

等离子体密度凹坑对光波的吸收作用

盛政明 马锦秀 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

用数值计算方法研究有密度凹坑的等离子体对 P 偏振入射光的吸收, 结果表明, 如果密度凹坑及其周围密度分布取得适当参数, 吸收峰值可以达到近 100%, 即远超过线性密度等离子体共振吸收的峰值 50%; 吸收曲线随入射角变化呈现双峰值结构。密度凹坑就象个共振谐振腔, 从腔内的透射光与第一个反射面的反射光干涉相消, 使总反射光变弱, 由此导致了大的吸收率。

关键词: 等离子体密度凹坑, 谐振模式, 共振吸收。

一、引 言

近年来, 随着超短脉冲强激光技术发展, 人们对超短脉冲强激光与等离子体相互作用的研究产生了很大兴趣, ps、亚 ps 脉冲激光与等离子体相互作用成为激光等离子体物理研究新前沿。其中等离子体对超短脉冲激光吸收是个重要的研究对象, 共振吸收现象又重新引起了人们兴趣^[1]。另一方面, 数值模拟及计算表明, 当强光入射到初始为线性密度轮廓等离子体, 其密度在时间演化早期, 由于共振面附近线性模式转换产生很强等离子体波, 等离子体波产生很强的有质动力推动等离子体克服热压强而排开一部分等离子体, 就形成了密度凹坑 (cavity)^[2,3], 因此在几百个 ps 脉宽的激光打靶实验必然会遇到等离子体密度凹坑。最近的研究还表明, 密度凹坑的产生、压缩及再产生是强朗缪尔湍动的基本特征^[4]。因此本文研究密度凹坑对光波的吸收作用有着实际的意义。

由于共振吸收过程是激光与等离子体相互作用中的一个很重要过程, 这方面有广泛的研究^[5~10]。理论和实验研究表明, 激光产生等离子体的密度轮廓在共振点附近很陡; 人们又研究了一些不同密度轮廓下等离子体对光的吸收^[11~14]。在不同条件下可以实现高吸收率, 甚至也可实现全吸收率。

本文通过数值计算一个由多段线性轮廓形成密度凹坑的等离子体对光的吸收, 发现了存在高吸收率的条件, 这就是密度凹坑作为共振谐振腔的条件。

二、基本方程及计算方法

对于 P 偏振光, 用磁场亥姆霍兹方程求等离子体对它的吸收是方便的, 因为它是个解耦的常微分方程^[5];

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{B}}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \frac{d\tilde{B}}{dz} + k^2 (\epsilon - \sin^2 \theta) \tilde{B} &= 0, \\ \epsilon &= 1 - \frac{4\pi n e^2}{m\omega(\omega + i\nu)}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

这里假定密度在 z 方向一维非均匀, ϵ 为介电常数, k 为波矢, θ 为入射角, ν 为有效碰撞频率。现设密度分布如下

$$n = \begin{cases} 0, & (z < z_0) \\ n(z), & (z_0 \leq z < z_3) \\ n_3, & (z \geq z_3) \end{cases}$$

$n(z)$ 为 z 的函数, 先不假定其具体形式, n_3 为大于临界密度 $n_c (n_c = m\omega^2/4\pi e^2)$ 的常数。如果从 $z = z_0$ 开始积分求(1)式, 这是个比较麻烦的边值问题, 但如果从 $z = z_3$ 开始向外积分(1)式, 则是个初值问题, 因为只要假定 $z = z_3$ 处磁场值就可以求出场的导数。令 $\xi = (4\pi n e^2/m\omega^2) = (n/n_c)$, 并设 $(\nu/\omega) \ll 1$ 那么可以求出 $z \geq z_3$ 的磁场^[1]

$$\left. \begin{aligned} \tilde{B} &= B_1 \exp[-k(z - z_3)(a - bi)], \\ a &= (1/\sqrt{2}) \{ (\xi - \cos^2 \theta) + [(\xi - \cos^2 \theta)^2 + (\nu\xi/\omega)^2]^{1/2} \}^{1/2}, \\ b &= (1/\sqrt{2}) \{ -(\xi - \cos^2 \theta) + [(\xi - \cos^2 \theta)^2 + (\nu\xi/\omega)^2]^{1/2} \}^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

这里只取衰减解, 因为在大于临界密度 n_c 时, 磁场是衰减的, 式中 B_1 为任意不为零的常数, 它不影响最后求反射率。由(2)式可求得初始条件是

$$\tilde{B} = B_1, \quad (d\tilde{B}/dz) = -k(a - bi)B_1. \quad (3)$$

把方程(1)写成实部和虚部方程, 便可求解。

在 $z \leq z_0$ 区, 可把方程(1)解出有如下形式

$$\tilde{B} = B_0 \exp(+ikz \cos \theta) + \gamma B_0 \exp(-ikz \cos \theta). \quad (4)$$

假定数值计算求得在 $z = z_0$ 处 $\tilde{B} = B_{0r} + i B_{0i}$, $(d\tilde{B}/dz) = D_{0r} + i D_{0i}$, 则根据 \tilde{B} 及 $\epsilon^{-1}(d\tilde{B}/dz)$ 在 $z = z_0$ 两侧连续条件求出 γ , 进而求出反射系数 R :

$$R = |\gamma|^2 = \frac{[B_{0r}k \cos \theta - D_{0i}(\epsilon_0^-/\epsilon_0^+)]^2 + [B_{0i}k \cos \theta + D_{0r}(\epsilon_0^-/\epsilon_0^+)]^2}{[B_{0r}k \cos \theta + D_{0i}(\epsilon_0^-/\epsilon_0^+)]^2 + [B_{0i}k \cos \theta - D_{0r}(\epsilon_0^-/\epsilon_0^+)]^2}, \quad (5)$$

式中 ϵ_0^\pm 分别是在 $z = z_0$ 两侧的介电常数。如果两侧等离子体密度连续, 则 $\epsilon_0^+ = \epsilon_0^- = 1$ 。吸收率即为 $A = 1 - R$ 。

三、计算结果

采用图 1 所示的由多段线性轮廓形成密度凹坑的等离子体密度分布, 计算它对入射光的吸收。可变参量是 $n_1, n_2, n_3, D_1, D_2, D_3$ 以及各段线性轮廓的标尺长度(scale length) L_1, L_2, L_3 和有效碰撞频率 ν , 其中密度归一化到 n_c , 长度量归一化到光在真空中波长 λ 。图 2 画出了 n_1 变化, n_2, n_3 以及各段标尺长度保持固定时, 吸收率随入射角度变化的几条曲线。当 $n_1 \leq n_c$ 时, 吸收曲线峰值不太大, 并且随着 n_1 增大而减小。当 $n_1 = n_c$ 时, 曲线峰值达到最小。这点与阶梯密度分布下, 阶梯顶端密度取 n_c 时吸收率取得最小, 并且随 ν 趋于零而趋于零的结论相似^[12], 不过由于这里所取的密度分布下可以存在两个共振吸收点, 因此吸收率并不会随 ν 减小而趋向零。当 $n_1 > n_c$ 时, 吸收曲线峰值开始抬高, 并且很快达到接近 1。当 n_1 继续增大时,

吸收峰值又开始减小。 $n_1=1.5$ 时吸收曲线呈现双峰值结构。继续增大 n_1 时, 第一个吸收峰逐渐消失, 剩下一个第一段线性密度对应的共振吸收峰, 这在后面的计算结果中也出现。

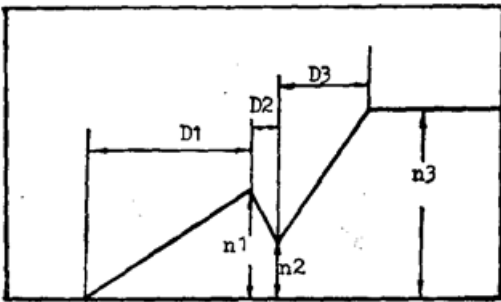


Fig. 1 Density profile with a cavity

注意到随 n_1 变化的吸收峰对应的入射角也是变化的, 因此可以认为吸收率与密度凹坑内存在的谐振模式 (指从密度凹坑内透射光与第一个反射面反射光干涉相消的密度凹坑内的电磁波振荡) 很相关。这样的模式被封闭在密度凹坑内, 随着光不断入射到等离子体中, 密度凹坑内的模式不断增大, 同时不断被消耗, 直至达到一个定态平衡, 形成高的吸收率。 n_1 变化以及相应 D_1 、 D_2 变化就必然导致密度凹坑内谐振模式改变, 对应入射角也改变。图 3 画出了 n_1 变化, D_1 、 D_2 、 D_3 保持不变的, 并且标尺长度较小的几条吸收曲线, 峰值变化与图 2 有类似的趋势, 但它们对应入射角都变大。

图 4 画出了随 D_1 变化的几组吸收曲线。 D_1 较小时, 吸收峰值对应入射角较大, 并且在峰值附近较宽的入射角范围内有较大的吸收; D_1 较大时, 吸收峰对应入射角较小, 吸收峰也相对较窄。这些结论与单一线性密度轮廓下的吸收曲线很相似, 但是显然图中所画几条有密度凹坑的吸收曲线峰值都高出单一线性密度轮廓对应吸收曲线, 当 $D_1=\lambda$ 时, 吸收峰很接近于 1。

图 5 是 n_2 变化, D_1 、 D_2 、 D_3 一定时的几条吸收曲线。对于给定参数, $n_2=0.5 n_c$ 时有最高吸收峰。

从另一个角度看待图 2~图 5 给出的高吸收峰曲线。Vuković 等人曾考虑过光从厚而稠密等离子体平板中透射的问题^[15]。按照他们的理论, 如果入射角与平板等离子体厚度及密度等有关参量满足一定关系, 等离子体两端边界将共振激发表面波, 入射光与透射光能通过耦合的表面波实现完全的耦合, 导致了零反射率。对于所研究的密度轮廓存在这种类似的过程: 当密度峰 n_1 两侧激发起表面波后, 密度凹坑内的表面波通过线性模式转换或碰撞吸收而被不断消耗, 另一侧的表面波与入射光实现完全耦合而导致零反射, 由于没有透射, 因此也就导致全吸收。

图 6 是 n_1 、 n_2 、 n_3 、 D_1 、 D_2 固定、 D_3 变化时, 吸收率随入射角变化曲线。由于 n_1 取得较大, 吸收曲线出现双峰值结构。 $D_3=1.35 \lambda$ 时, 只出现单个峰值; $D_3=1.62 \lambda$ 时开始出现二个峰值趋势; $D_3=1.8 \lambda$ 时第一个峰值变得很高。继续增大 D_3 , 第一个吸收峰开始变低, 直至消失, 只剩下一个吸收峰。第二个吸收峰以及后面大入射角区吸收曲线几乎不随 D_3 变化而变化, 它们实际上就是密度峰 n_1 前面的线性密度轮廓对应的共振吸收曲线, 因为大入射角时很难穿透第一个密度峰。但在小入射角时入射光可以穿透较深, 因此可以激发起较高的表面波或者说密度凹坑内可以造成较强的谐振模式, 由此形成第一个吸收峰。有些情况

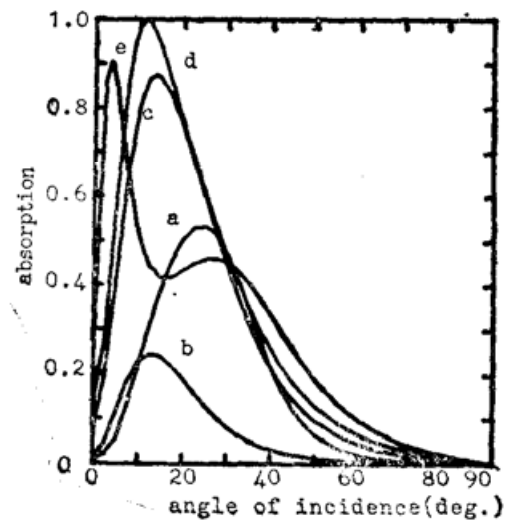


Fig. 2 Angular dependence of P -polarized light absorption for $\nu/\omega=0.0005$, $n_2=0.5$, $n_3=5.0$, $D_3=1.8$.

- a: $n_1=0.8$, $D_1=0.4$, $D_2=0.15$;
- b: $n_1=1.0$, $D_1=0.05$, $D_2=0.25$;
- c: $n_1=1.05$, $D_1=0.525$, $D_2=0.275$;
- d: $n_1=1.2$, $D_1=0.6$, $D_2=0.35$;
- e: $n_1=1.5$, $D_1=0.75$, $D_2=0.5$

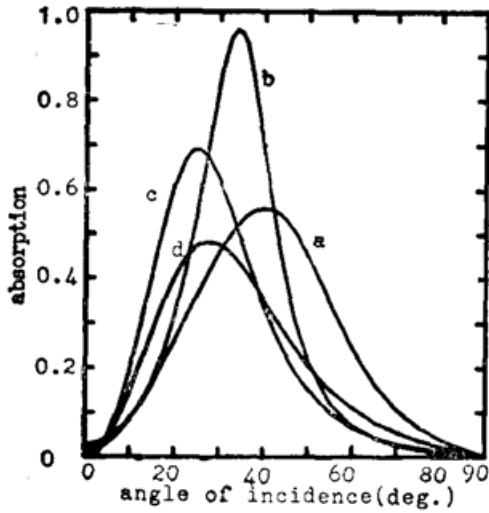


Fig. 3 Angular dependence of *P*-polarized light absorption for $\nu/\omega=0.0005$, $n_2=0.5$, $n_3=5.0$, $D_1=0.5$, $D_2=0.05$, $D_3=0.45$.
a: $n_1=0.75$; *b*: $n_1=0.97$; *c*: $n_1=1.03$; *d*: $n_1=1.2$

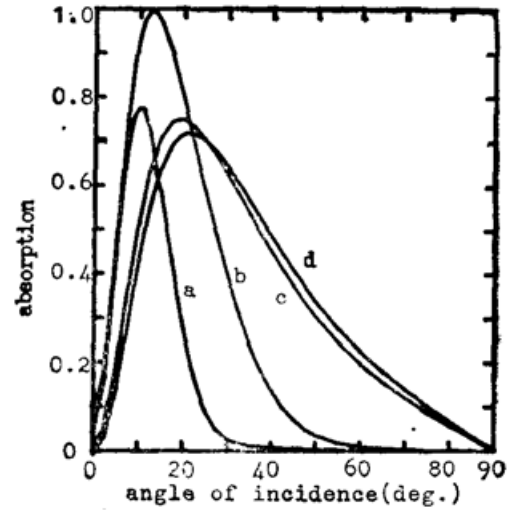


Fig. 4 Angular dependence of *P*-polarized light absorption for $\nu/\omega=0.0005$, $n_1=1.1$, $n_2=0.5$, $n_3=5.0$, $D_2=0.25$, $D_3=2.25$.
a: $D_1=5.0$; *b*: $D_1=1.0$; *c*: $D_1=0.1$; *d*: $D_1=0.05$

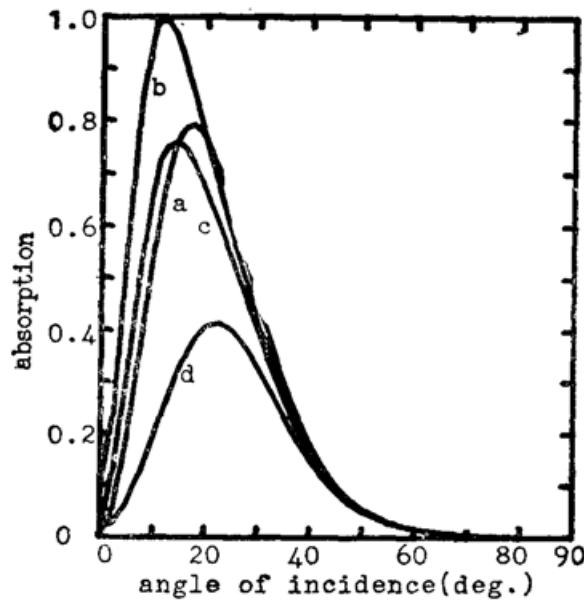


Fig. 5 Angular dependence of *P*-polarized light absorption for $\nu/\omega=0.0005$, $n_1=1.2$, $n_3=5.0$, $D_1=1.0$, $D_2=0.25$, $D_3=2.25$.
a: $n_2=0.35$; *b*: $n_2=0.5$; *c*: $n_2=0.55$; *d*: $n_2=0.65$

下密度凹坑的谐振模式对应入射角与第一段线性密度轮廓对应共振吸收峰的入射角比较接近, 就看不到两个吸收峰, 例如图 4、图 5 中的吸收曲线。

图 7 是密度轮廓确定下关于有效碰撞频率变化的几条吸收曲线。说明尽管有效碰撞频率都取得很小, 它的变化对吸收曲线的小入射角部分影响仍然很大, 它表明密度凹坑内场的吸收并不是完全甚至并不是主要地通过线性模式转换的共振吸收机制, 而主要地是通过有效碰撞阻尼被吸收的。图 6、图 7 中还可注意到, 某些情况下即使对于零度入射角(即正入射), 也有远高出经典吸收的吸收率, 关于这点 Sauer^[16]有过专门论述。他发现在密度凹坑

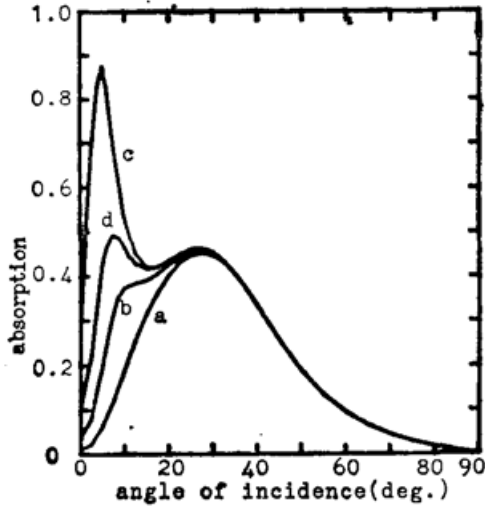


Fig. 6 Angular dependence of P -polarized light absorption for $\nu/\omega=0.0005$, $n_1=1.5$, $n_2=0.5$, $n_3=5.0$, $D_1=0.75$, $D_2=0.5$.

a: $D_3=1.35$; b: $D_3=1.62$; c: $D_3=1.8$; d: $D_3=1.98$

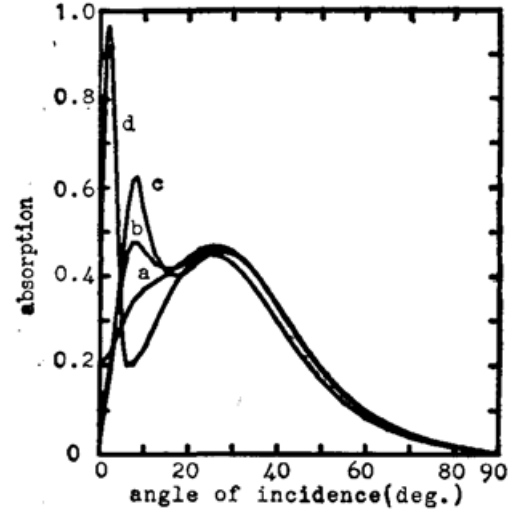


Fig. 7 Angular dependence of P -polarized light absorption for $n_1=1.5$, $n_2=0.5$, $n_3=5.0$, $D_1=0.75$, $D_2=0.5$, $D_3=1.98$.

a: $\nu/\omega=0.01$; b: $\nu/\omega=0.001$; c: $\nu/\omega=0.0001$;
d: $\nu/\omega=0.00002$

中可以存在较强的场分布, 这个较强的场分布引起了较大的吸收, 而这与非零度入射下凹坑内由于存在谐振模式而引起很高的吸收情况是类似的。

四、结 论

本文用数值计算方法研究了由多段线性密度轮廓形成密度凹坑的冷等离子体对 P 偏振光的吸收率。计算表明, 由于一定的密度凹坑内可存在一定的谐振模式, 当这种模式透过第一个密度峰值与前面的反射光干涉相消, 使总反射光可以忽略, 致使密度凹坑内形成高场强分布, 并由此造成了很高吸收率。吸收峰值最高可达到 100%; 吸收率随入射角变化可呈现双峰结构; 吸收率随入射角变化曲线随等效碰撞阻尼变化而有较大变化, 这些都是密度凹坑在起作用。

作者衷心感谢张文琦、李跃林、陈荣清等同志在数值计算过程中的大力帮助。

参 考 文 献

- [1] H. M. Michberg, R. R. Freeman; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**, No. 7, 1351~1355.
- [2] W. L. Kruer; *The Physics of Laser Plasma Interactions*, (Addison-Wesley Publishing Company 1988), 121~125.
- [3] G. J. Morales, Y. C. Lee; *Phys. Fluids*, 1977, **20**, No. 7, 1135~1147.
- [4] Mu, Jianlin, Gai, Shidong; *Chinese Phys. Lett.*, 1991, **8**, No. 1, 13~16.
- [5] V. L. Ginzburg; *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*, (Pergamon, New York, 1970), 260~268.
- [6] R. B. White, F. F. Chen; *Plasma Phys.*, 1974, **16**, 565~587.
- [7] K. G. Estabrook, E. J. Valeo et al.; *Phys. Fluids*, 1975, **18**, No. 9, 1151~1157.
- [8] T. Speziale, P. J. Catto; *Phys. Fluids*, 1977, **20**, No. 6, 990~997.
- [9] D. W. Forslund et al.; *Phys. Rev. (A)*, 1975, **11**, No. 2, 679~683.

- [10] J. P. Freidberg *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1972, **28**, No. 13, 795~799.
[11] Yu. M. Aliev *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1977, **15**, No. 5, 2120~2122.
[12] E. Ahedo, J. R. Sanmartin; *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, 1987, **29**, No. 3, 419~432.
[13] J. M. Kindel, K. Lee *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1975, **34**, No. 3 (Jan), 134~137.
[14] H. J. Kull; *Phys. Fluids*, 1983, **26**, No. 7, 1881~1887.
[15] S. Vukovic and R. Dragila; *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**, No. 11, 1585~1587.
[16] K. Sauer; *Phys. Lett. (A)*, 1978, **66A**, No. 1, 37~40.

Effect of density cavity on resonant absorption

SHENG ZHENGMING, MA JINXIU AND XU ZHIZHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 21 March 1991; revised 22 May 1991)

Abstract

Numerical method has been used to calculate the P -polarized light absorption in plasma with a density cavity. It turns out that the peak absorption may approach to 100%, far above the peak of about 50% for linear density profile. If the parameters for the cavity are chosen properly, the curves of absorption coefficient versus angle of incidence appear double-peak structure. The density cavity plays the role of a resonator, the field reflected from the cavity interferes destructively with that reflected from the first reflection surface, giving negligible total reflection, and hence causing nearly total absorption.

Key word: plasma density cavity, resonant mode, resonant absorption.