

由自聚焦细丝引起的共振吸收

谭 维 翰 余 文 炎

林 尊 琪 毕 无 忌 邓 锡 铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1985 年 5 月 27 日收到

提 要

本文在二次谐波时间分辨谱、慢离子发射波形实验及最近 $3\omega_0/2$ 谐波细丝实验基础上, 提出自聚焦细丝产生共振吸收的理论, 能较好地解释已经得到的实验结果的各个方面。

一、引 言

在激光等离子体中, 共振吸收的理论实验验证, 一直是很有兴趣的课题^[1-4]。虽然过去的实验与理论符合并不算很好, 特别是入射角很大时偏差显著, 但并未引起重视。我们进行了二次谐波时间分辨谱与时间积分谱测量^[5], 又用 Faraday 筒收集了靶面发射的离子波形^[6], 直至最近用条纹相机狭缝对准靶面发射的 $3\omega_0/2$ 谐波细丝, 对其光强的空间分布进行时间扫描, 才逐步意识到关于共振吸收的产生机制有重新认识的必要。首先是过去的共振吸收理论是建立在偏振在入射平面内 (P 偏振) 的斜入射平面波, 入射到有一线性密度梯度的等离子体, 在临界面处形成一局部强场, 便导致很强的共振吸收, 场能线性转换为等离子体的 Langmuir 波振动能。理论指出当入射角 $\theta=0$, 或偏振垂直于入射平面 (S 偏振), 共振吸收为零。但从实验^[5-6]中我们发现, 即使是 S 偏振, 也有共振吸收; 即使是入射角 $\theta=0$, 也有共振吸收, 否则实验现象不易解释。最近做的 $3\omega_0/2$ 谐波时间、空间分辨谱又表明 $3\omega_0/2$ 谐波的发生几乎都是呈细丝状而不是大片大片地发生的。这就使我们联想到谐波, 慢离子发射波形, 细丝自聚与共振吸收之间可能存在联系, 即自聚焦细丝也能产生共振吸收, 而不要求 P 偏振或斜入射 ($\theta \neq 0$)。这样二次谐波宽的与窄的时间分辨谱以及慢离子发射波形双峰结构均能得以解释。这就是本文所要讨论的问题。很明显, 这也给出激光加热机制的一个区分, 即 P 加热与 S 加热, 前者即共振吸收加热; 后者为除共振吸收外包括经典吸收反常吸收在内的加热。

二、高斯光束的共振吸收

上面已提到斜入射 P 偏振的平面波, 会在临界面产生强的共振吸收。但对高斯光束来说, 将是另一种情形。即使是垂直入射 (入射光方向与靶面法线方向重合, 不再区分 P 偏振与 S 偏振), 若光斑半径足够细, 也会有强的共振吸收。参照文献 [3, 7], 非均匀等离

子体的共振吸收可用下面方程来描述:

$$\begin{aligned} E_y &= \frac{-ic}{\omega \tilde{\epsilon}} \frac{\partial H_x}{\partial z}, \quad E_z = \frac{ic}{\omega \tilde{\epsilon}} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad \tilde{\epsilon} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} e^{-\beta(E)^2}, \\ \beta &= \frac{e^2}{2m\omega^2(kT_e + kT_i)}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n_e(z)e^2}{m_e}, \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{\tilde{\epsilon}} \frac{d\tilde{\epsilon}}{dz} \frac{d}{dz} + \frac{\omega^2 \tilde{\epsilon}}{c^2} \right) H_x &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

对于高斯光束, $E = E_0 e^{-r^2/2a^2}$,

$$\tilde{\epsilon} \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} e^{-\beta E_0^2} \left(1 + \beta E_0^2 \frac{r^2}{a^2} \right) = \epsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \beta E_0^2 e^{-\beta E_0^2} \frac{r^2}{a^2}.$$

方程(1)可近似写为

$$\begin{aligned} E_y &\simeq \frac{-ic}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_x}{\partial z}, \quad E_z \simeq \frac{ic}{\omega \epsilon} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad \epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2 e^{-\beta E_0^2}}{\omega^2}, \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \frac{d}{dz} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \frac{\omega_p^2}{c^2} \beta E_0^2 e^{-\beta E_0^2} \frac{r^2}{a^2} \right) H_x &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

(2)式的解可表示为

$$\begin{aligned} H_x &= Z(z) e^{-r^2/2a^2}, \\ E_x &= \frac{ic}{\omega \epsilon} \left(-\frac{y}{a} \right) e^{-\frac{r^2+y^2}{2a^2}} \left(\frac{1}{a} Z(z) \right). \end{aligned} \quad (3)$$

$|E_x|$ 的极大值发生在 $y = a$ 且 $\left| \frac{1}{a} Z(z) \right|$ 取极大的地方. 由(1), (3)式便有

$$\nabla^2 H_x = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{r^2}{a^4} - \frac{2}{a^2} \right) H_x. \quad (4)$$

将(2), (4)式代入(1)式得

$$\frac{1}{a^2} = \beta E_0^2 e^{-\beta E_0^2} \omega_p^2 / c^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \beta E_0^2 e^{-\beta E_0^2}. \quad (5)$$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \cdot \frac{d}{dz} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} e^{-\beta E_0^2} \right) - \frac{2}{a^2} \right] Z(z) = 0. \quad (6)$$

(3), (6)式就是垂直入射的高斯光束在非均匀的媒质中的解的表示式. 这结果与 P 偏振, 斜入射平面波的相应结果进行比较^[3]

$$H_x = G(z) e^{\pm i\omega/c\sqrt{\epsilon} \sin\theta_0 y}. \quad (7)$$

代入(1)式得

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} + \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon(z) - \epsilon(0) \sin^2 \theta_0) \right] G = 0. \quad (8)$$

比较(6)与(8)式, 便得: 垂直入射的高斯光束, 在非均匀等离子体的传播等效于 P 偏振斜入射平面波在非均匀等离子体的传播, 其参量间关系为

$$\frac{\sqrt{2}}{a} \simeq \frac{\omega \sqrt{\epsilon(0)}}{c} \sin \theta_0. \quad (9)$$

按平面波最强共振吸收条件

$$\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/3} \sin \theta_0 = 0.8,$$

得出发生强共振吸收高斯光束的焦斑半径 a_m 应为波长的量级

$$a_m = \sqrt{\frac{2}{\varepsilon(0)}} \cdot \frac{\lambda}{\sin \theta_0} = \frac{1.767}{\sqrt{\varepsilon(0)}} L^{1/3} \lambda^{2/3}. \quad (10)$$

考虑到小尺度不稳, H_x 一般地可写成

$$H_x = Z(\delta) H_n(x) H_m(y) e^{-r^2/2a^2},$$

$$\nabla H_x = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{r^2}{a^4} - \frac{2(m+n+1)}{a^2} \right) H_x. \quad (11)$$

相应地

$$\frac{\sqrt{2(m+n+1)}}{a} \simeq \frac{\omega \sqrt{\varepsilon(0)}}{c} \sin \theta_0,$$

$$a_m = \sqrt{(m+n+1)} \frac{1.767}{\sqrt{\varepsilon(0)}} L^{1/3} \lambda^{2/3}. \quad (12)$$

三、细丝共振吸收的实验验证

下面我们给出有关自聚细丝的共振吸收的二次谐波时间分辨谱、慢离子发射波形、 $3\omega_0/2$ 谐波时间空间分辨细丝照片, 并分别讨论如下。

1. 图 1 为二次谐波的时间分辨谱(包括 S 加热与 P 加热)。十分明显的是 S 加热的分辨光谱宽而延续时间短, P 加热的谱窄而延续时间长。有意思的是在 S 加热中也包含着箭头所示的窄谱, 亦即包含有共振吸收(P 加热)。按斜入射平面波理论, 既为 S 偏振就不应有共振吸收, 不应有 P 加热。既然有了就表示细丝共振吸收在起作用。由(5)式, 并注意 $\beta E_0^2 = v_\omega^2/2v_e^2$, $a \simeq \frac{\lambda}{\sqrt{2}} \frac{v_e}{\pi v_\omega} \exp v_\omega^2/2v_e^2$, v_e, v_ω 分别为电子的热速度与漂移速度。取 $kT_e = 500$ eV, 激光功率密度 $I = 10^{14}$ W/cm², 使得

$$\frac{v_e}{v_\omega} = \frac{4.2 \times 10^7 (kT_e)^{1/2}}{25.6 \sqrt{I}} = 3.7, \quad a = 0.86\lambda.$$

故条件(10)式将被满足而产生强的共振吸收。这种自聚细丝共振吸收将对原来斜入射 P 偏振平面波共振吸收无疑是一个重要的补充。

2. 慢离子发射波形

图 2 给出垂直入射的慢离子发射波形照片。尖而短的脉冲为 P 加热。相应的慢离子

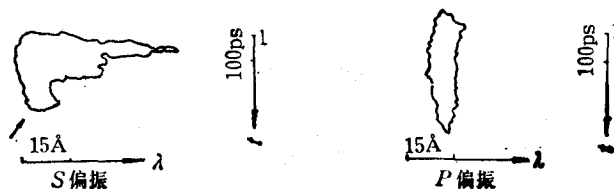


图 1

群的速度谱 $\Delta v = \Delta(l/t) = -l\Delta t/t^2$ 也较窄, 温度较低. Langmuir 波的红移 $\omega_p = \omega_0 - \omega_i$ 也小, 这是与图 1 的 P 加热时间分辨谱窄为一致的. S 加热的低而长的脉冲波形表明 Δt 较大, 而 Δv 较宽, 对应的温度高, Langmuir 波的红移范围大. 在二次谐波的时间分辨谱上便是图 1 的宽谱带, 甚为一致. 又注意到图 2 是入射角 $\theta \simeq 5^\circ$ 即垂直入射情况下的慢离子发射波形, 按 P 偏振斜入射平面波共振吸收理论, 也是不应有共振吸收, 不应有表现共振吸收的 P 加热, 现在既然存在, 同样表明细丝共振吸收在起作用.



图 2

平面铝靶, 激光能量为 1.15J, 实验编号 23

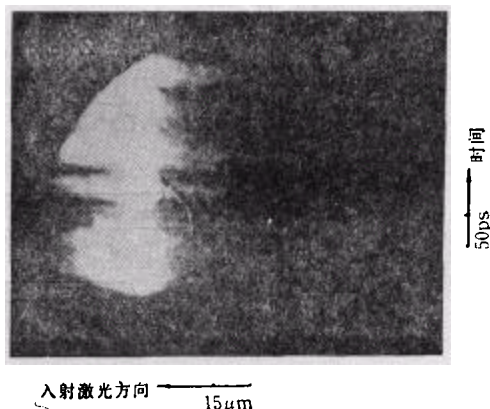


图 3

实验编号 108, 窄带打 Ta 靶, 入射角约 10° , 能量为 7.9 J

3. 图 3 和文献[8]中图1(c)给出与入射激光方向成 90° 角, 且条纹相机狭缝平行于激光光轴拍摄的 $3\omega_0/2$ 谐波时间、空间分辨的细丝照片. 由图 3 看出 $3\omega_0/2$ 谐波的产生均呈细丝状, 这是细丝自聚的验证, 这就表明激光到达靶面后, 有不小部份采取细丝自聚的形态向内传输, 而不是或不全是振幅均匀的平面波向内传输. 故只用平面波来分析靶面的吸收与相互作用, 自然会与实验不相符. 这就表明激光吸收及其与靶面的相互作用、能量输运等还应从细丝自聚的形态去探讨.

4. 宽带、窄带的细丝相互作用比较

从文献[8]中图 2(a), (b) 亦可看出宽带与窄带的靶面等效激光强度分布. 它反映出靶面光强分布, 明显的是宽带的光强分布要比窄带的光强分布均匀, 加上宽频的作用使得宽带细丝自聚不易产生, $3\omega_0/2$ 谐波的强度很弱 (见文献[8]中图 1(c)), 而窄带的光分布很不均匀, 细丝极易产生 (见图 3), $3\omega_0/2$ 谐波很强, 由文献[6]慢离子发射波形可看出, 一般来说窄带的 P 加热要比宽带的 P 加热强, 对应的尖峰也高.

作者向参加本工作的张燕珍、顾敏、何兴法、谢梓铭、赵志文等同志和六路实验室全体工作人员一并表示感谢.

参 考 文 献

- [1] J. E. Balmer and T. P. Donaldson, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1084.
- [2] G. P. Banbi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **37**(1980), 23.
- [3] V. L. Ginsburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*. Pergamon, Oxford, (1976), 276.
- [4] R. P. Godwin, R. Sachsenmaier and R. Sigel, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1198.

- [5] 余文炎、谭维翰、丁丽明、周复正、张伟清、黄关尤、邓锡铭, 中国科学A辑, (11)(1982), 1047.
[6] 谭维翰、林尊琪、丁丽明、张燕珍、余文炎、邓锡铭, 中国科学A辑, (2)(1985), 171.
[7] C. E. Max, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 74; P. Kaw, G. Schmidt and T. Wilcox, *Phys. Fluids*, **16**(1973), 1522.
[8] 林尊琪等, 本刊本期.

RESONANCE ABSORPTION INITIATED SELF-FOCUSING FILAMENTATION

TAN WEI-HAN YU WEN-YAN

LIN ZUN-QI BI WU-JI DENG XI-MING

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A theoretical model for resonance absorption initiated by self-focusing filamentation is proposed on the base of experiments of the $2\omega_0$ time resolved spectrum and recent experiments of $3\omega_0/2$ filamentation, as well as slow ion emission. A number of aspects of previously obtained experimental results may well be explained.