

反激光的理论分析

谭维翰 丁丽明

(中国科学院上海光机所)

提要: 对反激光进行了理论分析,内容包括由 Doppler 效应引起的频移与加宽、离子朗道阻尼布里渊三波耦合、布里渊旁散及宽带激发等各方面的问題。

Theoretical analysis on backward-reflected laser light

Tan Weihang Ding Liming

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

Abstract: In this paper we present the theoretical analysis on backward-reflected laser light. The subjects involved consist of Doppler frequency shift and broadening, ion Landau damping, Brillouin three wave coupling, Brillouin side scattering and wide spectrum laser heating.

一、Doppler 效应引起的 频移和加宽

在反激光中包括运动着的等离子体对入射激光产生的镜面反射以及离子声波产生的布里渊散射,这两者均导致反激光光谱相对入射激光而言的频移与加宽。先讨论运动着的等离子体对入射激光的镜面散射。

参照文献[1],等离子体中平面散射波的电场强度 \mathcal{E} 满足如下方程:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon'(\omega, x) \right] \mathcal{E} = 0 \quad (1)$$

ω 为散射光频率; ϵ' 为电介率。由下式给出:

$$\epsilon'(\omega, x) = 1 - 4\pi e^2 n(x) / m\omega^2 \quad (2)$$

考虑等离子体具有线性密度梯度,坐标原点取在临界密度面, $x = -L$ 为等离子体界面,由于临界密度面处的等离子体频率

等于激光频率 ω_0 , 故有:

$$\begin{aligned} \epsilon'(\omega, x) &= 1 - \frac{4\pi e^2 n_c}{m\omega^2} (1+x/L) \\ &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} (1+x/L) \end{aligned} \quad (3)$$

其中 L 是密度梯度的特征长度,将上式代入(1)式便得:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{2\omega_0(\omega - \omega_0)}{c^2} - \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{x}{L} \right) \mathcal{E} = 0 \quad (4)$$

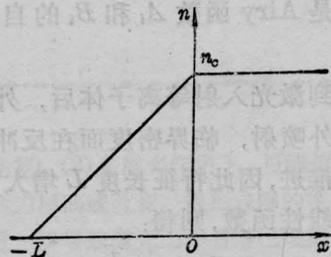


图 1

收稿日期: 1981年2月16日

令 $\mathcal{E} = E e^{-i\omega_0 t}$, 则

$$E \propto e^{-i(\omega - \omega_0)t}, \quad (\omega - \omega_0) E = i \frac{\partial}{\partial t} E$$

故(4)可写为:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + i \frac{2\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{x}{L} \right) E = 0 \quad (5)$$

将上式的自变量进行归一化,

$$\begin{aligned} \text{令 } t &= \frac{1}{\omega_0} t' & x &= \frac{c}{\sqrt{2}\omega_0} x' = x_0 x' \\ & & \alpha &= \frac{x_0}{2L} \end{aligned}$$

则(5)为:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2} + i \frac{\partial}{\partial t'} - \alpha x' \right) E = 0 \quad (6)$$

下面求解上式, 将 x' 写为 x , 并设

$$E = E_0 + E_1 + E_2 + \dots \quad (7)$$

代入(6)式, 并令

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha x \right) E_0 &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha x \right) E_1 + i \frac{\partial}{\partial t} E_0 &= 0 \\ &\vdots \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha x \right) E_n + i \frac{\partial}{\partial t} E_{n-1} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

在具体计算中只取零级与一级解就够了。由(8)的第一式, 即 Airy 方程得零级解 E_0 为:

$$E_0 = C_1 A_i(\alpha^{1/3} x) \quad C_1 = 0.3831 \quad (9)$$

式中 C_1 的取定是使得在等离子体表面 E_0 的值为 1, 由(8)的第 2 式可解得:

$$\begin{aligned} E_1 &= B_i \int \frac{A_i h}{W} dx - A_i \int \frac{B_i h}{W} dx \\ h &= i \frac{\partial E_0}{\partial t}; \quad W = A_i B_i' - A_i' B_i \quad (10) \end{aligned}$$

A_i' 和 B_i' 是 Airy 函数 A_i 和 B_i 的自变量的导数。

考虑到激光入射等离子体后, 外层的等离子体向外喷射, 临界密度面在反冲力的作用下向内推进, 因此特征长度 L 增大, 假设 L 是时间的线性函数, 则得:

$$\alpha = \frac{x_0}{2L} = \frac{1}{a + bt}$$

$$h = i \frac{\partial}{\partial t} E_0 = -i C_1 \frac{b}{3} x (a + bt)^{-4/3}$$

$$\cdot A_i'(\alpha^{1/3} x) \quad (11)$$

代入(10)式得:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{B_i(\alpha^{1/3} x)}{W} \int_0^{-L/x_0} C_1 A_i(\alpha^{1/3} x) \\ &\quad \cdot \frac{(-b)}{3} i x (a + bt)^{-4/3} A_i'(\alpha^{1/3} x) dx \\ &\quad - \frac{A_i(\alpha^{1/3} x)}{W} \int_0^{-L/x_0} C_1 B_i(\alpha^{1/3} x) \\ &\quad \cdot \frac{(-b)}{3} i x (a + bt)^{-4/3} A_i'(\alpha^{1/3} x) dx \\ &= i \frac{b}{3} \frac{C_1}{W} (a + bt)^{-2/3} \left[A_i(\alpha^{1/3} x) \right. \\ &\quad \cdot \int_0^{-1/2(a+bt)^{3/2}} z B_i(z) A_i'(z) dz - B_i(\alpha^{1/3} x) \\ &\quad \cdot \left. \int_0^{-1/2(a+bt)^{3/2}} z A_i(z) A_i'(z) dz \right] \\ E &= E_0 + E_1 \\ &= C_1 \left\{ A_i(\alpha^{1/3} x) + i \frac{b}{3W} (a + bt)^{-2/3} \right. \\ &\quad \cdot \left[A_i(\alpha^{1/3} x) \int_0^{-1/2(a+bt)^{3/2}} z B_i(z) A_i'(z) dz \right. \\ &\quad \left. \left. - B_i(\alpha^{1/3} x) \int_0^{-1/2(a+bt)^{3/2}} z A_i(z) A_i'(z) dz \right] \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

在等离子体表面 ($x = -L/x_0$) 处的场强随时间的变化为:

$$\begin{aligned} E &= C_1 \left\{ A_i(-1/2(a + bt)^{2/3}) \right. \\ &\quad \left. + i \frac{b}{3W} (a + bt)^{-2/3} \right. \\ &\quad \cdot \left[A_i(-1/2(a + bt)^{2/3}) \right. \\ &\quad \cdot \int_0^{-1/2(a+bt)^{3/2}} z B_i(z) A_i'(z) dz \\ &\quad \left. - B_i(-1/2(a + bt)^{2/3}) \right. \\ &\quad \left. \cdot \int_0^{-1/2(a+bt)^{3/2}} z A_i(z) A_i'(z) dz \right] \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

式中 $W = 2.48875$

根据(13)式, 用电子计算机计算 E 的波形, 并用快速傅里叶变换法^[6] 取抽样点 512 点, 求得等离子体表面处镜面散射 E 的频谱, 具体计算中采取了如下两组数据。

(1) 对脉冲宽度 100 微微秒的激光, 在 $t=0$ 时, L 为 λ_0 (入射激光波长); 在 $t=100$

微微秒时, L 为 $100\lambda_0$, 相当于等离子体的膨胀速度为 10^8 厘米/秒。计算得的频谱如图 2。

(2) 对脉冲宽度 100 微微秒的激光, 在 $t=0$ 时, L 为 λ_0 , $t=100$ 微微秒时, L 为 $200\lambda_0$, 相当于等离子体的膨胀速度为 $2 \times$

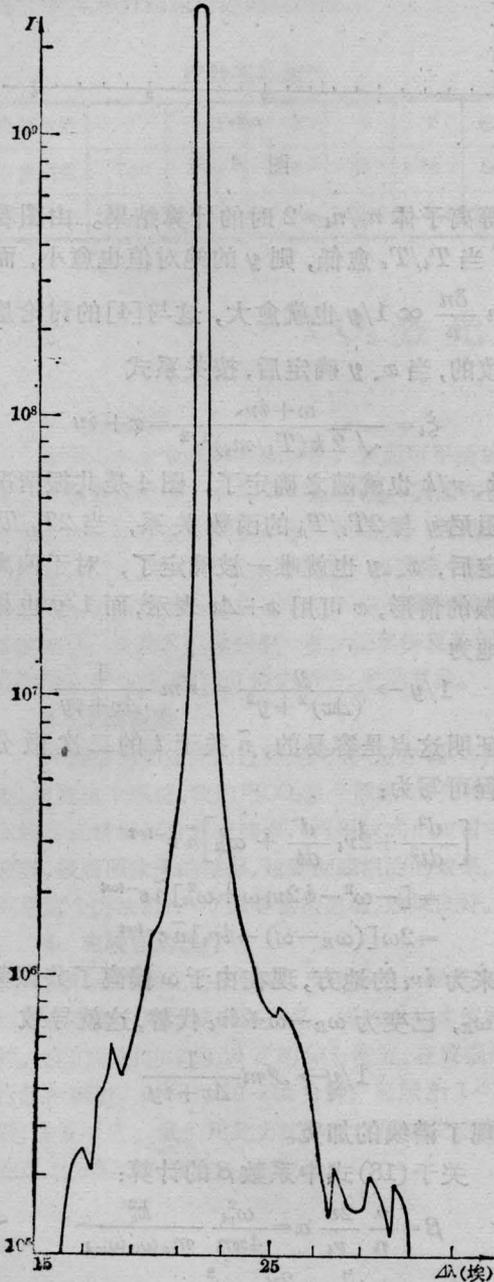


图 2

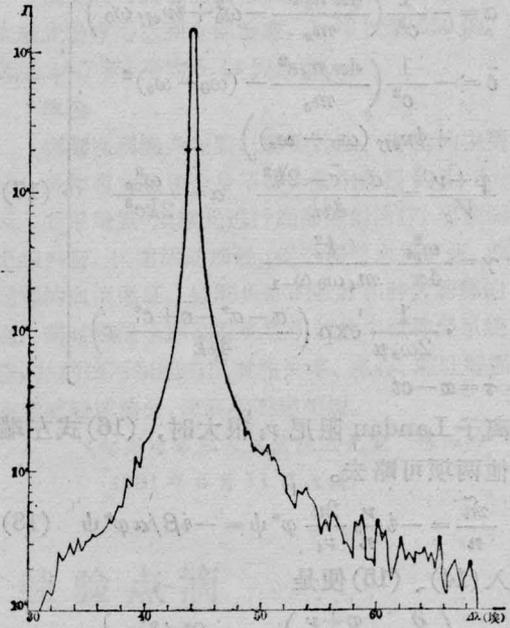


图 3

10^8 厘米/秒。计算得的频谱如图 3。

由图 2、3 看出, 由于等离子体的运动产生的 Doppler 效应, 使反激光光谱加宽, 谱线中心也发生了频移。运动速度愈快, 光谱加宽愈大, 谱线中心移动也愈大。当膨胀速度为 10^8 厘米/秒时, 加宽约 5 \AA , 频移 22 \AA ; 当膨胀速度为 2×10^8 厘米/秒时, 加宽约 10 \AA , 频移 44 \AA 。但中心极大强度也下降到前一种情况的一半。

二、由离子的 Landau 阻尼引起的布里渊散射加宽

入射波、散射波与形成的等离子声波间的耦合方程为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{p+\nu}{V_0}\right)\varphi = i\alpha \frac{z\tilde{n}^*}{n} \psi \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{p+\nu}{V_0}\right)\psi = -i\alpha \frac{z\tilde{n}}{n} \varphi \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{c}{u} \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\nu_i}{2u}\right)z\tilde{n} = i\nu \varphi^* \psi \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned}
 a &= -\frac{1}{c^2} \left(\frac{4\pi n_c e^2}{m_e} - \omega_0^2 + i\nu_{eff} \omega_0 \right) \\
 \bar{c} &= -\frac{1}{c^2} \left(\frac{4\pi n_c e^2}{m_e} - (\omega_0 - \omega_s)^2 \right. \\
 &\quad \left. + i\nu_{eff} (\omega_0 - \omega_s) \right) \\
 \frac{p+\nu}{V_g} &= \frac{a+\bar{c}-2k^2}{4ik} \quad \alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{2kc^2} \\
 \gamma &= \frac{\omega_{pi}^2}{4\pi} \frac{k_s^2}{m_i \omega_0 \omega_{-1}} \\
 &\quad \cdot \frac{1}{2\omega_s u} \exp\left(\frac{a-a^*-\bar{c}+\bar{c}^*}{4ik} x\right)
 \end{aligned} \right\} (17)$$

$$\tau = x - ct$$

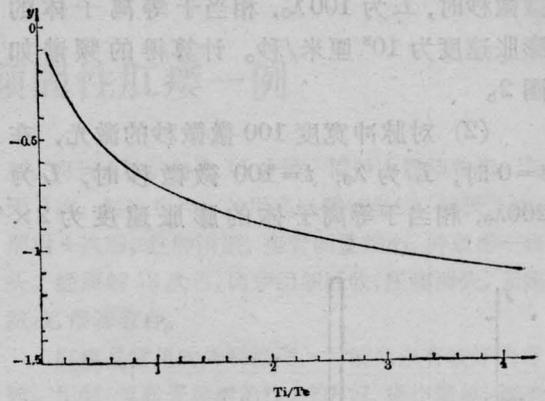


图 4

当离子 Landau 阻尼 ν_i 很大时, (16) 式左端其他两项可略去。

$$\frac{\tilde{n}}{n} = -i \frac{\nu}{n} \frac{2u}{\nu_i} \varphi^* \psi = -i\beta/\alpha \varphi^* \psi \quad (18)$$

代入(14)、(15)便是

$$\left. \begin{aligned}
 \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{p+\nu}{V_g} \right) \varphi &= -\beta^* \psi^2 \varphi \\
 \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{p+\nu}{V_g} \right) \psi &= -\beta \varphi^2 \psi
 \end{aligned} \right\} (19)$$

Landau 阻尼 ν_i 应由色散关系确定^[2], 即

$$\begin{aligned}
 \epsilon(k, \omega) &= 1 + \chi_e + \chi_i \\
 &= 1 + \frac{k_e^2}{k^2} W_e(\sqrt{2} \xi_e) \\
 &\quad + \frac{k_i^2}{k^2} W_i(\sqrt{2} \xi_i) \\
 &= 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_e^2}{k^2} z'(\xi_e) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{k_i^2}{k^2} z'(\xi_i) \right) = 0 \quad (20)
 \end{aligned}$$

$z'(\xi_e)$ 和 $z'(\xi_i)$ 是函数 $z(\xi_e)$ 和 $z(\xi_i)$ 对自变量的导数。

$$\begin{aligned}
 \xi_e &= \frac{\omega + i\nu}{\sqrt{2} k (T_e/m_e)^{1/2}} \\
 \xi_i &= \frac{\omega + i\nu}{\sqrt{2} k (T_i/m_i)^{1/2}}
 \end{aligned}$$

由于 $\xi_e \ll 1$, $z'(\xi_e) \rightarrow -2$, $k_e^2/k^2 \gg 1$, 故上式可写为:

$$\frac{n_i}{n_e} \frac{T_e}{T_i} z'(\xi_i) = 2$$

即

$$z'_r(x+iy) = 2 \frac{n_e T_i}{n_i T_e}, \quad z'_i(x+iy) = 0 \quad (21)$$

根据 Fried 的表^[3]可求出 x, y 的解, 图 4 是

氘等离子体 $n_e/n_i = 2$ 时的计算结果。由图看出, 当 T_i/T_e 愈低, 则 y 的绝对值也愈小, 而 $\mathcal{I}m \frac{\delta n}{n} \propto 1/y$ 也就愈大, 这与[4]的讨论是一致的, 当 x, y 确定后, 按关系式

$$\xi_i = \frac{\omega + i\nu}{\sqrt{2} k (T_i/m_i)^{1/2}} = x + iy$$

$\omega/k, \nu/k$ 也就随之确定了, 图 4 是共振情况下阻尼 y 与 $2T_i/T_e$ 的函数关系, 当 $2T_i/T_e$ 给定后, x, y 也就唯一被确定了, 对于偏离共振的情形, x 可用 $x + \Delta x$ 表示, 而 $1/y$ 也相应地为

$$1/y \rightarrow \frac{y}{(\Delta x)^2 + y^2} = \mathcal{I}m \frac{1}{\Delta x + iy}$$

要证明这点是容易的, \tilde{n} 关于 t 的二次微分方程可写为:

$$\begin{aligned}
 \left[\frac{d^2}{dt^2} + 2\nu_i \frac{d}{dt} + \omega_R^2 \right] \tilde{n} e^{-i\omega t} \\
 = [-\omega^2 - i2\nu_i \omega + \omega_R^2] \tilde{n} e^{-i\omega t} \\
 = 2\omega [(\omega_R - \omega) - i\nu_i] \tilde{n} e^{-i\omega t}
 \end{aligned}$$

原来为 $i\nu_i$ 的地方, 现在由于 ω 偏离了共振频率 ω_R , 已变为 $\omega_R - \omega + i\nu_i$ 代替, 这就导致

$$1/y \rightarrow \mathcal{I}m \frac{1}{\Delta x + iy}$$

体现了谱线的加宽。

关于(18)式中系数 β 的计算:

$$\begin{aligned}
 \beta &= \frac{\nu}{n} \frac{2u}{\nu_i} \alpha = \frac{\omega_{pi}^2}{4\pi n} \frac{k_s^2}{m_e \omega_0 \omega_{-1}} \\
 &\quad \cdot \frac{1}{2\omega_s u} \frac{2u}{\nu_i} \frac{\omega_{pe}^2}{2kc^2}
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} &= \frac{e^2}{m_e m_i} \frac{k_s}{\omega_s} \frac{1}{\nu_i c^2} (x/L)^2 \\ \int_0^L \beta E_0^2 dx &= \frac{e^2}{m_i m_e} \frac{E_0^2}{\omega_s \nu_i c^2} \frac{k_s L}{3} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} - \mu \right) M &= 0 \\ \left(\frac{d}{dx} + \mu \right) N &= 0 \end{aligned} \quad (26)$$

还可以注意到对于均匀等离子体情况, (18) 式给出

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= \frac{n e^2 k_s^2}{m_i m_e \omega_0 \omega_{-1}} \frac{1}{2 \omega_s u} \frac{2u}{\nu_i} E_0^2 \\ &= \frac{n e^2 k_s^2}{m_i m_e \omega_0^2} \frac{1}{\omega_s \nu_i} \frac{\omega_0^2 A_0^2}{c^2} \\ &= \frac{n e^2 k_s^2}{m_i m_e} \frac{1}{\omega_s \nu_i} A_0^2 \end{aligned} \quad (23)$$

(23) 与 [4] 结果一致。

三、布里渊旁散

在离子 Landau 阻尼 ν_i 很大的情况下, 应用三波耦合方程 (14) ~ (16) 研究布里渊后向散射, Krueer 与 C. L. Tang^[5] 均有过分析, 但对布里渊旁散还没有研究过。我们先简要给出后向布里渊散射结果, 在此基础上再导出布里渊旁散的解析结果, 并进行了比较。考虑到 ν_i 很大可简化为 (18)、(19), 现在我们求方程 (19) 的解, 考虑 $\beta = \beta^*$ 的情形, 由 (19) 易于得出

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} - \frac{2(p+\nu)}{V_g} \right) \varphi^2 &= -2\beta \psi^2 \varphi^2 \\ \left(\frac{d}{dx} + \frac{2(p+\nu)}{V_g} \right) \psi^2 &= -2\beta \psi^2 \varphi^2 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

φ^2 、 ψ^2 分别表示入射、散射的光能密度。用 V_g 乘, 便得出能流密度。令

$$\begin{aligned} M &= V_g \varphi^2, \quad N = V_g \psi^2, \\ \mu &= \frac{2(p+\nu)}{V_g}, \quad \lambda = -\frac{2\beta}{V_g} \end{aligned}$$

则得

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d}{dx} - \mu \right) M &= \lambda M N \\ \left(\frac{d}{dx} + \mu \right) N &= \lambda M N \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

(25) 是等离子体的非线性耦合方程, 对于自由空间 $\lambda=0$, 便得:

联立解 (25)、(26) 并保持在边界处连续; 便能求得有界非均匀等离子体的解, 但解非线性联立方程是困难的, 下面只就无界非线性非均匀等离子体情形求解, 这时 μ 已不再受边界条件的限制, 可取为零。(25) 便是

$$\frac{dM}{dx} = \lambda M N \quad \frac{dN}{dx} = \lambda M N \quad (27)$$

注意到对于非均匀等离子体来说, λ 是 x 的函数, 故应换变数

$$\xi = \int \lambda dx,$$

于是有

$$\frac{dM}{d\xi} = M N \quad \frac{dN}{d\xi} = M N \quad (28)$$

由 (28) 得

$$\frac{d}{d\xi} (M - N) = 0 \quad M - N = M_0 - N_0 = \alpha \quad (29)$$

M_0 、 N_0 为 $\xi=0$ 处的 M 、 N 值。由 (28)、(29) 得

$$\frac{dN}{d\xi} = N(N + \alpha),$$

$$\xi = \int_0^\xi \frac{dN}{N(N + \alpha)} = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{N}{N_0} \frac{N_0 + \alpha}{N + \alpha} \right)$$

由此得

$$\begin{aligned} \frac{N(-L)}{M(0)} &= \frac{\frac{N(0)}{M(0)} \left(1 - \frac{N(0)}{M(0)} \right)}{\exp \left(\left(1 - \frac{N(0)}{M(0)} \right) M(0)L \right) - \frac{N(0)}{M(0)}} \\ &= \frac{R(1-R)}{\exp((1-R)\alpha) - R} \end{aligned} \quad (30)$$

(30) 式中 $N(-L)/M(0)$ 为噪音水平, R 为反射率, α 为增益, 图 5 给出这三个参量间的变化曲线。

上面讨论了后向布里渊散射, 并得出描述增益 α 、反射率 R 与噪音水平

$$MN = N(-L)/M(0)$$

间的关系式 (30)。现将讨论推广到更为一般的旁散情形, 由图 6 所示。 $\mathbf{K}_0 = \mathbf{K}_B + \mathbf{K}_s$,

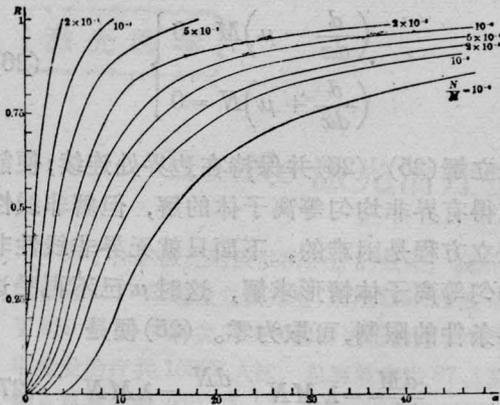


图 5

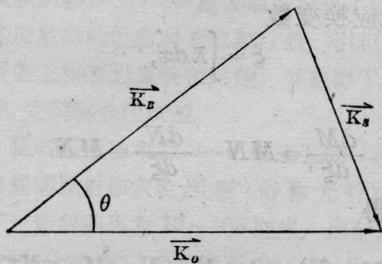


图 6

$k_s = 2k_0 \sin \theta / 2$, $k_B \approx k_0$, 这里 K_0 、 K_B 、 K_s 分别表示入射波矢、散射波矢、等离子体声波矢。考虑到靶的球形对称, 在讨论旁散时, 宜于采用球坐标, 故 (27) 式应写为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 M) &= M \Sigma \lambda_i N_i \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 N_i) &= M \lambda_i N_i \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

由 (17)、(24)、(25) 得出

$$\begin{aligned} r &\propto k_s^2 = 4k_0^2 \sin^2 \theta / 2, \\ \lambda_i &\propto \sin^2 \theta_i / 2, \end{aligned}$$

由 (31) 式的积分

$$r^2 (M - \Sigma N_i) = r_0^2 (M_0 - \Sigma N_{i0}) = a \quad (32)$$

$$r^2 N_i = r_c^2 N_{ic} e^{\int_{r_c}^r \lambda_i M dr} \quad (33)$$

将 (33) 代入 (32), 并令 $\lambda_i = \lambda \sin^2 \theta_i / 2$, 便得:

$$r^2 M - \Sigma r_c^2 N_{ic} e^{\int \lambda M dr \sin^2 \theta_i / 2} = a$$

$$\begin{aligned} \text{即} \quad r^2 M - \int r_c^2 N_{ic} e^{\int \lambda M dr \sin 2\theta / 2} \\ \cdot \sin \theta d\theta d\varphi = a \end{aligned} \quad (34)$$

设 N_{ic} 与 i 无关, 便得

$$r^2 M - 2\pi r_c^2 N_{ic} (e^{\int \lambda M dr} - 1) / \int \lambda M dr = a \quad (35)$$

设 $F = \frac{1}{2} \int_{r_c}^r \lambda M dr$, 则得

$$2 \frac{r^2}{\lambda} \frac{dF}{dr} - 2\pi r_c^2 N_{ic} (e^{2F} - 1) / F = a \quad (36)$$

$$a = r_0^2 M_0 - r_0^2 \Sigma N_{i0} = (1-R) r_0^2 M_0 \quad (37)$$

式中 R 为反射率; r_0 为外半径; r_c 为临界密度半径。(36) 可分离变量求积,

$$\begin{aligned} \int_0^F \frac{dF}{1-R+MN(e^{2F}-1)/F} \\ = \int_{r_c}^r \frac{r_0^2 M_0 \lambda}{2r^2} dr \end{aligned} \quad (38)$$

$$MN = \frac{2\pi r_c^2 N_{ic}}{r_0^2 M_0}$$

若将 (38) 中的 $r_0^2 M_0$ 近似地取为 $r^2 M$, 则 (38) 右端为 F , (38) 式为:

$$\int_0^F \frac{dF}{1-R+MN(e^{2F}-1)/F} = F \quad (39)$$

解积分方程 (39), 可定出增益 F 、反射率 R 与噪音水平 MN 间的关系, (39) 可看成考虑到旁散后 (30) 式的推广形式。用计算机解 (39) 得出的结果如图 7, 可与图 5 即非旁射情况下的结果进行比较。

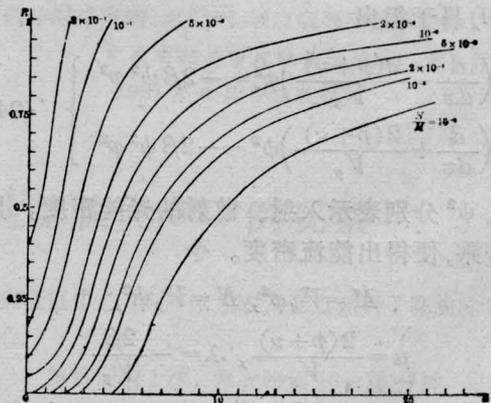


图 7

四、宽带激发的布里渊散射

由 (17) 式中 $\frac{p+\nu}{V_g} = 0$, 即 $a + \bar{c} - 2k^2$ 的

实部为零,确定的 k 值为:

$$\begin{aligned} \omega_0^2 + (\omega_0 - \omega_s)^2 - 2\omega_p^2 - 2k^2 c^2 &= 0 \\ kc &= (\omega_0 - \omega_s/2) \sqrt{1 - \omega_p^2 / (\omega_0 - \omega_s/2)^2} \end{aligned} \quad (40)$$

为了布里渊散射波能进入等离子体,应有

$$\omega_p > \omega_0 - \omega_s,$$

ω_s 又可写为

$$\omega_s = \sqrt{\frac{3T_e + T_i}{m_i}} k_s = u_i k_s = 2u_i k$$

代入(40)得:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega_s c}{2u_i}\right)^2 &= (\omega_0 - \omega_s/2)^2 - \omega_p^2 \\ \omega_s &= \frac{-\omega_0 + \sqrt{\omega_p^2 + (\omega_0^2 - \omega_p^2) c^2 / u_i^2}}{c^2 / 2u_i^2 - 1/2} \end{aligned} \quad (41)$$

当 $\frac{\omega_0 - \omega_p}{\omega_0} \frac{c^2}{u_i^2} \ll 1$ 时,我们有

$$\omega_s \simeq 2(\omega_0 - \omega_p) \left(1 + \frac{u_i^2}{4c^2}\right).$$

由(40)、(41)得出,当 ω_0 、 ω_p 给定后, ω_s 、 k 也就定了,现在来讨论(18)、(19)式,这些表示式均是就单一入射频率进行的,如果是多个频率,则不同的频率对应不同的 ω_s 、 k ,故(18)、(19)式仍不变。(19)式的 φ^2 、 ψ^2 代表单色亮度(注意不能在(18)、(19)的右边加上和号,例如 $\Sigma n^* \psi$ 、 $\Sigma n \varphi$ 等,因 k 已由 ω_0 而

定,无变动之可能)。由(30)得:

$$\begin{aligned} \frac{N}{N+a} \frac{N_0+a}{N_0} &= e^{a\xi} \frac{N}{M} = \frac{N_0}{M_0} e^{a\xi} \\ N &= \frac{a N_0 e^{a\xi}}{M_0 - N_0 e^{a\xi}} = \frac{a N_0 e^{-N_0 \xi}}{M_0 e^{-M_0 \xi} - N_0 e^{-N_0 \xi}} \end{aligned}$$

当 N_0 很小时,上式为

$$N \simeq N_0 e^{(M_0 - N_0)\xi} \quad (42)$$

故单色输入亮度 M_0 愈低,散射波的增益愈低,达到饱和的距离 $\xi = 1/(M_0 - N_0)$ 就愈长。总的来说宽带激发将使单色输入亮度 M_0 下降,增益降低,是有好处的。

参 考 文 献

- [1] V. L. Ginzburg; The Propagation of Electromagnetic Wave in Plasmas, Pergamon Press, 2nd, 1970, p. 262.
- [2] S. Ichimaru; Basic Principles of Plasma Physics, W. A. Benjamin, Inc, 1973, p. 69.
- [3] B. D. Fried, S. D. Conte; The Plasma Dispersion Function, Academic Press New York and London, 1961.
- [4] W. L. Kruer, L. L. L., 1977 Laser Program Annual Report, p. 4-63.
- [5] C. L. Tang; *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, 2945.
- [6] E. Oran, Brigham, The Fast Fourier Transform, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1974, p. 148.

简 讯

银微粒相位全息图和高稳定性减振台推广应用学习班

为推广应用科研成果,使其尽快地转化为生产力,天津市无线电技术研究所于1981年5月3日至13日连续举办了二期“银微粒相位全息图和高稳定性减振台推广应用学习班”。来自高等院校、中国科学院系统、中央直属部委研究所和地方研究所等40多个单位的49名代表参加了这两期学习班。通过讲解、实验和讨论,大家一致认为收获很大,并认为以学习班形式推广科研成果见效快,有问题马上可

得到解决,是一种值得推广的形式。

全体代表经过讨论,一致认为:银微粒相位全息图的衍射效率高,达22%,远超过振幅型衍射效率的理论极限值(6.3%),接近于漂白的相位型全息图衍射效率,且噪声小,寿命长,是一项新成果;高稳定性减振台结构简单,性能可靠,都值得推广。

(袁维本)