

激光等离子体相互作用的受激拉曼散射饱和效应*

张 蕾 董全力† 赵 静 王首钧 盛政明 何民卿 张 杰‡

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室,北京 100190)

(2008 年 4 月 16 日收到,2008 年 8 月 6 日收到修改稿)

在激光等离子体相互作用过程中,受激拉曼散射(SRS)会通过 Langmuir 波衰减不稳定性(LDI)和电子俘获两种机理饱和.文章给出均匀一维等离子体和低强度非相对论激光作用中,LDI 和电子俘获两种机理下的 SRS 饱和时间的解析表达式.SRS 饱和时间与入射激光强度,电子密度,电子温度,初始电子密度微扰等参数有关.解析理论计算得到了与模拟和实验相符的结果.

关键词:受激拉曼散射,饱和,Langmuir 波衰变不稳定性(LDI),电子俘获

PACC:5235,5235P,5250J

1. 引 言

激光与等离子体惯性约束核聚变^[1]研究中,对不稳定性的研究占了很大一部分,比如受激拉曼散射^[1,2](SRS),双等离子体衰变^[3],相对论调制和成丝不稳定性^[4]等.

在低强度激光等离子体实验中,SRS 很容易发生,即抽运光波(ω_0, k_0)与等离子体中的 Langmuir 波(ω_p, k_p)耦合且放大该模式,而其自身则被散射成($\omega_0 \pm \omega_p, k_0 \pm k_p$)的光波^[5].SRS 对惯性约束核聚变有重要影响^[1],等离子体波受到阻尼时所产生的超热电子能够预热靶丸^[1],影响靶丸的对称压缩.因而对 SRS 的研究非常重要.

SRS 中的等离子体波的振幅随着时间不断增长,直到饱和.许多过程都与 SRS 饱和紧密相关^[6],包括 Langmuir 衰减不稳定性(LDI)^[7-9],等离子体电子俘获和波破^[10],与来自其他不稳定性过程的竞争^[11]以及抽运损耗等.本文主要讨论前两种饱和机理.模拟^[8,9,12]和实验^[6]均表明,LDI 与 SRS 饱和和特性密切相关.电子俘获等动力学效应也能使 SRS 达到饱和^[10].

本文通过理论推导得出 LDI 和等离子体电子俘获两种饱和机理下的 SRS 饱和时间的解析表达式,

得到了与数值模拟和实验相符的结果.

2. 基本方程和 SRS 饱和时间

LDI,即 SRS 耦合激发的 Langmuir 波衰变成另一个二代 Langmuir 波和离子声波.由于静电波的各种阻尼机理导致 SRS 散射光振幅和等离子体电场振幅达到饱和.参与不稳定性作用的波共有 5 个,分别为抽运光波 ω_0 ,SRS 激发的后向拉曼散射光波 ω_R ,SRS 激发的朗缪尔波 ω_L ,LDI 衰变后的二代 Langmuir 波 $\omega_L^{(1)}$ 和衰变后的离子声波 $\omega_A^{(1)}$.对于时间尺度为几个皮秒的短脉冲激光,可以不考虑 SRS 和 SBS 的耦合^[8],SRS 通过 LDI 机理达到饱和时的等离子体波的振幅饱和值^[8]

$$E_L^{\text{sat}} = \left(\frac{128}{3} \frac{\gamma_A^{(1)} \pi n_0 T_e}{\omega_A^{(1)} \omega_p} \frac{\gamma_0^2 L}{c} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

后向拉曼散射(SRBS)的时间增长率^[5]为 $\gamma_0 = \frac{1}{4} v_0 k_L \sqrt{\omega_p^2 / \omega_L (\omega_0 - \omega_L)}$,抽运激光频率为 ω_0 ,电子等离子体频率为 $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$,等离子体波频率和波数为 $\omega_L = (\omega_p^2 + 3k_L^2 v_e^2)^{1/2}$, $k_L = k_0 + \omega_0 / c(1 - 2\omega_p / \omega_0)^{1/2}$,电子热速度为 $v_e = \sqrt{k_B T_e / m_e}$,电子在抽运电场中的振动速度为 $v_0 = eE_0 / m_e \omega_0 = 25.6 \sqrt{I_0} \lambda_0 \cdot \gamma_A^{(1)}$ 为 LDI 衰变后的离子声波的朗道

* 国家自然科学基金(批准号:60678007,10774184,60621063)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2007CB815101)资助的课题.

† E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn

‡ E-mail: jzhangl@sju.edu.cn

阻尼,离子声波的波数和频率分别为 $k_{\Lambda}^{(1)} = 2k_L$ 和 $\omega_{\Lambda}^{(1)} = k_{\Lambda}^{(1)} c_s$, 其中 $c_s = [(ZT_e + 3T_i)/m_i]^{1/2}$ 为离子声速. 真空光速为 c , T_e 为电子温度, L 为等离子体长度. 假设圆偏振激光沿着一维等离子体的 x 方向传播, 有质动力产生的电子密度微扰的时空演化为

$$\begin{aligned} \frac{\delta n}{n_0} &= \eta e^{(k_L x - \omega_L t)} + \text{c. c.} \\ &= \eta e^{(k_L x - \omega_p t)} e^{\gamma_0 t} + \text{c. c.}, \end{aligned} \quad (2)$$

η 为初始时刻的电子密度微扰, δn 为电子密度微扰, n_0 为周围电子密度. 一维等离子体中的泊松方程为

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e n_0 \frac{\delta n}{n_0}. \quad (3)$$

将(2)式代入(3)式并对 x 积分, 得出等离子体中的电场随时间演化为

$$\begin{aligned} E &= \frac{4\pi e n_0}{i k_L} [\eta e^{(k_L x - \omega_{pe} t)} e^{\gamma_0 t} + \text{c. c.}] \\ &= \frac{8\pi e n_0 \eta}{k_L} e^{\gamma_0 t} \sin(k_L x - \omega_{pe} t), \end{aligned} \quad (4)$$

SRS 激发的等离子体波电场振幅为

$$E = \frac{8\pi e n_0 \eta}{k_L} e^{\gamma_0 t}. \quad (5)$$

Langmuir 波振幅由于不稳定性增长直至等于(1)式的饱和值, 此时散射光波和 Langmuir 波振幅停止增长, 达到饱和状态. 饱和时, 将(1)式的电场饱和振幅 E_L^{sat} 代入(5)式, 得出 LDI 机理导致的 SRS 饱和时间为

$$t_{\text{sat}} = \frac{1}{2\gamma_0} \ln \left(\frac{2T_e k_L^2}{3\pi e^2 \eta^2 n_0} \frac{\gamma_{\Lambda}^{(1)}}{\omega_p \omega_{\Lambda}^{(1)}} \frac{\gamma_0^2 L}{c} \right), \quad (6)$$

η 为初始电子密度微扰, n_0 为周围电子密度, T_e 为电子温度, L 为等离子体长度, 等离子体波数为 k_L , SRS 时间增长率为 γ_0 . 离子声波的朗道阻尼系数为^[9]

$$\begin{aligned} \gamma_{\Lambda}^{(1)} &= \sqrt{\pi/8} \omega_{\Lambda}^{(1)} \left[\sqrt{Z m_e / m_i} + (Z T_e / T_i)^{3/2} \right. \\ &\quad \left. \times \exp(-3/2 - Z T_e / 2 T_i) \right], \end{aligned}$$

其中 $\omega_{\Lambda}^{(1)}$ 为离子声波频率, Z 为有效电荷数, T_e 和 T_i 为电子和离子温度, m_e 和 m_i 为电子和离子质量. 由(6)式看出, SRS 饱和时间与增长率, 电子密度, 电子温度, 初始电子密度微扰, 离子声波朗道阻尼, 等离子体长度等参数有关. 饱和时间随着增长率 γ_0 增大而单调减小, 而对同一波长的抽运波来说, γ_0 随着激光强度 I_0 增大而增大, 也就是说抽运激光越强, SRS 散射光波和等离子体波的激发越强烈,

饱和时间越短. 饱和时间还与电子温度有关, 高电子温度下的增长率减小, 而且 T_e 越大(1)式中的电场饱和值越大, 故饱和时间随着电子温度单调递增. 另外, 初始密度微扰越小, 等离子体长度越长, 离子声波阻尼系数越大, 饱和时间也越长.

另一种导致 SRS 饱和的重要机理为等离子体波对电子的俘获效应. 电子俘获导致等离子体非线性频率改变和波面弯曲, 使得波的横向限度变窄, 俘获电子的横向损耗和朗道阻尼增大, SRS 的增长和波能量的损耗相互竞争, 最终使得 SRS 饱和^[13]. 有实验表明^[10], 电子俘获和波破可导致受激拉曼散射(SRS)演化为受激康普顿散射(SCS), 使得 SRS 达到饱和. 冷等离子体的波破电场^[14]为

$$E_{\text{max}} = \frac{m \omega_p v_{\text{ph}}}{e}, \quad (7)$$

等离子体频率为 ω_p , e 为电子电荷, m 为电子质量, v_{ph} 为相速度. 当电场振幅增长到 E_{max} 时产生波破, 等离子体波俘获加速电子, 波通过和电子的相互作用将能量传递给高能电子, 这些电子能够逃逸出等离子体波的势场, 最终使得 SRS 达到饱和.

$$\frac{8\pi e n_0 \eta}{k_L} e^{\gamma_0 t} = \frac{m \omega_p v_{\text{ph}}}{e}, \quad (8)$$

稀薄等离子体中 Langmuir 波的相速度为 $v_{\text{ph}} \approx c$, SRS 增长率为 γ_0 , 初始电子密度微扰为 η . 稀薄冷等离子体电子俘获导致的 SRS 饱和时间为

$$t_{\text{sat}} = \frac{1}{\gamma_0} \ln \left(\frac{c k_L}{2 \omega_p \eta} \right). \quad (9)$$

3. 理论计算和实验以及数值模拟的饱和时间比较

我们总结归纳了关于 LDI 机理导致 SRS 饱和效应的文献[8, 9, 12]中不同激光等离子体条件下的 SRS 饱和时间的模拟值, 并且与解析式(6)式的理论结果进行了比较. 由图 1 看出, 相同的电子密度和电子温度时, SRS 饱和时间随着入射激光强度增大而减小. 根据(6)式画出的理论曲线与模拟值^[8, 9, 12]相符. 对比 $n_e/n_c = 0.1$, $T_e = 1 \text{ keV}$ 和 $n_e/n_c = 0.2$, $T_e = 1 \text{ keV}$ 两条曲线看出, 在相同的激光强度和电子温度下, 电子密度越高, SRS 饱和时间越短. 饱和时间随着激光强度增大而减小, 这是因为激光强度 I_0 越大, SRS 的时间增长率 γ_0 越大, 激发的 Langmuir 波越强烈, 波的振幅越快达到 LDI 衰变的阈值, SRS 激

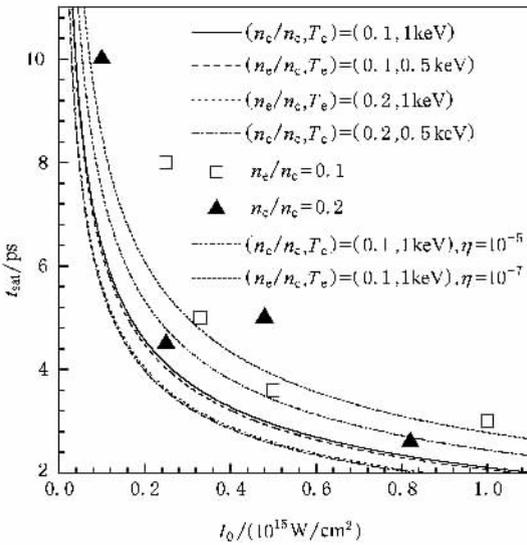


图1 LDI导致SRS饱和机理下,电子密度分别为 $n_e/n_c = 0.1$ 和 $n_e/n_c = 0.2$ 时的SRS饱和时间 t_{sat} 与入射激光强度 I_0 的关系图(入射激光波长 $\lambda_0 = 0.531 \mu\text{m}$,电子温度为 $T_e = 1 \text{ keV}$ 和 $T_e = 0.5 \text{ keV}$,等离子体长度为 $L = 50 \mu\text{m}$,有效电荷为 $Z = 5$, $ZT_e/T_i = 10$,初始密度微扰为 $\eta = 10^{-3}$,各条曲线为由(6)式计算的理论值,点为模拟值^[8,9,12],图中还给出了 $n_e/n_c = 0.1$, $T_e = 1 \text{ keV}$,初始密度微扰为 $\eta = 10^{-5}$ 和 $\eta = 10^{-7}$ 的理论曲线)

发的Langmuir波衰变成另一个Langmuir波和离子声波,从而使得SRS过程饱和,故饱和时间越短.另外,饱和时间与激光波长基本无关.从图1中还可看出,电子温度对饱和时间的影响很小.当其他参数相同时, $T_e = 1 \text{ keV}$ 和 $T_e = 0.5 \text{ keV}$ 情形下的曲线几乎重合,前者略高于后者,这说明同样激光强度和电子密度下,电子温度越高,饱和时间越长.这是因为高电子温度下的不稳定增长率减小,而且 T_e 越大(1)式中的电场饱和值越大,故饱和时间随着电子温度单调递增.而 $n_e/n_c = 0.1$, $T_e = 1 \text{ keV}$, $\eta = 10^{-5}$ 和 $\eta = 10^{-7}$ 的理论曲线高于 $\eta = 10^{-3}$ 时的曲线,这说明同样参数下,初始密度微扰越小,LDI导致的SRS饱和时间越长.这些结果都与(6)式的理论预期相符.

我们总结归纳了关于电子俘获导致SRS饱和的文献^[13,15—18]中不同激光等离子体条件下的SRS饱和时间的模拟结果,并且与(9)式的解析结果进行了比较.由图2看出,相同的电子密度和电子温度时,SRS饱和时间随着入射激光强度增大而减小.理论曲线与模拟值符合得很好.对比 $n_e/n_c = 0.036$, $T_e = 700 \text{ eV}$ 和 $n_e/n_c = 0.1$, $T_e = 700 \text{ eV}$ 两条曲线,看出相同激光强度和电子温度下,电子密度越高,SRS

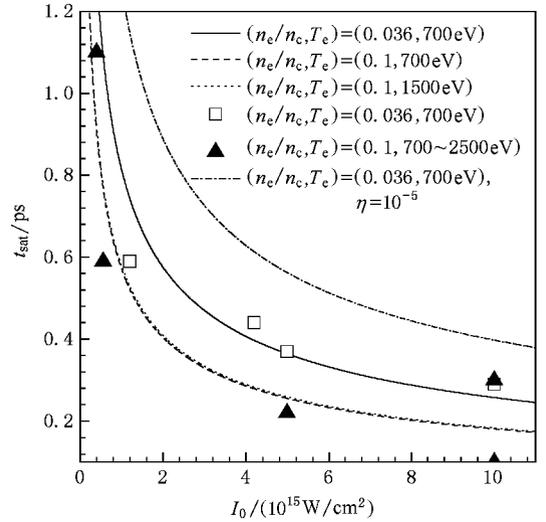


图2 电子俘获导致SRS饱和机理下,入射激光波长和等离子体电子密度为 $\lambda_0 = 0.527 \mu\text{m}$, $n_e/n_c = 0.036$ 和 $\lambda_0 = 0.351 \mu\text{m}$, $n_e/n_c = 0.1$ 两种条件下,初始密度微扰为 $\eta = 10^{-3}$ 时,SRS饱和时间 t_{sat} 与入射激光强度 I_0 的关系图(各条曲线为由(9)式计算的理论值,点为模拟值^[13,15—18],图中还给出了 $n_e/n_c = 0.036$, $T_e = 700 \text{ eV}$,初始密度微扰为 $\eta = 10^{-5}$ 时的理论曲线)

饱和时间越短.饱和时间随着激光强度增大而减小,这是因为激光强度 I_0 越大,SRS的时间增长率 γ_0 越大,激发的Langmuir波增长越强烈,当波振幅达到波破振幅时,大量电子被俘获加速,SRS达到饱和的时间越短.另外,饱和时间与激光波长无关,且受电子温度的影响很小.其他参数相同时, $n_e/n_c = 0.1$, $T_e = 700 \text{ eV}$ 和 $n_e/n_c = 0.1$, $T_e = 1500 \text{ eV}$ 情形下的曲线几乎重合,后者略高于前者,这说明同样强度和密度下,电子温度越高,饱和时间越长.另外, $\eta = 10^{-5}$ 时的理论曲线明显高于 $\eta = 10^{-3}$ 时的曲线,说明初始电子密度微扰对电子俘获机理下的SRS饱和时间影响较大,其他参数相同时,初始密度微扰越小,SRS饱和时间越长.这些结果都与(9)式的理论预期相符.

4. 结果讨论以及两种饱和机理的比较

在我们的LDI和电子俘获两种机理下SRS饱和时间的计算中,初始电子密度微扰是由电子随机热运动引起的密度涨落而造成.LDI情形下,初始密度微扰为 10^{-3} 时的理论曲线与模拟值^[8,9,12]较为符合,密度微扰取更低值 $\eta = 10^{-5}$ 和 $\eta = 10^{-7}$ 时的理论曲线和模拟值符合得更好,如图1所示.电子俘获情形

下,初始密度微扰为 10^{-3} 时的理论曲线与模拟值符合得很好,如图 2 所示.实验中的不稳定性过程并不是理想的后向拉曼散射,还存在前向散射光以及 anti-stokes 散射光,且和其他不稳定性如 SBS 的混合也会影响 SRS 过程^[9].理论计算中,由于 SBS 的增长相比 SRS 较小,我们并没有考虑 SBS,而实际上 SRS 产生的离子密度扰动会和 SBS 作用使得后者随时间增长,和 SBS 的竞争将会抑制 SRS 过程,使得 SRS 增长率减小.这些因素都会抑制 SRS 增长,导致饱和时间的理论值与模拟值存在一定误差.另外,实际中会产生多级 LDI 过程而计算中只考虑初级 LDI 过程.电子俘获时刻不严格等于波破时刻,电子可能在小于波破振幅时就被俘获.考虑到这些误差因素,我们可认为理论值和模拟值符合得很好(图 1 和图 2).

当 SRS 激发的 Langmuir 波将能量沉积到其他波(波-波耦合)或电子(波-粒子耦合)时,SRS 将达到饱和^[19].当相速度远大于电子热速度 $v_{ph}/v_e \gg 1$,即 $k\lambda_D \approx (v_{ph}/v_e)^{-1}$ 很小时,与相速度相当的分布函数中的电子数目很少,电子俘获效应很弱,LDI 对于 SRS 的非线性演化和饱和起主要作用.当 $v_{ph}/v_e \approx 1$,即 $k\lambda_D$ 很大时,Langmuir 波与速度分布函数中的大多数电子作用,电子俘获导致的非线性频率改变等动力学效应导致 Langmuir 波与 SRS 拍频有质动力产生相位差,使得 SRS 失谐并达到饱和. $k\lambda_D$ 在 SRS 饱和效应中为关键参数,不同 $k\lambda_D$ 值表现出不同的饱和机理.概括起来, $k\lambda_D$ 较小时,LDI 等流体效应是 SRS 的饱和机理,而 $k\lambda_D$ 较大时,电子俘获等动力学效应起主导作用.流体效应和动力学效应的转变临界条件^[19]为 $k\lambda_D \sim 0.29$.低于 $k\lambda_D \sim 0.29$ 时流体非

线性效应起主导作用,当 $k\lambda_D \geq 0.29$ 时,不再能探测到 LDI,电子俘获导致的非线性动力学效应对 SRS 饱和起主导作用.

5. 结 论

本文研究了低强度非相对论激光与一维等离子体相互作用中的受激拉曼散射(SRS)的非线性饱和效应.分别得出了 Langmuir 波衰变不稳定性(LDI)和电子俘获两种机理下 SRS 饱和时间的解析表达式,理论计算的结果与模拟和实验相符合.

对 LDI 和电子俘获这两种导致 SRS 饱和的机理,饱和时间都随着入射激光强度增大而减小,抽运激光越强,散射光波和等离子体波的振幅增长越快,达到饱和和所需的时间越短.对 LDI 机理,饱和时间与入射激光强度,电子密度,电子温度,初始电子密度微扰,离子声波朗道阻尼,等离子体长度有关.而对电子俘获机理,饱和时间与入射激光强度,电子密度,电子温度,初始电子密度微扰有关.两种机理下,当激光强度和电子温度相同时,SRS 饱和时间均随着电子密度的增大而减小.而在相同激光强度和电子密度下,电子温度越高,饱和时间均越长.另外,两种机理下的 SRS 饱和时间均随着初始电子密度微扰的减小而增大.

$k\lambda_D$ 较小时,LDI 等流体效应是 SRS 的饱和机理,而 $k\lambda_D$ 较大时,电子俘获等动力学效应起主导作用.一般说来,在电子密度较大且电子温度很低的等离子体中,SRS 主要由于 LDI 机理饱和,而在电子密度很小且电子温度较高的情形下,电子俘获起主要作用.

- [1] Forslund D W, Kindel J M, Lindman E L 1975 *Phys. Fluids* **18** 1002
- [2] Sakharov A S, Kirsanov V I 1994 *Phys. Rev. E* **49** 3274
- [3] Drake J F, Kaw P K, Lee Y C *et al* 1973 *Phys. Fluids* **17** 778
- [4] Max C E, Aron J, Langdon A B 1974 *Phys. Rev. Lett.* **33** 209
- [5] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interaction* (New York :Addison-Wesley) p73—78
- [6] Villeneuve D M, Baker K, Drake R P *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 368
- [7] Drake R P, Batha S H 1991 *Phys. Fluids* **B 3** 2936
- [8] Kolber T, Rozmus W, Tikhonchuk V T 1993 *Phys. Fluids* **B 5** 138
- [9] Kolber T, Rozmus W, Tikhonchuk V T 1995 *Phys. Plasmas* **2** 256

- [10] Everett M J, Lal A, Gordon D *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1355
- [11] Rose H A, Dubois D F, Bezzerides B 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2547
- [12] Bonnaud G, Pesme D 1990 *Phys. Fluids* **B 2** 1618
- [13] Yin L, Albright B J, Bowers K J *et al* 2008 *Phys. Plasmas* **15** 013109
- [14] Dawson J M 1959 *Phys. Rev. Lett.* **113** 383
- [15] Yin L, Daughton W, Albright B J *et al* 2006 *Phys. Rev. E* **73** 025401
- [16] Brunner S, Valeo E J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 145003
- [17] Yin L, Daughton W, Albright B J *et al* 2006 *Phys. Plasmas* **13**

072701

[19] Kline J L , Montgomery D S , Bezzerides B *et al.* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 175003[18] Vu H X , DuBois D F , Bezzerides B 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1745

Saturation of stimulated Raman scattering in laser-plasma interaction ^{*}

Zhang Lei Dong Quan-Li[†] Zhao Jing Wang Shou-Jun Sheng Zheng-Ming He Min-Qing Zhang Jie[‡](*Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100190 , China*)

(Received 16 April 2008 ; revised manuscript received 6 August 2008)

Abstract

The saturation of stimulated Raman scattering (SRS) through Langmuir decay instability (LDI) and electron trapping in laser-plasma interaction process is studied. Analytical expressions for the saturation time of SRS are obtained for both the LDI and electron trapping schemes in 1-D homogeneous plasma irradiated by unrelativistic laser beams. The simple analytical model agrees well with numerical simulation and experiment in respect of the dependence of the saturation time of SRS on the parameters of lasers and plasmas.

Keywords : stimulated Raman scattering , saturation , Langmuir wave decay instability (LDI) , electron trapping

PACC : 5235 , 5235P , 5250J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60678007 , 10774184 , 60621063) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB815101).

[†] E-mail : qldong@aphy.iphy.ac.cn

[‡] E-mail : jzhangl@sjtu.edu.cn