

10.6 μm 天文外差光谱仪*

余 吟 山

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

摘要——本文报道一台以 Cassegrain 聚焦系统工作的天文外差光谱仪。工作波长是 $10\ \mu\text{m}$ ，光谱分辨率 $\lambda/\Delta\lambda$ 在 $6 \times 10^5 \sim 6 \times 10^6$ 。噪声等效功率接近理论极限 $1.88 \times 10^{-20}\ \text{W/Hz}$ 。阐述了在红外波段在外差接收条件下使噪声等效功率最佳化的方法，以及信噪比远小于 1 时信号检测的手段。文中还介绍了整个接收系统的光、电结构和一些实验数据。

一、引 言

由于探测器的不断完善和相应技术的进步，天文学家开发红外波段信息的能力日益提高。天体物理学中许多重要的分子振动光谱和转动光谱落在红外波段，对这些谱线作精确分析，并对多普勒频移进行精确测定，可研究天体的动态温度、压力以及对地球的相对运动等特性。

CO_2 是火星、金星大气的主要成分。在 $10\ \mu\text{m}$ 附近基于 $00^{\circ}1-(10^{\circ}0, 02^{\circ}0)$ 跃迁的 CO_2 分子转动光谱带是一个很适用的观察带，其谱线半宽度约为 30 MHz。对它们进行仔细的分析，能推断火星的有关物理量。选用 $10\ \mu\text{m}$ 这一波段范围的另一个原因是该波段有合适的激光器作本地振荡。

根据我们的实验特点，要求光谱仪：(1) 在 $10.6\ \mu\text{m}$ ($2.83 \times 10^{13}\ \text{Hz}$) 处最小可分辨带宽 $\Delta f = 5\ \text{MHz}$ ，相当于 $f/\Delta f = 5 \times 10^6$ ；(2) 噪声等效功率趋近量子噪声限，即 $NEP_{1\text{Hz}} \rightarrow 10^{-20}\ \text{W/Hz}$ 这一数量级。

为了达到这样高的光谱分辨率和灵敏度，我们采用了外差探测技术。它的独到之处是通过本地振荡使被研究的谱线向低频段平移，使中心频率变低，而线型却保持不变。这样用 $f'/\Delta f$ 代替 $f/\Delta f$ ($f' \ll f$)，使高分辨率得以实现。另外它通过外差增益过程抑制了散粒噪声以外的噪声，从而将探测器在外差工作条件下的噪声等效功率提高到接近量子噪声限。

早先有 Betz 等人(1976 年)和 Mumma 等人(1981 年)将红外超外差探测技术用于

本文 1984 年 10 月 17 日收到。

* 本仪器是作者在西德 Max-Planck 研究所与 Dr. H. Rothermel 和 Dr. H. U. Käufel 共同研制的，并在西班牙 Calar Alto 天文台对火星进行了观察。

天文观察。我们的仪器(1982年)与他们的区别是将天文望远镜的 Coudé 聚焦系统改成 Cassegrain 系统。在红外天文观察方面, Cassegrain 系统比之 Coude 系统有这样一些优点: (1) Cassegrain 系统的视场较大, 跟踪搜索目标比较方便, 可以先寻找红外源附近的参考目标, 再逐步搜索红外目标。(2) 当光谱仪不是专门为某一望远镜设计时, 是最方便的。Coude 系统由于视场太小而很难在焦平面使用调制器。(3) Coude 系统的反射镜较多, 减弱了源辐射, 增加了背景辐射。(4) 许多天文台望远镜不具备 Coude 系统, 尤其是在地外观察时, 无法实现 Coude 系统。

这些改进使外差光谱仪不再局限于少数天文台, 而能够实现小型化, 这为仪器载入平台在大气层外观察创造了条件。这种改进的关键是激光器的稳频技术。

二、理论分析

1. 光外差接收的理论分析

考虑两个波阵面一致的平面波: 本振波振幅 E_{LO} 和信号波振幅 E_s , 它们具有同一偏振方向, 垂直入射到面积为 A 的探测器上, 探测器量子效率为 η 。它们的合成振幅为

$$E(t) = E_{LO} \cos \omega_{LO}t + E_s \cos \omega_s t, \quad (1)$$

探测器短路光电流为

$$i(t) = e \cdot \eta \cdot P(t) / h\nu, \quad (2)$$

式中 e 为电子电量, h 为普朗克常数, ν 为频率, $P(t)$ 为入射功率。入射功率与振幅的关系为

$$P(t) = E^2(t) \cdot A / Z_0, \quad (3)$$

式中 Z_0 为自由空间阻抗, A 为探测器面积。

由式 (1)、(2)、(3) 可得:

$$i(t) = \frac{e \cdot \eta \cdot A}{h\nu \cdot Z_0} (E_{LO} \cos \omega_{LO}t + E_s \cos \omega_s t)^2.$$

展开整理后, 去掉探测器不能响应的高频项, 有:

$$i(t) = \frac{e \cdot \eta}{h\nu} [P_{LO} + P_s + 2\sqrt{P_{LO}P_s} \cos(\omega_s - \omega_{LO})t], \quad (4)$$

这里, P_{LO} 是本振激光的入射功率, P_s 为信号入射功率。由式 (4) 可知, 探测器的电流在直流背景下出现了频率为 $(\omega_s - \omega_{LO})$ 的正弦波动。只要探测器的带宽能响应该频率, 我们就能从这一波动中测出 P_s , 并且有很大的增益。必须指出, 这一经典分析虽然符合实际情况, 但并不严格。关于光外差探测的严格的量子分析已由 Teich^[3] 作出。

根据式 (4), 不考虑直流作用, 可简化为

$$i_s(t) = \frac{\eta \cdot e}{h\nu} [2\sqrt{P_{LO}P_s} \cos(\omega_s - \omega_{LO})t]. \quad (5)$$

对照式 (2) 与式 (5), 式 (5) 中相应的入射功率为 $\sqrt{2P_{LO}P_s}$, 根据式 (2) 中的 $P(t)$ (即 P_s), 得:

$$G = \sqrt{2P_{LO}P_s} / P_s,$$

即:

$$G = \sqrt{2P_{LO} / P_s}. \quad (6)$$

从式(6)可知,在 $P_{LO} \gg P_s$ 时,外差接收有很高的增益。或者说只有在被测信号很弱时,光的外差接收才是适用的。

从以上分析还可看出,由于差频信号 $(\omega_s - \omega_{LO})$ 的频率可以比 ω_s 小四个数量级以上,在差频频率 $(\omega_s - \omega_{LO})$ 做一次 $f/\Delta f = 10^3$ 频谱分析就相当于在 ω_s 做一次 $f/\Delta f = 10^6$ 的频谱分析。外差光谱仪的这一特点使它摆脱了传统光谱仪器集光能力与分辨率相互制约的矛盾。外差光谱仪的分辨率要比传统光谱仪大得多。实际上,在我们的实验中,仪器的光谱分辨率受限于激光器(本振)的频率稳定性。

2. 外差探测条件下的噪声等效功率

我们使用 HgCdTe 光伏器件为探测器,其截止频率为 2 GHz,反向饱和电流为 $100 \mu A$ 。由于本振功率在探测器中激起的电流散粒噪声在本振功率足够大时大大超过了其它噪声,这时信噪比可用下式表达:

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta \cdot P}{h\nu B} \quad (7)$$

对应的噪声等效功率为

$$(NEP)_{1Hz} = h\nu / \eta \quad (8)$$

在式(7)、(8)中, B 为系统带宽, P 为入射功率。

根据式(8),当 $\eta \rightarrow 1$ 时,最佳噪声等效功率为 $h\nu$,这意味着能探测到单个红外波段的光子。以 $10.6 \mu m$ 波长计算,得 $h\nu = 1.88 \times 10^{-20} W/Hz$,这是理论极限值。欲达此极限,一方面要求器件的量子效率 η 尽可能高。另一方面则应解决在什么条件下散粒噪声才能大大超过其它噪声而使式(7)、(8)成立。我们定义式(8)中噪声等效功率为最小噪声等效功率 P_{min} ,那么,实际噪声等效功率可写成

$$(NEP)_{1Hz} = P_{min} \left(1 + \frac{I_{sat}}{I_{LO}} + \frac{P_{th}}{P_{SH}} \right) \quad (9)$$

式中 I_{sat} 为 HgCdTe 探测器的反向饱和电流; I_{LO} 为本振激光器在探测器里激起的电流; P_{SH} 为器件散粒噪声功率; P_{th} 为器件的热噪声功率,其中包括前置放大器噪声。前置放大器的噪声指数折算成噪声等效温度后归入 P_{th} ,其折算关系为

$$T = 290 \left[10^{\left(\frac{NF}{10} \right)} - 1 \right] (K) \quad (10)$$

式中 T 是前置放大器的噪声等效温度, NF 为放大器噪声指数, 290 是放大器在测噪声指数时的环境温度(K)。

从式(9)可知,要使噪声等效功率小就必须做到: (1)探测器的反向饱和电流 I_{sat} 小。(2)由于液氮制冷,探测器的热噪声实际上已定,因此前置放大器噪声要小。激光(本振)功率增大会使探测器经受不住它的辐照,因此不能一味增大激光功率。我们选用功率为 0.8 mW 的激光束和噪声指数为 1.5 dB 的前置放大器,这样,式(9)中的 I_{sat}/I_{LO} 与 P_{th}/P_{SH} 值均在 5% 以下,噪声等效功率接近理论极限。

3. 噪声抑制问题

来自天体的信号十分微弱,比噪声等效功率小 1000 倍以上。要检测如此微弱的信号,抑制噪声是关键。外差探测在探测器将光信号转变成电信号之后,还要用平方律检波器对信号实行二次检测。这种探测手段使光谱带宽不仅影响入射功率,而且影响信噪比。系统采用同步探测和积分器之后,实现了有效的噪声抑制。这种系统亦称为噪声滤波器。其信噪

比的提高可表示为

$$\frac{s}{n} = \frac{S}{N} \cdot \sqrt{\Delta T \cdot \Delta f}, \quad (11)$$

式中 $\frac{s}{n}$ 是经噪声滤波器之后的信噪比, ΔT 是积分时间, Δf 是滤波器带宽。例如, 对于带宽为 50 MHz 的系统, 只要 0.02 s 的积分时间, 就足以使信噪比提高 1000 倍。

三、光谱仪器的实现

1. 光路结构

图 1 是本仪器的光路系统图。天体源信号通过 2.2 m 望远镜会聚成 $F/18$ 光进入系统, 入射光由红外反射镜将红外辐射与可见光分开。将可见光引入电视导向系统, 便于望远镜跟踪天体。在红外辐射聚焦处安置一反射镜, 由镜前的斩波器实行焦平面调制。斩波器是一种双扇形反射器, 马达旋转一周给出两个脉冲信号。斩波器对聚焦处的反射镜有 3 mm 的平移, 这相当于给焦距为 18 m 的望远镜带来 $34''$ 的偏角。焦平面上焦点的埃里斑第一暗环直径为 $200 \mu\text{m}$ 左右。反射后发散, 用一焦距为 5 cm 的 ZnSe 透镜产生平行光。接着用一个分光膜(90% 透射、10% 反射)将激光与入射信号合为同一方向进行干涉。第二个 ZnSe 透镜焦距为 2.5 cm, 它使平行光再度会聚, 这时埃里斑的第一暗环直径缩至 $100 \mu\text{m}$, 与探测器面积 ($120 \times 120 \mu\text{m}^2$) 相当。在系统入射处, 黑体辐射通过一球面镜进入系统。黑体源用于定标, 并在导向系统中提示光学系统的光轴。

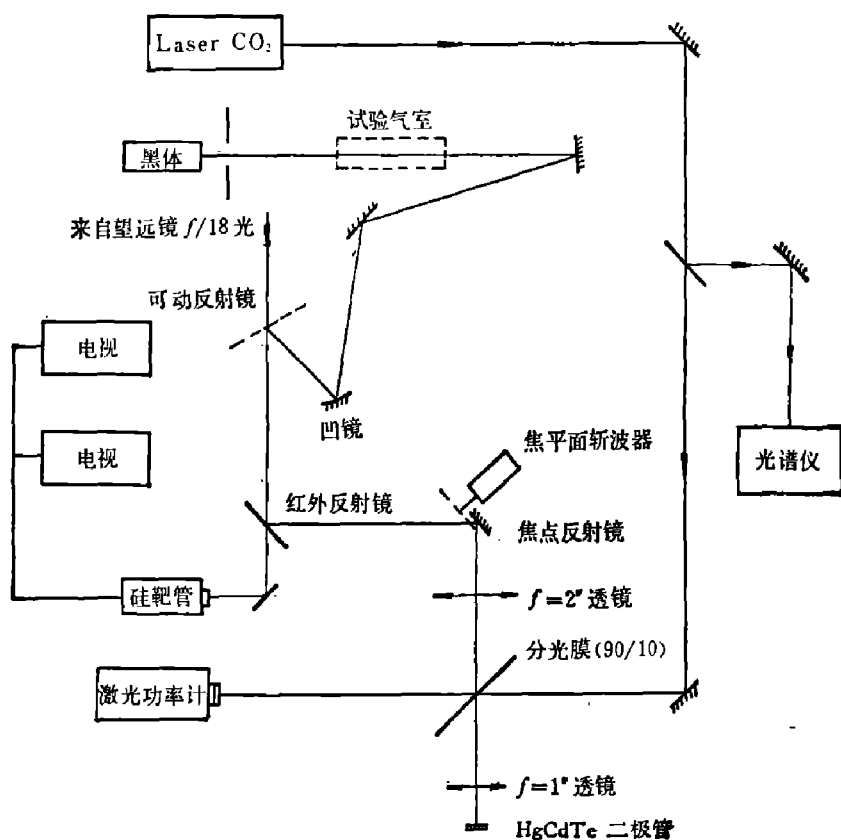


图 1 光谱仪的光学系统

Fig 1 Optical system of the spectrometer

探测器大小与埃里斑相当, 望远镜视场大小相当于望远镜的衍射限角: $\phi = 2 \times \frac{1.22\lambda}{D}$, 望远镜 D 为 2.2 m、 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 所以 $\phi = 2.42''$, 这一视场角相当于火星对地球张角的六分之一。

2. 探测器及其偏置

将 $120 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$ 的 HgCdTe 元件安装在液氮杜瓦瓶中, ZnS 窗口和二极管本身均涂有增透膜, 整个系统的响应率是 2.5 A/W 。探测器的量子效率 $\eta_{\text{DC}} = 60\%$, 频带宽度为 2 GHz, 饱和电流为 $100 \mu\text{A}$ 。

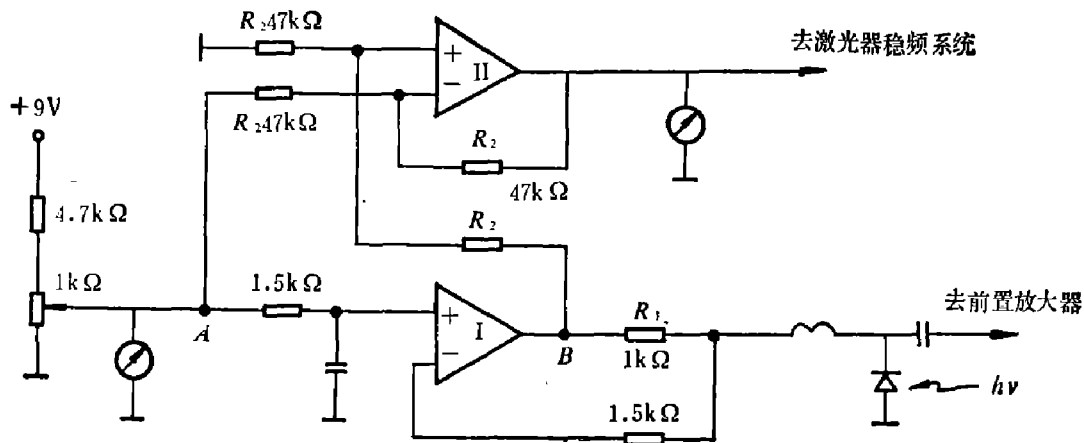


图 2 光子混频器的偏压电路

Fig 2 The bias circuit for photomixer

HgCdTe 二极管在使用时的反向偏置为 0.6 V, 图 2 是电压可调电流受限的偏置电路。

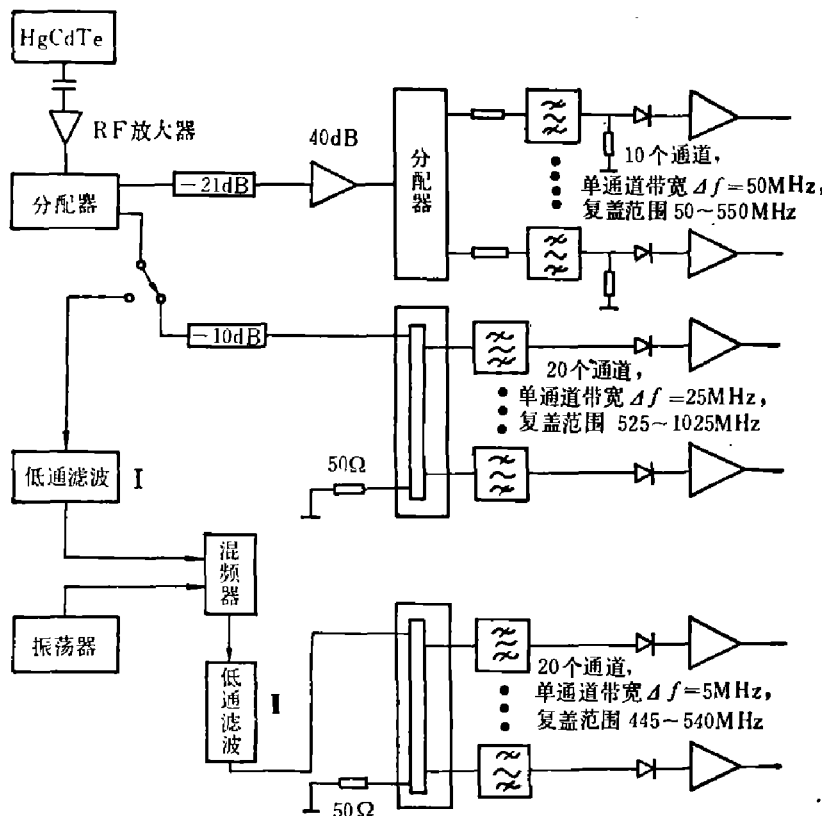


图 3 光谱分析系统示意图

Fig 3 Schematic of the spectroanalysis system

运算放大器 I 构成给 HgCdTe 二极管加偏压的电源, 运算放大器 II 测出流过 HgCdTe 二极管的直流电流, 这一直流量主要是本振功率激起的光电流, 它标志激光器输出功率的大小, 在缓冲后输出, 用于激光器的稳频系统。激光在 HgCdTe 二极管中激起的光电流为 2 mA 左右。流经 HgCdTe 二极管的高频信号电流在电容隔直后, 用同轴线输出到滤波器群进行频谱分析。

3. 滤波器群——频谱分析

将混频器出来的中频信号用一高频低噪前置放大器进行放大。放大器带宽为 10~

1000 MHz, 噪声指数 $NF = 1.5 \text{ dB}$, 增益 $G = 72 \text{ dB}$ 。信号放大后进入滤波器群。图 3 是该

系统方框图。

滤波器群覆盖的范围为 50~1000 MHz, 包括三个滤波通道组。第一组由 10 个带宽为 50 MHz 的滤波器组成, 覆盖频率为 50~550 MHz; 第二组由 20 个带宽为 25 MHz 的滤波器组成, 覆盖频率为 525~1025 MHz; 第三组由 20 个带宽为 5 MHz 的滤波器组成, 覆盖频率为 445~540 MHz。第一组和第二组滤波通道用于 50~1000 MHz 的大范围全面观察, 当发现有谱线存在时, 通过第二次混频(无线电信号的混频)将谱线存在的范围转入 445~540 MHz 范围, 以便仔细观察。图中低通滤波器 I 用于抑制二次混频时的镜象频率, 低通滤波器 II 用于抑制二次混频中的和频频率。测出诸滤波通道的值即可得出被测对象的频谱特性。各个滤波器的传输特性的差异可以用计算机在定标时测出, 并在数据处理时加以归纳。

4. 信号处理与噪声抑制——噪声滤波器

图 4 是该系统的方框图。由一晶体产生 1 MHz 的标准频率, 再产生一系列脉冲作为系统的基准时刻。调制盘由步进马达驱动, 每一脉冲使之转动 90°。32 Hz 在脉冲作用下调制频率为 16 Hz。方框图中各点的电压波形由图 5 给出。

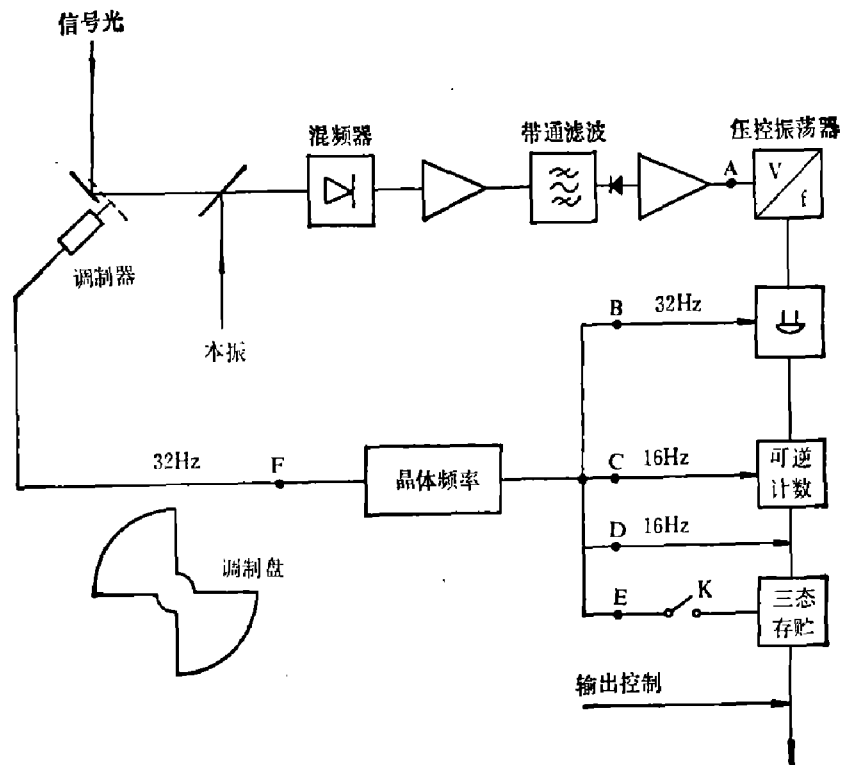


图 4 噪声滤波器方框图

Fig 4 Block diagram of the noise filter

A 点的波形是信号与噪声两者的迭加, 这一模拟量被转换成脉冲数字信号。B 点电压控制一与门, 当 B 点低电位时, 信号通道被切断, 使调制器改变状态的那部分带有机械传动干扰的信号被舍去。C 点脉冲控制可逆计数器的计数方向, 高电位时来自压控振荡器的脉冲数被累加, 低电位时则累减。D 点脉冲使可逆计数器与三态存贮器接通, 在输出控制脉冲控制下取出三态存贮器中的数据。E 点脉冲在 K 合上时起置零作用。

在可逆计数器正、反计数的过程中, 噪声不断地减弱, 信号却不断地被加强。经过一定的积分时间后, 信噪比可获得很大的提高。我们研制的仪器的有效积分时间为 20 s, 由于各

种影响,实际上是每三十秒钟给出一次数据。晶体频率准系统漂移小,可逆计数系统动态范围大,其优点是数字输出。

5. CO₂ 激光器

为了使探测器工作于量子噪声限,要求入射到探测器的激光功率不到1mW即可。

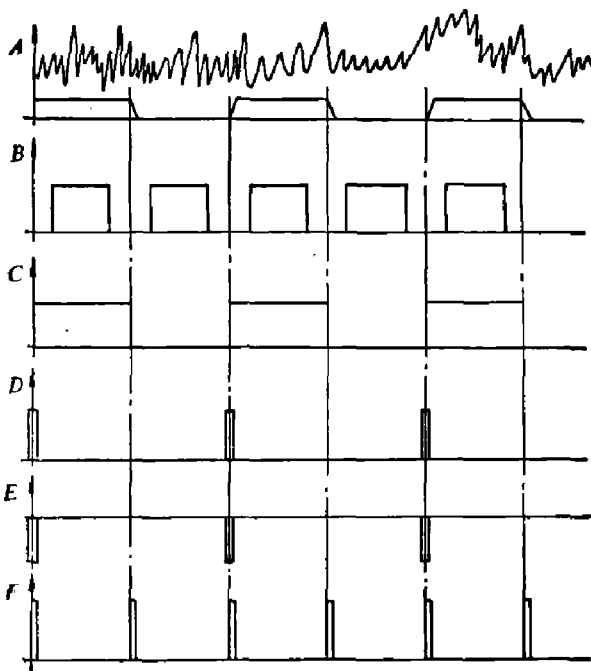


图5 噪声滤波器各处的波形图

Fig 5 The waveforms for different parts of the noise filter

由于仪器要求5 MHz的最小可分辨带宽,因此激光器的频率稳定度必须小于 ± 5 MHz。由于采用 Cassegrain 系统,激光器位置不固定,有必要采取主动稳频措施。我们利用压电晶体产生的位移来控制激光器的腔长,以激光功率为依据调节晶体厚度,使激光器始终工作在激光增益曲线的峰值。当然,控制器也能使它工作在增益曲线一侧上的某一点,这种方法能产生 ± 30 MHz的频率调节,稳频后的频率稳定度为 ± 2 MHz。

激光器的放电激活长度为30 cm,其功率输出为几百毫瓦。可供光栅选频使用的谱线有10 R4、10 R6、10 R8...10 R44 和10 P36、10 P34、10 P32...10 P6 等等。

6. 计算机

仪器使用一台 HP 85 小型计算机进行数据处理,其中包括:校正滤波器各通道的传

输特性不均匀性;每三十秒钟快速记录并显示三态存贮的内容;在作高分辨率($\Delta f = 5$ MHz)观察时,计算机不断地计算当时的多普勒迁移以校正所得到的结果。

四、光谱仪器的定标

借助黑体辐射测定整机的信噪比,从而计算整机的外差量子效率 η' 。实验测得的 η' 值与探测器的量子效率 η 在同一数量级上,表明探测系统的噪声等效功率确实接近量子噪声限。根据普朗克公式:

$$W_{\sigma}^* = 2hc^2\sigma^3 / [e^{\frac{hc\sigma}{kT}} - 1], \quad (12)$$

式中 W_{σ}^* 是黑体在辐射平面的垂直方向上、单位辐射面积单位波数在单位立体角内的辐射功率, σ 是波数。探测器从黑体辐射源获得的功率为

$$P = W_{\sigma}^* \cdot A \cdot \Omega \cdot \Delta\sigma, \quad (13)$$

式中 A 是探测器面积(或黑体面积), Ω 是黑体对探测器所张立体角(或探测器对黑体所张立体角)。

由于外差探测器同时又是天线,根据 A. E. Siegman 提出的天线理论 $\Delta\Omega \approx \lambda^2$ (λ 是被探测信号的波长),探测器接收到的辐射功率为

$$P = 2Bh\nu / [e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1], \quad (14)$$

式中 B 为带宽, $B = \Delta\sigma \cdot c_0$ 。

由式 (7)、(11) 和式(14), 对外差探测镜象边带的重迭引入因子 $k_1 = \frac{1}{2}$; 对斩波器效率引入因子 $k_2 = 2$; 外差探测只接收一个方向的偏振光引入因子 $k_3 = 2$; 对衍射损失和光路中的损失引入因子 $k_4 = 2.5$ 后, 可写出实际量子效率 η' 的计算式:

$$\eta' = \frac{1}{2} k_1 k_2 k_3 k_4 \cdot \left(\frac{s}{n}\right) \cdot \sqrt{\frac{1}{\Delta T \cdot \Delta f}} \cdot \frac{1}{[\exp(h\nu/KT_S) - 1]^{-1} - [\exp(h\nu/KT_R) - 1]^{-1}}, \quad (15)$$

式中 $\frac{s}{n}$ 为实测信噪比, T_S 为黑体温度, T_R 为环境温度。

表 1 给出的数据是在实验室中, 以黑体作为信号源, 在 10 个频率通道中实测的信噪比, 由此可以推断整机的外差量子效率 η' 。 η' 的值与混频器碲镉汞二极管的 η_{DC} 值越接近, 说明实验手段和借以说明机制的理论越完善; η' 越趋近 η_{DC} 说明整机的能力愈接近理论极限。

表 1 由十个通道实测信噪比算得的光子混频器有效量子效率

Table 1 Effective heterodyne quantum efficiency of the photomixer calculated from the measured signal-to-noise ratios in 10 frequency channels

滤波器带通范围 (MHz)	信噪比量值 (电压比)	外差量子效率 (η')	η'/η_{DC} 比值 ($\eta_{DC}=0.6$)
50~100	270	0.45	0.75
100~150	196	0.32	0.54
150~200	290	0.48	0.80
200~250	308	0.51	0.85
250~300	182	0.30	0.50
300~350	136	0.23	0.38
350~400	195	0.32	0.54
400~450	218	0.36	0.60
450~500	238	0.39	0.66
500~550	215	0.36	0.59

测试条件: 黑体温度 $T_S = 458$ K, 有效积分时间为 20s, 环境温度 $T_R = 291$ K, 本振频率 $\nu = 2.83 \times 10^{13}$ Hz。

从实验结果看出, 算得的 η' 与 η_{DC} 很接近。以平均值 $\bar{\eta}' = 0.37$ 计算, 探测器本身的噪声等效功率应为

$$(NEP')_{1\text{Hz}} \doteq 5 \times 10^{-20} \text{ W/Hz}。$$

使用天文望远镜观察时, 光路中少了两个反射面, 衰减因子 k_4 由 2.5 下降至 2。考虑实际光路损失, 就整个系统而言, 其噪声等效功率下降为

$$(NEP'')_{1\text{Hz}} = 4 \times 10^{-19} \text{ W/Hz}。$$

考虑望远镜的面积 S 和噪声滤波器对信噪比的改善, 仪器与望远镜配合后能探测的最小通量密度为

$$\Phi_{\min} = \frac{1}{S} \cdot \sqrt{\frac{1}{\Delta T \cdot \Delta f}} \cdot (NEP)_{1\text{Hz}}$$

以 $\Delta f = 50 \text{ MHz}$ 、 $\Delta T = 20 \text{ s}$ 、望远镜直径为 2.2 m 为例, 算得

$$\Phi_{\min}(2.2 \text{ m}) = 3.3 \times 10^{-24} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}.$$

致谢——整个实验中, H. Rothermel 博士给了我很多帮助, 在文章撰写过程中华中工学院刘贤德副教授和潘正达老师给了我指导和帮助, 在此一并表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Kingston R. H., *Detection of Optical and Infrared Radiation*, Springer, 1978.
- [2] Siegman A. E., *Proc. IEEE*, **54** (1966), 1350.
- [3] Teich M. C., *Appl. Phys. Lett.*, **14** (1969), 201.
- [4] Flügge S., *Encyclopedia of Physics*, Vol. LTV, 1962.
- [5] Bracewell R. N., *The Fourier Transform and its Application*, McGraw-Hill, 1965.
- [6] Shanley J. F., *n-p (Hg, Cd)Te Photodiodes for Infrared Heterodyne Applications*, Honeywell Electro-Optics Center, 1980.
- [7] Rothermel H. et al., *Astrophys*, **126**, (1983) 387~392.
- [8] R. K. 威拉德森(美)、A. C. 比尔(美), 《激光与红外》编辑组译, 红外探测器, 国防工业出版社, 1973.

AN ASTRONOMICAL HETERODYNE SPECTROMETER AT $10.6 \mu\text{m}$

YU YINSHAN

(Anhui Institute of Optics and Fine mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A heterodyne spectrometer for astronomical measurements operative at $10.6 \mu\text{m}$ in the Cassegrain focus is reported, which was made by the author together with Dr. H. Rothermel and Dr. H. U. Käufel in Max-Planck Institute, F. R. Germany. The resolution ($\lambda/\Delta\lambda$) is between 6×10^5 and 6×10^6 . The NEP approaches the theoretical limit $1.88 \times 10^{-20} \text{ W/Hz}$. It is discussed how to get the optimum noise equivalent power in the heterodyne spectrometer and how to detect the weak signal which has a signal-to-noise ratio much less than 1. The electrical and optical structures of this system and some important data are given.