

在等离子体中的简并四波混频

——应用于等离子体诊断

钟 权 德

(中国科学院物理研究所)

1981年1月12日收到

所谓简并四波混频^[1-3],是指频率相同的二束共线而相反方向传播的激光(第1, 2光束)与另一束方向任意而频率相同的探测光(第3束),在具有三级极化率的介质中混频,从而产生频率相同的信号波(第4光束),它与探测波共线而传播方向相反和相位互为共轭.如图1所示.简并四波混频在实时信息处理和象差补偿等的潜在的实用价值,使许多研究工作者在固体、液晶、金属蒸气和染料等各类介质中进行了广泛的研究^[1-3].

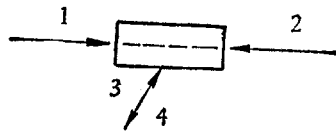


图1 简并四波混频示意图

最近, Steel, Lam^[9]和作者^[10]首先计算了在等离子体中简并和二重简并四波混频的三级非线性极化率,并指出从红外至微波整个波段,等离子体是简并四波混频的良好非线性介质.作者^[10]认为,简并四波混频技术很适于等离子体诊断,它很容易得到比非相干汤姆逊散射大得多的信号功率.由于简并四波混频能自动满足相位匹配条件并且它不需要附加激发设备,这使它大大优越于一般相干散射诊断^[11-14](例如,离子声波散射诊断).

简并四波混频产生的信号波(第4光束)来源于第1, 2, 3光束对介质的联合作用引发的三级极化强度.对于等离子体,它来自于三级

非线性宏观电流

$$\mathbf{J} = \sum_j n_j \cdot q_j \cdot \mathbf{V}_j,$$

这里 j 代表等离子体中各类粒子, q_j 为粒子的电荷, n_j 为粒子密度和 \mathbf{V}_j 是由外场所驱动的漂移速度.非线性劳伦兹力 $\mathbf{V}_j \times \mathbf{B}/c$ 和对流项 $\mathbf{V}_j \cdot \nabla \mathbf{V}_j$ 引起等离子体密度的涨落.设入射于等离子体的频率相同的三束激光为

$$\mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{0n} \cos(\omega t - \mathbf{K}_n \cdot \mathbf{r}),$$

$$n = 1, 2, 3. \quad (1)$$

这里,假设第1和2束为非耗散平面波,它们共线但传播方向相反,所以 $\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = 0$.第3光束沿任意方向入射.假定氢等离子体的初态是均匀的、温的、未磁化的和欠稠密的,即 $\omega \gg \omega_{pe}$ (电子等离子体频率).用双流体理论来描述存在外场时的这团等离子体的动力学,求解方法是标准的逐步近似方法,如文献[15]和[16]采用过的.这里要提到的是对于微扰理论,小参数是 $v_1/c \sim eE_{0n}/m\omega c \ll 1$.这样,由光束1和3或光束2和3联合作用产生的有质动力所引发的电子密度涨落为^[10]

$$n^{(2)} = \sum_{n=1}^2 \tilde{n}_{0n} \cos[(\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3) \cdot \mathbf{r}],$$

$$\tilde{n}_{0n} = - (N_0 r_0 \lambda_0 \mathbf{E}_{0n} \cdot \mathbf{E}_{03}^*) / \left\{ 6(2\pi)^2 k_B T_e \right.$$

$$\times \left[1 + \frac{1}{3\lambda_{De}^2 (\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3)^2} \right.$$

$$\left. \left. \times \left(1 - \frac{1}{3\lambda_{Di}^2 (\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3)^2 + 1} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

这里, r_0 为电子经典半径, λ_0 为激光波长, N_0 , T_e , λ_{De} 和 λ_{Di} 分别是等离子体电子密度, 电子温度、电子和离子德拜长度, k_B 为玻耳兹曼常数. 它们与外场所驱动的漂移速度 \mathbf{V}_j 联合产生频率为 ω 的三级极化强度 \mathbf{P}_i 为

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_i = & 3\text{Re}[\chi_{13}^{(3)}(\mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{03}^*)\mathbf{E}_{02} \\ & + \chi_{23}^{(3)}(\mathbf{E}_{02} \cdot \mathbf{E}_{03}^*)\mathbf{E}_{01}] \\ & \times \exp i(\omega t + \mathbf{K}_3 \cdot \mathbf{r}), \end{aligned} \quad (3)$$

这里三级极化率 $\chi_{n3}^{(3)}$ 为

$$\begin{aligned} \chi_{n3}^{(3)} = & -[N_0/N_c^2(\omega)] / \left\{ 3(4\pi)^2 k_B T_e \right. \\ & \times \left[1 + \frac{1}{3\lambda_{De}^2(\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3)^2} \right. \\ & \left. \left. \times \left(1 - \frac{1}{3\lambda_{Di}^2(\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3)^2 + 1} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

这里 $N_c(\omega)$ 为电磁波的临界截止密度. 当 $\lambda_{Di}(\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3) \ll 1$ 时上式简化为

$$\chi_{n3}^{(3)} = -\frac{N_0/N_c^2(\omega)}{3(4\pi)^2 k_B (T_e + T_i)}; \quad (5)$$

当 $\lambda_{De}(\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3) \gg 1$ 时则简化为

$$\chi_{n3}^{(3)} = -\frac{N_0/N_c^2(\omega)}{3(4\pi)^2 k_B T_e}, \quad (6)$$

和探测波相应的三级极化强度除了指数部份为 $\exp i(\omega t - \mathbf{K}_3 \cdot \mathbf{r})$ 外, 它和(3)式有相似的形式. 正是(3)式的极化强度所代表的电矩, 辐射出与探测波的相位共轭的信号波. 根据非线性光学方法解波方程, 便得到信号波功率对探测波功率比即反射系数 R 为

$$R = \frac{P_4}{P_3} = \text{tg}^2(\omega|\kappa|L), \quad (7)$$

其中复数耦合系数 κ 为

$$\kappa^* = \frac{3\pi}{c} \sum_{n=1}^3 \chi_{n3}^{(3)} E_{01} E_{02}, \quad (8)$$

L 为相互作用长度.

等离子体中简并四波混频的机制也可以认为, 第 1 光束与第 3 光束或第 2 光束与第 3 光束在等离子体中引起由(2)式代表的两个空间电子密度光栅, 它们分别对第 2 光束和第 1 光束的布拉格反射产生第 4 光束. 反射光能集中在 $-\mathbf{K}_3$ 方向. 而非相干汤姆逊散射的能量是

均匀分布在 2π 立体角内.

从(2)式或(3)式还可得到等离子体中简并四波混频的偏振选择性, 如图 2 所示. 若第 3 光束的偏振方向与第 1 光束(或第 2 光束)的偏振方向相同, 则产生的信号波的偏振方向与第 2 光束(或第 1 光束)的偏振方向相同. 否则, 简并四波混频效应将会减弱或甚至不能发生. 这偏振特性对诊断等离子体有重要意义. 例如, 设第 1 光束与第 3 光束的夹角满足

$$\lambda_{Di}(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_3) \ll 1$$

即使(5)式成立, 则第 2 光束与第 3 光束的夹角将使 $\lambda_{De}(\mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_3) \gg 1$, 即(6)式成立. 利用上述偏振选择性, 区别这两种情况下产生的信号波, 从而简并四波混频技术可能成为诊断等离子体电子和离子温度的一种新方法.

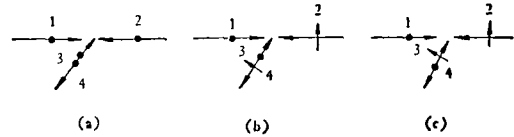


图 2 在等离子体中简并四波混频的光束的偏振关系图

为了便于和其他散射诊断相比较, 我们将(4)式代入(7)式, 在小功率近似下经整理后得到简并四波混频的信号功率 P_4 [当 $\lambda_{De}(\mathbf{K}_n - \mathbf{K}_3) \gg 1$] 为

$$\begin{aligned} P_4 = & \left(\frac{4N_0}{N_c(\omega)} \right)^2 \cdot \frac{1}{(k_B T_e)^2} \cdot r_0^2 \lambda_0^2 L^2 \\ & \cdot \frac{P_1 P_2}{S^2 c^2} \cdot P_3, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 S 为光束截面. 信号功率与电子密度的平方成正比, 这正是相干散射所预期的. 同时, 信号功率与电子温度的平方成反比, 而与激光波长成正比. 我们知道激光在等离子体中的 90° 非相干汤姆逊散射在立体角 $\Delta\Omega$ 内的散射截面为 $1/2 r_0^2 N_0$. 若散射光由光谱仪分解成 β 个通道, 则进入每个通道的散射功率为

$$P_T = \frac{1}{2\beta} N_0 r_0^2 L \Delta\Omega P_0.$$

于是, 我们得到等离子体中简并四波混频的信号功率对 90° 汤姆逊散射功率比为

$$\frac{P_4}{P_T} = 32 \left(\frac{N_0}{N_c^2(\omega)} \right) \cdot \frac{1}{(k_B T_e)^2} \cdot \frac{\lambda_0^2 L \beta \cdot P_1 P_2}{\Delta Q S^2 c^2} \quad (10)$$

很明显,这个比值是很大的。例如,等离子体的参数为

$$N_0 = 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}, \quad T_e = 100 \text{eV},$$

当选用 $\lambda_0 = 496 \mu\text{m}$ 氟化甲烷激光,激光截面直径 $\phi 2 \text{mm}$, $L = 1 \text{cm}$, 激光功率 $\sim 10 \text{kW}$, 则得到的简并四波混频的信号功率,将是用同样的激光功率进行 90° 汤姆逊散射得到的散射功率的 10^5 倍(当 $\Delta Q \sim 3 \times 10^{-2}$, $\beta = 10$ 时)。因此,在不太高的等离子体温度时,适当选择激光波长,甚至几十毫瓦的激光功率就能得到 $\sim 10^{-14} \text{W}$ 的简并四波混频的信号功率。它说明可以用较低功率的连续远红外激光作为混频源,进行连续波诊断等离子体。

参 考 文 献

[1] Б. И. Степанов, Е. В. Ивакин, А. С. Рубанов,

Доклады Академии Наук СССР, 196 (1971), 567.

- [2] J. P. Woerdman, *Opt. Commun.*, 2(1970), 212.
 [3] R. W. Hellwath, *J. Opt. Soc. Am.*, 67(1977), 1.
 [4] A. Yariv and D. M. Pepper, *Opt. Lett.*, 1(1977), 16.
 [5] D. M. Bloom and B. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.*, 31(1977), 592.
 [6] D. M. Bloom, P. F. Liao and N. P. Economn, *Opt. Lett.*, 2(1978), 58.
 [7] W. Hartig, *Appl. Phys.*, 15(1978), 427.
 [8] P. F. Liao and D. M. Bloom, *Opt. Lett.*, 3(1978), 4.
 [9] D. C. Steel and J. F. Lam, *Opt. Lett.*, 4(1979), 363.
 [10] 钟权德, 物理学报, 30(1981), 133.
 [11] A. L. Peratt, B. L. Watterson and H. Derfler, *Phys. Fluids*, 20(1977), 1900.
 [12] N. C. Luhmann, et al., *Infrared Phys.*, 18(1978), 777.
 [13] H. C. Paudkude, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 35(1979), 766.
 [14] A. P. Hickman and Neal. F. Lane, *Phys. Rev. Lett.*, 26(1971), 1219.
 [15] Z. Sagdeev and A. A. Galeev, *Nonlinear Plasma Theory*, Benjamin, New York, (1969).
 [16] K. Nishikawa, *J. Phys. Soc. Jap.*, 24(1968), 916; 24(1968), 1162.

用 Monte Carlo 方法计算电子散射和穿透深度

毛允静 陈永祺

(冶金工业部钢铁研究总院)

1980年10月23日收到

一、引 言

为了深入了解电子与固体相互作用时产生的特征X射线和背散射电子等信号分布情况,我们从 Rutherford 散射出发,利用 Monte Carlo 方法,在国产 TQ-16 型电子计算机上进行了计算。计算了几种纯元素的背散射系数、最大的电子穿透深度以及 Cu-Au, Ag-Au 两种合金的背散射系数。

二、数学模拟方法^[1]

电子在靶中的最大行程为 R_B , 用 Bethe 能量损失公式积分求得。Bethe 公式为^[2]

$$\frac{dE}{d(\rho s)} = -\frac{78500 Z}{E A} \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right), \quad (1)$$

式中 Z 为原子序数, A 为原子量, ρs 为电子轨迹的质量距离, E 为电子能量, J 为平均电离能。计算中采用了两种 J 的表达式,一种是