

工程光学动态

浙江大学光仪系

1980

前 言

随着科学技术的发展,工程光学技术已渗透到国民经济的各个领域,在国防工业、资源勘探、空间技术、气象观察、医疗卫生、工业产品质量检验、国家计量基准的传递、现代科学研究等方面都起着必不可少的作用。成为一门引人注目的工程技术。

特别是近一、二十年来,由于激光技术的问世,信息处理、遥感技术、纤维光学、非线性光学、激光光谱学、光通讯、生理光学等新领域取得了显著的进展,工程光学技术得到了迅速的发展,成为一个国家实现现代化的基础之一,越来越显示出它的重要性。

为了解现代光学工程技术的发展概况,本专辑就工程光学技术的多个方面综合国内外情况,分析它们的现状和发展动向。

由于篇幅有限,所评述到的方面对于发展迅速、领域宽广的工程光学技术来讲,只涉及到其中的一小部分。

本专辑在组织编写过程中受到校情报组、系领导的支持和教研组承担编写的同志们热情的帮助和支持,在此,谨致谢意。

由于我们经验不足,水平有限,本专辑可能存在一些错误和缺点,恳请批评指正。

光仪系情报资料室

80年9月

目 次

前 言

1. 光学与红外探测的新进展	(1)
2. 激光散斑在光学中的应用	(10)
3. 光学技术在微电子工业中的应用——国外投影光刻设备的现状和进展	(15)
4. 略谈光谱仪器与光谱技术的发展	(28)
5. 光学零件的检测	(39)
6. 激光测距仪器的最新发展	(60)
7. 激光喇曼光谱技术的发展和应 用	(70)
8. 光学表面微观结构的国外研究概况	(79)
9. 惠盖尔特效应及其在光学上的应用	(100)
10. 生理光学研究概况	(109)
11. 荷兰 ODETA 型光学传递函数测量机的发展概况	(117)
12. 真空紫外及软 X 射线反射镜的发展近况	(120)
13. 国外电荷耦合成像器件及其发展概况	(125)
14. 高分辨率激光光谱学的重要领域——饱和吸收光谱学进展	(131)
15. 光学信息处理	(139)
16. 光导纤维在计测技术上的应用	(144)
17. 感光树脂的曝光成型	(153)
18. 固体光声光谱术及其应用	(160)
19. 近年来照相机自动化的发展和它先进产品的探讨	(172)

光学和红外探测的新进展

缪 家 鼎

本文综述七十年代在光学和红外辐射探测方面的重大进展,内容包括负电子亲和势光电倍增管、雪崩光电二极管、三元系光电探测器、热释电探测器和外差探测技术。简要地阐明它们的作用原理,评介它们的性能和优缺点,目的在于引起读者的重视,共同努力把这些性能优越的新器件和有关的新技术应用到光学仪器中去。

为了用光电技术、电子技术、激光技术、自动控制和计算机技术以及信息处理技术实现光学仪器的现代化,光学和红外辐射的探测变成了一个重要的中间环节,它承担着把光信号转换为电信号的重要任务。七十年代各国在改善探测器性能、寻求新的探测器材料、创造新型探测器方面进行了广泛的研究,取得了丰硕的成果。其中意义重大并有实用价值的是负电子亲和势光电倍增管、雪崩光电二极管、三元系光电探测器、热释电探测器、电荷耦合器和外差探测技术,目前不少探测器已接近理想的探测极限,先进国家在这方面的科研方向已转向电荷耦合器件和外差探测技术。由于电荷耦合器在本专辑中有专文发表,因此本文将综合评述除电荷耦合器以外的几个重要进展。

一、负电子亲和和势光电倍增管

负电子亲和和势光电倍增管与常用的光电倍增管的区别在于使用了负电子亲和和势光电阴极和倍增极,结果得到了向红外区延伸的、时间响应快的、量子效率高的和噪声低的光电倍增管。为说明其原因,先来对比一下负电子亲和和势光电阴极和倍增极与一般的光电阴极和倍增极的特性。

图1(a)是铯铯阴极的能级图,能级的弯曲是由于光电阴极吸附了自由电子造成的。这时如光子的能量等于禁带宽度 E_g ,光子可把价带的电子激发到导带上去,但由于没有附加的能量去克服电子亲和势,结果无法逸入真空。只有光子的能量大于禁带宽度和电子亲和势之和(即有效的光电发射阈值),激发的电子才能超过真空能级,逸入真空。这种光电子发射称热电子发射,量子效率低,如其左上角E-N图所示。

图1(b)是以磷砷化镓P型半导体作基底,在其上镀复一层N型氧化铯(吸附有铯)的薄层,形成异质结负电子亲和和势磷砷化镓光电阴极结构。这时只要光子的能量大于禁带宽度,把砷化镓价带中的电子激发到导带,这些电子扩散到氧化铯层,由于存在着负的电子亲和势,就可无阻挡地逸入真空。甚至这些电子在与晶格碰撞后失去了一些能量,只要处于真空能级之上,均能逸入真空。结果可使响应的阈值波长向长波扩展,量子效率如左上方E-N图所示,有显著提高,这样的光电子发射称冷电子发射。

与一般光电阴极相比,负电子亲和和势光电阴极有下列优点:1)在一般光电阴极可达到的光谱响应范围内提高了量子效率。2)把光谱响应范围扩展到红外区达1.1微米。对1.06微米的响应,对磷砷化镓光电阴极曾报导量子效率高达9%;对砷砷化镓光电阴极则稍低,为

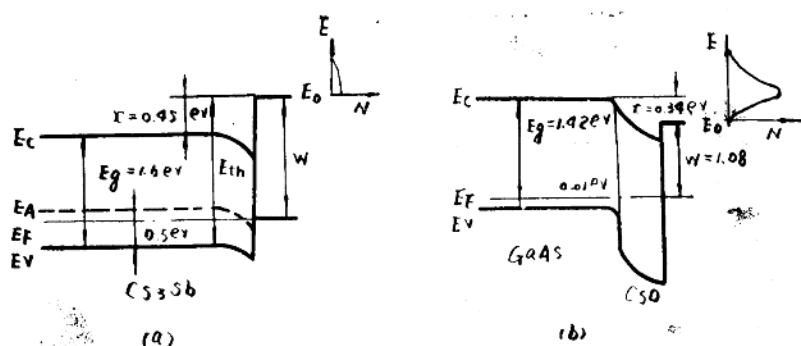


图 1. (a) 是一般的铯盐光电阴极能极图。(b) 负电子亲和势的磷砷化镓光电阴极。Ec - 导带底能级, EV - 价带顶能级, EF - 费米能级, EA - 受主能级, E0 - 真空能级, W - 逸出功, x - 电子亲和势, Eth - 有关的光电发射阈值, E - 能级, N - 发射的光电子数。

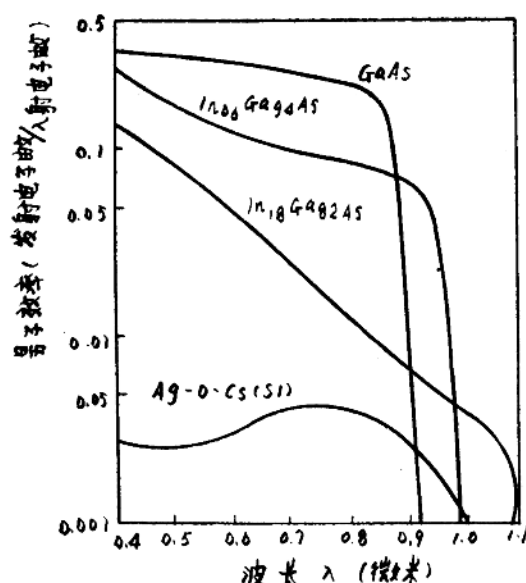


图 2. 对于砷化镓族(包括磷化镓)光电阴极的三条光谱的量子效率曲线, 以一般的银氧铯光电阴极作参考。

3%；对磷砷化镓光电阴极，最近报导达9%。它们的量子效率比银氧铯光电阴极大100倍左右。3) 甚至扩展到1.1微米的光电阴极也有很低的室温暗电流。4) 一般具有较宽的均匀的光谱响应特性。图2是几种光电阴极的比较，很能说明问题。

图3是几种经典的和一种负电子亲和势倍增极材料二次发射比与入射电子能量的关系曲线图。一般倍增极的二次发射比在3—6之间，要用10—14级才能使总增益达到 10^6 数量级。而最近发展的负电子亲和势材料GaP(S)，其二次发射比与级间电压成正比，用负电子亲和势倍增极(500伏/级, $\delta=30$)只需五级即可达到总增益 10^7 。这样就显著地减小了时间常数(小于0.5毫微秒)。

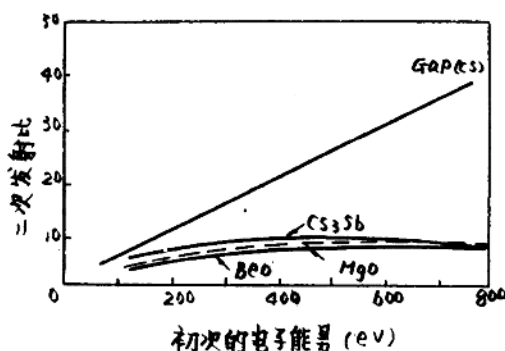


图3. 几种经典的和一种负电子亲和势(NEA)倍增极材料的二次发射比(在正常加速电场范围内)。

因此由负电子亲和势光电阴极和倍增极组成的光电倍增管，其一切性能均优于一般的光电倍增管，值得推广应用，其中尤其可用于探测微弱信号，它已成功地判别一个电子和二个电子事件的区别。目前其价格尚贵(在美国比一般的贵五倍)，寿命较短，因此要有选择地应用，但随着生产质量的提高，成本和寿命问题会得到解决。

二、雪崩光电二极管

雪崩光电二极管是光电倍增管在半导体光电器件中的模拟，这种器件具有高的内部增益、小的时间常数，并可获得高信噪比的光电信号。

雪崩光电二极管的作用原理可归纳如下。随着PN结上反向偏置的增加，空间电荷区的电场强度增大，以致由光子激发的电子空穴对在电场作用下不断加速，其动能足以把价带上的电子激发到导带上去，产生新的电子空穴对，这种电子空穴对不断一变为二、二变为四的过程称为雪崩过程，从而产生内部增益。这个过程可用图4来解释。吸收的光子激发电子空穴对B和A，电子被加速到C点，它获得足够的能量 E_0 把电子激发到导带上形成新的电子空穴对E和F，这样一个高能量的电子C变成二个电子D和E及一个空穴F，电子D和E在电场作用下还可激发出新的电子空穴对。空穴F在电场作用下加速到G点，获得足够的能量

激发出新的电子空穴对。这就很形象化地说明了雪崩过程可达到的增益。

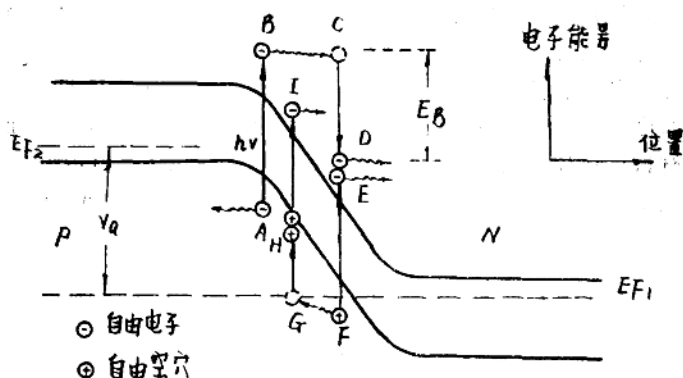


图4 在雪崩光电二极管中吸收一个光子后产生的载流子倍增的能量-位置图

雪崩光电二极管的增益 M 是反向偏置电压 V_R 的函数。图5是硅和锗二种雪崩二极管的 $M=f(V_R)$ 的关系曲线，硅雪崩光电二极管的典型电流增益 >100 ，锗的 >40 。

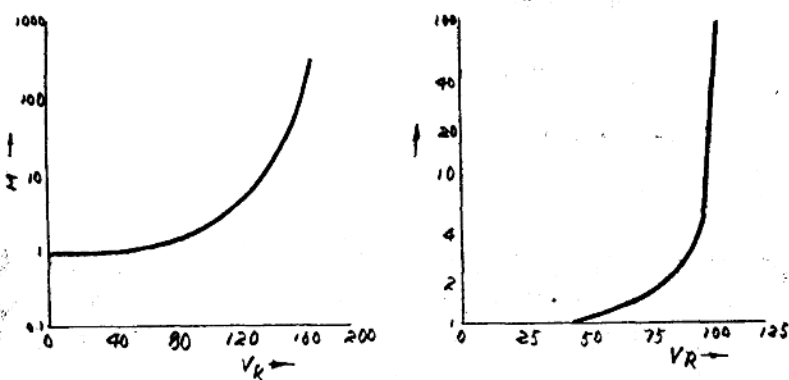


图5 硅的雪崩光电二极管T1XL56和锗的T1XL57的 $M=f(V_R)$ 曲线

探测光的调制辐射的能力一般用增益和频宽的乘积 $(M \cdot \Delta f)$ 来表征，对硅雪崩光电二极管的典型值为80千兆赫，对锗的为50千兆赫。也就是对调制频率80千兆赫的辐射进行探测，其增益将为1。

现在来研究一下使用雪崩光电二极管后对光电信号信噪比的影响。与光电二极管相比，由于存在光电流的增益 M ，在输出端的信号功率 S 将增加 M^2 倍，即

$$S \propto i_s^2 = 2M^2 \left(\frac{P e \eta}{h\nu} \right)^2$$

式中， P 是入射到雪崩管上的辐射功率，以调制系数为1进行正弦调制。 η 是雪崩管的量子效率。其散粒噪声经测定按 M^n 倍增加， n 处于2和3之间。于是输出的光电信号的信噪比为

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{2M^2(Pe\eta/h\nu)^2}{[3e^2(P+P_B)\eta\Delta f/h\nu]M^2 + 2e i_d \Delta f M^2 + (4kT_e \Delta f/R_L)}$$

式中 P_B 是入射到雪崩管的背景辐射, i_d 是暗电流, R_L 是负载电阻, Δf 是频带宽度。

利用雪崩光电二极管的优点是显而易见的。当 $M=1$, 此式等同于一般的光电二极管的输出光电信号信噪比。在这样的条件下, 分母中的热噪声 $4kT_e \Delta f/R_L$ 一般比散粒噪声大得多。因此当有电流增益时, 其信噪比随 M 的增大按 M^2 增加, 直到散粒噪声等于热噪声为止。以后 M 的增大反而引起信噪比的下降, 因为 $n>2$ 使分母值的增加大于分子值的增加。最佳的增益处于30和100之间, 因此光电信号的信噪比的改善可达 $10^2 \sim 10^4$ 。

使用雪崩光电二极管的不足之处是灵敏面积很小, 对偏置电压的稳定性要求很高, 并在某些情况下要根据外界温度进行调节。

三、碲镉汞和碲锡铅三元系探测器

过去在1—8微米的红外辐射波长上找到了很成功的元素和化合物半导体作探测器的材料, 但没有禁带宽度适合于波长大于8微米的本征型探测器材料, 为此长期以来在寻求新的半导体材料。经过不断的探索和研究发展了峰值波长可以调节的碲镉汞和碲锡铅三元系探测器。目前这二类探测器在红外区得到广泛的应用, 那一类将占优势尚难预料。

1. 碲镉汞探测器

$Hg_{1-x}Cd_xTe$ 是二元化合物 $CdTe$ 和 $HgTe$ 的连续固溶体。其中 $CdTe$ 是半导体, 禁带宽度约1.6eV; $HgTe$ 是半金属, 禁带宽度约-0.3eV (能带交迭), 它们的禁带宽度又都随温度变化。因此合金 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 的禁带宽度随温度和组分而变, 其经验公式为:

$$E_g = 1.59x - 0.25 + 5.233 \times 10^{-4}T(1 - 2.08x) + 0.327x^3 \text{ eV}$$

在 $0.17 < x < 0.33$ 及 $T > 77K$ 时, 此式与实验符合很好, 在此范围外也适用。从上式可见, 若 x 较低时, 最后一项可略去, E_g 与 x 呈直线关系, 即

$$E_g = 1.59x - 0.25 + 5.233 \times 10^{-4}T(1 - 2.08x)$$

因此只要改变 x 的大小, 即可改变禁带宽度 E_g , 从而改变阈值波长和峰值波长, 目前由它制成的探测器的光波响应可在0.8—40微米范围内变化。

碲镉汞材料除禁带宽度可调节外, 还有许多特点, 使它适用于制备高速、高性能的探测器, 这些性质是:

(1) 其电子有效质量小而本征载流子浓度低, 故做成的PN结的反向饱和电流小, 探测器噪声低、探测率高。工作在77K的8—14微米的碲镉汞探测器已接近背景极限。

(2) 电子迁移率高, 故渡越时间短, 响应频带宽。光伏型探测器的时间常数约1毫秒, 光导型探测器约1微秒。

(3) 本征跃迁, 故吸收系数大, 量子效率高。

(4) 在8—14微米这个常用的大气窗波段内, 由于碲镉汞探测器只需冷却到77K就可工作, 有取代在更低温度下工作的器件的可能性。

目前已研制成高性能的在77K工作温度下的8—14微米的光伏型和光导型探测器, 也制成了探测器阵列; 碲镉汞探测器的另一个发展方向是制备室温、快速、高性能的近红外探测器, 已达到很高的水平。

2. 碲锡铅探测器

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 是 PbTe 和 SnTe 的连续固溶体。 PbTe 的禁带宽度在 300K 时为 0.32eV, 在 12K 时为 0.8eV; SnTe 的禁带宽度在 300K 时为 0.18eV, 在 12K 时为 0.3eV。根据不同的 x 组分, 探测器可具有不同的阈值波长和峰值波长, 其阈值波长可扩展到 100 微米。

与 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 探测器相比 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 探测器的制造工艺比较简单, 容易控制, 在 20 赫时仍无 1/f 噪声。但由于 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 的介电常数大, 因此制成的光伏型探测器的结电容就大, 其时间常数比 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 的大一个数量级。直到最近 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 采用液相外延法降低了载流子浓度, 并采用 PIN 型结构, 使其响应频率提高到 400 兆赫, 在反向偏压下也能达到千兆赫。

四、热释电探测器

近百年来所采用的热探测器是利用热敏元件吸收热辐射引起其本身温度的变化, 导致材料的物理、机械等性能的相应变化来探测热辐射能量的探测器, 属于这类探测器的有温差电偶、测辐射热计和高莱管等。

如果热敏元件的热容量是 H , 向散热器和周围的热导是 G , 入射的热辐射功率是 ϕ , 材料的吸收系数为 η , 上升的温度为 ΔT , 那么可写出热方程式

$$\eta\phi = H\left(\frac{d\Delta T}{dt}\right) + G\Delta T$$

如 ϕ 为调制的辐射, $\phi = \phi_0 + \phi_\omega \sin \omega t$, 当 $\phi_0 > \phi_\omega$ 时, 热敏元件的温升为

$$\Delta T = \frac{\eta\phi_0}{G} + \frac{\eta\phi_\omega}{(G^2 + \omega^2 H^2)^{1/2}} \sin \omega t$$

其中由于调制辐射 ϕ_ω 引起的交变温度

$$\Delta T_\omega = \frac{\eta\phi_\omega \sin \omega t}{(G^2 + \omega^2 H^2)^{1/2}} = \frac{\eta\phi_\omega R_T}{[1 + (\omega H R_T)^2]^{1/2}}$$

式中 R_T 是热导的倒数称热阻。

要使热探测器的响应率提高, 就要设法提高温升, 即减小热容量 H 和提高热阻 R_T , 结果把热敏元件做得很薄很小, 机械强度很差, 结果出现了长期以来无法解决的响应率与机械强度之间的矛盾, 响应率愈高愈娇。

热释电探测器利用热释电晶体薄片, 在两端面上做上电极而成, 它具有高的响应率和机械强度, 这样它解决了历来无法解决的矛盾, 受到重视和支持, 取得了重大的进展, 因此作为一个重点加以讨论。

热释电探测器是利用晶体的热释电效应做成的探测器。当晶体吸收辐射后, 温度升高, 在两表面出现数量相等符号相反的电荷; 如果晶体冷却, 电荷的变化与加热时相反, 这种现象称热释电效应。热释电效应是由于晶体中存在着自发极化所引起的。自发极化和感应极化不同, 它不是由外电场作用而发生的, 而是由于物质结构在某方向正负电重心不重合所固有的。当温度变化时引起晶体结构上的正负电荷重心相对位移, 从而使晶体的自发极化发生改变。通常自发极化所产生的表面束缚电荷被来自空气中, 附集在晶体外表面的自由电荷和晶体内部的自由电荷所屏蔽, 电矩不能显现出来。只有晶体受热和冷却, 即温度发生变化时, 所引起的电矩改变不能被补偿的情况下晶体两端产生的电荷才能表现出来。因此热释电探测器不能探测连续辐射, 而只能探测调制的辐射或脉冲的辐射。

如果热释电晶体中的电极面积为A，温度发生均匀的微小变化 ΔT ，则自发极化产生的电荷量 ΔQ 为

$$\Delta Q = PA\Delta T$$

式中P为晶体的热释电系数，单位为库/(厘米²K)，在探测调制的辐射时，

$$\Delta Q = PA\Delta T_{\omega} = \frac{PA\eta\phi_{\omega}R_T \sin \omega t}{[1 + (\omega HR)^2]^{1/2}}$$

$$i_p = \frac{\Delta Q}{dt} = \frac{\omega PA\eta\phi_{\omega}R_T \cos \omega t}{[1 + (\omega HR)^2]^{1/2}}$$

这相当于由于辐射引起温度变化产生的电流，即为一电流发生器。由于热释电探测器由晶体和二面的电极构成，相当于一个电容器，因此它的等效电路如图6所示。

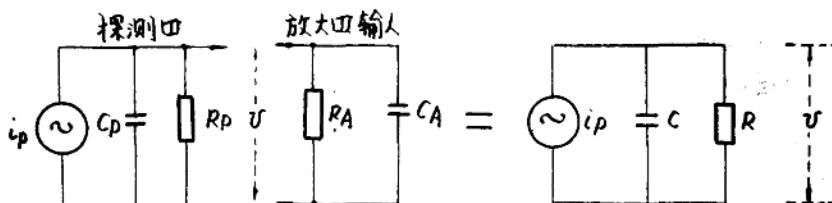


图6 热释电探测器和放大器输入端的等效电路

其中 C_p 和 R_p 是探测器的电容和电阻， R_A 和 C_A 是放大器的输入电阻和电容，简化成 R 和 C 。根据RC构成时间常数 τ ，对响应率的影响，可得

$$V = \frac{\omega PA\eta\phi_{\omega}R_T \cos \omega t}{[1 + (\omega HRT)^2]^{1/2}} \cdot \frac{R}{[1 + (\omega RC)^2]^{1/2}}$$

热释电探测器的响应率为

$$S_V = \frac{V}{\phi_{\omega}} = \frac{\omega PA\eta R_T R \cos \omega t}{[1 + (\omega HRT)^2]^{1/2} [1 + (\omega RC)^2]^{1/2}}$$

由于 τ 和 $\tau_T = HR_T$ （热时间常数）均在0.1—10秒之间而调制辐射频率均大于10赫，因此 $\omega HR_T \gg 1$ ， $\omega RC \gg 1$ ，上式简化为

$$S_V = \frac{PA\eta}{\omega HC}$$

热释电探测器的响应率与热释电系数、面积、吸收系数成正比，而与调制频率、热容量、合成电容量成反比。

目前采用的热释电晶体有硫酸三甘酐(TGS)、钽酸锂(LT)、铌酸锆钽(SBN)、钛酸铝(PT)、锆钛酸铝(PLT)。它们具有下列特性：

- (1) 在室温工作，不需低温冷却；
- (2) 在很宽的频率和温度范围内，具有较高的探测率 10^7 — $5 \cdot 10^9$ 厘米·赫^{1/2}瓦⁻¹；
- (3) 与一般的热探测器不同，探测的调制辐射频率可达 10 — 10^8 ，
- (4) 和其他的热探测器一样，对红外辐射有很宽的响应的波段。

但是由于探测器内阻很高，因此要用高输入阻抗的放大器，这样必须用场效应管或电子管作前置放大级。为补偿响应率与频率的反比关系要采用负反馈补偿电路。这些电路目前均

得到了解决。

五、光学外差探测

由于激光具有很好的时间和空间相干性，才能把无线电和微波中的外差技术扩展到光学领域，提高信号探测率达数个数量级，成为探测弱信号的一种重要手段。

光学外差探测系统示于图7，其中信号光波的方程式为

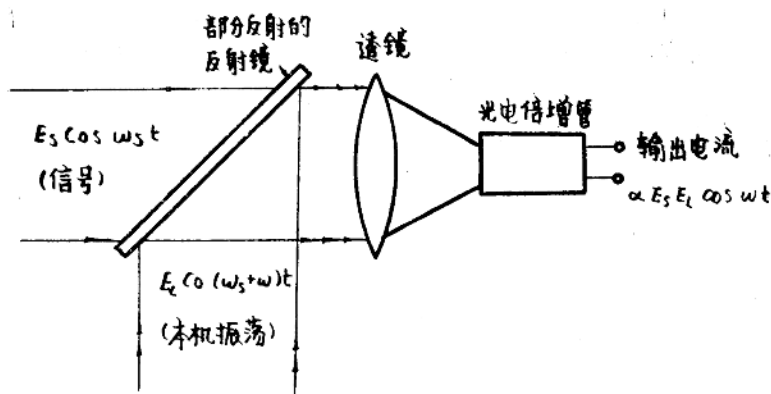


图7 光学外差探测系统图

$$e_s(t) = E_s \cos \omega_s t$$

用声光、电光、磁光等调制方法得到本机振荡光波的方程式为

$$e_L(t) = E_L \cos(\omega_s + \omega)t$$

并且使 $E_L \gg E_s$ ，信号光波和本机振荡光波通过反射镜重合，经透镜聚光入射到光电倍增管光阴极上（或其他光电探测器上），光阴极发射的光电流 $i_c(t)$

$$\begin{aligned} i_c(t) &\propto [E_s \cos \omega_s t + E_L \cos(\omega_s + \omega)t]^2 \\ &\propto (E_s \cos \omega_s t)^2 + [E_L \cos(\omega_s + \omega)t]^2 + E_s E_L \cos \omega t \\ &\quad + E_s E_L \cos(2\omega_s + \omega)t \end{aligned}$$

由于 ω_s 和 $\omega_s + \omega$ 频率很高，探测器只能探测得其平均功率 P_s 和 P_L 。 ω 处于中频，因此可探测其波形，而 $2\omega_s + \omega$ 频率甚高， $\cos(2\omega_s + \omega)t$ 的平均值为另，故可除去。于是

$$i_c(t) \propto P_s + P_L + 2\sqrt{P_s P_L} \cos \omega t$$

在 $P_L \gg P_s$ 的条件下，并考虑到光阴极的响应率后，得

$$i_c(t) = \frac{P_L \eta}{h\nu} \left(1 + 2\sqrt{\frac{P_s}{P_L}} \cos \omega t \right)$$

其中 η 为量子效率，由光阴极电流造成的散粒噪声 i_n 为

$$\bar{i}_n^2 = 2e \left(i_d + \frac{P_L \eta}{h\nu} \right) \Delta f$$

其中 Δf 为放大器带宽， i_d 为暗电流。经过光电倍增管放大，在阳极得到的噪声和信号分别为

$$(\bar{i}_n)^2_{\text{阴极}} = G^2 2e \left(i_d + \frac{P_L e \eta}{h\nu} \right) \Delta f$$

$$(\bar{i}_s^2)_{\text{阴极}} = G^2 2 \left(\frac{P_L e \eta}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{P_s}{P_L} \right)$$

于是在光电倍增管输出端的信噪比为

$$\frac{S}{N} = \frac{(\bar{i}_s^2)_{\text{阴极}}}{(\bar{i}_n^2)_{\text{阴极}}} = \frac{2G^2(P_L P_s)(e\eta/h\nu)^2}{\{G^2 2e(i_d + P_L e\eta/h\nu) + (4RT_e/R_L)\}\Delta f}$$

其中 R_L 是光电倍增管的负载电阻值。

公式的分母包括散粒噪声和热噪声。外差探测的最大优点是可以用增加本机振荡光功率使信噪比增大,直到使 $G^2 2e P_L e\eta/h\nu$ 占优势为止,这时由本机振荡光功率造成的散粒噪声使其他噪声相形见绌,以后再增大 P_L 就毫无意义了。按此条件把信噪比方程式简化为

$$\frac{S}{N} \cong \frac{P_s \eta}{h\nu \Delta f}$$

当 S/N 为 1 时可求出等效噪声功率 NEP

$$NEP = \frac{h\nu \Delta f}{\eta}$$

等效噪声功率就是可探测的最小信号功率,与探测理论中的理想的信号起伏极限比较完全相等。这说明外差探测技术优于其他的探测技术值得加以推广。目前它已在测长、测速、测振、光学雷达、光通信和红外外差光谱学等方面得到了应用,效果显著。

参 考 文 献

1. Amnon Yariv, "Introduction to Optical Electronics" Second Edition 1976.
2. Edited by R.J.Keyes, "Optical and Infrared Detectors" 1977.
3. Edited by Alan Chappell, "Optoelectronics" 1976.
4. R.K. 威拉德森等, "红外探测器" 国防工业出版社1973。
5. 上海市红外物理与技术译丛编辑组, "红外探测器" 上海科学技术情报研究所1974。

激光散斑在光学中的应用

龙槐生

当一个物体的漫反射表面被相干光照明时,所反射的光相互间发生干涉,在物体的表面前的空间就形成了无数随机分布的明暗相间的干涉斑,这些斑实际上布满在物体前整个空间,称为散斑。因为这是相干的激光在粗糙表面上各个基元面积上散射的许多独立子波间相消与相长所引起的一种干涉现象,因为散射表面的结构为无规的,每个散射子波对其相邻子波具有随机的位相,因此在散斑中光场的分布是由大量的等振幅而位相无规矢量求和的结果。所以激光散斑图样的确切形状主要决定于表面的微观结构无规性质与反射率。

粗糙物体的再现全息像总是伴随着散斑,散斑的存在降低了像的分辨率,因此是有害的,我们一定要想办法消除它。但是另一方面,我们亦可以利用散斑进行测量,例如在力学中可以利用散斑测量物体的位移,应变与振动,在天文中,利用散斑可以提高大的天文望远镜的分辨率而测出双星的夹角,与星的表现直径。在信息处理中,应用毛玻璃将物的频谱均匀的分布在物镜的焦面上,好像斑纹是物的信息的载波;利用双曝光技术可以进行二张图像的相减,而检查它们的差异。在表面粗糙度测量中,可利用杨氏条纹的对比测量表面的粗糙度,所以散斑的用处是很广泛。现分述如下:

(一)在力学中的应用:——要进行物体应变的测量,可以采用类似于全息干涉计量中的双曝光技术,即双曝光散斑照相进行。其具体做法为:在物体未变形前,用照相机对焦粗糙物体拍摄一次,加负荷使物体发生变形后,再对该物体拍摄一次,这样在同一底片上,形成二个散斑图,由底片上某区域的成对斑点的间隔与方向可以计算得物体上相应区域的变形的大小和方向。若物体有横向运动亦可以用连续曝光的方法或等间距脉冲方法记录下来,设有一波前为平面的激光照明一运动的粗糙物体,用一底片可记录下该位置的斑纹图,令 $I_0(x)$ 为物体静止不动时的散斑图的强度分布,令 $S(t)$ 为物体横向运动时的轨迹,当物体横向运动时,散斑亦随着运动,但并不改变散斑的细微结构,故时间积分后散斑的强度分布为

$$\begin{aligned} I_s(x) &= \int I_0[x-s(t)]dt = \iint I_0(x')\delta[x-x'-s(t)]dx'dt \\ &= \int I_0(x')P(x-x')dx' = I_0(x) \otimes P(x) \end{aligned}$$

上式中 $P(x) = \int \delta[x-s(t)]dt$

即运动物体的散斑图为物体静止不动时的散斑图 $I_0(x)$ 与物体的运动轨迹 $s(t)$ 的卷积,换言之:双曝光斑纹图样上存在着二种信息,一种是斑点轨迹的形式存储了物体横向位移的信息或者是成对斑点形式存储了物体应变的信息,这可以用光学傅氏变换的方法来获取,另一种是以随机分布的斑纹图的形式存储了该物体的粗糙度,这可以用斑纹的相关测量来获取这种信息。

上面已讲过,用斑纹照相,即二次曝光的方法可以求得物体上各点的应变的大小与方向,已有两次曝光获得的散斑图底片,如何求应变值呢?这可以用一细的激光束照明该底片某区域,而底片上的散斑使入射细光束衍射成与原透镜孔径有关的光锥,而双曝光形成的成对斑点又使上光锥调制成平行的杨氏条纹,该条纹的角分布 θ 与成对斑点间隔 d 有关,即

$$d \sin \theta = n\lambda \quad \text{式中 } n \text{ 为条纹的级数,}$$

若拍摄时照相物镜的放大率为 β ，则物体上该区域的应变值 d_0 为

$$d_0 \sin \theta = \frac{n\lambda}{\beta}$$

要进行完整的分析，必须对底片进行逐点研究，当然这工作是比较繁复的，但斑纹照相还是在广泛的应用，其原因为斑纹照相的优点很多，对稳定性的要求不像干涉计量那么严格，特别是照明方法不太重要，故激光器可以单独装置，由于物的一个散斑区域小，故对光源的相干性要求低，可以应用没有选模元件的简单脉冲激光器，应用双曝光方法进行测量，对照相物镜的质量要求不高，因为透镜的象差仅仅是起了散斑图样上重新分配亮度的作用。在散斑照相中，测量位移的灵敏度可用改变放大率的方法在一个稍大范围内变化，像的缩小可使灵敏度降低，但可以研究较大物体面积的变形。而测量的最小位移是与纪录图样上的散斑尺寸有关的，实际应用中，大约为散斑尺寸的十分之一，但散斑尺寸又决定于物镜的相对孔径，这样要提高斑纹计量的精度是比较困难的。一般只能达到 4μ 左右，所以精度不是很高，但能够得到全场的信息，不过逐点测量不太方便，有人建议在底片的后边装上二极管制造的阵列来测量条纹的间隔，用线性扫描方法，将输出的电信号输入到计算机，处理后能得出物面上各点的位移或应变与相关的测量精度，虽然底片可用电光读数系统增快分析的速度，但是要拍摄与显影，速度还是太慢，因此不能进行实时处理，尤其是对瞬时变化的物体用多帧图片，精确的叠加这些多帧记录图片，可以求出二个相继图片间的空间位移。但很不方便，

因此出现了电视系统的散斑图干涉计量，简称为E、S、P、I。一般电视管，曝光时间为 $\frac{1}{25}$ 秒，

而电视管为600线，每条线为500个点，所以它的分辨率是很低的，所形成的斑纹的大小必须和电视摄像管的分辨率相适应的。电视录像管的第一次拍摄物体的像记录在电视录像带上，这种记录下的电视录像可经常的输到电子系统中，与电视录像物镜的第二次拍摄物体的像混一频，这二个讯号的叠加相当于二个散斑图的相减。这样输出的信号全波整流、过滤，可以显示出来，例如在测量变形时，只要物体上加上负载E、S、P、I即可以显示出变形来，用E、S、P、I可以测量物体的面内位移，变形、斜率的改变与振动的振型，显示非常迅速。假使同时用二个波长 λ_1 与 λ_2 垂直照明一个未抛光的表面与一个标准表面，就可以画出这一个表面对标准表面偏离的等高线，这不仅可用于比较球面与柱面，而且借助于全息底片的照明方法，还可以比较飞轮子的叶片，所以其用途是很大的，现在出售的电视摄像管的分辨率很低，假使能够制造出高分辨率的电视摄像管就能减少散斑的尺寸，改善条纹的质量，提高E、S、P、I的测量精度。除出与电相结合外，其他新技术亦可以用到这里来，例如采用夹层全息的原理我们可做夹层散斑……

许多求介板弯曲问题的实验是测量挠度，而二次曝光方法能求出物面上各点的是位移值，而位移值的一阶微分为应变，而位移值的二阶微分才是挠度。因此将所获得的物面上各点的测定数据（位移）要经过二阶微分才能得到弯距计算的挠度。但实验数据的数值微分会导致极大的误差，因此应尽可能少用或者避开不用。应用剪切散斑干涉仪就直接得到位移的一阶微分（应变），减少了一次数据计算的误差，减少了上述困难，剪切散斑干涉仪的形式很多，最简单的形式为图一示。S为一被检验的物体，相干的平行光束以 θ 角照明物体。物体上A点的漫射光，被反射镜 M_2 反射后，再被分束板反射沿C方向入射到照相机。而物体上B点的漫射光先被分束板反射后，再被反射镜 M_1 反射，同样的沿C方向入射到照相机。这样用二次曝光方法在同一底片上拍摄下的底片就能求出表面位移对AB方向的微分，当然

在二次曝光中间，在物体上要加负荷

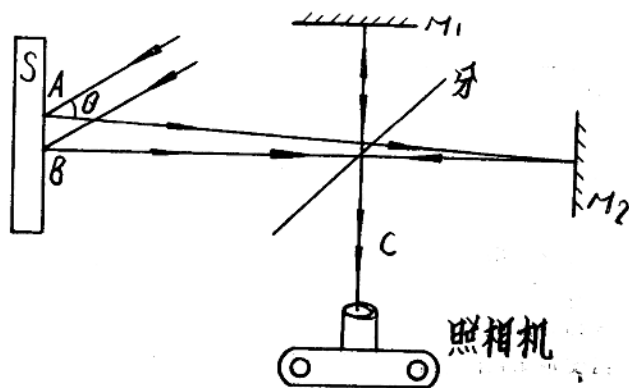


图 1

(二) 散斑在天文中的应用：——散斑技术的最显著的成就是在天文方面，天文望远镜，例如位于 Palomes 山上的五米望远镜的理论分辨角为 0.02 弧秒左右，由于大气扰动的影响，稍长时间拍摄下来的星是一个模糊的斑点，它的分辨角为 1 弧秒左右。但用散斑的技术可将望远镜的分辨率提高到理论分辨率 0.02 弧秒，这是没有其他方法代替的，其根据如下：当曝光时间小于百分之一秒，而滤波器的频宽为 250 Å，则每颗星在底片上形成散斑结构图，其形状与激光所形成的散斑结构完全一样，而最小的散斑直径与没有大气扰动时望远镜的爱里圆同一数量级，这表示 $\frac{1}{100}$ 秒曝光时间的望远镜的散斑中含有望远镜分辨极限的信息。当然由于大气扰动的影响，这 $\frac{1}{100}$ 秒的星的散斑图，与另一 $\frac{1}{100}$ 秒同一颗星的散斑图是不相同的，而稍长时间的曝光相当于强度相加，就使散斑的分布相当于 5 米望远镜为 1 弧秒的数量级。

假使记录的为亮度相同的一对双星，他们间的夹角为 α ，由于大气的扰动， $\frac{1}{100}$ 秒曝光使每颗星都产生一个散斑图，由于双星的夹角小，记录的二个散斑图是相同的，但相互间有 $f\alpha$ 夹角。这样拍摄下来的片子，显影后，在该底片的付氏频谱平面上出现了平行的杨氏条纹，条纹的间距为 $\theta = \frac{\lambda}{\xi_0}$ ，而 ξ_0 即为二散斑图的间隔，亦即等于 $f\alpha$ 这样由条纹即可求出双星的夹角 α 与它的朝向。当这二颗双星的亮度不相同，底片上的付氏频谱面上的杨氏条纹的对比下降，这样由条纹的对比度还可以计算出双星的亮度差。用这种方法不仅可以求出双星的夹角，还可以测量星的表现直径。设该星体的几何像直径大于爱里圆，并设它的几何像为均匀亮的圆盘。这时在望远镜焦面上 $\frac{1}{100}$ 秒的曝光的散斑图是几何像 S 与散斑 D 的卷积，即 $S \otimes D$

但 $\langle |\tilde{D}|^2 \rangle$ 为难以分辨星的平均频谱，可以对一个难以分辨的星体测量求得，这样由 $|\tilde{S}|^2 < |\tilde{D}|^2 > < |\tilde{D}|^2 >$ 即可求出 $|\tilde{S}|^2$ 来，由 $|\tilde{S}|$ 可以计算出星体的表现直径。不论是测量双星的夹角或星的表现直径，它的精度都决定于望远镜的口径，但现有天文望远镜的口径有一定大小难于增大，利用二个间距为 36 米的望远镜能给出 0.003 弧秒的分辨率，但这是有方向的，若

要在各方向都要获得这么高的分辨率,就必须发展平面列阵式的望远镜群。

(三)散斑在光学信息处理中的应用:——假设图片A或B的频谱位于焦点附近,但若图片A或B成像时用了毛玻璃,则可使图片A或B的频谱布满在整个频谱平面上,这时毛玻璃形成的散斑犹若是物信息的携带者,所以在频谱平面上可以进行各种处理。若图片A与B有相同的部分亦有不相同的部分,要求检察A—B,透明片A贴近底片H放置,并由毛玻璃形成的散斑照明,这为第一次曝光,以透明片B代替A进行第二次曝光,在二次曝光之间给底片H一个很小的位移量 ξ_0 ,这样拍摄的底片其频谱平面上亦存在着杨氏条纹,置狭缝于暗条纹处,可以过滤掉A与B的相同部分,而通过图片A与B的不相同的部分,即得到A—B,这个技术亦类似于双曝光散斑计量术。应用同样的原理可以进行图像的编码和译码,或进行定向散斑的多路传输。

(四)散斑在像差测量中的应用:——当一束平行的激光照射到一理想且没有像差的照相物镜上,则该物镜将入射光束会聚于一点,若该物镜未调焦好,则底片上被照明的为一弥散圆而被该底片的粗糙面反射回来的漫射光在物镜的光瞳面上形成散斑。而散斑的大小是与照明底片的光斑的大小成反比。即物镜对焦精确时,光瞳面上的散斑大,而离焦时,光瞳面上的散斑尺寸小。若横向移动底片,亦即移动照明斑,而散斑的移动速率亦与底片照明斑的大小成反比的,这样我们有二个判据——由光瞳面上散斑的大小与其移动速率来决定离焦的程度。用这方法,我们可以很精确的决定物镜的聚焦位置,其精度可达 $\frac{1}{20} \rightarrow \frac{1}{50}$ 瑞利值。

利用散斑的形状与其分布可以测定照相物镜(除畸变)以外的初级像差。例如有像散时在子午像面与径向像面的散斑是椭圆形,它们的椭圆长轴是相互垂直的,对于其他像差亦可近似的测定,但精度不够高,还未到实用阶段,尚有待努力。

(五)散斑用在光洁度的测量及其他方面:

当激光照射到粗糙的表面,所形成的散斑图一般决定于表面的微观结构,但以单色激光照明非常粗糙的表面由所形成散斑图中得到有意义的表面参数的信息是非常困难的。因为非常粗糙的表面形成的散斑并不依赖于粗糙度。用其他光学方法来测定这种表面亦遇到同样的问题。所以我们实际测定的为下面二种情况,一种为表面粗糙度的均方根大于1个波长这时我们用空间相干的二种单色光照明。另一种为表面粗糙度的均方根小于一个波长这时用单色的激光照明。前者的测量原理为若一张两次曝光照片,在两次曝光之间具有微小的位移和照明激光波长的变化,则由散斑照片所形成的杨氏条纹将随着粗糙深度而降低条纹的对比。如果波长的变化为 $\Delta\lambda$ 则当条纹对比为另时,而 ξ 为该表面的均方深度变化则

$$\xi \geq \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}$$

后者的测量原理为若有一束平面激光照明被测粗糙表面,可得到一个散斑图,略微改变激光入射角方向,在同一底片上,又可得到另一散斑图,如果入射的角度变化足够小,则这二个散斑图仅仅移动一个小的距离 ξ_0 。对于一个给定的入射角 i 而言 λ 射角的变化不仅移动了散斑,而且亦变化了散斑的结构,显影后该底片的频谱面上的杨氏条纹的对比度决定于表面的粗糙度,这是强度相关。若要进行实时测量,可以用光电管来求他们的振幅相关值,最后的结果是一样的。应用相关技术亦可用实验方法求出流速来,为了由理论方面解决这些问题而发展散斑的统计理论。总之,当激光被粗糙表面反射时,或者经过不均匀的透明解质时都要形成散斑,实际上散斑并不非常杂乱的,因为它含有漫反射面的信息,亦含有不均匀

透明介质的信息，总之它包含了由光源到接收器为止的光所遇到的一切物体的信息，而这些信息是处于编码的形式，必须将该散斑解码，才能取出这些信息。例如激光通讯用的波导纤维，激光由纤维的一端输入，从另一端输出。要求玻璃纤维透明均匀 纤维的表面光滑没有漫反射，这样讯号的传输质量就比较好，有什么办法检验呢？这可以由传出的散斑的质量来判断，我这里只举一个例表示散斑的用处是很多的。