

利用表面等离子波观察光学不稳定性

杨心亮 杨于民 齐继宁 章志鸣

(上海复旦大学物理系)

摘要: 利用 SPW 观察光学不稳定性。从理论上得到光学不稳定性的条件; 利用 SPW 观察到自脉冲、分叉及混沌等光学不稳定性现象。

Observation of optical instability by SPW technique

Yang Xinliang, Yang Yumin, Qi Jining, Zhang Zhiming

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

Abstract. Optical instability can be observed by means of surface plasma wave (SPW) technique. Theoretical calculation for prediction of optical instability by SPW has been obtained and some experiments were carried out, optical instability of self-pulsing, bifurcation and chaos were observed.

一、前言

利用 Otto 结构在全反射时产生的倏逝波与无辐射的表面等离子波 (简称 SPW) 相耦合, 在一定的条件下将入射光能量耦合到 SPW 中, 使全反射区域呈现一个吸收峰, 峰的深度和入射光波长、入射角、空气隙厚度有关。对给定波长的入射光将入射角固定在最佳耦合距离时, SPW 的吸收和空气隙厚度 D 有关, 若空气隙厚度由输出光强通过压电陶瓷来控制就可以构成反馈。我们从 Fresnel 公式出发, 导出了不稳定性的条件, 实验上利用 SPW 并用计算机进行延时和 AD-DA 变换观察到自脉冲、分叉及混沌等光学不稳定性。

二、原理

如图 1 所示, 棱镜的介电常数为 ϵ_0 , 空气隙厚度为 D , 金属的介电常数 $\epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$ 。SPW 是在金属和空气的界面上传播并沿传

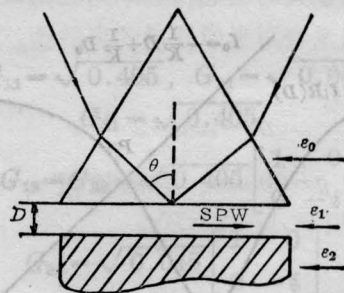


图 1

收稿日期: 1985 年 12 月 2 日。

播的法线方向作指数衰减的无辐射电磁波。从 Maxwell 方程可知 SPW 是 TM 波也只有 TM 波才能激发 SPW。SPW 存在时界面两侧介质的介电常数实部符号必须相反,例如金属与电介质。SPW 的色散关系是非线性的。在图 1 所示的棱镜、空气隙、金属的结构中我们利用全反射产生的倏逝波与沿金属和空气界面传播的 SPW 相耦合,若满足耦合条件在全反射区域就会呈现一个明显的衰减峰,这就是 ATR 谱。在 Otto 结构中倏逝波与 SPW 耦合程度不仅与入射角 θ 、入射光频率 ω 有关,也与棱镜和金属的间隙距离即空气隙厚度 D 有关。由 Fresnel 公式对 Otto 结构反射率 R 可表示为:

$$R = |r_{012}|^2 = \frac{r_{01} + r_{12} e^{i2\delta}}{1 + r_{01} r_{12} e^{i2\delta}} \quad (1)$$

其中
$$r_{ij} = \frac{\varepsilon_j K_i - \varepsilon_i K_j}{\varepsilon_j K_i + \varepsilon_i K_j};$$

$$K_i = \frac{\omega}{c} (\varepsilon_i - n_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2};$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \cos \theta = K_1 D,$$

若入射光频率 ω , 介电常数 $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2$, 入射角 θ 均为已知[如 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $n_0 = 1.7254(632.8 \text{ nm})$, $n_1 = 1$, $\varepsilon_2 = -17 + i0.5$ (在 632.8 nm 银的介电常数), $\theta = 36.66^\circ$ 对 (632.8 nm , ATR 谱峰值位置)], 则可计算出 $R-D$ 关系曲线如图 2 所示。在图 1 所示的 Otto 结构中, 控制空气隙厚度 D 构成有延时反馈的系统, 若仅考虑反馈系统的弛豫过程, 并用德拜近似来描写这个弛豫, 系统的动力

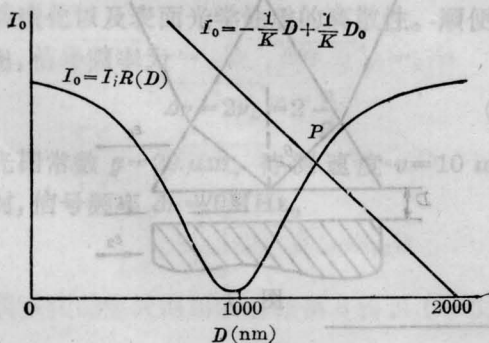


图 2

学耦合方程可以写作:

$$I_0 = I_i R(D) \quad (2)$$

$$\tau \frac{dD(t)}{dt} + D(t) - D_0 = f[I_0(t-T)]; \quad (3)$$

式中 I_i, I_0 分别是系统的输入和输出光强, D 是空气隙厚度, τ 是弛豫时间, D_0 是初始的空气隙厚度, T 是延迟时间, 函数 f 表示反馈形式。在长延时情况下 $\frac{\tau}{T} \rightarrow 0$, 则 (2)、(3) 一组微分方程可用差分方程表示:

$$I_{0(n)} = I_i R[D_{(n)}] \quad (4)$$

$$D_{(n+1)} = D_0 + f[I_{0(n)}] \quad (5)$$

由于通过输出光强经计算机进行延时反馈控制, 输出光强经电压放大后作用于压电陶瓷, 总的反馈形式是线性的即 $f[I_{0(n)}] = -K I_{0(n)}$, 其中 K 是正的比例常数, 负号表示随着输出光强增加而空气隙厚度减少。差分方程 (4)、(5) 也可用图 2 中两条曲线来表示, 若系统是稳定的输出光强, 则 I_0 必定在两条曲线的交点 P 上。在 P 点 $R(D)$ 曲线的斜率为 K' , 从 (4)、(5) 式可得

$$\Delta I_{0(n)} = I_i K' |\Delta D_{(n)}| = I_i K' K |\Delta I_{0(n-1)}| \quad (6)$$

$$\frac{|\Delta I_{0(n)}|}{|\Delta I_{0(n-1)}|} > 1 \text{ 时, 系统产生不稳定性,}$$

这时

$$I_i > \frac{1}{K'K}$$

当输入光强较小时, 系统将处于稳定态, 当输入光强充分大时系统可能由稳定态变成非稳定态。当 I_i 充分大时若固定 I_i , 则系统的输出光强 I_0 随时间变化可能在两个值之间跳跃, 也可能在四个值之间跳跃即自脉冲现象, 若输出光强 I_0 完全无规分布, 即是混沌。

将输入光强 I_i 缓慢增加, 观察系统输出光强 I_0 的变化, 从 (4)、(5) 式系统的差分方程可写为

$$I_{0(n)} = I_i R[D_0 - K I_{0(n-1)}] \quad (7)$$

角度 ϕ 即改变入射光强 I_i ; 棱镜 N 改变入射光方向, 出射光经反射镜 M 、衰减片 T 进入光电倍增管, 它的输出信号经过 I/V 变换、 A/D 变换送入计算机由计算机记录并延时再由 D/A 变换输出经过放大器反馈到压电陶瓷两端。实验中采用的 Otto 结构由棱镜、空气隙、银层组成。棱镜折射率 $n_0=1.7254$ (632.8 nm), 银层是采用真空镀膜的方法制备在直径为 8 mm 的玻璃基板上, 整个装置

固定在可转动的平台上, 通过调节螺丝和压电陶瓷使空气隙初始厚度在 2000 nm 左右。在实验中用程序来控制输入、延时、输出及记录, AD-DA 卡的电压工作范围 0~9 V, I/V 输出电压控制在 8.5 V 左右, 由分压器使放大器输入电压工作范围在 0~1 V 之间。反馈系数 K 的改变由放大器放大倍数决定, 放大器的放大倍数可连续变化, 最大输出电压 450 V。

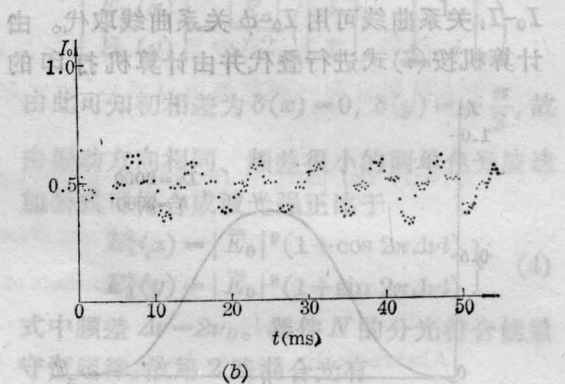
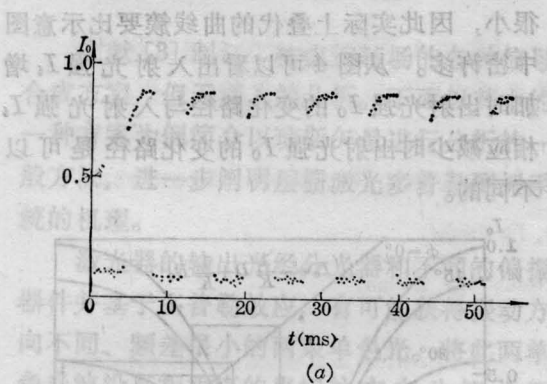


图 6

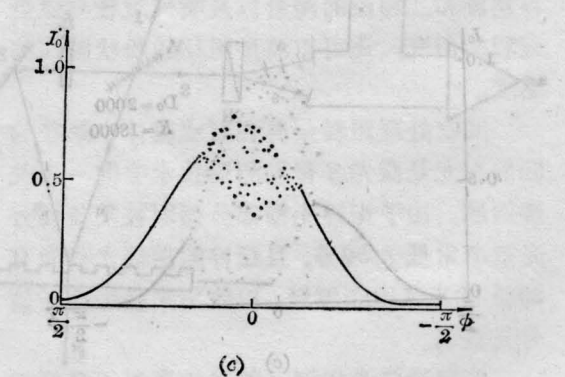
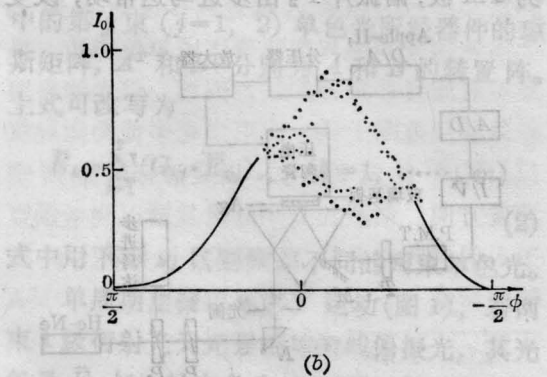
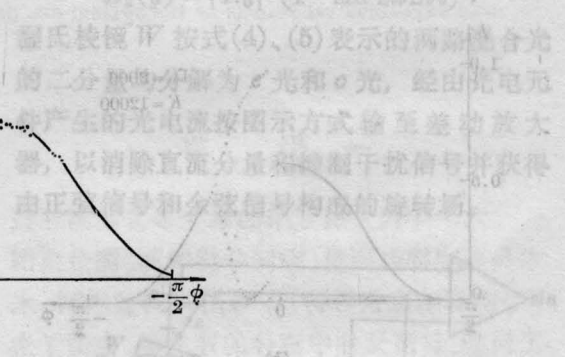
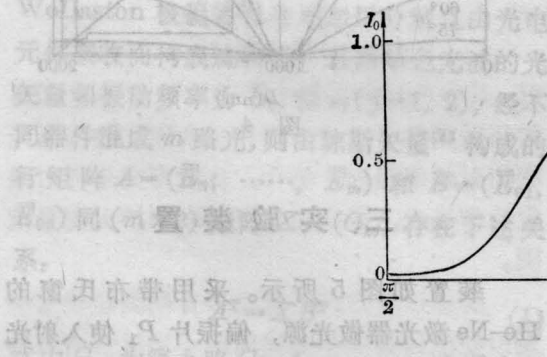


图 7

四、实验结果及讨论

调节系统的输入光强 I_i 和反馈系数 K , 在一定的输入光强和反馈系数情况下系统的输出光强将变得不稳定。图 6(a) 所示输出光强 I_o 随时间 t 的变化是典型的长延时两分叉输出, 输出光强 I_o 在两个值之间跳动, 随时间变化规律基本上是方波, 其半周期就是延迟时间 T 。由图也观察到输出光强 I_o 随时间 t 的变化, 即自脉冲现象。图 6(b) 中输出光强 I_o 在四个值之间振荡即四分叉输出。

若让步进马达带动偏振片 P_2 旋转同时观察系统的输出光强, 可以观察到分叉现象。图 7 是不同反馈系数 K 的一组 $I_o-\phi$ 曲线。反馈系数较小, 系统处于稳定态, 随着反馈系数增大在 (b) 中出现二分叉现象, 在 (c) 中反馈系数较大出现复杂的频谱输出, 在分叉区域的中心存在着混沌, 即对一定的输入光强

I_i 、输出光强 I_o 出现无规分布。图 7 是实验上定性观察, 对 ϕ 没有定标。

我们也对相同反馈系数、相同步长不同延时的光学不稳定性进行观察。延时时间由 τ 变为 3τ , 结果没有什么本质不同。在相同的反馈系数、相同的延迟时间下改变步进马达的转速即改变叠代步长 $\Delta\phi$, 结果也没有什么本质不同, 因此光学不稳定性由反馈系数 K 起主导作用。

从实验中可以看出光学不稳定性和界面的光学性质密切相关, 在 Otto 结构中和空气隙厚度及界面的光学性质密切相关, 由于实验中观察的分叉曲线与 $R-D$ 曲线密切相关, 而对界面光学性质有实际意义的参数包含在 $R-D$ 曲线形状中, 因此研究分叉曲线为研究界面的光学性质提供一个新的手段。

本工作受国家自然科学基金资助。在电子线路方面夏敬芳老师给予帮助, 在此表示感谢。

(上接第 88 页)

算得单脉冲峰值功率为 30 MW, 在 20 次/s 下输出平均功率为 60 MW。

讨论

我们所用的 YAG 激光是单横模高斯光束及近带宽极限脉冲, 方向角 0.7 mrad, 带宽 0.05 nm。由计算结果表 1 可知 $l=2$ cm 的 KDP 其 $\Delta\theta=0.51$ mrad, $\Delta\lambda=0.44$ nm, 可见光束发散角是影响我们效率提高的主要因素。此外我们的入射光功率密度还不高 (1.27 GW/cm²), 而最佳转换效率下的入射

光功率密度是 $2\sim 3$ GW/cm²[3]。另外对 ps 激光而言, 经计算 2 cm KDP 和频所产生的光孔效应也不可忽略。因此, 为了进一步提高 THG 转换效率, 可采取下列措施: 提高入射光功率密度, 并在此基础上改善方向角, 或采用优质晶体 β -BaBO₃, 可大大提高 THG 转换效率。

参考文献

- [1] F. Zernike Jr.; *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, **54**, 1215.
- [2] 何慧娟等; 《中国激光》, 1983, **10**, No. 11, 765,
- [3] W. Seka *et al.*; *Opt. Commun.*, 1982, **34**, No. 3, 469.