碰撞阻尼)成分的受激拉曼散射(SRS)、受激布里渊散射线性分析程序 LIP, 在给定的等离子体状态下分析了阻尼成分、激光强度以及等离子体组分对点火尺度等离子体中受激散射不稳定性发展的影响. 详细评估了碰撞阻尼的效应, 发现碰撞阻尼在接近 1/4 临界密度处能有效抑制受激散射的增长, 从而造成 SRS 光谱上的“缝”现象. 同时, 电子温度的升高会在特定的密度区域促进 SRS 的发展. 研究结果可为点火实验的设计提供参考.

关键词: 激光受激散射, 线性稳定性分析, 阻尼, 增益指数

PACC: 5235P, 5240D, 5220

1. 引 言

在间接驱动激光束惯性约束聚变的实验中, 要成功实现点火必须依赖于黑腔壁附近产生的高 Z 等离子体对激光吸收的精确计算, 特别是预测激光束打到黑腔壁上所产生辐射的时间和空间分布^[1-6]. 由于逆韧致吸收机制, 激光会被黑腔壁附近的高 Z 等离子体强烈吸收, 同时在传播过程中也会被腔内所填充的低 Z 等离子体弱吸收^[1,2]. 但激光从入射口传播到壁的大尺度等离子体中, 会发生更严重且较难预测和控制的反常吸收过程^[3-5], 如受激拉曼散射(SRS)、受激布里渊散射(SBS)、自聚焦和成丝、激光束间的能量转移以及等离子体流动引起的光束偏折等. SRS 和 SBS 会导致大量散射光从等离子体中反射出去或者直接照射到靶丸上, 破坏了辐射对称性. 同时, 较高相速度的等离子体波还会被阻尼进而产生高能电子^[6], 形成对靶丸的预热而增加压缩难度. 成丝或自聚焦则会形成热斑, 使得折射率改变从而影响激光束的传播. 这些过程相互耦合, 并且涉及不同的时间、空间演化尺寸. 因此, 对这些不稳定性过程的预测和控制是点火成功的关键.

SRS 和 SBS 涉及三波共振耦合, 要求时间、空间

上三波频率和波数的匹配. 当激光条件和黑腔等离子体状态给定后, 通过线性稳定性分析就可以给出 SRS 和 SBS 在激光光路上总的增益指数. 该增益指数与等离子体密度、温度、线性阻尼率以及密度或流的标长有关, 它作为时间和散射光波长的函数, 给出的散射谱可与实验结果进行比较. 因此, 在美国的国家点火装置(NIF)计划启动之前, 作为预研项目的 Nova 激光器实验研究计划, 早在 1995 年就将线性分析项目列入技术合同并且作为重要的组成部分. 在点火黑腔中, 激光等离子体相互作用需要经历弱非线性阶段, 这时用线性分析方法对实验进行预测是非常有效和简便的. 例如, 文献[7]用线性分析程序计算得到的 SRS 反射率与流体模拟程序 PF3D 的计算结果以及实验结果都符合得非常好, 文献[8]用线性分析程序计算得到的 SBS 反射率以及反射光谱均与实验取得了很好的一致性.

线性理论得到的标度规律可以应用到点火黑腔靶的设计和分中. 例如, 在充气黑腔中通过分析黑腔中气体组分(轻重离子比例)变化与线性阻尼率变化关系以及在不稳定性发生阈值的关系(SRS 产生的 Langmuir 波的次级衰变不稳定性 and SBS 产生的离子声波的次级双离子声波衰变是 SRS 和 SBS 达到饱和的重要通道), 定性找到控制 SRS 和 SBS 发生及发展的办法. 我们在 SRS 和 SBS 线性

* 国家自然科学基金(批准号:10975023, 10935003)和国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB814802)资助的课题.

† E-mail: xiang_jiang@iapcm.ac.cn

分析程序 LIP 中包含了 Landau 阻尼和碰撞阻尼成分,在给定的等离子体状态下,详细分析了阻尼成分、激光强度以及等离子体组分对点火尺度等离子体中受激散射不稳定性发展的影响,重点分析了碰撞阻尼在接近 1/4 临界密度处的影响. 分析发现,碰撞阻尼能有效抑制高密度区 SRS 的增长,从而造成 SRS 散射光谱上的“缝”现象. 而电子温度的升高会在特定的密度区域促进 SRS 的发展,我们可以通过控制温度来避开增益峰值区域,从而达到减小散射的目的.

线性化处理应用到实际激光等离子体相互作用中也有一定局限性,如等离子体温度、密度等状态参数的变化不是很平滑,而激光光束一般由强弱变化的光斑组成,因此线性化方法得到的增益较小,而实际反射率可能较大. 此外,阻尼率的选取也很关键,目前采用的 Landau 阻尼是在粒子具有 Maxwell 速度分布时得到的,而实际上该速度分布也可能是超高斯分布,这会对计算结果带来一定影响. 为了准确评估非线性效应的影响,在线性化方法的基础上进行了改进,利用基于光路追踪的方法来计算受激背散射^[9]. 该方法中包含了抽运衰竭、逆韧致吸收阻尼、散射光的再吸收等物理过程,计算结果发现,入射激光的强度越大,增益指数的改变越大,在强非线性阶段能达到约 20% 的变化,修正后的结果能够更好地解释实验. 线性化处理能够用非常低的计算开销得出准定量的预测结果,这在实验设计阶段是非常有用的. 当非线性效应占主要地位时,线性化处理可以给出定性的预测,而精确的定量则需要用动理学模拟来得到.

2. 受激散射线性增益指数的推导

我们考虑等离子体在 x 方向上具有不均匀性,并且大振幅耦合激光束和被激发的低频光波以及等离子体静电波也在该方向上传播. 用矢量 $\mathbf{A}_0(x, t) = A_0(x, t)\hat{\mathbf{e}}_0$ 来代表入射光, $\mathbf{A}_s(x, t) = A_s\hat{\mathbf{e}}_s$ 代表散射光, $n_\alpha(x, t) = n_{0\alpha}(x, t) + \delta n_\alpha(x, t)$ 代表等离子体密度,即等离子体密度由慢变部分 $n_{0\alpha}$ 和静电波扰动部分 δn_α 组成,下标 α 代表粒子种类. 这样,等离子体中的波动方程可以表示为^[10]

$$\left(-c^2 \nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2\right) A_s = -\frac{4\pi e^2}{m_e} A_0 \delta n_e, \quad (1)$$

式中 c 为光速, ω_{pe} 为等离子体频率, m_e 为电子质量.

泊松方程可以表示为

$$\nabla^2 \phi = 4\pi e (\delta n_e - \delta n_i), \quad (2)$$

式中 ϕ 为静电势. 而由电子分布函数 f_α 进行速度空间积分可以得到集体效应的密度扰动 $\delta n_{\alpha c}$, 即

$$\delta n_{\alpha c} = \int d^3 \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t). \quad (3)$$

等离子体中的 Vlasov 方程可表示为

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \nabla \phi \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} - \frac{1}{2} \left(\frac{q_\alpha}{m_\alpha c} \right)^2 \nabla A^2 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] f_\alpha = 0, \quad (4)$$

式中 ∇A^2 为有质动力带来的影响, q_α 和 m_α 分别为粒子的电荷和质量. 通过对波动方程(1)和动理学方程(4)进行傅里叶变换和求解后,可以得到沿光路 l 的强度增益指数^[11], 其计算式如下:

$$G(\omega_s) = \frac{1}{4} \frac{k_p^2 v_0^2}{v_{gs} \omega_s} \times \int_l dx \text{Im} \left(\frac{\chi_e (1 + \chi_i)}{\varepsilon(k_s - k_0, \omega_s - \omega_0)} \right), \quad (5)$$

其中 k_p 为等离子体静电波的波数, k_0 (k_s) 和 ω_0 (ω_s) 分别为入射(散射)光的波数和频率, $v_0 = eE/(m_e \omega_0)$ 为电子在激光场中的振荡速度, v_{gs} 为散射波群速度, ω_s 为散射光频率, χ_α 和 ε 分别为粒子磁化系数和介电系数^[10]. 在有质动力的驱动下,由方程(5)得到 SBS 和 SRS 的增益指数为

$$G_{\text{SBS}} = \frac{1}{8} \frac{v_0^2 n_e \omega_a \omega_0 L}{v_e^2 n_e \nu_a v_{gb}}, \quad (6)$$

$$G_{\text{SRS}} = \frac{1}{8} \frac{k_p^2 v_0^2 \omega_p \omega_0 L}{\omega_0 \omega_s \nu_p v_{gr}}. \quad (7)$$

这里 ν_a 和 ω_a 分别是离子声波的阻尼率和频率, ν_p 和 ω_p 分别是电子等离子波的阻尼率和频率, $v_{gb} = C_s = (K(ZT_e + 3T_i)/m_i)^{1/2}$ 为离子声速, $v_{gr} = 3k_p v_e^2 / \omega_p$ 为电子等离子体波的群速度, $v_e = (KT_e/m_e)^{1/2}$ 为电子热速度, $n_c = \varepsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2 = 1.15 \times 10^{21} / \lambda_\mu^2$ 为等离子体的临界密度, 其中 m_e (m_i) 和 T_e (T_i) 分别是电子(离子)质量和温度, Z 是有效电离度. (6), (7) 式中的 L 为特征尺度. 对于 SBS,

$$L^{-1} = \omega_a^{-2} \frac{d\omega_a^2}{dx},$$

L 是离子声波频率的变化尺度; 对于 SRS,

$$L^{-1} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx},$$

L 是密度梯度的变化尺度. 我们通常可以用方程 I_s

$=\beta\exp(G)$ 来简单估算沿光路的背散射光强度 I_s , 这里的 β 为系统噪声水平, 一般取为 $\beta \approx 10^{-9}$, G 就是我们所计算的强度增益指数. 通过估算得知, 当 $G > 20$ 时, 背散射光的强度 I_s 是入射光强度的 48.5%, 几乎接近入射光强度的一半.

3. 计算结果及分析

3.1. 点火尺度等离子体计算结果与 NIF 点火黑腔计算结果比较

在文献[1]中, 针对美国 NIF 点火黑腔设计, 用 LASNEX 模拟程序计算出了黑腔中的等离子体状态参数以及入射、散射激光的强度变化. 黑腔为中空的金属圆柱状薄腔室, 多束激光从两端圆柱面的入射孔进入腔室. 为了尽量达到辐照均匀性, 入射激光分成若干组后用不同的入射角进入黑腔, 在腔壁上形成若干光束环. 根据入射角度的不同, 对入射激光束分为内束和外束. 内束激光的入射角较小, 能入射到更靠近中心的腔壁上, 所以光程更长, 对其影响更多的是低 Z 的填充气体. 外束激光的入射角较大, 到达腔壁上的位置更靠近入射口, 所以光程相对较短, 黑腔壁的高 Z 物质对它的影响更大. 为了进行线性分析, 我们选取如表 1 所列的等离子体参数以及入射激光参数, 用于考察低 Z 等离子体对内束激光以及高 Z 等离子体对外束激光的影响. 表 1 中 x 为激光的总光程长度, I 为激光功率密度, 单位为 PW/cm^2 , 表中的参数值会随着光程 x 的变化而发生线性改变.

表 1 不同激光束路径的参数条件

	内束激光	外束激光
有效电离度 Z	1	30
光程 x/mm	(0, 1.1)	(0, 0.4)
T_e/keV	(5.1, 3.5)	6
n_e/n_c	(0.10, 0.12)	(0.1, 0.2)
$I/\text{PW} \cdot \text{cm}^{-2}$	(2.0, 1.4)	(0.9, 0.4)

电子等离子体波的阻尼率 ν_p 和离子声波的阻尼率 ν_a 分别为^[11]

$$\nu_p = \nu_{ec} + \nu_{eL} = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_p} \right)^2 \frac{\nu_{ei}}{2} + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_e}{(k_p \lambda_D)^3} \exp \left[-\frac{1}{2(k_p \lambda_D)^2} - \frac{3}{2} \right], \quad (8)$$

$$\nu_a = \nu_{ac} + \nu_{aL} = \frac{\nu_{ie}}{2} + \omega_a \sqrt{\frac{\pi}{8}} \times \left[\left(\frac{Zm_e}{m_i} \right)^{1/2} + \left(\frac{ZT_e}{T_i} \right)^{3/2} \right] \times \exp \left(-\frac{ZT_e}{2T_i} - \frac{3}{2} \right), \quad (9)$$

式中第一项为碰撞阻尼率 ν_{ec} 和 ν_{ac} , 第二项为 Landau 阻尼率 ν_{eL} 和 ν_{aL} , λ_D 为德拜长度. (8) 式和 (9) 式中碰撞频率 ν_{ei} 和 ν_{ie} 的表达式分别为

$$\nu_{ei} = 2.9 \frac{Zn_e \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \times 10^{-6}, \quad (10)$$

$$\nu_{ie} = 4.8 \frac{Z^4 n_i \ln \Lambda}{T_i^{3/2}} \left(\frac{m_p}{m_i} \right)^{1/2} \times 10^{-8}, \quad (11)$$

式中 $\ln \Lambda$ 为库仑对数, m_p 为质子质量. 图 1 所示为电子等离子体波和离子声波的 Landau 阻尼率的变化曲线. 从图 1(a) 可以看到, 对于电子等离子体波, Landau 阻尼率受 $k_e \lambda_D$ 的影响很大, 也就是 Raman 散射光对 $k_e \lambda_D$ 很敏感. 当 $k_e \lambda_D < 0.2$ 时, Landau 阻尼率 ν_{eL} 很小, 因此可以只保留碰撞阻尼. 当 $k_e \lambda_D$ 增大时, Landau 阻尼率 ν_{eL} 也随之增大, 在 $k_e \lambda_D \approx 0.5$ 时 ν_{eL} 达到最大 (约为 $0.16\omega_e$), 但 $k_e \lambda_D > 0.5$ 以后线性 Landau 阻尼公式已不再适用. 从图 1(b) 可以看到, 对于离子声波, Landau 阻尼率 ν_{aL} 受 ZT_e/T_i 的影响很大. 当 $ZT_e/T_i \approx 3$ 时, Landau 阻尼率 ν_{aL} 达到最大 (约为 $0.165\omega_a$). 当 $ZT_e/T_i > 15$ 时, Landau 阻尼率 ν_{aL} 很小, 因而可以只保留碰撞阻尼. 通常情况下 $T_e > T_i$, 所以布里渊散射光在高 Z 等离子体中比较强, 往往在黑腔内壁衬上低 Z 物质 (如硼等) 来对 SRS 进行抑制. 而对于碰撞阻尼, ν_{ec} 和 ν_{ac} 主要还是受电子温度和离子温度的影响, 温度越高则阻尼越小. 此外, 离子声波的碰撞阻尼率 ν_{ac} 受电离度 Z 的影响也较大, 在高 Z 等离子体中离子声波的碰撞阻尼率 ν_{ac} 将对强度增益指数 G 产生明显影响.

对于外束激光, 表 1 的参数条件使得电子等离子体波的 Landau 阻尼远大于碰撞阻尼, 而离子声波的碰撞阻尼远大于 Landau 阻尼, 计算时取 $T_e/T_i = 2$, SRS 和 SBS 的特征长度 L 分别取为 400 和 3500 μm , 则相应的强度增益指数最大值分别为 $G_{\text{SRS}} \approx 21$, $G_{\text{SBS}} \approx 25$. 对于内束激光, 表 1 的参数条件使得两种等离子体波的 Landau 阻尼都远大于碰撞阻尼, 计算时取 $T_e/T_i = 3$, SRS 和 SBS 的特征长度 L 分别取为 100 和 800 μm , 则相应的强度增益指数最大值分别为 $G_{\text{SRS}} \approx 30$, $G_{\text{SBS}} \approx 24$. 这些结果与文献[1]中所

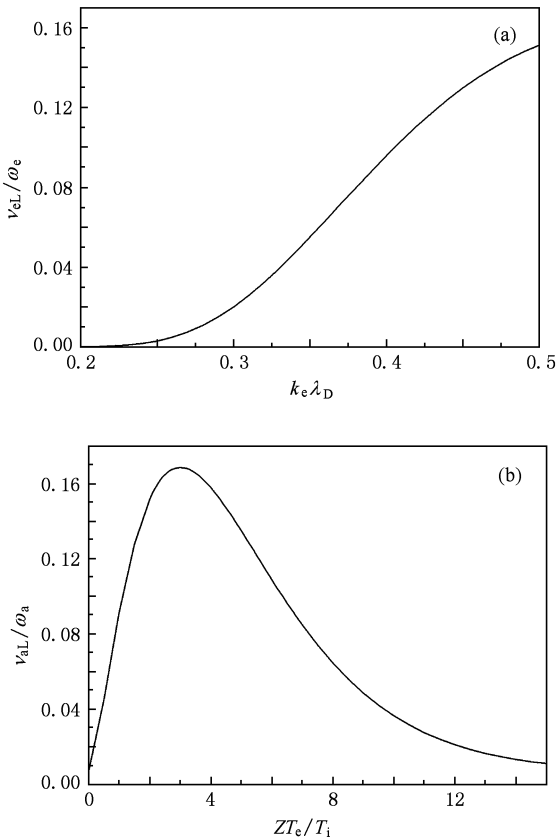
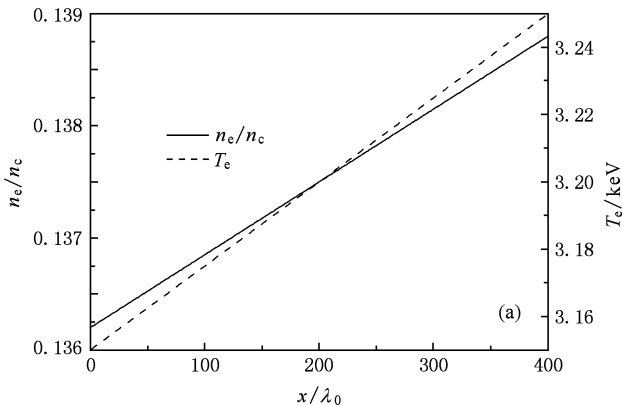


图1 Landau 阻尼率 ν_{eL} 和 ν_{aL} 的变化曲线 (a) 电子等离子体波的 Landau 阻尼率 ν_{eL} 随 $k_e \lambda_D$ 的变化, (b) 离子声波的 Landau 阻尼率 ν_{aL} 随 ZT_e/T_i 的变化

给出的结果较一致.

3.2. 激光强度的影响

为了进一步考察受激散射的增长与各个等离子体参数的关系,我们分别为激光光路上的等离子



体选取图 2(a) 和图 3(a) 的密度和温度参数, 改变输入激光的强度参数, 计算得到 SRS 和 SBS 的反射率如图 2(b) 和图 3(b) 所示. 由此可以看出, 在增加入射激光强度的情况下, SRS 和 SBS 的反射率都会相应升高. 在较低强度的激光入射下, 反射率呈线性上升, 当达到一定强度之后需要考虑进抽运衰竭等效应, 反射率则会达到饱和.

3.3. 不同阻尼成分的影响

当保持其他参数不变的时候, 图 4 所示为不同阻尼成分和电子温度对 SRS 增益指数的影响. 从图 4(a) 可以看出: 当温度不变时, 在低密度区间主要是 Landau 阻尼在起作用, 限制了 SRS 的增长. 而随着等离子体密度的增大, Landau 阻尼迅速减小, 碰撞阻尼缓慢增大并逐渐取代了 Landau 阻尼的作用, 成为限制 SRS 发展的主要因素. 等离子体密度的增大使得 $k_e \lambda_D$ 减小, 当减小到一定程度时激光等离子体相互作用就会由波-粒相互作用转化为波-波相互作用, 这时 Langmuir 波衰变不稳定性^[12,13] 开始显现, 从而限制了 SRS 的增长. 同时, 抽运衰竭也会阻碍 SRS 的无限增长. 所以, 图 4(a) 中曲线 a 表示只考虑 Landau 阻尼时增益指数会无穷增长的情况, 但在实际情况中是不存在的, 这是线性分析理论没有包括进非线性物理过程所带来的局限性.

从图 4(b) 可以看出, 当我们同时考虑 Landau 阻尼与碰撞阻尼时, 温度不但能影响 SRS 发展的最大峰值, 还能改变峰值对应的密度. 温度越高, Landau 阻尼越大, 其所起作用的密度区间也越大, 而碰撞阻尼减小, 综合效果就是峰值对应的密度区间往高密度方向移动, 峰值也随之增大. 从图 4(b)

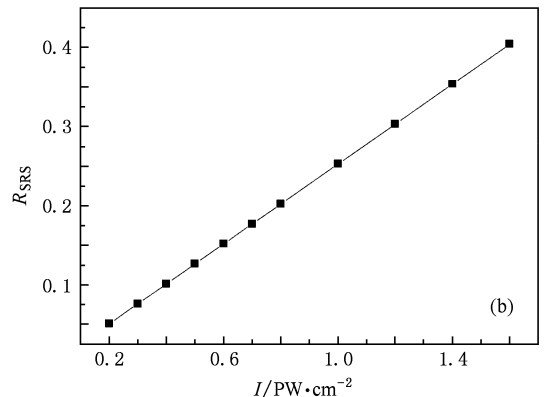


图2 等离子体密度、温度随光程 x 的变化及相应的 SRS 反射率 R_{SRS} 随入射激光强度 I 的变化 (a) 电子密度和电子温度随光程的变化, (b) SRS 反射率随激光强度的变化

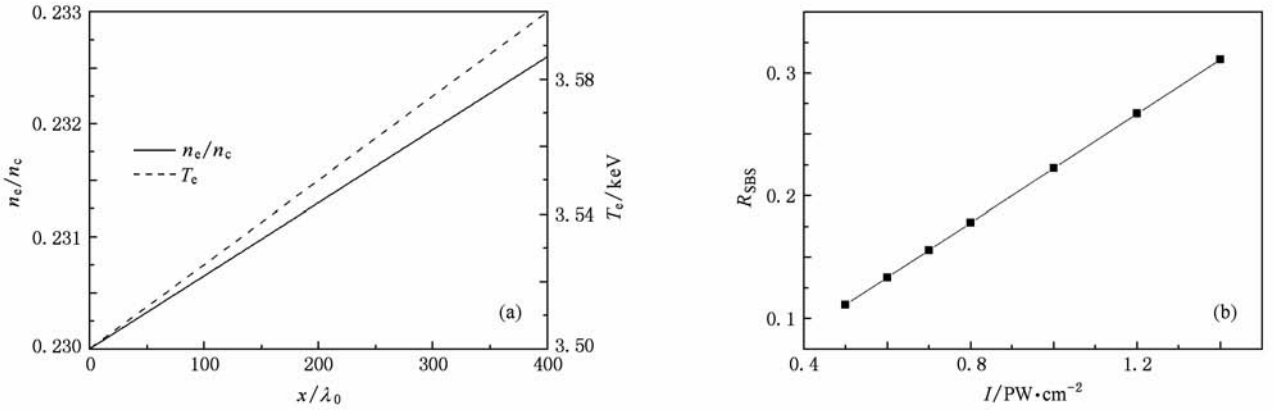


图3 等离子体密度、温度随光程 x 的变化及相应的 SRS 反射率 R_{SBS} 随入射激光强度 I 的变化 (a) 电子密度和电子温度随光程的变化, (b) SRS 反射率随激光强度的变化

还可以明显地看出,在密度小于 $0.25n_c$ 时增益指数曲线就出现了截止,这是碰撞阻尼带来的“缝”现象,与文献[14]的结果相符.

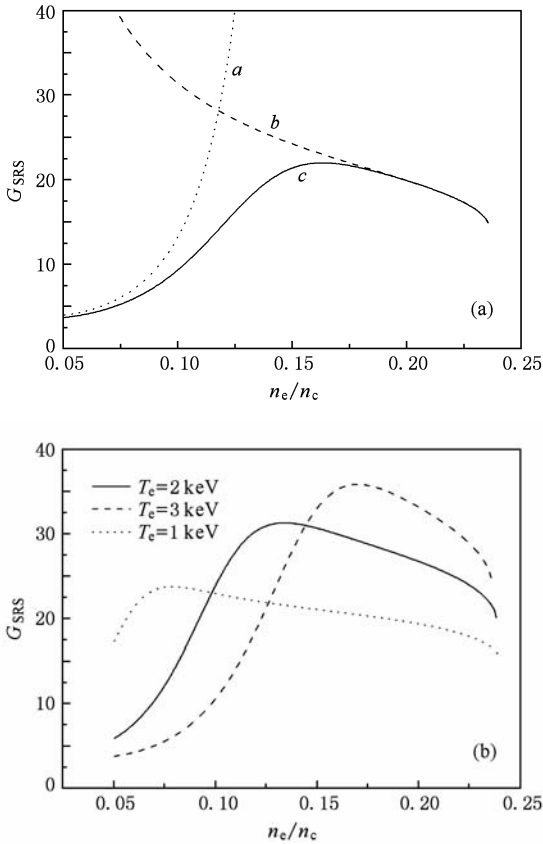


图4 不同密度区间的增益指数曲线 (a) 不同阻尼成分所带来的影响,曲线 a 为只考虑 Landau 阻尼的情况,曲线 b 为只考虑碰撞阻尼的情况,曲线 c 为两种阻尼成分同时考虑的情况; (b) 不同电子温度的影响

考虑一直很少.在线性分析理论中更是没有将碰撞阻尼的影响进行专门分析.通过上述分析,我们能清楚地了解碰撞效应与 Landau 阻尼一起共同对 SRS 和 SRS 演化的作用以及它们各自的作用区间和效果.

3.4. 不同等离子体组分的影响

在大尺度点火黑腔中,等离子体状态参数和入射激光参数变化都很大,但只要辐射流体力学模拟程序给出黑腔的等离子体条件,输入背散射线性分析程序 LIP 中,就可以分析散射光的强度和谱结构,然后与实验观测相验证.由于不同组分等离子体的原子总数 A 和有效离化度 Z 都不一样,如 Au 是重原子就不会完全离化 ($Z < A/2$),而 He 和 H 等轻原子就会充分离化 ($Z \geq A/2$),这就会造成正比于 $[(ZT_e + 3T_i)/A]^{1/2}$ 的离子声速有很大不同.不同光束所历经的等离子体状态参数不一致,如内束激光历经的填充低 Z 低密度等离子体的光程长,其 SRS 和 SRS 散射光谱就会与外束激光的散射光谱有很大区别,产生不同的波长偏移.

下面对波长偏移进行推导.由波数和频率匹配条件可知,入射波数在低密度区有一小的修正,

$$k_0 = k_{vac}(1 - n_e/n_c)^{1/2}, \quad (12)$$

式中 k_{vac} 为真空状态下的光波数.对于 SRS, $k_s \approx -k_0$.尽管绝大多数的入射光子能量都进入了背散射光,但离子声波带走的能量仍然造成散射光的频率偏移

$$\Delta\omega = \omega_a \approx 2k_0 C_s, \quad (13)$$

从而带来散射光的波长偏移

$$\Delta\lambda \approx 2\lambda_{vac}(1 - n_e/n_c)^{1/2} C_s/c, \quad (14)$$

在对 SRS 和 SRS 的研究中,对于碰撞阻尼的考

式中 λ_{vac} 为真空状态下的光波长. 如果等离子体流以马赫数 $Ma = v/C_s$ 流向观测者, 则

$$\Delta\lambda \approx 2\lambda_{\text{vac}}(1 - n_e/n_c)^{1/2}(1 - Ma)C_s/c. \quad (15)$$

这个波长偏移由散射发生时等离子体的离子声速 C_s 和马赫数 Ma 来决定, 因此会带给我们等离子体的密度和温度等信息. 由于 $C_s = ((ZT_e + 3T_i)/m_i)^{1/2}$ 对于 Au 和 H 有着很大的不同, 在 NIF 温度条件下 Au 和 H 等离子体的 C_s 值分别约为 3×10^7 cm/s 和 6

$\times 10^7$ cm/s, 于是在静止等离子体中它们的波长偏移分别约为 0.7 和 1.4 nm.

通过实验中改变探测器的探测角度, 实现对不同光路散射光的探测, 加以比较后就可以用于分析黑腔中等离子体的组分. 图 5 所示为黑腔中等离子体沿不同光路的有效电离度 Z 和离子总原子数 A 的变化, 光路离散点间隔为 0.01 mm, 间断点是分段拟合的结果. 计算得到如图 6 所示的 SRS 演化情况.

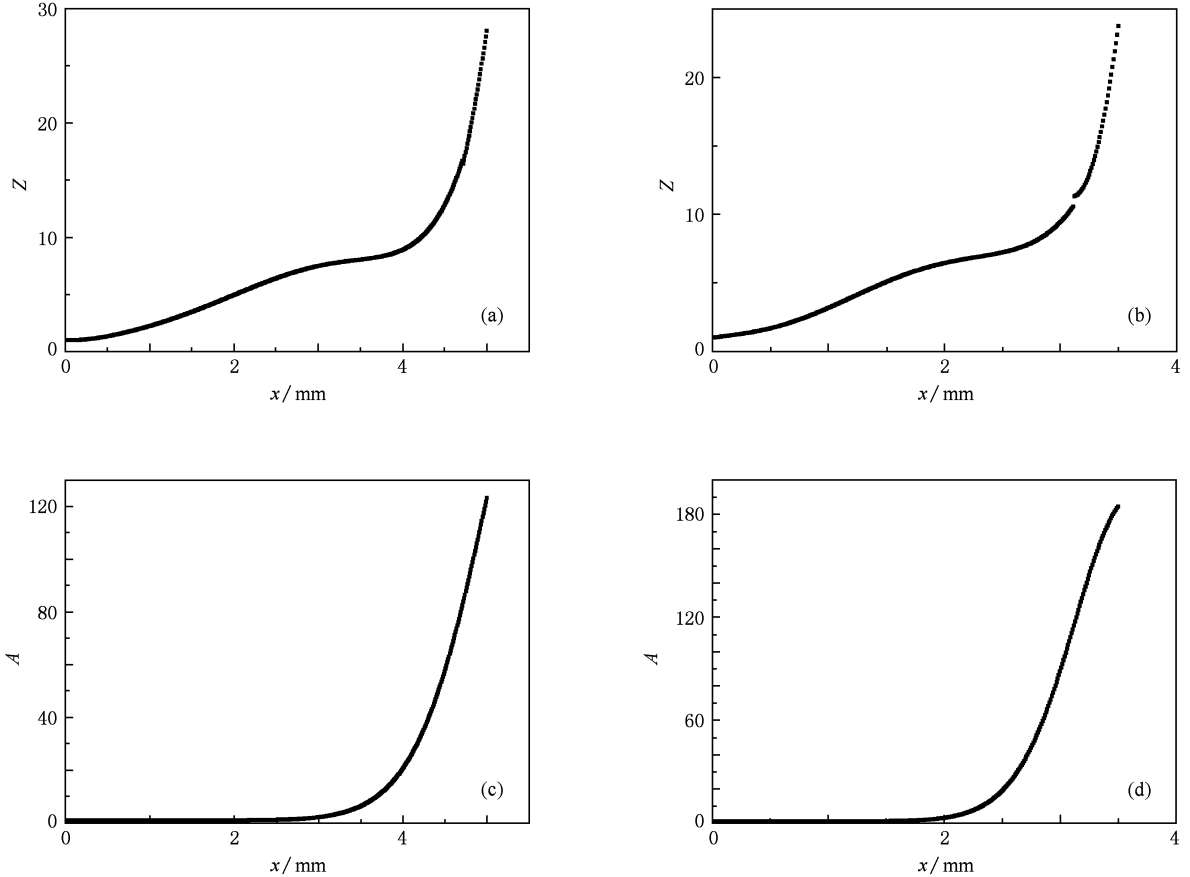


图 5 黑腔中等离子体沿不同光路的有效电离度 Z 和离子总原子数 A 的变化 (a) 内束激光 Z 的变化, (b) 外束激光 Z 的变化, (c) 内束激光 A 的变化, (d) 外束激光 A 的变化

从图 6 可以看出, 不同组分的等离子体使得 SRS 的背向散射呈现不同的增长情况, 其散射光谱随着波长偏移 $\Delta\lambda$ 的变化有很大不同. 图 6(a) 中的内束激光受低 Z 等离子体成分影响较多, 因此散射光谱向 $\Delta\lambda$ 较大的位置聚集; 而图 6(b) 中的外束激光受高 Z 等离子体成分影响较多, 因此散射光谱向 $\Delta\lambda$ 较小的位置聚集. 这就为我们根据散射光谱来分析黑腔中等离子体的组分提供了依据.

SRS 的增长也会随着等离子体密度的变化而有所不同. 如图 7 所示, 从低密度区向中密度区演化时

SRS 的增益指数是增加的, 这与近期得出的实验结果^[7]相符. 随着密度继续增加, SRS 的增长会趋于饱和, 然后在 $n_c/4$ 前截止, 这在实验中也得到了体现. 从图 7(a) 可以看出, 在受低 Z 元素影响较多的内束激光中 SRS 发展较快而且增益指数较大, 与图 7(b) 相比, 到达峰值的密度区间也不尽相同. 这也为我们分析黑腔中等离子体的不同组分提供了依据. 同时我们还研究了不同光路条件下 SRS 背散射光谱情况. 研究表明, 内束激光与外束激光在增益峰值和峰值波长两方面均有所不同, 这同样为我们根据

实验中采集的散射光谱进行等离子体组分分析提

供了依据.

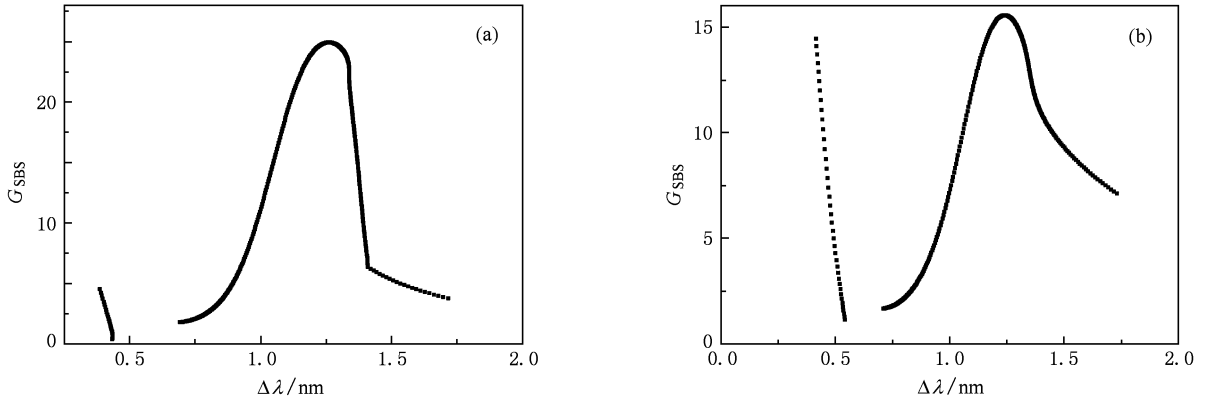


图6 随背散射光波长偏移而变化的 SRS 增益指数 G_{SRS} 在光路上的变化 间断点为分段拟合带来的影响. (a) 内束激光, (b) 外束激光

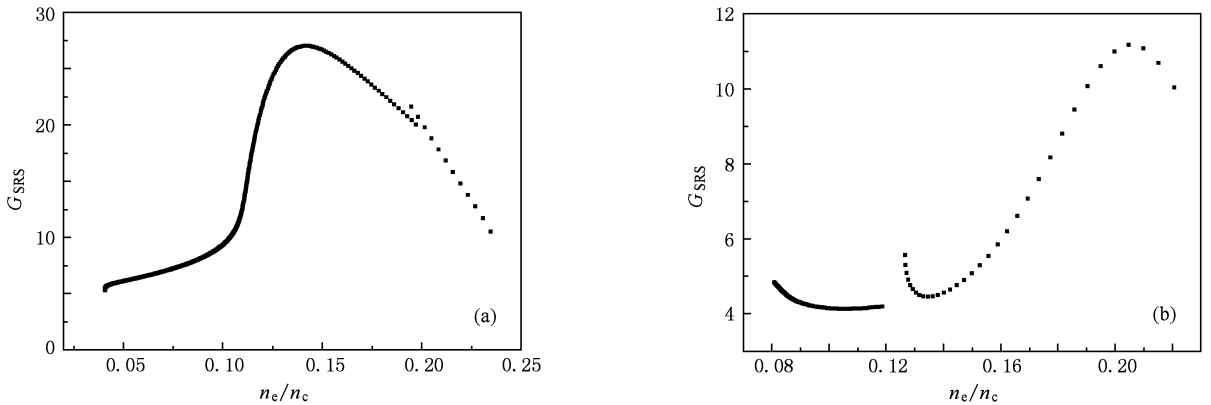


图7 随等离子体密度变化的 SRS 增益指数 G_{SRS} 在光路上的变化 间断点为分段拟合带来的影响. (a) 内束激光, (b) 外束激光

4. 结 论

通过对波动方程的推导, 得到激光受激散射增益指数的线性表达式, 并分别针对 Landau 阻尼和碰撞阻尼进行讨论, 分析了温度、密度和激光强度的影响. 研究发现: 入射激光的增强能加大受激散射程度; 碰撞阻尼能极大抑制高密度区的背散射增

长; 温度的改变会影响 Landau 阻尼和碰撞阻尼, 从而改变受激背散射的增益曲线, 表现出不同的增益区域和增益峰值; 气体组分不同会造成线性阻尼率的变化, 并在 SRS 和 SBS 对波长和密度的散射增益谱中反映出来. 这些发现能够为点火试验的设计提供参考, 帮助我们选择入射激光的强度范围, 选择填充气体的组分以及腔壁材料, 并且通过控制温度来避开增益峰值区域, 从而达到减小散射的目的.

- [1] Lindl J D, 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] Meezan N B, Atherton L J, Callahan D A, Dewald E L, Dixit S, Dzenitis E G, Edwards M J, Haynam C A, Hinkel D E, Jones O S, Landen O, London R A, Michel P A, Moody J D,

Milovich J L, Schneider M B, Thomas C A, Town R P J, Warrick A L, Weber S V, Widmann K, Glenzer S H, Suter L J, MacGowan B J, Kline J L, Kyrala G A, Nikroo A 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056304

- [3] Michel P, Divol L, Williams E A, Weber S, Thomas C A, Callahan D A, Haan S W, Salmonson J D, Dixit S, Hinkel D

- E, Edwards M J, MacGowan B J, Lindl J D, Glenzer S H, Suter L J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 025004
- [4] Liu Z J, Zheng C Y, Cao L H, Li B, Zhu S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 304 (in Chinese) [刘占军、郑春阳、曹莉华、李斌、朱少平 2006 物理学报 **55** 304]
- [5] Wu J, Wu J, Cesar L H 2007 *Chin. Phys.* **16** 558
- [6] Liu Z J, Zhu S P, Cao L H, Zheng C Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7084 (in Chinese) [刘占军、朱少平、曹莉华、郑春阳 2007 物理学报 **56** 7084]
- [7] Froula D H, Divol L, London R A, Berger R L, Döppner T, Meezan N B, Ross J S, Suter L J, Sorce C, Glenzer S H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 045006
- [8] Neumayer P, Berger R L, Callahan D, Divol L, Froula D H, London R A, MacGowan B J, Meezan N B, Michel P A, Ross J S, Sorce C, Widmann K, Suter L J, Glenzer S H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 056307
- [9] Strozzi D J, Williams E A, Hinkel D E, Froula D H, London R A, Callahan D A 2008 *Phys. Plasmas* **15** 102703
- [10] Berger R L, Williams E A, Simon A 1989 *Phys. Fluids B* **1** 414
- [11] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interaction* (New York: Addison-Wesley) p96
- [12] Li B W, Zheng C Y, Song M, Liu Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5325 (in Chinese) [李百文、郑春阳、宋敏、刘占军 2006 物理学报 **55** 5325]
- [13] Zhang L, Dong Q L, Zhao J, Wang S J, Sheng Z M, He M Q, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1833 (in Chinese) [张蕾、董全力、赵静、王首钧、盛政明、何民卿、张杰 2009 物理学报 **58** 1833]
- [14] Peng Z L, Zhu S P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2500 (in Chinese) [彭忠林、朱少平 2003 物理学报 **52** 2500]

Study of stimulated scattering in laser-plasma-interaction by linear theory*

Xiang Jiang^{1)†} Zheng Chun-Yang¹⁾²⁾ Liu Zhan-Jun¹⁾²⁾

1) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

2) (Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 5 November 2009; revised manuscript received 21 May 2010)

Abstract

The linear theory and the post process program LIP are developed to describe the stimulated scattering in laser-plasma-interaction. The two damping rates, especially the collision damping rate, are included in the program LIP. The effects of the laser intensity and electron temperature are investigated in an ignition scale plasma. The importance of the collision damping is revealed, and it is found that the growth rate of the stimulated scattering is effectively reduced by the collision damping when the plasma density is close to one-quarter of critical density. Whereas, the electron temperature is responsible for the increase of the growth rate on the specific density scale. The results may provide the reference for the ignition design in reducing the reflectivity.

Keywords: laser stimulated scattering, stability linear analysis, damping, growth exponent

PACC: 5235P, 5240D, 5220

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10975023, 10935003) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB814802).

† E-mail: xiang_jiang@iapcm.ac.cn