

# 激光器输出功率外部稳定的方法

**内容简介** 本文描述一种波长480毫微米至1064毫微米范围内的连续激光器,利用法拉第效应使其辐射功率稳定的方法。同时谈到控制电路适用结构的单元技术问题。实验指出,辐射功率在测量平面以这种结构的调制器可稳定在每小时 $1 \cdot 10^{-4}$ 。

## 1 引言

通过与一个接收器标准的比较来校准激光辐射功率测量仪,为此,有必要要求辐射功率在时间上的稳定,在这方面,通过对所用激光器作内部功率稳定的办法是不能够满足的。因为,光束在其达到测试接收器及标准的途中,还必然受到波型滤波器、透镜以及反射镜的影响,这对所出现的功率的损耗,已经在对光束覆加其他光栏和波型滤波器的细微过程中发生了变化。因此,作为原因首先应当提到的是测量装置的机械负载的变化和激光器谐振腔不同的热膨胀。在参考文献[1]中曾经提出一种方法,它指出,不管辐射功率在测量面只是在缓慢地变化多久,如何利用一种补偿方法,不顾影响干扰,也能够进行可靠的校准。但与此相反,倘若出现了辐射功率不稳定的变化,那么这种补偿方法就不行了。这时就应当通过一种使辐射功率控制在测量面的外部调制来弥补,控制部分应当广泛适用于从465毫微米至1064毫微米波长范围的各种连续激光器,而且,不应当要求费时间的安装和调制措施。所以,不必从头对激光器采取措施。对于辐射计的应用来说,最理想的是使激光束线性偏振,为的是在分束器、窗口和反射镜上,透射与反射有一定比例,所以,在选择控制方法的时候,先决条件就是被稳定的激光器发射线性偏振的激光。在这种情况下,为

了可调地衰减电光效应和磁光效应,可以连接一个起偏器。

## 2 调制方法

选择的对象就是法拉第效应,因为它使光束保持线性偏振,并且是相对简单的方法,即使在光束直径较大的情况,也可以达到偏振面均匀的旋转。用这种方法不能调制激光的高频噪声,这一点不得不姑且忍耐,因为磁场变化只能相对缓慢进行。然而这并不是什么严重的缺点,因为大多数光束接收器及其放大器和指示仪经过的时间间隔,平均都大于未抑制噪声频谱最大的振荡时间。

图一示出调制电路的方框图,线性偏振的激光束首先经过一个玻璃棒(长度为 $l$ ,费尔德常数 $\omega$ 很大,位于一个电磁体中),随之光束的偏振面旋转角度为

$$\varphi = \omega \int_0^l H(x) dx \dots\dots\dots (1)$$

磁场强度 $H$ 按比奥-萨伐尔定律求得

$$H(x) = \frac{I}{2d} \sum_{n=1}^K \left( \frac{l-x}{\sqrt{(1-x)^2 + 4(a+nd)^2}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + 4(a+nd)^2}} \right) \dots\dots\dots (2)$$

(式中 $I$ 为一匝线圈的电流强度

$K$ 为 $n$ 匝线圈层的指数

$d$ 为线径; $R$ 为线圈体半径)

由(1)式和(2)式得出:

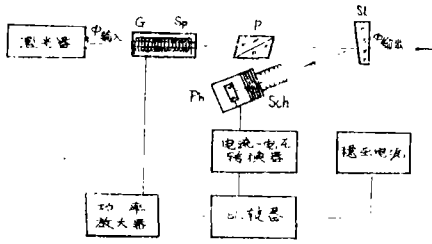


图1 调制电路的方框图:

$P$ —起偏器;  $Sp$ —线圈;  $G$ —玻璃棒  
 $St$ —分束器;  $Sch$ —调制盘;  $Ph$ —硅—光敏  
 元件

$$\varphi = \omega N I \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{1}{l} + \frac{(a+nd)^2}{l^2} - \frac{a+nd}{l} \right)$$

$$\approx \omega N I K \left( 1 - \frac{a}{l} - K \frac{d}{2l} + K^2 \frac{d^2}{6l^2} \right)$$

在不太短的线圈中, 从(3)式得出的近似式产生确定线圈足够准确的结果。

在不用法拉第-旋转器之后, 光束射到一个起偏器上。这个起偏器的安装是这样的, 即出射光束的振动面(在无电流的法拉第旋转器中)与起偏器最大的透射振动面形成一个夹角  $\varphi_0$ , 然后从反射和吸收结果来看, 光束离开起偏器按  $\cos^2$  定律在其辐射功率  $\phi$  方面衰减:

$$\Phi_{\text{输出}} = \Phi_{\text{输入}} \cos^2 \left( \frac{\varphi_0 + \varphi}{\varphi_c} \right) \dots (4)$$

( $\varphi_c =$  单位角为1度)

辐射功率  $\Phi_{\text{输出}}$  的不变部分, 利用分束器到达一个光敏元件, 它的光电流控制一个电流-电压转换器。该转换器的输出电压在一个比较仪中与稳定标称电压  $U_s$  进行比较, 这一比较是待转换器的负反馈电阻调到如下情况进行, 即辐射功率  $\Phi_{\text{输出}}$  的额定值在电流电压转换器的输出端产生的电压正好为  $-U_s$ :

$$\Phi_s, \text{ 输出} C = -U_s \dots (5)$$

因子  $C$  所包含的内容, 除了上面提到的负反馈电阻以外, 还有分析器的分度比以及光敏

元件的灵敏度。在辐射功率从标准值变为  $\Delta\Phi = \Phi_{\text{输出}} - \Phi_s$  有误差的情况下, 转换器的输出电压为:

$$-U_s - \Delta U = C(\Phi_s \text{ 输出} + \Delta\Phi \text{ 输出})$$

或者应用(5)式归一

$$\Delta U = U_s \left( \frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} \right)_{\text{输出}} \dots (6)$$

在双极功率放大器中,  $\Delta U$  放大  $V$  倍, 通过法拉第旋转器线圈所产生的电流, 由其内阻  $Rsp$  (在直流情况) 确定:

$$I = V \frac{U_s}{Rsp} \left( \frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} \right)_{\text{输出}} \dots (7)$$

然后, 由(3)、(4)和(7)式得出

$$\varphi = V_k \left( \frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} \right)_{\text{输出}}$$

其中,  $V_k = \omega N K V \frac{U_s}{Rsp}$

$$\left( 1 - \frac{a}{l} - K \frac{d}{2l} + K^2 \frac{d^2}{6l^2} \right) \dots (8)$$

$$\text{和} \left( \frac{\Delta\phi}{\phi_s} \right)_{\text{输入}} = \frac{\cos^2(\varphi_0/\varphi_c)}{\cos^2\left(\frac{\varphi_0 + \varphi}{\varphi_c}\right)}$$

$$\left[ 1 + \left( \frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} \right)_{\text{输出}} \right] - 1 \dots (9)$$

这组适于调制器后边输出功率相对变化的超越方程式, 对于变化较小的情况, 可以近似求解:

$$\left( \frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} \right)_{\text{输出}} \approx \frac{\cot g(\varphi_0/\varphi_c)}{2 \cdot V_k / \varphi_c} \left( \frac{\Delta\Phi}{\phi_s} \right)_{\text{输入}}$$

$$\varphi_0 \gg \varphi \dots (10)$$

由此可以看出, 夹角  $\varphi_0$  选择的越大, 调制电路的工作越是有效。当然, 在测量面可提供的输出功率仍依赖于方程式(4)。

### 3 调制电路的实际完成

所列调制状态的公式表明是按照原理得出的最佳值, 如何接近这一理想值, 取决于工作条件的稳定情况, 所以, 来自方程式(5)的因子  $C$  并非出现在计算的最终结果, 因为它在测量前经一次调节, 就应当成为一

个不变数。这样就对下列元件提出特殊的要求：

a) 分束器必须有一个固定的分配比。

人们采用一块未镀膜的楔形分束器（楔角为 $0.5^\circ$ ）来达到这一要求。分束器与光轴稍微成倾斜，因为按费涅尔的小入射角公式，反射率的变化在角度变化很小的特定范围是微不足道的。

b) 光电元件的灵敏度必须稳定。为了使灵敏度不受温度的影响，使温度足以稳定在 $\pm 0.2k$ 。接收表面上灵敏度的不均匀性，通过尽可能提供均匀辐射的办法来消除其影响。为了达到这一点，串联一个乌比利希球。但需注意，球壁上反射的光要大量达到接收器上，因为单反射的辐射场呈现出一种强烈的粒化作用。如果为了达到均匀使用调制盘来代替乌比利希球，那么应当这样来选择它的装置，就是使光斑密集地置于接收器表面之上。接收器表面的光斑数目和位置统计变化，不会对光电流产生干扰影响〔3〕。

c) 电流电压转换器必须是无漂移地工作，也就是说，偏移电压必须总是小于方程(6)得出的电压 $\Delta U$ 。为完成这一点，人们使用一个很好的消波稳定运算放大器，该放大器根据情况，与其外部的线路一起，控制在一定的温度。

d) 在电源稳定的情况下，同样应当考虑到电压的变化小于工作电压 $\Delta U$ 。相反，末端放大器的漂移或者法拉第-旋转器的漂移，对于调制的质量没有意义。

#### 4 拉法第一旋转器

作为磁光材料可以得到的有单晶（如各种石榴石）和玻璃，单晶的费尔德常数比玻璃大5倍至10倍，但另一方面，它不能用在同一个相同宽度的光谱范围。单晶的价格昂贵。本文所谈工作中使用的是一根玻璃棒，玻璃牌号为SF57/NSSK，长200毫米，直径8毫米。在氦离子激光器波长为514.5毫

微米时，费尔德常数约为 $\omega = 2.5 \cdot 10^{-5} / \lambda$ ，线圈由于交流阻尼关系，缠在一个铜的线圈体上，其数据见表一所示。按方程式(3)它提供偏振面的转角，比一根无限长线圈的相同段落只小了9%。

图2说明本项工作中所用线圈的交流等效电路图，对于200Hz以下的频率来说，从这里可算得的调制放大频率关系与所测得的是一致的；随着频率的增大，线圈的电抗也增加了对馈电的阻碍。所以，如果数值调制到激光器输出功率的高频起伏，这时候以尽可能小的自感应产生必要的磁场是很适当的。

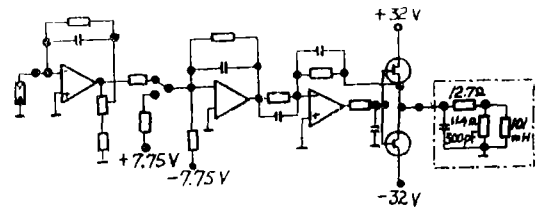


图2 控制电子学连接法拉第线圈简单线路图（等效电路图）

#### 5 调制特性

图3表明不同工作点 $\varphi_0$ 测得的调制特性曲线。与方程式(9)和(10)一致，角度 $\varphi_0$ 越大，变化调制得越好。当然，例如在 $\varphi_0 = 70^\circ$ 时，测量面只提供10%的激光器辐射功

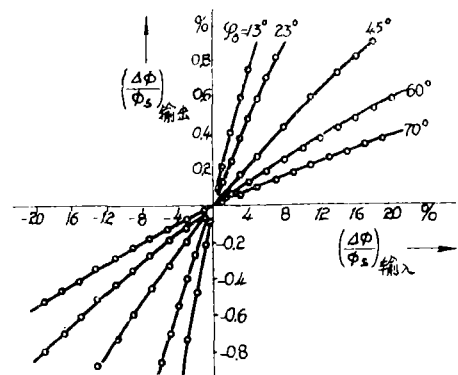


图3：法拉第调制单元的调制特性曲线，未调制的输入部分以“Ein”标志，调制部分以“Aus”标志。轴标为偏振器的工作角 $\varphi_0$ ， $\lambda = 514.5$ 毫微米

率, 其余部分 (从反射结果来看) 在偏振器部分被吸收。

如果通过变数  $V_k$  使方程式(10)适合于图3的曲线簇, 那么, 则得  $V_k = 8.2$  度。在协调一致情况下, 这时按方程(8)利用表中调制部分的特性数据算得,  $V_k = 8.1$  度。

表1 调制电路几部分的特性数据

玻璃棒:	
玻璃种类	SF57/NS5K
费尔德常数( $\lambda = 514.5nm$ )	$\omega = 4.28 \cdot 10^{-5}$ 度/1
长度	$L = 200mm$
直径	$8mm$
线圈:	
线圈层数	$K = 26$
每层匝数	$N = 190$
CuI导线的直径	$d = 1mm$
线圈体的长度	$l = 200mm$
线圈体的半径	$a = 5mm$
直流电阻	$R_{sp} = 12.71\Omega$
调制电子学系统	
电压放大	$V = 69.3$
比较仪的标称电压	$U_s = 7.75V$
最大输出电流	$I_{max} = \pm 2.5A$

利用一台氦离子激光器 (它的输出功率已经过内部调制, 稳定在  $\pm 0.5\%$ ) 在长时间的实验中表明, 应用法拉第调制器可使测量平面的辐射功率在  $\varphi_0 = 70^\circ$  的情况下, 相对稳定在每小时  $1 \cdot 10^{-1}$ 。此外, 还可以肯定, 调制电路具有一种很好的自身稳定性。这样, 就使得提高专用情况下功率放大器的放大电压  $V$  具有实际意义。用 He-Ne 激光器 ( $\lambda = 632.8nm$ ) 作试验, (它的输出功率未经调制时, 稳定在每小时  $\pm 2\%$ ) 经过调制在放大  $V = 800$  之后, 稳定性达到每小时  $\pm 3 \cdot 10^{-1}$ , 这时工作角为  $\varphi_0 = 20^\circ$ , 这样, 还有测量面上 80% 的激光器的输出功率可供使用。

### 参考文献见原文

译自“Optik”52(1978/79) No.2 167—173

[大舟 译 李景阳 校]

[上接45页]

$$AM = \frac{4}{9} \pi L (\theta_2^3 - \theta_1^3) \left( \frac{r_0}{a} - r_0 S \right) \dots \dots \dots (15)$$

如果代入上列选择数值, 则产生约 5% 的最大相对误差, 在出现最为经常  $\pm 6$  屈光度的镜片玻璃中, 最大误差甚至仅有 2%。此外, 如果散射光是已知的话, 可以考虑计算这一误差。

## 与西德标准规定方法的比较

为了证实这些计算, 用标准方法和本文

描述的方法测量了一系列无折射效应玻璃的散射光, 二者区别一般情况只有百分之几, 最大的区别在于检测试样中的非均匀性。在非均匀试样中可能产生差别, 因为标准方法平均通过较大的测量场。

使用 HeNe 激光器代替标准方法中所使用的高压氙灯, 不会因此而产生显著的差别, 因为实际中出现试样的散射, 没有严格的波长相关性。

译自 Optik 50(1978) No4 297—304

(大舟 译)