

综合评述

激光辐射的频谱及功率的测量法

I. 激光辐射光谱的测定

引言

激光辐射光谱的频率成份分析有二个意义,一个是有助于理论研究,另一个则是利于实践分析^[1]。一方面,关于频谱的确切可靠的数据有利于阐明相干光振荡器的物理性质及估计此种振荡器现存理论的精确度;另一方面,振荡器的某些输出参数,如功率、单色性及角发散度等也与辐射频谱有关。当受激辐射在整个自发跃迁带内均匀地减少粒子集居数反转时,也就是说,在很多种纵横波型上振荡时,该系统才会有最高的功率密度和效率。纵向波型振荡时,激光器共振腔内光束的发散角最小,但最好的单色性只有在一种振荡波型上才能获得。对于辐射光谱的精确测定也有助于弄清下面的问题:此种振荡器的参数对于提出的要求适合到何种程度。此外,光谱分析仪也是激光稳定装置中不可分离的一部分(自动频率微调)。

频谱分析中包括对整束激光和张角各点辐射光谱中各个组成频率的数目和功率的测定,也包括这一光谱随时间(例如红宝石激光器的脉冲时间)变化的测定。

频谱的实验研究原则上可采用两种方式——用高分辨率的光谱仪,也可用将光谱转换成无线电频谱的方法(差拍法)。此外,辐射光谱的某些数据也可以用间接的方法,如

用测量张角内振幅分布情况的方法来求得。所得的场曲线图在最简单的情况下易于鉴定为共振腔内一定波型^[2~5]。此种方法比起光学法和差拍法来很少应用,本文故不专述。

用高分辨光谱仪分析频谱

相干光振荡器出现以前的传统光谱测量法对具有较细结构的激光束不太适用。理论分析证明^[6,7],在直径为0.8厘米的平面反射镜共振腔中(共振腔长150厘米),纵向波型距横向波型的距离为0.8兆赫($\lambda=1.15$ 微米)。可见,要对这些频率进行各别的观察,就要求有 $0.32 \cdot 10^9$ 的分辨率。

非共振干涉仪(如衍射光栅)的分辨率是有限的,这一极限等于其长度除以被分析光束的半波长。多束共振干涉仪(如法布里—珀罗干涉仪)具有最高的分辨率。此种干涉仪的分辨率近似于其长度除以被分析光的半波长,且乘以通过次数。如果长度(干涉仪反射镜间的距离)为25厘米,而通过次数为240,那末此种干涉仪的分辨率等于长度为60米的衍射光栅的分辨率^[8]。

到目前为至,对于激光的光谱分析,一般应用下面几种高分辨率的光谱仪:

- 1) 泰曼——格林干涉仪^[9];
- 2) 具有平面反射镜、长度固定的法布里—珀罗干涉仪^[1];

3) 具有平面反射镜的法布里-珀罗扫描(长度可变)干涉仪^[1,10];

4) 具有球面反射镜的法布里-珀罗扫描(长度可变)干涉仪^[8,11,12,13];

5) 法布里-珀罗激活扫描干涉仪^[8]。

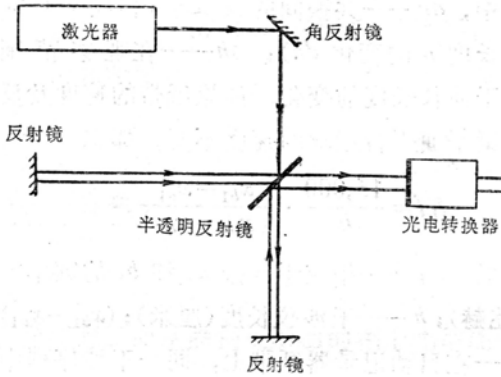


图 1 用泰曼-格林干涉仪分析激光光谱的装置示意图。

用具有可变基数的泰曼-格林干涉仪可以实现傅里叶变换的光谱法。图 1 为实验装置示意图, 在此种装置上第一次进行了激光频谱的研究^[9]。观察了强度 I 对干涉仪中光程差 Δ 的依赖关系以后, 频谱的形状就能确定下来。在光程差为 50 厘米的时候第一次获得了明显的强度极小值。它是以频率间隔为 300 兆赫的振荡峰值所决定的, 而且指出只有三种波型。这些实验结果与预期的结果是吻合的, 因为在此种情况下激光器的长度等于 1 米, 因而纵向共振应相隔 150 兆赫。

应用此法时, 出现相当大的困难:

1) 要达到很高的分辨率, 就得有很大的光程差;

2) 要整理所得的结果是一件相当复杂的事情, 因为记录的数值 $I(\Delta)$ 是光谱密度的傅里叶余弦变换。可见, 要求得欲知的光谱密度, 必须要进行 $I(\Delta)$ 的傅里叶反变换。

但是, 当光谱各成分同时随时间变动时(例如由于激光共振腔尺寸的不稳定性), 采

用泰曼-格林光谱仪来测量光谱倒很合适, 因为这种频率漂移不会影响 $I(\Delta)$ 的形状^[14]。用傅里叶变换法分析光谱的详细情况参看文献 14~16。

用具有高分辨率的法布里-珀罗干涉仪来分析激光光谱得到广泛的应用。图 2 所示的实验装置是文献 1 中采用的, 这里的光谱仪用的是法布里-珀罗干涉仪。用平面反射镜将输出激光射入望远镜系统, 将光束的截面放大, 然后再落到法布里-珀罗干涉仪上。

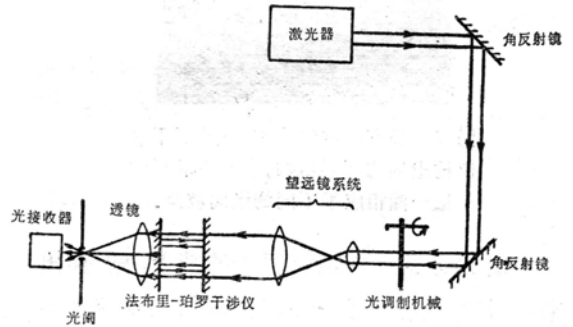


图 2 用法布里-珀罗干涉仪分析激光光谱的装置示意图。

上述的装置既可以在干涉仪长度固定时, 也可在长度可变时完成激光光谱的分析。当长度固定时, 干涉仪输出端上的光束可用透镜来聚焦。图 3 所示的图象为透镜焦面上亮度的分布情况。每一列圆环都与干涉仪分辨出的光谱相对应。干涉仪的分辨率取决于它的长度及有效的干涉光束数目, 干涉光束的多少决定于反射镜表面的质量及其反射系数。如果反射镜表面的不平度(即反射镜的质量)为 $\lambda/50$, 那末最大的干涉光束数约为 25。由此可见, 当干涉仪长度为 100 厘米、 $\lambda=0.6328$ 微米时, 可以分辨的分量为 ~ 6 兆赫。这样, 长度固定的法布里-珀罗干涉仪就能分辨纵向波型。上述方法的不足之处在于:

1) 观察具有平面反射镜的激光器的横

向型波振荡, 就显得分辨率不足;

2) 测定每一频率分量的强度, 还是一件相当复杂的事情, 必须求出环形的光度和积分强度;

3) 红外波段的激光光谱很难分析, 因为为了显示起见, 必须在焦面上安装上点孔屏幕及接收器。

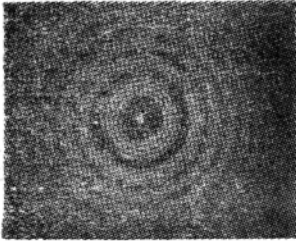


图3 长度固定的法布里-珀罗干涉仪输出端的环形结构。这些环里的每一圈相应于不同的纵向波型。

由此可见, 要想将很小的功率显示出来, 且将对应于每一频率分量的功率测量出来是相当困难的。

长度可变的法布里-珀罗干涉仪(扫描干涉仪)在很大程度上就克服了这些缺点。这时, 在干涉仪后面的透镜焦面上放上一个光阑(见图2), 它的直径近似于这一透镜焦面上中心衍射斑的直径。通过光阑后的光束被记录在光接收器及自动记录器上。随着干涉仪长度的逐步缩短, 所有的频谱分量, 从最低波型起, 都由光电倍增管以相应的顺序记录下来。因此, 应用扫描干涉仪, 不但能直接测出振荡波型的数量, 而且能测出按光谱分量分布的功率情况。

此外, 这种方法也能测出红外波段的激光辐射, 因为只要在焦面上小孔能正确地安置在环形图的中心。这种方法也能使扫描干涉仪具有最高的分辨率, 因为光谱的分析是在干涉的最高级中进行的。为了使计算保证单值性, 干涉仪的长度应适合如下条件:

即测试用干涉仪的纵向波型间的距离 $\Delta\nu$ 比激光工作物质的线宽大得多。环形图中心的关系式为^[1]:

$$\Delta\nu = \Delta\nu \frac{dh}{h},$$

其中, $\Delta\nu$ ——共振间的频率差(相应于干涉仪长度 h 的变化 dh); Δh ——在观察范围内干涉仪长度的变化。如果纸带的速度及反射镜平面平行运动的速度不变, 那末

$$\delta f = \frac{15,000}{h} \cdot \frac{x_{b_1} - x_{a_1}}{x_{a_2} - x_{a_1}},$$

这里, δf ——相应于共振 a_1 和 b_1 的频率差(兆赫); h ——干涉仪长度(厘米); $(x_{b_1} - x_{a_1})$ ——在自动记录器纸带上, 同一干涉序列中共振 b_1 和 a_1 间的距离; $(x_{a_2} - x_{a_1})$ ——自动记录器纸带上相应于同一频率的共振间的距离(但在相邻的干涉级上)。

欲使这种可变长度的干涉仪能付诸实用, 必须对扫描装置提出严格的要求, 主要在于能够保证干涉仪的长度能较慢(每秒几微米)及等速的改变。目前, 一般的扫描装置有以下几种:

1) 将干涉仪置于密封的容器中, 借助于容器中气压的变化来改变反射镜间介质的折射率^[17-18];

2) 用电动机^[1]、磁场^[8, 12, 19]、磁致伸缩效应^[20]或者压电效应^[21]来机械地改变长度。

用磁场来扫描对于获得大幅度的位移是相当方便的, 而压电效应能保证很高的线性^[8]。

虽然扫描干涉仪能使光谱的分析简化, 但是它的分辨率受到限制的因素及程度与长度固定的法布里-珀罗干涉仪相同。

分辨率 $f_0/\delta f$ 与干涉仪的光谱范围(色散区域) Δf 之间的关系可用下式表达^[1]:

$$\Delta f \frac{f_0}{\delta f} = f_0 F,$$

这里的 F 为干涉光束的数目, 它是由反射镜的质量及反射率决定的。

这样, 既要达到高分辨率, 又要具有宽的光谱范围, 这两者之间就会互相矛盾。但是, 如果把两个长度不等的干涉仪互相连接, 这个矛盾就可以解决: 长干涉仪决定分辨率的高低, 短干涉仪决定光谱范围的宽窄^[22]。文献 1 中描述了此种复式干涉仪分析激光光谱的实验研究。虽然此种装置能在宽光谱范围时获得高分辨率, 但它仍然逃脱不了长度固定的法布里-珀罗干涉仪的所有弱点, 而且在调整上又相当复杂。

在装置调整理想的状况下, 干涉仪中的损耗取决于反射镜的透射、反射层中的衰减、镜间介质的吸收及反射镜孔径上的衍射。在最好的多层介质膜反射镜中透射和吸收的损耗低于 0.3%^[8]。配备这种反射镜的干涉仪, 其分辨率由衍射损耗及反射镜的质量(表面不平度)决定。

在装有球面反射镜的干涉仪中, 反射镜的质量及衍射损耗对分辨率的影响可在很大程度上得以减轻^[6,8,11-13,23-25]。

在文献 23 中第一次提议使用此种干涉仪, 在文献 6 及 24 中对球面反射镜装置中的共振进行了理论研究。球面反射镜干涉仪的振荡共振类型有下面一些性质:

- 1) 横截面上的振幅按高斯函数分布;
- 2) 共振频率由下式求得^[24]:

$$\frac{2d}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi} (1 + m + n) \arccos \left(1 - \frac{d}{R} \right),$$

式中, q ——纵向指数; m, n ——横向指数; d ——反射镜的距离; R ——反射镜的曲率半径;

- 3) 比起平面反射镜来, 球面反射镜的

衍射损耗要小得多^[6,24]。

干涉仪内光束的有效高斯直径比起平面反射镜来要小得多 (< 1 毫米), 因此对表面加工精度的要求也就显著的降低^[12]。(在直径为 1 毫米的圆内比起 25 毫米的圆内来, 要获得很好的表面要便当得多)。此外, 球面反射镜干涉仪对于反射镜间的倾角反应也不大。

为了使此种干涉仪所具有的优点能全部实现, 必须使输入光束与干涉仪的共振波型相匹配。因此, 首先应该使入射光束的方向与共振腔轴的方向一致。反之, 则会出现所谓非轴内振荡^[25,26], 此种振荡能大大削减干涉仪的光谱范围。从几何光学的观点出发, 所谓非轴内共振是由于穿过干涉仪的入射光束在落到入射点之前, 要在共振腔内几次(非轴向)通过(而不象在平面反射镜间两次通过)。这样, 对于非轴内激励, 干涉仪的有效长度就会增长, 因而分析频带就会减小。

输入光束除对共振腔有同轴度的要求外, 还应满足下列条件:

- 1) 入射光束的波前曲率应与反射镜的曲率相符;

- 2) 功率按光束波前的分布情况应与激励共振波型中的功率分布相符。如果这些条件不能得到很好的满足, 那末就将引入不需求的横向波型激励, 干涉仪在基波波型振荡上的透射也会减小。设 T 为基波型纵向振荡处于理想匹配的状态, 那末不匹配时的透过就等于 pT , 其中 p 用下式表示^[8]:

$$p = \frac{4}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^2 + \sigma^2 \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} \left(\frac{R_0}{R_1} - 1 \right)^2 \right]},$$

式中, ω ——光束的有效横向尺寸; R ——曲率半径; σ ——干涉仪参数; $\sigma = \pi \omega_0^2 / \lambda R_0$ 。
0 是干涉仪的下角标, 1 是入射点上光束的

下角标。

文献 8 中的数字计算表明：具有不匹配入射光束的共焦干涉仪，如 $R_0=1.2R_1$ 及 $\omega_1=1.35\omega_0$ ，集中在基波型振荡里的功率要减小 10%。

最简单(只用一个透镜)的匹配方法能在进行激光光谱分析的时候实现(此种激光器中，共振腔由球面反射镜组成)。

干涉仪中，如果再要降低能量的损耗及相应地提高分辨率，可以采用能放大信号的激活介质。从文献 27 中得知，在共振腔中放入激活介质可以引起再生放大及带的收缩(因为泵浦源的能量补偿了部分损耗)。文献 8 的实验研究证明，具有球面反射镜的激活扫描干涉仪具有最高的分辨率，达 0.25×10^9 (在干涉仪长度为 73 厘米及 $\lambda=0.63$ 微米时)。

将光谱变换成射频

引论 基本原理

将光学光谱变换为射频频谱的方法，是将欲测光谱的频率组元先在非线性光接收器内混合，然后再用普通的无线电技术来分析所得到的光谱差拍。这种方法的首次应用是为了分开某种非相干光源的两条邻近的窄线^[28]。文献 29 讨论了应用这种方法来分析激光光谱的可能性，文献 30 及 31 中首先报导了他们的实际结果。

将光谱变换成射频可以有两种方法——差拍及外差作用^[29]。用差拍来分析光学光谱的装置示于图 4。

聚焦后的射束落到非线性光电元件上，元件的输出光电流包含输入光谱的所有组合频率，这些组合频率再借助于可调频带放大器和指示装置进行分析。当辐射功率在 $\lambda=1.15$ 微米时为 0.015 瓦、带宽为 10 至 80 千赫时，信噪比为 $10^{10} \sim 10^{11}$ ，因而，光电混

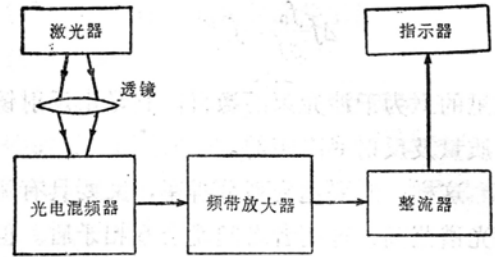


图 4 带有平方率光电混频器的光谱分析器(差拍法)。

频器输出信号可以测到任何理想的精确度。用上述的方法可以获得有关光信号频率带宽的很高精度的信息(精度乘数不大于 2, 光电流频带宽度决定光谱谱线的宽度)。但用差拍法，光谱信息的某些部分会被遗漏。如有两条光谱线，其位置对称于第三条线，就会给出在同一频率上的中心组元拍频。

更详细的光谱信息可以用外差法得出(见图 5)。

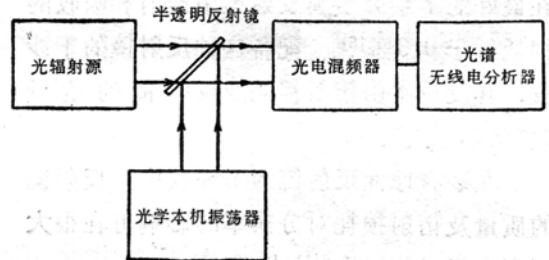


图 5 光学外差光谱分析器。

外差法的一个基本优点在于输出端上的频谱完全相应于输入端上的光谱(如果光学本机振荡器辐射一个频率的振荡)。这样，就减轻了测定结果的解码任务，也就是按差频所测得光谱复现输入光谱的任务。此外，外差法的精确度要比差拍法高几倍。但是，这一优点只有在通讯系统中才有作用，而在测量技术中没有现实意义。

外差法还存在有某些缺点。首先，它对被研究的激光及激光本机振荡器的相对稳定性要求相当高。因此，要应用外差法，必须

要保证本机振荡器相应于一个被测辐射光谱分量的频率自动微调。这时输出光谱才相应于分析器输入端上的光谱,但这样,不稳定的激光辐射频率又被遗漏了。测量出的稳定性不是取决于输入信号,而是取决于频率自动微调系统的精确度。

存在着建立频率自动微调系统的一系列原则^[32-34]。此种系统的理想跟踪精确度为250千赫^[35],有些还更高^[36]。

要使光学外差装置付诸实现,还有第二个大困难,那就是要使被研究的激光器与激光本机振荡器波前统调的问题,只有这样,混合时才能获得高效率^[31,37]。而且,只有在落到光电阴极上的两束光偏振方向相同时,才能获得差拍信号的最大值^[31,38]。

文献37中研究的那种方法,可有助于降低对光束角统调的要求(这是有效外差检波所必不可少的)。它们是借助于透镜或反射镜将其中的一束光聚焦到爱里斑那样的大小,另一束光则通过准直仪后,落到接收器表面的焦点上,这样混合的结果就产生了差拍信号。在这种情况下,焦点中的光束与准直光束,它们的波前是平面的,并且相互作用的作用也很强。只要应用焦点的中心部分就可以在差拍信号电平方面得到好处。为了分出爱里斑,必须在焦平面上放上一块孔径为斑点的中心部分大小的屏幕。减弱对输入光束与激光本机振荡光束角的失调要求,就相反的提高了对焦点位置精确度的要求,但是,实际上满足后者要比满足前者容易得多。用专用的电视摄像管,焦点的随动就要容易得多,因为它能借助磁场来保证孔径(点孔)在屏上的移动。自动跟踪焦点的实际装置^[37]在输入端的光束失调达6'时实现外差作用。

在将光谱转换成射频的任何装置中,非

线性光电接收器都是其中最基本的元件之一。光谱转换装置中的非线性元件,在输入信号频率上的通带不应该小于被研究的频带。在分析激光光谱时,可以用具有外光电效应(光电倍增管)或具有内光电效应(光敏电阻、光电二极管)的接收器来作非线性元件。

具有外光电效应的非线性混频器

光电倍增管应用了外光电效应,它们的光电阴极在光辐射的作用下发射电子。这些电子又在外加电压的作用下加速,并聚焦于倍增管的第一个打拿极表面上。打拿极在一个电子击中其表面后发射出几个电子,这些电子加速,再落到第二个打拿极上。串级的多少取决于所要求的放大。目前光电阴极的灵敏度仅延伸至 $\lambda=1.2$ 微米,因而,光电倍增管不能用来分析振荡在中红外和远红外波段的激光光谱。由于电子的速度和路程的不一致,因此光电倍增管的带通只能局限于500兆赫^[39]。

文献30的第一次工作中,用带通为300兆赫的光电倍增管分析了 $\lambda=1.15$ 微米氦-氖激光光谱,在差拍光谱中得到二个重要的峰值——148和296兆赫,相应于激光共振腔长为1米的三个纵向波型的差拍。在重要的峰值两边1.3兆赫的地方又有新的峰值,这些峰值是由第一横向波型和纵向波型之间的差拍所决定的。这样,第一次用差拍法建立激光辐射的光谱形状。继后,又对 $\lambda=0.6328$ 微米的氦-氖激光器差拍光谱的低频部分(从0到1兆赫)进行了详细的研究,同样,在激光振荡频率牵引的基础上,用间接测定法测定纵向波型的数量^[41]。

牵引现象是由振荡器激活介质的分散作用引起的,频率牵引的结果就使纵向波型光

谱成为不规则的。这样，在两相邻的纵向波型混合时产生的差拍在频率上稍有差别。分析这一细小的组织就可以得出纵向波型的数目。这样，就能得到光电倍增管通带之外的光谱的频率组元的信息。但这一方法不能应用在横向波型和纵向波型同时存在的场合。

目前，人们把很大一部分注意力集中在改善光电倍增管的结构上。据文献 39 报导，光电倍增管的通带理论上可以达到 100 千兆赫。现在已制成线性磁控管型光电倍增管及交叉磁场光电倍增管。此外，应用光电超高频行波管，乃是提高光电倍增管通带高频频带的一个很有前途的方向^[42]，用它可以用研究红宝石激光的光谱^[43,44]。

文献 45 进行了建立一种具有外光电效应仪器的尝试，他们是企图利用行波管的宽带和光电倍增管的放大作用。在超高频光电倍增管中，应用的是透射打拿极（而不是普通的反射打拿极）。在透射打拿极中，初次电子轰击灵敏层的一面，而二次电子则由薄层的另一面发射。对于大多数具有透射打拿极的光电倍增管来说，它们的电流最大放大作用是在两相邻打拿极间电压为数千伏时发生，也就是说，它们的电压要比具反射式打拿极的光电倍增管高一个数量级，其结果使透射式打拿极中电子速度的不一致性大大减缩。此外，透射式打拿极的形状也容许它们平行安置，这样，电子的轨迹也成为平行的，因此它们的行程就相等。所有这些特点都能提高光电倍增管的频带。不象反射式打拿极的光电倍增管那样，会产生电子行程的弯曲，因此要达到电子渡越时间相同，就会成为复杂的任务。

向带有透射式打拿极的光电倍增管中输入超高频能量可以很容易地应用延迟螺旋线（如行波管中的一样）。这样，在使用透射式

打拿极时，就能顺利地宽通带中（达 30 千兆赫）及高电阻输出（如在行波管中那样）得到高的放大率（如在普通的光电倍增管中那样）。具有交叉场的行波管也有这种高于 10 千兆赫的通带宽度^[46]。用这种行波管研究了红宝石激光的高次波型（直到 34 千兆赫都发现了拍频^[47]）。

具有内光电效应的非线性混频器

在光电二极管及光敏电阻中应用了内光电效应。

光电二极管用具有 p-n 结和 p-i-n 结（平面的和点的）光电二极管作为激光辐射光频的混频器。二极管中，当吸收一个光子时，就产生了一个电子-空穴对。如果激励穿过 n 区，那末次载流子（空穴）在反位移的作用下移至结面并落到 p 区。p 区的类似吸收会激发出一个电子，这个电子扩散至结面。这时在外电路出现信号电流。用具有 p-i-n 结型的硅光二极管第一次观察到了红宝石激光波型的差拍^[48]。放入同轴电缆中心线的二极管上落上了 50-100 伏的反偏压。这样，就记录了频率达 10 千兆赫的差拍。目前，用混频法来分析激光光谱时，可用各种二极管，但据文献 49 的估价，InSb 光电二极管在通带上具有较大的潜力（达 100 千兆赫）。下面的附表是从文献 49 中摘出的，引述了几种光电二极管的性能，这些二极管曾被用来作为 $\lambda=0.6943-2.5$ 微米激光辐射的宽带检波器。

为了与负载有效匹配，二极管放在中心线处，因此，无论是二极管本身，还是整个部件的结构样式，都要有特殊结构^[48,50,51]。

如果在二极管上加外泵浦振荡器的超高频功率，就可以实现带放大作用的参数检波^[52,53]或者超高额外差作用^[53,54]。

几种光电二极管的特性

波长 (微米)	砷化镓, 300°K			硅, 300°K			锗, 300°K			砷化铟, 196°K			碲化铟, 77°K		
	结的结构	W_p , 厘米 ($\times 10^{-4}$)	Δf 千兆赫	结的结构	W_i , 厘米 ($\times 10^{-4}$)	Δf 千兆赫	结的结构	W , 厘米 ($\times 10^{-4}$)	Δf 千兆赫	结的结构	W_p , 厘米 ($\times 10^{-4}$)	Δf 千兆赫	结的结构	W_p , 厘米 ($\times 10^{-4}$)	Δf 千兆赫
0.6945 0.7083	p-n	0.2	7.5	p-i-n	3	4.6	p-n	$W = p2.5$	50	p-n	1	17.5	p-n	1	73.5
1.046 1.063 1.064 1.15							p-i-n	$W_i=1$	22	p-n	1	17.5	p-n	1	73.5
1.91 2.046										p-n	1	17.5	p-n	1	73.5
2.49										p-n	1	17.5	p-n	1	73.5

注: W —临界尺寸。

Δf —电平面上的带宽——3 分贝。

光敏电阻 与其他大多数光检波一样, 光敏电阻具有非线性及平方的性质, 因此, 它们也可用作混频器^[55, 56]。一般情况下, 光敏电阻都为两端面装有欧姆触点的长棒, 偏压加在它的两个端面上。光敏电阻的尺寸要比光电二极管灵敏层的厚度大得多。光敏电阻的超高频等效电路相当于以固有电容和电阻旁路的光电流振荡器。对于普通尺寸的光敏电阻, 它的电容值可以忽略不计。图 6 示出了将光敏电阻接入混频器中心线的情况^[57]。 $\lambda/4$ 长的回线能保证直流的回路 (闭合偏压电路) 及滤清差频的谐波。图 7 示出参数光敏电阻是如何接入装置的, 此图中也表示了

光频光谱分析器的方框图^[57]。用于混频器的光敏电阻, 它对最佳光敏电阻的基本要求可归纳为以下几点:

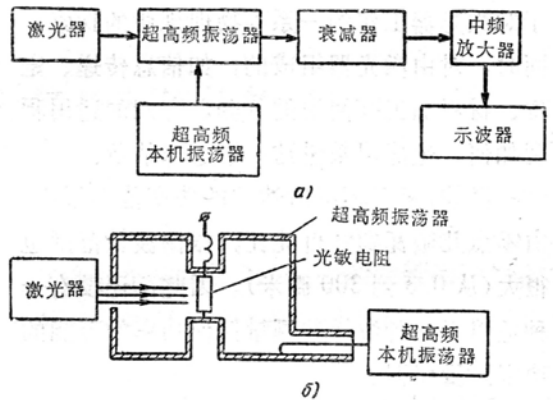


图 7 以矩形光敏电阻作混频器的光谱分析仪。

a) 光谱分析仪方框图;

b) 将光敏电阻接入超高频振荡器的情况。

1. 光电阻材料应该是 $\tau \approx 1/\omega_s$, 其中, τ —主载流子寿命; ω_s —差拍圆周频率。

2. 在欲研究的激光波长上应有高的吸收系数。

文献 55 中用 CdSe 光敏电阻研究了红宝石激光器的辐射光谱, 得到的差拍为 1.321 千

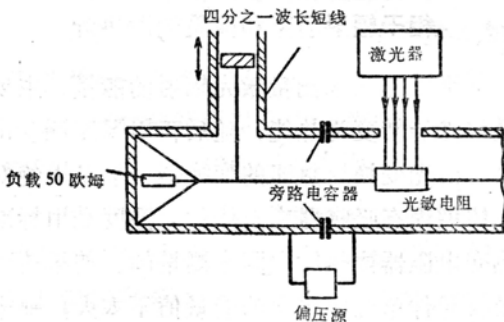


图 6 将光敏电阻接入光频混频器中心线的示意图。

兆赫左右,同时,差拍功率随着偏压的增加而线性地增长。此外,也研究用诸如 CdS、Si 等材料的光敏电阻混频可能性^[67]。证明了参数最佳及偏压较大时,光敏电阻具有光电二极管及光电倍增管的灵敏度。在目前半导体技术条件下,要使光电阻达到最佳值完全是可能的。与应用光电(发射)效应的装置比较起来,光敏电阻的不同之处在于它能在远红外波段上工作。要想使光敏电阻在红外波段的应用向前推进一步,或者是采用掺杂光敏电阻(例

如掺金的 Ge),或者是选用窄禁带的材料。窄禁带材料中最有前途的一种是 InSb^[58]。在偏压为 5 伏时,应用冷却的 InSb 电阻可以在下列波长上观察到差拍: $\lambda=0.6328$ 微米(至 1.8 千兆赫频带); $\lambda=0.6943$ 微米(至 8.25 千兆赫), $\lambda=3.39$ 微米(至 0.9 千兆赫)。

制备技术较为简单、饱和功率电平高、固有电容值小、能在中红外及远红外波段区工作等特点,都是光敏电阻不同于其它类型的光学混频器的优点。

II. 激光器相干辐射的功率和能量的测量

引 言

测量激光辐射相干光束的功率和能量,乃是激光测量技术中一个基本的方面。激光的能量特性用数量的概念测量出来,能有助于对激光器工作的一系列物理规律的探索,同时,对由激光器组成的,如信息传递、定位、材料加工等使用的仪器,它们的适用程度如何,也能用数量这一概念来估价。

目前,相干辐射所达到的功率范围很广,由零点几微瓦到几百兆瓦,振荡波长范围也很大(从 0.3 到 300 微米)。因此,还没有一种适用于各种波长并测量任何功率的万能的功率测量仪器。

按照测量相干光的功率和能量的不同作用原则,测量仪器可分为吸收式和能量穿透式两种。吸收式的测量仪器有测热计和光电计,以及应用光压的测能计。在这些仪器中,激光辐射的功率都为负荷元件吸收。对于穿透能量和功率的测量,应利用光辐射作用下晶体的非线性极化现象。如果应用对辐射方向安置成某一角度平行平面透明板、或放置于光路中的散射丝之类的定向分束器,也可

以使用吸收式仪器来测定透射能量和功率。

一般在测量脉冲激光的能量特性时应用脉冲持续时间内辐射能量这一概念,但在连续运转激光器中,却用辐射功率这一概念。但是测量仪器在这一点上是没有原则区别的,而且,如果不计所测功率的数值,可以肯定地说,测量脉冲激光辐射能量的仪器同样可以用来测量连续激光辐射的功率。

在测量能量特性的过程中经常会碰到测量效率这一问题,在研究半导体激光器时尤其如此。在测量了激光相干辐射的功率(能量)及光泵的低频功率后,这一问题就得以解决。但是,用于测量半导体激光器效率的装置有某些特点,将在下面谈到。

相干辐射功率和能量的测热计

用测热法来测量激光辐射的能量,主要是将光能转变为热能,随后再用温度测量出来。由光变换为热能的变换器一般是用绝对黑体型固态吸收器来充任的,温度是用标准热变电阻器或热敏电阻来测量的。如果落到吸收元件单位面积上的能量值不太大,那末测热法是相当适用的。吸收元件表面受能量

限止的原因，主要是因为吸收器表面能量吸收得过高会导致吸收材料的非线性特性的产生，从而使吸收特性发生变化。同时，过高的辐射能量会导致量热计吸收元件的损坏。因此，用一般带固态吸收器的量热计来测量10焦耳以上的能量，就不得不用外部补偿衰减器：吸收滤光片^[70]或漫反射薄片^[66]组合起来。在文献64中提议用液态测热计来测量激光超高能量，在此种量热计中，用能吸收欲研究激光波长的液体作为吸收介质。这样，原来在固体测热计中的只有表面吸收的辐射热量，在液态测热计中就能在整个液体体积内被吸收了。

在测热法中经常出现的一个问题是应该使吸收载体尽量多地吸收被测能量。此外，只有当被测辐射的局部加热传到吸收元件整个体积时，才能进行温度测量。这一般要依赖于吸收物质本身的热传导性。但是，要使温度达到均衡的时间是相当长的，在这段时间内由于辐射和对流，热量就会损失，从而也就导致了能量测量过程中的误差。

文献65中提出了一种测热装置，它可以排除上面的障碍。被测辐射由一团铜漆包线吸收，其电阻随温度的作用而改变。用此种方法就不一定要等到温度均衡状态的出现。

尽管测热法有很多缺点，还是有其广泛的用途，特别是在测量大功率激光的脉冲能量时，因此，此是一种应用得较为普遍且较精确的方法。借助标准量热计，又对其他的仪器和装置——功率测量计进行标定。

固体测热计的详细特性、构造及工作情况请参看文献59至63。文献59所采用的装置中，被测射束进入测热计吸收元件的空腔——炭斗(圆锥体)的开口端。温度的升高由与其直接接触的热变电阻器测量，而后者是电桥的一部分。电桥的输出端通过直流放

大器与记录器的输入端相连接(见图8)。为了减少周围空间温度变化的影响，在电桥中装入两个相同的圆锥体——一个工作的圆锥，一个辅助圆锥。

测热计是由电容器(通过工作圆锥体的表面)放电来校正的。如果放电电路的电阻已经知道，锥体中分散的能量就很容易计算。这样，自动记录器的刻度值就可以直接用能量单位来标定。类似的装置也能测量连续激光辐射的功率。在这种场合下，激光束就被导入辅助圆锥体内，而经过另一圆锥体(工作的圆锥体)校准用电流使电桥平衡。如果热变电阻器及吸收圆锥体的参数精确相等，此种测量法的精确度也相应提高。但是，如果在第二次测量时改变圆锥体的作用，就是说将电流导入辅助吸收体内，而将欲测量的辐射导入工作吸收体内，那末，由于热变电阻器及吸收体的不一样而引起的测量误差会缩小。

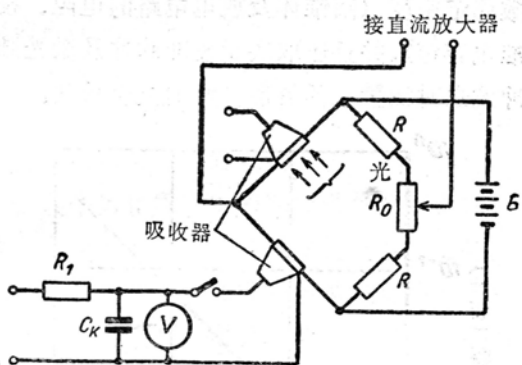


图8 带有圆锥吸收器的测热器原理图。

图9示出吸收圆锥体的外形及尺寸。它的质量是由灵敏度的要求决定的，这里为0.33克。安装接触校正环2的技术要求是：保证由校正脉冲及激光脉冲来的热量分布保持一致。在圆锥体的开口端贴上一云母窗口，它的作用在于防止由于对流散失热量。

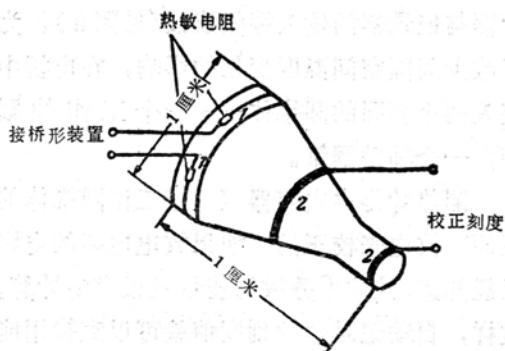


图 9 角圆锥吸收体外形图。

1—热变电阻器；2—校正用的接触环。

图 10 中示出了功率测热计的校正特征。从图上很清楚地看到，这一特性几乎是线性的，与横座标轴的夹角接近 45° 。至于某些非线性状态是由于热变电阻器的非线性引起的。测热计的灵敏度为 50 毫伏/焦耳。这一灵敏度可以用减小炭吸收圆锥体的方法及增加热变电阻器的数量来提高，也可用增加供给电桥电压的方法来提高。如用此种测热计来测量能量，它的精度不但取决于装置的参数测定精度（圆锥体及放电电路的电阻、校准电容等），并且还取决于校准脉冲及激光脉冲发送时测量仪器瞬态特性的复合程度。

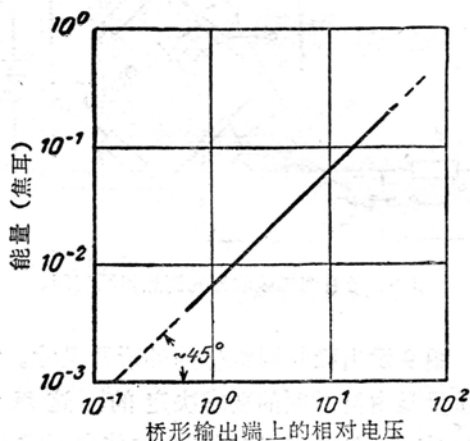


图 10 功率测热计的校正特性。

图 11 中，a 为当输入校准脉冲时电桥输出端上电压的变化曲线(测热计的瞬态特性)。

曲线的上升时间，基本上取决于圆锥材料的导热性，也就是说，这一时间能保证温度在圆锥体内分布平均并到达热变电阻器。衰减的时间主要决定于装置中热能的辐射和对流损耗。在发送校准脉冲时，瞬时特性的形状取决于接触环在圆锥上的位置。图 11 的 6 中显示了在向量热计输入激光脉冲的瞬时特性。由图中可以看出，这时曲线的上升时间很明显的减小了。这一点在校准量热计时应该考虑到，包括在发送激光脉冲及校准脉冲时选配相同的瞬时特性。在此情况下可能有 10% 的测量误差。在测量时，必须得考虑复盖在锥体前端的云母在欲测辐射频率上的吸收系数。

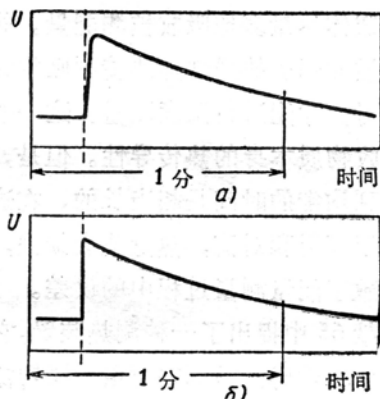


图 11 量热计的瞬态特性。

a—输入校准脉冲时；b—输入激光脉冲时。

这里 u—电桥输出端的电压。

文献 61 中，建议用热变电阻器使上述量热计的校准简单化，此种热变电阻器的小球中装有加热元件。这种方法可以用功率较小的电流脉冲校准。在持续时间为 0.2~40 毫秒时，输入热变电阻器的校准能量在 0.00114 至 0.23 焦耳间变化。在应用此种结构时，在发送校准脉冲时于瞬态特性的始端观察到突变。这种现象可以解释为，热变电阻器在接收到校准脉冲的瞬间一下子全部吸收了释出的热量，因为热变电阻器与预热

器复盖在同一个小球上。此后，经过若干时间(几秒)，在整个锥体内开始出现热平衡，然后是能量的耗散。此种方法的所得精确度要高些，因为校准及测量校准功率的过程要简单些。

文献 60 中介绍了一种测量激光功率的新方法，这种方法采用了表面复有黑色吸收染料的金属圆锥形吸收体。圆锥吸收体悬在真空室内基座的一根棒上。抽空到 10^{-5} 毫米汞柱后，就能保证完全排除对流损耗。为了测量装在室内的铂电阻的温度变化，采用了电桥。在吸收锥体的质量及比热已知的情况下，温度的增长就确定了吸收的能量。同样也可以按绝对黑体辐射体来校准该系统。用这种量热计测得的最低能量为 10^{-2} 焦耳。

文献 63 中提出了一种独创的测量极大功率激光器辐射能量的量热计装置。这种热量计的吸收元件是由 100 个普通钢刮脸刀刀刃组成。刮脸刀边缘的两个孔用以固定成为一个牢固的整体，中间一个孔内装上热敏元件。当辐射几乎以一个直射角射到刮脸刀刀锋侧壁的时候，这种辐射几乎全部被装置吸收。

这种新的量热计比起用金属或炭精作为吸收锥体的量热计来，具有很明显的优点。在吸收元件的重量及尺寸相应小的情况下，吸收元件的结构能保证获得较大的输入孔径。在欲测能量给定时，重量轻能保证大的温升，尺寸小能保证在整个吸收体中很快达到温度的均匀分布。

建立起来的量热计的灵敏度，与一般的相仿，也取决于吸收体的尺寸及热敏元件的类型，在典型情况下一般为 2 毫伏/焦耳。功率测量的范围由十分之一焦耳到几百焦耳。为了减少对流损耗，将两个吸收元件——一个正常工作，一个用作补偿——用泡

沫聚苯乙烯与外部介质隔离，并接入电桥中。辐射上的损耗不大。例如，当激光辐射能量为 600 焦耳时，吸收体的温度大约达到 30°C ，这时辐射冷却速度为 0.6 焦耳/秒。

测量大功率激光辐射的能量同样可以用液态吸收介质量热计来进行^[64]。如果被吸收的能量按液体的厚度分布，那末，其结果会使整个液体物质的温度升高几度，而在采用固态吸收体时，表面的加热温度则达到几百度。

图 12 中表明了在向液体介质——空气界面发送光脉冲时液体介质内温度分布的情况。在正确选择介质的吸收性能及厚度后，温度在吸收液体中的均衡很容易由对流来实现。用装在电桥中的精密热变电阻器来测量温度，精确度达 0.01°C 。

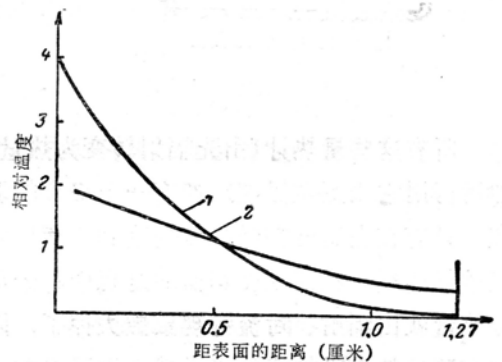


图 12 温度按液体吸收介质厚度分布的情况。
1—1 厘米上的吸收系数为 98%；2—1 厘米上的吸收系数为 80%。

图 13 为液体量热计结构，它是一个具有双壁的杜瓦瓶。这种装置中基本的损耗因素是通过玻璃输入窗口的反向辐射。对于几十焦耳数量级的能量来说，加入某种染料的蒸馏水就能得到很好的温度灵敏度。一般钢笔用的绿墨水 1厘米^3 具有 80% 的吸收本能(在 $\lambda=6943$ 埃时)。在外围介质温度为 $+25^{\circ}\text{C}$ 及应用电阻为 10 千欧的热变电阻器时，此种装置能得 0.2 毫伏/焦耳的灵敏度。在外界

温度改变时灵敏度的改变小于1%。经过三十秒钟后，液体中的对流过程才能使温度分布达到均衡，因此，能量的测量也只能在30秒以后进行。基本上取决于输入窗损耗的冷却时间常数等于120秒，因此，如用这种量热计来测量能量，经过4~5分钟即可重复一次。用液态量热计可在高于50焦耳的能量下进行测量。为~50焦耳能量正确设计并计算的量热计能应用于1至100焦耳能量的测量范围。这时，介质温度的改变为0.02~2°C。

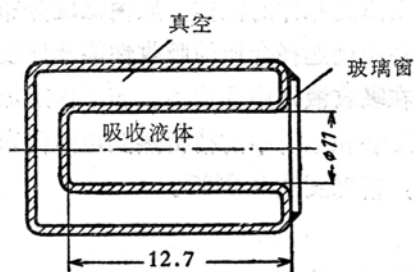


图 13 液态量热计装置。

所有这些量热计(由光辐射转变为热量，然后再用它来测定温度)都有一个极大的弱点：只有在当温度在吸收体内达到均衡后才能进行测量。在使温度均衡的过程中，一部分热量就由辐射、对流等现象散失掉了，因此在测量整个吸收能量来说就产生了误差。

文献 65 中提出了一种克服上述不足的新方法。用一团细铜丝作为测热元件，激光辐射由这一团铜丝吸收。吸收了多少能量由导线的电阻改变来测量，因为导线体积中温度的分布并不影响电阻的变化，因此也就不再需要等到温度分布均衡后才测量。这一量热计的测热元件由一段长 300 米、粗 0.079 毫米的漆包线组成，将它任意的放入一只只有镀银内表面的腔内。为了减小对流，在腔上复盖一层平面玻璃窗。将两个这样的测热元件——一个正常工作，一个作补偿——放入

一般的电桥中。当光束投射到工作着的测热元件上时，电桥中出现的不平衡用灵敏的电流计来测量。

我们来推导一下落在测热元件上的能量与测热元件电阻改变的方程。落到测热元件上的光脉冲被它的各部分散射及吸收，直到不再吸收为止。设光在未到达前某一段导线的电阻为 R'_0 ，那末，在铜线球吸收了脉冲后的电阻就可以用下式表示：

$$R' = R'_0(1 + \alpha \Delta\theta),$$

这里， α 为电阻温度系数， $\Delta\theta$ 为导线球的温度变化。可见，铜线球电阻的变化为 $\Delta R' = R'_0 \alpha \Delta\theta$ 。

如果质量为 M' 的测热元件吸收了能量 E' ，那末它的温度变化为：

$$\Delta\theta = \frac{E'}{4.19M'C},$$

其中 C 为材料的比热。因而，

$$\Delta R' = \frac{R'_0 E' \alpha}{4.19M'C}$$

测热元件的整个电阻变化等于它的各段电阻变化的总和。如果导线整个长度的截面是固定的，那末， $R'_0/M' = R_0/M$ (R_0 和 M 为电阻及导线整个长度的质量)。假设 α 和 C 是与温度变化无关的(在温度变化不大时也确是如此)，测热元件整个电阻的改变可写为：

$$\Delta R = \frac{\alpha R_0}{4.19MC} \Sigma E' = \frac{\alpha R_0}{4.19MC} E,$$

这里， E 为被吸收的全部能量。变换一下，就得：

$$E = \frac{4.19MC}{\alpha R_0} \Delta R$$

从最后一个等式可以从测得的电阻 ΔR 求得能量值。不过在运用这一等式进行运算前，必须对它进行一系列的修正。导线上的珐琅

绝缘层会增加长度中每个元件的比热。如果说绝缘层的厚度为 8 微米，绝缘层的比热等于 0.4 卡/克·度，密度为 1.4 克/厘米³，那末，长度元件的实际比热增长了 29%。此外，还得考虑落到测热元件输入窗口上的光的反射（约 8%）及测热元件对光的反向散射（约 18%）。这些导入量热方程的修正量，对于某一具体的装置来说，都是确定的。特别应该要测定测热元件的反向散射，这一测量可以用一般的量热方法来进行。导线的整个比热，可以用已知能量值的电容器通过导线放电的简易方法来测定。

上述的量热计可以用通用的实验室仪器来测量激光辐射能量，也可以用来标定其他光电接收器及功率测量器。仪器的时间常数约为 0.1 毫秒。但还应考虑到一个问题，当测量具有能量密度高于 10 焦耳/厘米³的射束时，珐琅绝缘层要遭受破坏，这时不得不采用一补充衰减器。

用光电仪器来测量功率

用测热法来测量激光功率有两个缺点^{[66][67]}：

1. 要想得到精确的测量数据，只有在吸收体的温度变化是瞬时的且均匀的情况下方可；如果情形相反，则吸收黑体会导致能量的再辐射。这种现象在小能量测量时还不太显著，但对于大能量的脉冲就较为明显。

2. 被测能量的下限只能达到 0.01 焦耳这一数值。

利用真空式光电管^[66-72]就能克服上述这些缺点。这种方法的一个基本原则是用积分电路来求光电流的总和。图 14 是文献 67 中运用的积分电路的原理方框图。将开关闭合时，电容 C 充电至电源的电压。在测量前，开关断开，落到光阴极上的光脉冲会引起电

流通过光电管，此时，从电容里产生了电荷 Q，这一电荷就是脉冲作用时间里的光电流积分。光电流 i_{ϕ} 及电荷 Q 正比于光流，就是光脉冲的能量：

$$\int I(t) dt = k \int i_{\phi}(t) dt,$$

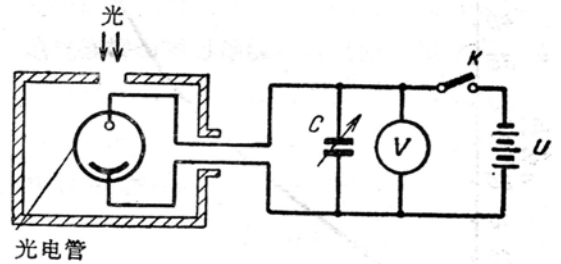


图 14 积分光电流的简单原理线路图。

其中， $I(t)$ ——光的强度， $i_{\phi}(t)$ ——光电流。

Q 的值是很容易用静电伏特计测量出来的。这时，被测量的电压降 ΔU 与伏特计本身的电容充电成正比：

$$Q = C \Delta U = \int i_{\phi}(t) dt$$

当光电流变化还是与辐射强度的变化成线性关系的时候，电压降 ΔU 还正比于光脉冲的能量 E：

$$E = \int I(t) dt = \frac{1}{R} \int i_{\phi}(t) dt = \frac{C}{R} \Delta U,$$

这里，R 为光电管的灵敏度 ($R = i_{\phi}/I$)。

文献 67 报导了用此种光电仪器测量激光功率的某些实验数据。RCA6570 型真空光电管装在不透光的套子里，套子是有开关的，此种开关只有光脉冲作用的时候才开启。预先用标准光源（色温为 2870°K 的灯）将仪器标定好。图 15 示出了标定仪器时的特性曲线。曲线某些非线性是由于静电伏特计的电容随指针偏移的变化所引起的。如果增加一个附加电容，从而使静电伏特计的电容增大，就能克服上述缺陷。如果总的电容量比

伏特计的电容最少提高一个数量级（几百微微法），那末，一直到相应于光电阴极饱和和状态的区域，电压降 ΔU 与能量 E 的关系都是线性的。

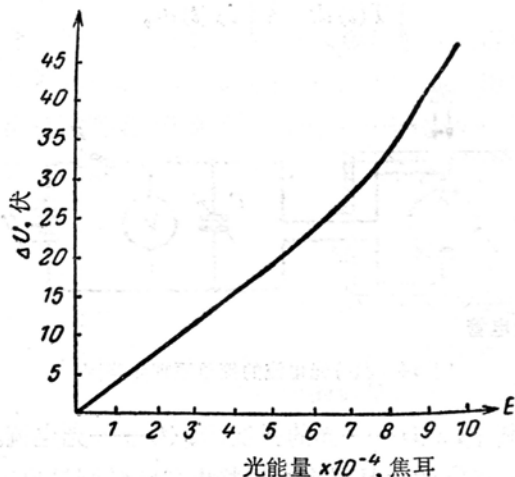


图 15 能量测量光电仪器的标定曲线。

可见用光电法来测量大能量的激光辐射，必须采用衰减器。其中的一种衰减器可以采用一组中性滤光片^[70]。但是，要校准这些滤光片只能在不大的辐射能量下才能进行，而且，由于滤光片间存在着内反射，并且又要置在离光电仪器很近的地方，用小能量来校准的，因此，将每个滤光片各别校正不能确保其必要的精确性。此外，应用中性滤光片组时也不能估计光束空间的不均匀性^[66]。

文献 66 建议采用一种新的方法来衰减激光辐射(参看图 16)，将激光辐射投射到一个漫反射镜上(朗伯表面)，将光电仪器放置在离此反射镜距离 R 的位置上，散射光束投射到光电仪器上后，就被测量出来。光电阴极的面积为 S ，投射到光电阴极表面上的散射光强度为：

$$P_s = P_0 \frac{S}{2\pi R^2},$$

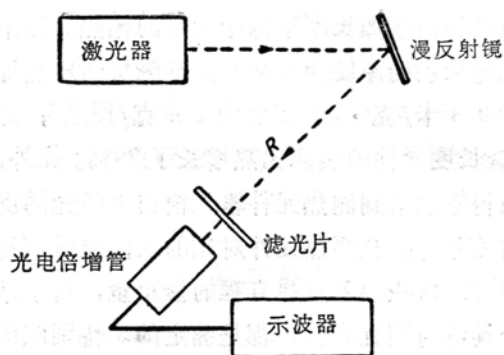


图 16 用漫反射镜测量激光能量的装置示意图。

其中， P_0 ——落到朗伯表面上的激光辐射功率。用此种方法，即使在 P_0 的值很大时，只要增加 R ，照样能使光电仪器在线性状态下工作。在可见光波段，只要在平面薄片上涂上两毫米厚的 $BaSO_4$ 涂层就可获得朗伯表面。可用羧甲基纤维素作为粘合材料。此种表面的漫反射系数可达到 98~99%。

文献 67 中，用变型的乌布里喜球作光束衰减器。图 17 示出了此种装置的简易结构。激光束由输入孔射入球内，并由球的内表面上散射反射镜反射。从这一表面上反射出来的光束散射时符合朗伯定律。这种积分球的衰减系数非常接近于直径为 d 的孔径面积对整个球表面的比例。

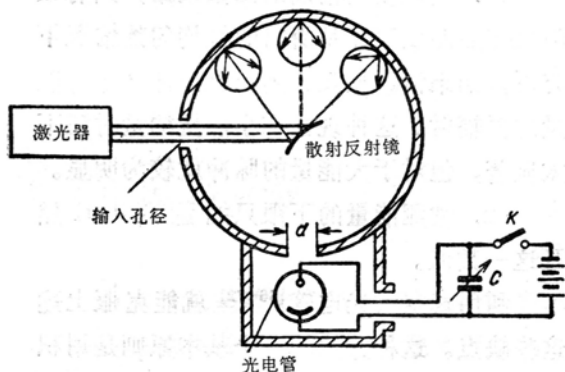


图 17 以积分球测量激光功率的装置简图。

用光压法测量功率

在文献 73 及 74 所提及的光压法能量测

量系统中，测量能量的上限实际是没有限制的。采用此种方法，既可测量脉冲激光功率，也可测量连续工作的激光功率。

为了测量光压，在文献 73 中采用了扭摆原理。测量装置示于图 18，石英轴悬挂在

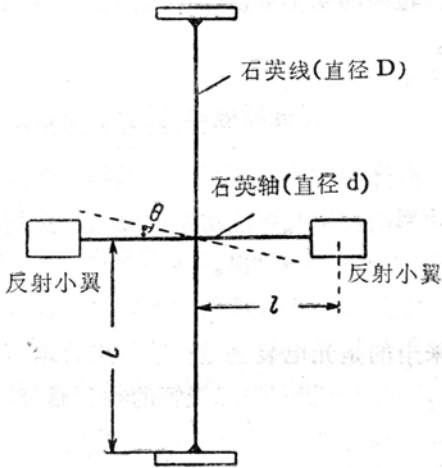


图 18 测量激光功率的光压法装置。

很细的石英线上，在石英轴的两端固定上两个反射小翼，由激光器来的光束投射到其中的一个反射小翼上。这种装置要计算 1 焦耳的反射能量的角移是不困难的。因为光子能量为 $h\nu = MC^2$ ，而光子上的力矩为 $MC = h\nu/C$ ，因此，当光子垂直落到全反射面上时，光子的总的力矩变化等于 $2h\nu/C$ 。可见，辐射脉冲上的总的力矩变化为：

$$\frac{2h\nu}{C} N = F \Delta t,$$

这里， N ——脉冲中的光子数， F ——作用于反射面上的力， Δt ——脉冲持续时间。如果悬吊装置自由振荡的周期 $\tau \gg \Delta t$ ，那末在光束垂直入射 ($\theta = 0$) 时，

$$\omega = \frac{2l}{CI} h\nu N,$$

其中， I ——装置的转动惯量， ω ——自由振荡的圆周频率。按照能量守恒定律 $1/2K\theta^2$

$= 1/2I\omega^2$ ，由此就可得出悬挂装置的转角：

$$\theta = \frac{2l}{C\sqrt{IK}} E,$$

其中， E ——脉冲能量， K ——扭转弹性系数。

为了确保测量，就要使辐射效应的影响尽量减小。如果辐射加热了小翼的表面，那末，气体分子与此表面相撞后，就要以很大的速度离去（与不被照明的一面比较）。由此可以得出这样的结论，照亮的小翼表面要比背阴表面获得更大的脉冲。为了降低辐射效应的影响，应该将装置置于真空中，而抽空的程度要取决于装置的尺寸及欲测能量的下限。

文献 73 中也报导了用光压法测量红宝石激光辐射能量的实验结果。装置的参数如下， $D = 32$ 微米， $L = 24$ 厘米， $d = 250$ 微米， $2l = 8.5$ 厘米。在石英轴与石英线的固定点装有一轻小的玻璃反射镜，反射小翼由云母组成，云母上涂有银涂层。用测量线的自由振荡对悬挂的周期方法得到了装置的实际灵敏度为 5.2×10^{-3} 弧度/焦耳，所希望的灵敏度是 5.7×10^{-2} 弧度/焦耳。在实验室测量红宝石激光辐射的能量时，观察到了 θ 的偏转为 13.9×10^{-3} 弧度，相当于激光能量为 3.28 焦耳。用测热法来检验时测得的激光能量是 3.25 焦耳。

用晶体中的非线性极化来测量能量

测热的、光电的，以及其他类型的测量装置都属于吸收式装置。采用这些方法时，落到测量仪输入端上的能量全部被吸收。文献 75 中报导了一种可以测量透射的激光相干辐射功率及能量的方法。让激光束穿过具有非中心对称结构的晶体介质（如石英），引起介质的极化。非线性介质的电场可用下式

表示:

$$P = a_1 E + a_2 E^2 = a_3 E^3 + \dots,$$

这里, P 为晶体的极化率, a_1 、 a_2 、 a_3 ……为一级、二级、三级……极化系数。考虑到 $E = E_0 \cos \omega t$, 就得。

$$P = a_1 E_0 \cos \omega t + \frac{a_2}{2} E_0^2 (1 + 2 \cos 2\omega t) + \frac{a_3}{4} E_0^3 (3 \cos \omega t + \cos 3\omega t) + \dots$$

由后一方程可看出, 在介质中存在极化率的固定分量 $\frac{a_2 E_0^2}{2}$, 这一数值与穿过介质的辐射功率成正比。这就是文献 75 中装置的原理。在穿透式功率测量计中应用了 Z 切割的圆柱体石英晶体。要测量介质的极化固定分量, 可以用测量装在晶体外的两电极间的电位差来求得。这里, 电极的形式与晶体外等位表面的匹配是很重要的。

两电极间之所以会产生电位差, 只是由于穿过晶体的辐射功率产生的, 与光束的直径大小无关。

用此种装置对穿过晶体的激光辐射功率进行精密测量时, 有一点很重要, 就是要使极化固定分量的方向与晶体的 x 轴或 y 轴相合(见图 19)。在这种条件下电极不会使电场发生畸变。对于平面偏振光来说, 上述这

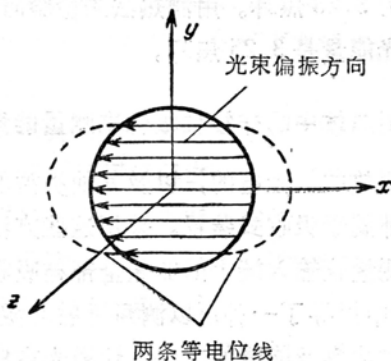


图 19 石英晶体横截面中的偏振方向及电力线。

一条件很容易用环绕 Z 轴旋转晶体来实现。在测量任意偏振的激光辐射功率时, 必须将入射光束分成两直交的部分, 然后再测量出每一束的功率。穿透式功率测量仪的下限受热噪声的限制, 它的上限受到功率的限制, 因为过高的功率会使晶体的内部结构遭到破坏。

激光器效率的测定

激光器效率的测量, 可以归结为激光输出功率的测量及泵浦功率的测量, 然后将二者比较一下就能得出。

文献 76 中测量砷化镓半导体二极管的效率采用的是光电装置及乌布里喜球(见图 17), 在球内装有带二极管的杜瓦瓶。球的内表面上涂有 $MgCO_3$ 漆涂层。这样就能保证有良好的漫反射效果, 因此也就利于二极管辐射的积分。在球上不大的窗口后面装 RCA 102 光电倍增管, 为了避免激光束直接落到光电倍增管的阴极上, 因此在二极管及输出窗口中间放上一块涂有 MgO 的小金属板。在泵浦电流较小时, 二极管的热辐射不高, 因此可以用直流电来测量, 在泵浦电流较大时, 应该在脉冲状态下进行测量。这时, 在双射线示波器的屏上同时可以观察到光电倍增管的输出及二极管的泵浦电流。

这种仪器使用白炽灯及相应的滤光片, 在相应的波段内进行了标定。通过滤光器后的输出功率可用标准热电偶来测量。装置在测量效率时的误差低于 5%, 测量结果的散度不超过 10%。

参考文献(略)

译自 Пичугиним А. П., Чеканом А. В.,
Зарубежная радиоэлектроника, 1966 (Дек.)
№12, 88—116