

注入型法布里-珀罗腔的衬度增强效应、 频谱特性和时间特性

陈守华 徐毓光

(中国科学院上海光机所)

H. A. Schuessler

(Dept. of Physics, Texas A & M University, College Station, USA)

提要: 就几种典型的情况, 计算注入型法布里-珀罗腔的参数与输出光束参数的关系, 法布里-珀罗腔的频谱特性及时间弛豫效应, 并指出这些特性在激光光谱研究领域中的应用前景。

Contrast-enhanced effect spectral character and time relaxation properties for injection Fabry-Perot cavity

Chen Shouhua, Xu Yuguang

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

H. A. Schuessler

(Dept. of Physics, Texas A & M University, College Station, USA)

Abstract: The Parameter relationship between an injection Fabry-Perot cavity and its output beam was calculated for several typical cases, the spectral characters and time relaxation effects of the cavity were investigated, and the potential applications of these properties in laser spectroscopy were indicated.

目前, 法布里-珀罗标准具更加广泛地应用于激光光谱研究的各个方面, 例如利用它的腔内增强效应, 实现连续可调谐染料激光束的内腔及外腔倍频^[1,2], 实现高灵敏度的内腔增强吸收光谱测量^[3]; 此外, 法布里-珀罗标准具正日渐使用于脉冲光源。设标准具腔长为 L , 单色入射光束频率为 ω , 强度为 I_0 。入射光束的横模应与法-珀腔的模式匹配^[4], 这样, 多次反射的各子光束的波面在所有位

置都是重演吻合的。设标准具内充有介质, 光束单程通过的强度吸收是 $\beta(\omega)$, 相移是 $\delta_1(\omega)$ 。按照通常的多光束波面叠加法^[5], 得到输出光束的强度和相移分别是:

$$I_T = I_0 T(\omega)$$

$$= I_0 \frac{(1-R)^2(1-\beta(\omega))}{\left\{ 4(1-\beta(\omega))R\sin^2(\delta_1(\omega) + \delta/2) + (1-(1-\beta(\omega))R)^2 \right\}}$$

(1)

收稿日期: 1987年3月24日。

$\varphi_T(\omega)$

$$= \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{R(1-\beta(\omega)) \sin(\delta + 2\delta_1(\omega))}{1-R(1-\beta(\omega)) \cos(\delta + 2\delta_1(\omega))} \right] \quad (2)$$

式中 R 是标准具腔镜的反射率, $\delta = 2L\omega/c$ 。

由方程(1), 当 $\delta_1 + \delta/2 = n\pi$ 时 (n 是整数), I_T 有最大值

$$I_M = \frac{I_0(1-R)^2(1-\beta)}{(1-(1-\beta)R)^2} \quad (3)$$

图1给出 $R=0.98$ 时, I_M 与 β 的关系。 I_M 相对于 β 的变化是十分灵敏的, 这特性可被用来测量低吸收物质的激光光谱。

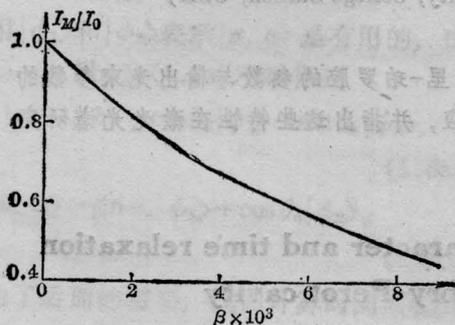


图1 标准具输出光强峰值 I_M 与腔内吸收 β 的关系
(腔镜反射率 $R=0.98$)

另一种情形是介质无吸收 ($\beta=0$), 而且标准具调谐于激光频率 ω (即 $\delta = 2L\omega/c = 2n\pi$), 这时

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \delta_1} \quad (4)$$

图2给出 $R=0.98$ 时, I_T 与 δ_1 的关系。 I_T 相对于 δ_1 也是十分灵敏的, 这特性可被用来测量介质介电常数的微小变化。

标准具的通光频带宽 $\Delta\omega = c/2LF$, 式中 F 是标准具的细度。定义 $T_0 = 1/\Delta\omega$, T_0 为标准具的特征时间。以后会看到, T_0 是决定标准具对光脉冲响应特性的重要参数。

若入射光束的频谱宽度远大于 $\Delta\omega$, 则大部分频谱成份被标准具阻挡, 只有小部分频谱成份得以通过。短脉冲光束必然对应于宽

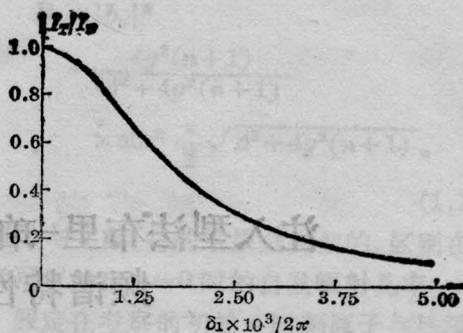


图2 标准具输出光强 I_T 与腔内介质相移的关系
(腔镜反射率 $R=0.98$)

频谱, 因而通过标准具后光束能量有大的衰减, 图3给出对应于不同脉宽 S 的光脉冲通过标准具后的输出波形。这里, 定义输入光束场强是 $A(\tau) = \exp(-\tau^2/s^2) \exp(i\omega_0\tau)$, 式中, τ 是时间参数, ω_0 是光脉冲的中心频率, 而且标准具被调整得与 ω_0 共振 (即 $L\omega_0/c = n\pi$)。设标准具腔镜反射率 $R=0.98$, 对于空腔情形 ($\beta=0$), $T_0=156\tau_0$ 。这里 $\tau_0 = 2L/c$ 是光束在标准具内往返一次所需的时间, 我们用它作为计时单位。由图3可见, 只要 $S > T_0$, 光束的频谱基本上落在通频带内, 光强衰减很小; 若 $S \ll T_0$, 光束的频谱范围通频带要宽得多, 衰减很大。

实际上, 只要标准具内介质的吸收和相移参数不随时间变化, 该标准具就可视为线性系统, 常规的频谱分析方法是适用的。下面, 我们用频谱分析观点对法布里-珀罗标准

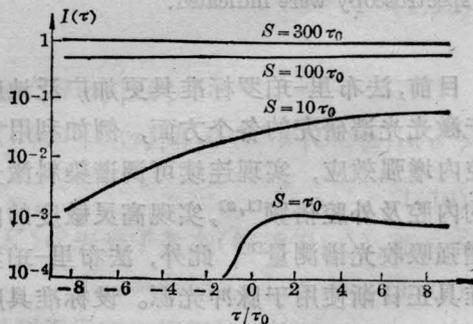


图3 脉宽为 S 的脉冲光束 $A(\tau) = e^{-\tau^2/s^2} e^{i\omega_0\tau}$ 通过标准具后的输出波形
($R=0.98, T_0=156\tau_0$)

具的性质作进一步的讨论。

将入射光束强度 $I_{in}(\tau)$ 和出射光束强度 $I_{out}(\tau)$ 按频谱分解:

$$I_{in}(\tau) = \sum_m \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(\omega_{0m}, \Omega) e^{i(\omega_{0m}-\Omega)\tau} d\Omega \quad (5)$$

$$I_{out}(\tau) = \sum_m \int_{-\infty}^{+\infty} S_2(\omega_{0m}, \Omega) e^{i(\omega_{0m}-\Omega)\tau} d\Omega \quad (6)$$

在频谱空间, 以下关系式成立:

$$\begin{aligned} S_2(\omega_{0m}, \Omega) \\ = S_1(\omega_{0m}, \Omega) T(\omega_{0m}-\Omega) e^{i\varphi_T(\omega_{0m}-\Omega)} \end{aligned} \quad (7)$$

式中, $T(\omega_{0m}-\Omega) e^{i\varphi_T(\omega_{0m}-\Omega)}$ 是标准具的频谱函数, 由方程(1)和(2)给出。

设入射光束由多谱线元 ω_{0m} 组成, 每一谱线元内有精细结构。对于脉冲光源的情形, 这些精细结构用常规方法是很难观察到的。但若将 F-P 腔逐一调至与谱线元中心位置 ω_{0m} ($m=1, 2, \dots$) 共振, 由实测的输出脉冲波形的傅里叶变换求出 $S_2(\omega_{0m}, \Omega)$, 则可以从(7)式求出 $S_1(\omega_{0m}, \Omega)$, ($m=1, 2, \dots$)。于是便可测出全部谱带的精细结构。这种方法除具备传统傅里叶干涉光谱术的一般优点之外, 还有一些特点, 例如不需移动任何光学元件、适用于短脉冲光源; 适当选择腔参数后, 可以由 F-P 腔的衬度增加效应提高测量灵敏度, 也可通过调整腔参数(自由光谱区及细度), 选择合适的测量范围和测量精度等等。

若入射光束的频谱是中心为 ω_0 的单谱线元, 腔内充以未知参数的介质。在这种情况下, $S_1(\omega_0, \Omega)$ 、 $S_2(\omega_0, \Omega)$ 均可由脉冲波形的傅里叶变换单独求出, 然后由(7)式求出 $T(\omega_0-\Omega)$ 和 $\varphi_T(\omega_0-\Omega)$, 最后利用(1)式和(2)式求出腔内介质的吸收函数 $\beta(\omega_0-\Omega)$ 和相移函数 $\delta_1(\omega_0-\Omega)$ 。

以上是假定标准具内介质的吸收及相移不随时间变化。研究介质参数随时间变化的情形将更有意义。这是因为有一些物理问

题, 例如受脉冲光源激发的原子系统内各类物理过程的研究和诊断, 正属于这个范围。

仍设 F-P 标准具间隔为 L , 腔镜反射率为 R 。以频率 ω_0 的单谱线元入射光束作为光探针, 让标准具腔长与光探针频率 ω_0 保持共振, 并设光束一次通过介质后的振幅透过函数及相移函数均是时间的函数, 并写为 $\alpha(\tau)$ 和 $\xi(\tau)$ 。与稳态时的计算方法类似^[5], 把输出光束的复振幅写成各子光束复振幅的叠加:

$$\begin{aligned} A_{out}(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} A_0 (1-R) R^n e^{i(2n+1)\xi(\tau-n\tau_0)} \\ \times \alpha^{2n+1}(\tau-n\tau_0), \end{aligned} \quad (8)$$

式中 τ_0 的意义如前述, 是光束在腔内往返一次的时间。输出光束的强度函数是

$$I_{out}(\tau) = |A_{out}(\tau)|^2 = A_1^2(\tau) + A_2^2(\tau), \quad (9)$$

式中,

$$\begin{aligned} A_1(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} A_0 (1-R) R^n [\alpha(\tau-n\tau_0)]^{2n+1} \\ \times \cos((2n+1)\xi(\tau-n\tau_0)) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A_2(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} A_0 (1-R) R^n \alpha^{2n+1}(\tau-n\tau_0) \\ \times \sin((2n+1)\xi(\tau-n\tau_0)) \end{aligned} \quad (11)$$

可以推想, 当介质参数的变化速率过快时, 标准具必然表现出时间弛豫特点, 并且信号调制度也会随之减小。为了看出这些特点, 我们用(1)式写出不计弛豫效应时的输出光束的强度函数:

$$I'_{out}(\tau) = \frac{A_0^2 (1-R)^2 \alpha^2(\tau)}{\left\{ \begin{aligned} & [1 - (1 - \alpha^2(\tau) R)]^2 \\ & + 4\alpha^2(\tau) R \sin^2(\xi(\tau)) \end{aligned} \right\}} \quad (12)$$

给 $\alpha(\tau)$ 和 $\xi(\tau)$ 规定具体的函数, 分别用(9)式和(12)式算出 $I_{out}(\tau)$ 和 $I'_{out}(\tau)$, 并进行比较, 是很有意思的。假定标准具腔镜反射率 $R=0.98$, 先忽略腔内介质吸收, 所以标准具的特征时间 $T_0=156\tau_0$ 。现给出四种情况的计算结果:

(A) $\alpha^2(\tau) = 1 - c \cdot \exp(-\tau^2 / (50\tau_0)^2)$, $\xi(\tau) = 0$, 这对应于无相移的情形, 并且强度透射函数的特征时间 $u = 50\tau_0$, 甚小于标准具

的特征时间 $T_0 = 156\tau_0$ 。图 4 给出 c 分别为 0.001、0.004 和 0.008 时的 $I_{out}(\tau)$ 和 $I'_{out}(\tau)$ 。由图 4 可见, 由于标准具的时间弛豫效应, 使得 $I_{out}(\tau)$ 的后沿远比 $I'_{out}(\tau)$ 平缓, 并且 $I_{out}(\tau)$ 的信号调制度也比 $I'_{out}(\tau)$ 小。这是因为 u 比 T_0 小很多的原因。

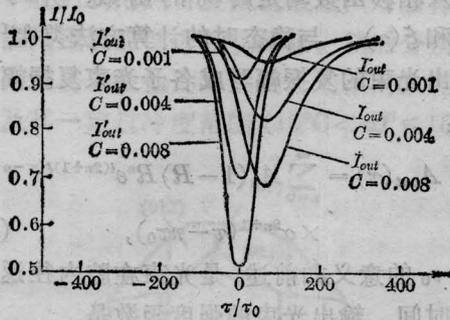


图 4 短脉冲光束通过弱吸收介质标准具后的波形
吸收函数 $c \exp(-\tau^2/u^2)$, $u = 50\tau_0$

(B) $\alpha^2(\tau) = 1 - c \cdot \exp(-\tau^2 / (200\tau_0)^2)$, $\xi(\tau) = 0$ 。这仍是无相移情形, 只是强度透射函数的特征时间 $u = 200\tau_0$, 与标准具的特征时间 T_0 数值相仿。图 5 给出 $c = 0.001$ 、0.004 和 0.008 时的 $I_{out}(\tau)$ 和 $I'_{out}(\tau)$ 。由图 5 可见, 由于 u 与 T_0 差不多, 标准具的时间弛豫效应不明显。除了在时间上有一个推迟之外, $I_{out}(\tau)$ 和 $I'_{out}(\tau)$ 的形状及幅值都十分接近。

(C) $\xi(\tau) = 2\pi c \cdot \exp(-\tau^2 / (50\tau_0)^2)$,

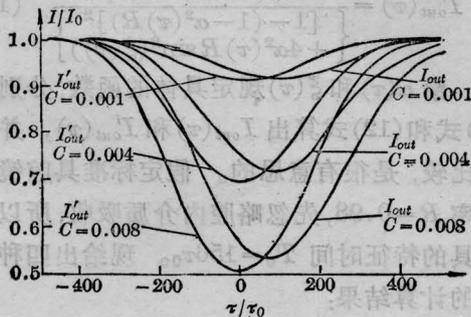


图 5 长脉冲光束通过弱吸收介质标准具后的波形
吸收函数是 $c \exp(-\tau^2/u^2)$, $u = 200\tau_0$

$\alpha^2(\tau) = 0$ 。这是无吸收纯相移的情形, 图 6 给出 $c = 0.005$ 和 0.01 的 $I_{out}(\tau)$ 和 $I'_{out}(\tau)$ 。由于相移函数的特征时间 $u = 50\tau_0$ 远小于 T_0 , 标准具的时间弛豫效应是很明显的。

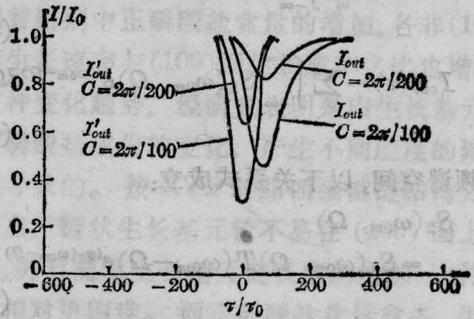


图 6 短脉冲光束通过弱相移介质标准具后的波形
相移函数是 $2\pi c \exp(-\tau^2/u^2)$, $u = 50\tau_0$

(D) $\xi(\tau) = 2\pi c \cdot \exp(-\tau^2 / (200\tau_0)^2)$, $\alpha^2(\tau) = 0$ 。这也是无吸收纯相移的情形, 但特征时间 $u = 200\tau_0$, 与 T_0 数值相仿。图 7 给出 $c = 0.005$ 和 $c = 0.01$ 的 $I_{out}(\tau)$ 和 $I'_{out}(\tau)$, 可见与情况 (B) 一样, 标准具的时间弛豫效应并不明显。

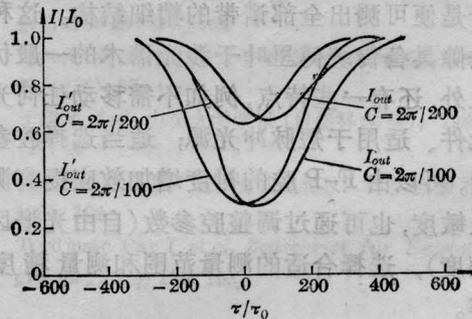


图 7 长脉冲光束通过弱相移介质标准具后的波形
相移函数是 $2\pi c \exp(-\tau^2/u^2)$, $u = 200\tau_0$

由图 4~7 可以看到, 只要 $\alpha^2(\tau)$ 和 $\xi(\tau)$ 的变化足够慢, 使得相对变化速率小于标准具的通频带宽, 标准具的时间弛豫效应就不明显, 我们可以从实验测到的 $I_{out}(\tau)$, 由方程 (12) 直接导出 $\alpha^2(\tau)$ 和 $\xi(\tau)$ 。否则, $I_{out}(\tau)$ 只能给出 $\alpha^2(\tau)$ 和 $\xi(\tau)$ 的定性结果, 定量结果 (下转第 481 页)

$$k = \lim_{M \rightarrow 0} e^{-\frac{2d}{\pi a}} M^2 \frac{(1 - e^{-\frac{\sigma}{2}})^2}{(1 - e^{-\frac{M}{2}\sigma})^2}$$

$$= \lim_{M \rightarrow 0} e^{-\frac{2d}{\pi a}} e^{-\frac{\sigma}{2}(1-M)} = e^{-\frac{2d}{\pi a}}. \quad (18)$$

由上面三式((17)至(19)式)不难看出:在辐射量子穿过每片箔或穿过整个介质箔叠层时都有较严重的吸收的情况下,采用开设观测缝的方法来提高辐射强度效果是显著的(见(16)、(17)式),而在辐射量子即使穿过整个箔叠层吸收仍然可以忽略的情况下,开设观测缝不但达不到提高射线强度的目的,反而会使强度降低(见(18)式)。这是因为开设观测缝使对渡越辐射有贡献的电子数目减少,所以只有在下列情况下,开设观测缝后才能使射线强度有较显著的提高。(a)箔是由X射线吸收系数较高的材料制成的(如碳箔、铝箔等)。(b)介质箔叠层是由数目较多的介质箔构成(即 M 较大)。(c)开设的缝宽要远小于电子束的有效半径。

在推导(3')式的过程中忽略了穿越观测缝的电子对辐射的贡献,这是因为高速相对论电子产生的电场的傅里叶变换的横向分量(垂直于 \mathbf{V})和纵向分量(平行于 \mathbf{V})分别与第一阶变型贝塞尔函数 $K_1\left(\frac{\omega\rho}{\gamma V}\right)$ 和第零阶变型贝塞尔函数 $K_0\left(\frac{\omega\rho}{\gamma V}\right)$ 成正比, ρ 为场点到电子轨迹的垂直距离。由变型贝塞尔函数的下列渐近性

$$K_\nu(x) \xrightarrow{x \text{ 很大时}} \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}$$

可知:高速运动的电子在穿越介质箔时产生的极化电流主要分布在以电子运动轨迹为轴线的一个圆柱型区域内,该圆柱的半径大约

(上接第476页)

果要从方程(15)得到,计算量是大的。

此外,从图4~7可以看到, $I_{out}(\tau)$ 的调制随 $\alpha^2(\tau)$ 或 $\xi(\tau)$ 十分灵敏,可以检测灵敏度 10^{-3} 的强度吸收或 $2\pi \times 10^{-3}$ 的位相移动。这些结果提示我们,可以用法布里-珀罗标准具法检测介质微弱吸收或相移的瞬态过程。

为 $\gamma V/\omega = \gamma\lambda$,其中 λ 为辐射波长。通常辐射波长分布在软X射线范围内,如用54 MeV的电子束,穿过真空-铍箔叠层($l_1=1.5$ mm, $l_2=1.5$ μ m, $M=18$)时产生的辐射量子谱的峰分布在0.8~1.2 nm这样一个范围。所以电子在穿越铍箔时产生的极化电流主要分布在以电子轨迹为轴、半径约为十分之几微米的圆柱区域内,即极化电流几乎全部分布在电子的运动轨迹上。当电子从缝中穿越时,在箔内产生的极化电流几乎为零,所以可以认为从观测缝中穿越的电子对渡越辐射没有贡献。因此随着缝宽的增加, F'_1 以指数的形式迅速地衰减。缝开得越窄,强度增加就越显著,而且在包含缝的观测面内的辐射仍然是偏振的。

因为沿缝传播的射线不穿过箔,所以可以在箔之间加入其他的固体介质层,以适应对不同的软X射线源的要求,而且这样做可使箔叠层的强度提高,使制作难度降低。当然在缝中传播的射线尽管未被吸收,但在缝边缘上的散射仍然是射线衰减的一个不利因素,因为X射线的衰减主要包含吸收和散射两部分。故随着X射线波长的增加,由吸收引起的射线衰减远大于由散射引起的衰减,上射线在观测缝边缘上的散射可忽略不计。

参 考 文 献

- 1 Ginzburg V L, Frank I M, *J. Phys.*, 1945; **9**: 353
- 2 Ter-Mikaelian M L. *Nucl. Phys.*, 1961; **24**: 43
- 3 Piestrup M A et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983; **QE-19**: 1771
- 4 Cherry M L et al. *Phys. Rev. D*, 1974; **10**: 3594
- 5 Piestrup M A et al. *Phys. Rev. A*, 1985; **32**: 917
- 6 Chu A N et al. *J. Appl. Phys.*, 1980; **51**: 1290

参 考 文 献

- 1 Eliel E R et al. *Opt. Commun.*, 1981; **39**: 41
- 2 Brieger M et al. *Opt. Commun.*, 1981; **39**: 423
- 3 Harris T D. in "Ultrasensitive Laser Spectroscopy" New York: Academic Press, 343
- 4 Kogelnik H et al. *Proc. IEEE*, 1966; **54**: 1312
- 5 M 玻恩, E 沃耳夫. 光学原理(上册), 北京: 科学出版社, 421