

等离子体细丝二次谐波辐射 的线性转换理论*

谭维翰 顾敏

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文对激光等离子体细丝的线性转换理论作了研究。通过对激光等离子体二次谐波的能量通量的计算发现,二次谐波的平面波理论关于在垂直密度梯度方向没有二次谐波辐射的结论与实验结果不符^[1]。在此基础上,我们提出了等离子体细丝的二次谐波线性转换理论,在垂直密度梯度方向有较强的二次谐波发射,这与实验结果较为一致。

关键词: 等离子体细丝; 二次谐波。

一、引 言

对于激光等离子体二次谐波发射在理论和实验上已有广泛的研究^[1~4]。结果表明,二次谐波的发射机制主要有两种,其一为线性转换;另一为参量衰变。本文主要讨论产生二次谐波的线性转换机制。早期研究等离子体二次谐波的线性转换理论^[5],都是建立在平面波的基础上,而且是主要计算等离子体密度梯度方向上辐射的二次谐波。如果将这种方法推广到计算垂直于等离子体密度梯度方向的二次谐波辐射,则其辐射功率将趋近于零,与实验结果不符^[6],这就是我们在下面讨论的问题之一。为了解释垂直于密度梯度方向所观察到的强二次谐波辐射,我们提出了等离子体细丝二次谐波辐射的线性转换理论,并在前文等离子体细丝的共振吸收理论基础上^[7,8],对自聚细丝的二次谐波辐射进行了计算,其结果为:在垂直于密度梯度方向出现很强的二次谐波辐射,而在平行于密度梯度方向二次谐波辐射的功率则很小。这样在垂直于密度梯度方向观察到的二次谐波应主要由等离子体细丝作出贡献。

二、二次谐波的能量通量

由文献[2]可知,二次谐波的电场 E_2 所满足的波动方程和电流密度分别为:

$$\nabla^2 H_2 + \frac{\nabla \epsilon_2}{\epsilon_2} \times (\nabla \times H_2) + \frac{4\epsilon_2 \omega_0^2}{c^2} H_2 = \frac{4\pi}{c} \nabla \times J_2, \quad (1)$$

$$4\pi J_2 = \frac{ie}{\omega_0 m} (E_1 \nabla \cdot E_2). \quad (2)$$

收稿日期: 1987年7月20日; 收到修改稿日期: 1987年10月17日

* 本课题得到中国科学院自然科学基金的资助。

下标“1”和“2”分别表示基波场和二次谐波场。如果求出基波场 E_1 , 就可以由(2)式获得电流密度 J_2 的旋度, 由(1)式就能求得二次谐波场。然而, 我们所感兴趣的是二次谐波的能量通量。当电流密度给定后, 由文献[11], 就能通过下式求出二次谐波能量通量 P , 即

$$P = \frac{k^2}{2\pi r_0^2 c} \left| \int J_{\perp}(\mathbf{r}') \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{r}' \right|^2, \quad (3)$$

其中 \mathbf{k} 为二次谐波的传播矢量; r_0 是坐标源点到观察点的距离; $J_{\perp}(\mathbf{r}')$ 是在垂直于 \mathbf{k} 方向的电流密度矢量 $J_2(\mathbf{r}')$ 的分量。由于 $(J_2 - \frac{J_2 \cdot \mathbf{k}}{k^2} \mathbf{k}) \cdot \mathbf{k} = 0$, 所以垂直 \mathbf{k} 方向的电流密度分量 $J_{\perp}(\mathbf{r}')$ 为

$$J_{\perp} = J_2 - \frac{J_2 \cdot \mathbf{k}}{k^2} \mathbf{k}. \quad (4)$$

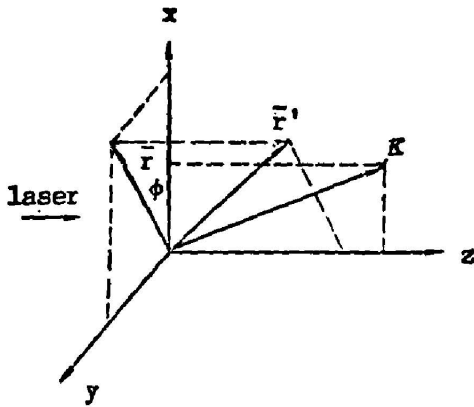


Fig. 1 Vector relation diagram

为了便于讨论细丝等离子体, 又不失一般性, 将 \mathbf{k} 矢量限制在 $x-z$ 平面上, 其它各矢量的取向见图 1 所示, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= k_x \mathbf{e}_x + k_z \mathbf{e}_z, \\ \mathbf{r}' &= r \cos \varphi \mathbf{e}_x + r \sin \varphi \mathbf{e}_y + z \mathbf{e}_z, \\ J_2 &= (J_r \cos \varphi - J_\varphi \sin \varphi) \mathbf{e}_x + (J_r \sin \varphi \\ &\quad + J_\varphi \cos \varphi) \mathbf{e}_y + J_z \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 J_r, J_φ, J_z 是 J_2 在柱坐标内的投影分量。将(5)式代入(4)式, 得出 J_{\perp} 。下面只考虑沿入射光方向和垂直于入射光方向的二次谐波, 即 $k_x = 0$ 或 $k_z = 0$ 。

1. $k_x = 0$, 沿入射激光方向观察二次谐波, 则 P_x 为

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{k_z^2}{2\pi r_0^2 c} \left\{ \left| \int (J_r \cos \varphi - J_\varphi \sin \varphi) \exp(-ik_z z) d\mathbf{r}' \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \left| \int (J_r \sin \varphi + J_\varphi \cos \varphi) \exp(-ik_z z) d\mathbf{r}' \right|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

2. $k_z = 0$, 在垂直于入射光方向观察二次谐波, 则 P_x 为

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{k_x^2}{2\pi r_0^2 c} \left\{ \left| \int J_r \sin \varphi + J_\varphi \cos \varphi \exp(-ik_x r \cos \varphi) d\mathbf{r}' \right|^2 \right. \\ &\quad \left. + \left| \int J_z \exp(-ik_x r \cos \varphi) d\mathbf{r}' \right|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

三、平面波在 z 方向有密度梯度的等离子体中产生二次谐波

当入射为 P 偏振斜入射平面波, 而等离子体在 z 方向有一个线性密度梯度, 但没有细丝结构。如入射光线在 $y-z$ 平面内, 这时基波的 E_{1y}, E_{1z} 可以通过 H_{1x} 表示^[12], 则有

$$H_{1x} = G(z) \exp(-i\alpha y), \quad \alpha = \left(\frac{\omega_0}{c} \right) \sqrt{\epsilon'} \sin \theta (\theta \text{ 为入射角}), \quad (8)$$

$$E_{1x}=0, E_{1y}=-\frac{ic}{\omega_0 \epsilon} \cdot \frac{\partial H_{1x}}{\partial z}, E_{1z}=\frac{ic}{\omega_0 \epsilon'} \cdot \frac{\partial H_{1x}}{\partial y} \quad (9)$$

由(2)、(8)、(9)式可求得二次谐波的电流密度为

$$\mathbf{J}_2 = \frac{iec^2}{4\pi m \omega_0^3} \cdot \frac{1}{\epsilon'} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{1}{\epsilon'} \cdot \frac{\partial H_{1x}}{\partial y} \left(\frac{\partial H_{1x}}{\partial y} \mathbf{e}_y - \frac{\partial H_{1x}}{\partial y} \mathbf{e}_z \right) \quad (10)$$

如果令:

$$\left. \begin{aligned} J_y &= -\frac{ec^2}{4\pi m \omega_0^3} GG' \frac{1}{\epsilon'} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{1}{\epsilon'}, \\ J_z &= -\frac{iec^2}{4\pi m \omega_0^3} G^2 \frac{1}{\epsilon'} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{1}{\epsilon'} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

便有:

$$\begin{aligned} J_{2y} &= J_y \exp(-i2\alpha y), \\ J_{2z} &= J_z \exp(-i2\alpha y). \end{aligned} \quad (12)$$

利用(3)、(4)式可得到沿 \mathbf{k} 方向的二次谐波能量通量

$$\begin{aligned} P &= \frac{k^2}{2\sigma r_0^2 c} \delta(2\alpha + k_y) \delta(k_x) \left\{ \left| \int \frac{k_x}{k^2} (J_y k_y + J_z k_z) \exp(-ik_z z) dz \right|^2 \right. \\ &+ \left| \int \left[\frac{k_y}{k^2} (J_y k_y + J_z k_z) - J_y \right] \exp(-ik_z z) dz \right|^2 \\ &+ \left| \int \left[\frac{k_z}{k^2} (J_y k_y + J_z k_z) - J_z \right] \exp(-ik_z z) dz \right|^2 \left. \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

其中括号前的因子 $\delta(k_x)\delta(2\alpha+k_y)$ 表明,我们只能在 $k_x=0, 2\alpha+k_y=0$ 方向,即入射光线的镜向反射方向观察二次谐波辐射(因为 $k_y=k \sin \theta' = \frac{2\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon'} \sin \theta' = -\alpha$, 所以 $\theta' = -\theta$)。若不满足此条件,如在垂直于密度梯度方向,而入射光束孔径角小于 $\pi/2$, 则显然 $k_y+2\alpha \neq 0$, 故 $\delta(k_y+2\alpha)=0$, 即 $P=0$, 这显然与实验不符^[8]。因为我们正是在垂直入射光方向观察到很强的大尺度的二次谐波辐射(见图2)^[8]。由图3的实验光路可知,在此观察方向 $k_y+2\alpha \neq 0$, 有 $\delta(k_y+2\alpha)=0$, 不应有二次谐波辐射,其产生原因正是下节所讨论的、由细丝产生二次谐波的机制。

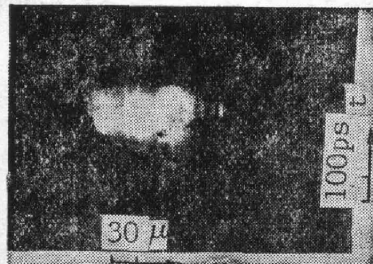


Fig. 2 $2\omega_0$ harmonic time and space resolved photograph for irradiation with narrow band laser irradiance on Al target and incident angle 10° , energy 8.1 joules, 45° polarization

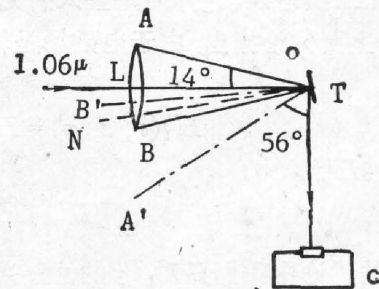


Fig. 3 Experimental setup (N: target normal, T: Al target, L: target lens, C: streak camera)

四、等离子体细丝的二次谐波辐射

当激光与等离子体细丝相互作用时,在径向共振点也会发生一个隧道效应^[10],所以也可导致二次谐波线性转换。下面主要分电场磁对于 z 轴对称和非对称两种情况进行讨论。

1. 如果基波的磁场为 $\mathbf{H}_1(r, z) = H_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi$, 在这种情况下, \mathbf{E}_1 也不是 φ 的函数, 并且 \mathbf{E}_1 只有 E_{1r} 和 E_{1z} 两个分量^[10],

$$\left. \begin{aligned} E_{1r} &= \frac{ic}{\omega_0 \varepsilon_1} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial z}, \\ E_{1z} &= -\frac{ic}{\omega_0 \varepsilon_1} \cdot \frac{\partial r}{r \partial r} r H_\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

这样,由(2),(14)式可求得二次谐波的电流密度 \mathbf{J}_2

$$\left. \begin{aligned} J_r &= i \frac{c^2 e}{4\pi\omega_0^3 m \varepsilon_1^2} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} \left[\frac{d}{dr} \ln \varepsilon''(r) \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} - \frac{d}{dz} \ln \varepsilon'(z) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r H_\varphi \right], \\ J_z &= -i \frac{c^2 e}{4\pi\omega_0^3 m \varepsilon_1^2} \cdot \frac{\partial}{r \partial r} r H_\varphi \left[\frac{d}{dr} \ln \varepsilon''(r) \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} - \frac{d}{dz} \ln \varepsilon'(z) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r H_\varphi \right], \\ J_\varphi &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

其中 $\varepsilon_1 = \varepsilon'(z)\varepsilon''(r)$, ε' 、 ε'' 的定义见文献[10]。由(6)、(7)和(15)式可以求出二次谐波的能量通量为

$$\begin{aligned} P_z &= 0, \\ P_\alpha &= \frac{k_z^2 c^3 e^2}{32\pi^3 \omega_0^3 m^2 r_0^2} \int \left(\frac{1}{\varepsilon''(r)} \right)^2 \frac{d}{dr} \ln \varepsilon''(r) J_0(k_z r) R(r) \frac{\partial}{\partial r} r R(r) dr \\ &\quad \times \int \left(\frac{1}{\varepsilon'(z)} \right)^2 G(z) \frac{\partial}{\partial z} G(z) dz - \int \left(\frac{1}{\varepsilon''(r)} \right)^2 J_0(k_z r) \left(\frac{\partial}{\partial r} [r R(r)] \right)^2 dr \\ &\quad \times \int \left(\frac{1}{\varepsilon'(z)} \right)^2 \frac{d}{dz} \ln \varepsilon'(z) G^2(z) dz \Big|^2, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $J_0(k_z r)$ 是零阶 Bessel 函数; $H_\varphi = R(r)G(z)$ 。由于电磁场是对于 z 轴对称的, 因此由 Ampere 定理, 在 z 轴方向, \mathbf{H}_2 的分量为零, 结果有 $P_z = 0$ 。 $R(r)$, $G(z)$ 的解已由文献[10]给出, 代入上式便可算出辐射能量通量 P_α 。这就是说, 当电磁场对于 z 轴对称时, 在入射激光方向无二次谐波辐射, 而垂直入射光方向有二次谐波辐射。

2. 上面讨论指出: 由于电磁场是轴对称的, 导致 $P_z = 0$, 所以有必要讨论非轴对称的情况。设

$$\mathbf{H}'_1(r, z, \varphi) = H'_r(r, z, \varphi)\mathbf{e}_r + H'_\varphi(r, z, \varphi)\mathbf{e}_\varphi, \quad (17)$$

和 $H'_z = iH'_\varphi$,

$$H'_\varphi = \tilde{H}_\varphi(r, z) \exp(-i\varphi/2). \quad (18)$$

在下面的讨论中我们只对 P_z 的值感兴趣, 所以可以假定 $\frac{\partial \varepsilon''(r)}{\partial r} \simeq 0$, 这样, 对于基波 \mathbf{H}'_1 应满足如下的波动方程:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} + \frac{2i}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \mathbf{H}'_1 - \frac{1}{\varepsilon'} \cdot \frac{\partial \varepsilon'}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{H}'_1 - \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \varepsilon_1 \mathbf{H}'_1 = 0. \quad (19)$$

这个方程的求解过程见附录, 其电流密度为

$$\begin{aligned}
I_r &= \frac{i c^2 e}{4 \pi \omega_0^2 m \varepsilon_1^2} \cdot \frac{\partial H'_\varphi}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \frac{\partial H'_\varphi}{\partial z} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\partial}{\partial z} \ln \varepsilon'(z) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r H'_\varphi + \frac{H'_\varphi}{2r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \right], \\
I_\varphi &= \frac{-i c^2 e}{4 \pi \omega_0^2 m \varepsilon_1^2} \cdot \frac{\partial H'_r}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \frac{\partial H'_\varphi}{\partial z} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\partial}{\partial z} \ln \varepsilon'(z) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r H'_\varphi + \frac{H'_\varphi}{2r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \right], \\
I_z &= \frac{-i c^2 e}{4 \pi \omega_0^2 m \varepsilon_1^2} \cdot \frac{\partial H'_\varphi}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \frac{\partial H'_\varphi}{\partial z} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\partial}{\partial z} \ln \varepsilon'(z) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r H'_\varphi + \frac{H'_\varphi}{2r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \right].
\end{aligned} \tag{20}$$

由(18)式可知 $I_r = i I_\varphi$, 对于垂直于 z 方向, 电流密度 I_\perp 为

$$I_\perp = I_r e_r + I_\varphi e_\varphi = I_r \exp(i\varphi) e_z + I_r \exp\left(i\frac{\pi}{2} - i\varphi\right) e_\varphi. \tag{21}$$

由(20)式可以看出 I_r 与 φ 的关系为成正比 $\exp(-i\varphi)$, 故将(21)式代入(6)式, 并对 φ 积分后, 得到在 z 方向的二次谐波的能量通量:

$$\begin{aligned}
P_z &= \frac{k_z^2 c^3 e^2}{8 \pi \omega_0^2 r_0^2 m^2} \left| \int \left(\frac{1}{\varepsilon''(r)} \right)^2 \frac{\partial}{\partial r} \ln \varepsilon''(r) \tilde{R}^2(r) r dr \right. \\
&\quad \times \int \left(\frac{1}{\varepsilon'(z)} \right)^2 \exp(-ik_z z) \left(\frac{\partial}{\partial z} \tilde{G}(z) \right)^2 dz \\
&\quad - \int \left(\frac{1}{\varepsilon''(r)} \right)^2 \tilde{R}(r) \frac{\partial}{\partial r} r \tilde{R}(r) dr \int \left(\frac{1}{\varepsilon'(z)} \right)^2 \\
&\quad \times \exp(-ik_z z) \frac{\partial}{\partial z} \ln \varepsilon'(z) \tilde{G}(z) \frac{\partial}{\partial z} \tilde{G}(z) dz \\
&\quad \left. + \int \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon''(r)} \right)^2 \tilde{R}(r) dr \int \left(\frac{1}{\varepsilon'(z)} \right)^2 \exp(-ik_z z) \right. \\
&\quad \left. \times \frac{\partial}{\partial z} \ln \varepsilon'(z) \tilde{G}(z) \frac{\partial}{\partial z} \tilde{G}(z) dz \right|^2,
\end{aligned} \tag{22}$$

其中 $\tilde{R}(r)$ 、 $\tilde{G}(z)$ 的解, 参见附录。

五、讨 论

上面我们对等离子体的二次谐波通量作了计算。结果表明: 如果基波为平面波, 在 z 方向有密度梯度的等离子体中, 二次谐波辐射主要在入射光的镜向反射方向。在等离子体细丝情况, 如果基波场是对于 z 轴对称的, 则二次谐波在 z 方向的辐射为零。而在垂直于密度梯度方向有强的辐射。但在基波场对于 z 轴不对称时, 就可以有不为零的 P_z 。这种等离子体细丝二次谐波辐射机制无疑丰富了等离子体二次谐波的线性转换理论。

实际上, 从激光与靶相互作用的实验^[9]可知: 如用窄频带激光辐照平面靶, 在靶面光强分布不是均匀的, 呈现许多大小不一, 强度不等的光斑。这说明在实际的等离子体细丝中, 场不是对于 z 轴对称的。一般情况磁场可用下式表示:

$$H_1 = H_\varphi e_\varphi + \nu (H'_r e_r + H'_\varphi e_\varphi), \tag{23}$$

其中 H_1 为总的基波磁场; H_0 是其中关于 z 轴对称部分, H'_0 、 H'_1 均是对称于 z 轴非对称部分 (实际的场随 φ 的变化关系是复杂的, 为了便于讨论, 我们作了 H'_0 、 H'_1 正比于 $\exp(-i\varphi/2)$ 的假设, 其大小由因子 ν 决定。) 当 ν 较小时, H_1 就过渡到对于 z 轴对称的情况。对(23)式的磁场, 在垂直于光轴方向应有较强二次谐波辐射。图 2 所示的正是窄频带激光打靶时, 沿与光轴成 90° 的方向拍摄到的二次谐波的时、空分辨结构。为了进一步验证本文的理论, 有必要在垂直入射情况下, 在与光轴成 90° 的方向观察二次谐波的空间分辨谱。这样, 一方面可以测到二次谐波在沿光轴方向的发光长度, 另一方面, 测出在这区域内每点的光谱位移及加宽。由于本文讨论的是二次谐波的线性转换理论, 光谱没有红移, 所以从光谱性质, 可直接证明理论的正确性。关于这些实验工作, 将另文详细论述。

作者感谢邓锡铭、余文炎两位研究员对本工作的关心。

附 录

由正文的(17)、(18)和(19)式, 可得

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{4r^2} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \epsilon_1 - \frac{1}{\epsilon'(z)} \frac{\partial \epsilon'(z)}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} \right] \tilde{H}_0 = 0, \quad (A1)$$

与文献[10]一样, 用分离变量法, 令

$$\tilde{H}_0 = \tilde{R}(r) \tilde{G}(z). \quad (A2)$$

则(A1)变成

$$\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{4r^2} - \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \epsilon'(z) r^2 + \lambda \right] \tilde{R}(r) = 0, \quad (A3)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\epsilon'(z)} \frac{d\epsilon'(z)}{dz} \frac{d}{dz} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \epsilon'(z) - \lambda \right] \tilde{G}(z) = 0. \quad (A4)$$

参照文献[10], 可以直接写出(A4)的解

$$\tilde{G}(z) = A_1 (\bar{c}^2 z - z_0) / A_1(0). \quad (A5)$$

为求解(A3)可以设

$$\tilde{R}(r) = r^{-1/2} \exp(-\bar{c}r/2) V(r), \quad r = r^2. \quad (A6)$$

则(A3)变为

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \left(\frac{3}{2} - \bar{c}r \right) \frac{dV}{dr} - \left(\frac{\lambda}{4\bar{c}} - \frac{3}{4} \right) V = 0. \quad (A7)$$

这是个 Laguerre 方程, 当 $M = \frac{\lambda}{4\bar{c}} - \frac{3}{4}$ 为自然数时, 有多项式解

$$V(r) = L_M^{1/2}(\bar{c}r). \quad (A8)$$

其中 $L_M^{1/2}(\bar{c}r)$ 是广义 Laguerre 多项式, 最后

$$\tilde{R}(r) = \bar{c}^{3/4} r^{1/2} \exp(-\bar{c}r/2) L_M^{1/2}(\bar{c}r^2). \quad (A9)$$

(A5)和(A9)中各参数的意义与文献[10]相同。

参 考 文 献

- [1] N. G. Basov, V. Yu. Bychenkov, O. N. Krokhin et al.; *Sov. J. QE*, 1979, **9**, No. 9 (Sep), 1081~1102.
- [2] N. S. Erokhin, S. S. Moiseev, V. V. Mukhin; *Nuclear Fusion*, 1974, **14**, No. 2 (Apr), 333~339.
- [3] J. L. Bobin, M. Decroisette, B. Meyer et al.; *Phys. Rev. Lett.*, 1973, **30**, No. 13 (Mar), 594~597.
- [4] S. Jackel, S. Eliezer, A. Zigler; *Phys. Rev. A*, 1981, **24**, No. 3 (Sep), 1601~1608.
- [5] K. Tanaka, W. Seka, L. M. Goldman et al.; *Phys. Fluids*, 1984, **27**, No. 3 (Aug), 2187~2190.
- [6] G. Auer, K. Sauer, K. Baumgärtel; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **42**, No. 26 (June), 1744~1746.
- [7] 谭维翰等;《光学学报》, 1982, **2**, No. 3 (May), 193~197.
- [8] G. Min, Tan Weihan, Lin Zunqi et al.; *Phys. Fluids*, 1987, **30**, No. 5 (May), 1515~1520.
- [9] Tan Weihan, Yu Wenyan, Lin Zunqi et al.; *Laser Part. Beams*, 1986, **4**, No. 2 (May), 231~237.

- [10] 顾敏, 谭维翰; “激光等离子体细丝共振吸收和场分布”, 待发表。
[11] L. I. Schiff; *Quantum Mechanics*, (McGraw-Hill Book Company, New York, 1968), 409.
[12] V. L. Ginzburg; *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Pergamon, New York, 1970), 265.

Linear conversion theory of the second harmonic emission from plasma filament

TAN WEIHAN AND GU MIN

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

(Received 20 July 1987; revised 17 October 1987)

Abstract

The linear conversion theory of laser produced plasma filaments is studied in this paper. By calculating the energy flux of the second harmonic emission on the basis of the planar wave-plasma interaction model, it has been found that there exists no $2\omega_0$ harmonic emission in the direction perpendicular to the density gradient, in contradiction with the experiments. Therefore, we have proposed a linear conversion theory on the second harmonic emission from a plasma filament and discovered the intense $2\omega_0$ harmonic emission in the direction perpendicular to the density gradient. This is in agreement with the experiments.

Key words: plasma filament; second harmonic emission.