

天文微光探测器

M. J. 埃克尔斯

M. E. 西 姆 著

K. P. 特 里 顿



科 学 出 版 社

天文微光探测器

M. J. 埃克尔斯

M. E. 西 姆 著

K. P. 特 里 顿

王传晋 韩正忠 译

科 学 出 版 社

1 9 8 7

内 容 简 介

微光探测是近代科学中的一项重要技术,在天文、物理、化学、生物、医学、遥感遥测和自动控制等方面都有广泛的应用。本书全面介绍天文中使用的微光探测器,并加以对比和评述。

本书注重实用,不涉及过深的理论。适于光学观测天文和天文仪器工作者阅读。对其它领域内从事有关微光探测的人员也有相当参考价值。

M. J. Eccles, M. E. Sim and K. P. Tritton
LOW LIGHT LEVEL DETECTORS
IN ASTRONOMY

Cambridge University Press, 1983

天文微光探测器

M. J. 埃克尔斯

M. E. 西 姆 著

K. P. 特 里 顿

王传晋 韩正忠 译

责任编辑 方开文

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1987年10月 第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1987年10月第一次印刷 印张: 6 1/8

印数: 0001-1,000 字数: 137,000

统一书号: 13031·3896

本社书号: 4158·13-5

定价: 1.50 元

序

本书是作者在爱丁堡大学讲授的一门天文技术硕士课程“微光探测器”讲稿的基础上整理而成。主要内容是对天文领域中通用的光探测器进行对比性研究。所讨论范围仅限于光辐射探测器,而不包括红外波段的专用探测器。

在导论中进行概括性的论述之后,接着就分三部分详细介绍:照相(第二章和第三章),电子照相(第四章)和光电子探测器(第五章到第八章)。这些部分基本上是独立的,可以按任何次序阅读。其中电子照相一章是M.R.S.霍金斯博士写的。

书中没有详细罗列杂志上发表的原文出处,只在每章末介绍几篇关键性的参考资料。这些资料大都是教科书,评论性文章和会议论文集。

作 者

1982年8月

目 录

序

第一章 导论	1
§ 1.1 微光探测器	1
§ 1.2 光子到达率	2
§ 1.3 光子统计和噪声	7
§ 1.4 探测器性能的评价	11
参考文献	15
第二章 照相乳胶作探测器	16
§ 2.1 优点和缺点	16
§ 2.2 特性曲线	18
§ 2.3 影响特性曲线的因素	24
§ 2.4 低强度倒易律失效	30
§ 2.5 潜象的形成	33
§ 2.6 定标及感光学	38
§ 2.7 信噪比	45
参考文献	51
第三章 当前天文照相技术	52
§ 3.1 现有的材料	52
§ 3.2 超敏化	57
§ 3.3 均匀性和耐久性的处理	66
§ 3.4 用复制来增强图象	72
参考文献	78
附录 A	78

附录 B	80
第四章 象管和电子照相	81
§ 4.1 象增强器	81
§ 4.2 电子照相机	84
§ 4.3 电子照相的记录乳胶	87
§ 4.4 性能	91
§ 4.5 测量和定标	94
§ 4.6 电子照相的优点和缺点	98
§ 4.7 电子照相观测	99
参考文献	101
第五章 光电导探测器	102
§ 5.1 本征半导体	102
§ 5.2 掺杂半导体	106
§ 5.3 光电导过程	108
§ 5.4 结型二极管	111
§ 5.5 光电二极管的实际工作方式	116
参考文献	120
第六章 光电发射探测器	121
§ 6.1 光电阴极	121
§ 6.2 光电倍增管	125
§ 6.3 光电倍增管的实际工作方式	130
§ 6.4 通道电子倍增器	136
参考文献	139
第七章 电视型成像探测器	140
§ 7.1 电子束靶的读出	140
§ 7.2 回束摄像管	143
§ 7.3 次级电子电导摄像管	146
§ 7.4 光导摄像管和氧化铅光导摄像管	148

§ 7.5 硅靶光导摄像管和 SIT	152
§ 7.6 增强型摄像管	155
§ 7.7 电视型探测器的典型工作方式	158
§ 7.8 析象管扫描器	160
参考文献	162
第八章 固态成象器件	163
§ 8.1 MOS 电容器中电荷的贮存	163
§ 8.2 表面沟道 CCD	165
§ 8.3 埋沟 CCD	170
§ 8.4 电荷读出技术	172
§ 8.5 CCD 的结构	175
§ 8.6 CCD 的实际工作方式	179
§ 8.7 电荷注入器件	183
§ 8.8 Digicon 和 Reticon 二极管阵	185
参考文献	188

第一章 导 论

当天文学家的研究扩大到太阳系以外时，就几乎完全依靠探测电磁辐射的量子来观测和探索宇宙了。最早的这类观测自然是目视观测(用望远镜和不用望远镜)。作为光探测器，人眼有许多优点，但遗憾的是对接收到的信息不能进行贮存和作定量测定。因此，人们最初用照相乳胶，近来又用各种光电发射或光电导过程的电子器件来代替人眼作天文探测器。探测器技术的巨大发展不仅使天文学家们能通过观测越来越暗弱的天体来扩充他们的知识，而且可以用中型望远镜来研究以前必须用现有最大望远镜才能进行的各种课题。

§ 1.1 微 光 探 测 器

恒星和星系都是极为暗弱的光源，因此必须利用望远镜的集光本领来增强对这些天体的探测能力。同时，望远镜的光学结构应设计成能将某一天区以一定大小的象，聚焦在所使用的探测器上。可以把这个象视为以光子的形式加到探测器上的输入信号，而探测器则可看作将这种输入信号转换成某种可记录形式的器件。探测器的输出信号可以是照相乳胶的黑度，光电倍增管或电视系统的电流，或只是一些贮存在磁带上的，来自电子计数器的数字。

虽然可以罗列出一个理想器件应具有的各种特性，但理想的探测器是不存在的。理想的探测器应该是高效的，就是说，它可以记录入射的大部分光子；它应该是精确的，即输入

信号能够从输出信号中可靠而确切地推算出来；它应该能在宽的输入信号范围内工作而不会过载或饱和；它还必须能在要求的任何工作时标内累积、贮存或读出输出信号。对于记录一维或二维图象所设计的探测器，空间稳定性，分辨率和均匀性必须良好，必须有大的探测面积。而且，探测器必须操作方便、可靠和牢固。

天文学家实际拥有的探测器总有某些方面达不到理想探测器的特性要求。因此，为了保证探测器能有效地工作，了解它们的长处和缺点是很有必要的。

§ 1.2 光子到达率

图 1.1 示出不同视星等的恒星每秒钟到达地球表面的光子数目。字母 U, B, V, R 和 I 代表不同的光学波段，中心波长分别在 360, 440, 550, 700 和 900 纳米左右。图的下部是各个波段的星等值，顶部水平坐标可读出 $\log N$ 的值，这里的 N 是上述波长附近每纳米带宽在每秒钟内到达海平面每平方米的光子数。图中已对光子穿过地球大气时因吸引而引起的损失作了修正，并假定恒星位于天顶。从图中可以看出，对于一颗虽然很暗，但肉眼还能清晰看到的 $V = 5$ 等的恒星， N 约为 8×10^5 。换句话说，在波长 550 纳米附近，每秒钟内，每纳米带宽约有 80 万个光子从这颗恒星到达 1 平方米的地球表面。假定人眼能接受的有效带宽为 200 纳米，并设瞳孔的面积约为 50 平方毫米，那么每秒钟内，人眼应能从恒星接收到大约 8000 个可探测的光子。除非使用有较大集光面积的望远镜，否则人眼就看不到比这更暗的星体。

图 1.1 中的几条对角线对应于不同口径的望远镜。因此，望远镜的光子收集率可由相应的对角线从 $\log N$ 读取 $\log n$ 的

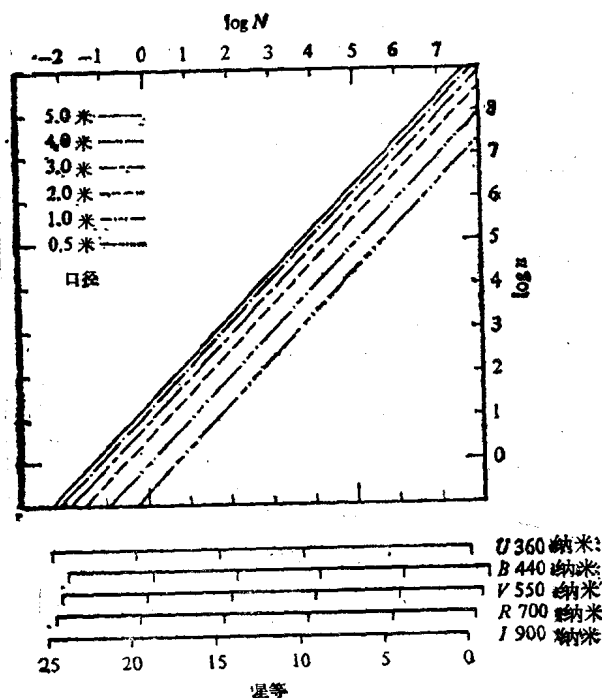


图 1.1 N 是所述波长每纳米每秒钟到达海平面上每平方米的光子数。 n 是所述波长每纳米每秒钟在海平面上能收集到的光子数。请参看文中说明。

方法求得。这里 n 是每秒钟内, 每纳米带宽所收集的光子数。可以看出, 4 米望远镜在每秒钟内, 每纳米带宽可以从一颗五等星收集到 10^7 个光子。由于光学系统部件所引起的反射和吸收的损失, 不是所有的光子都能到达望远镜的焦点。例如, 在一架带改正镜的反射望远镜的主焦点上, 损失约为百分之十五。如果在望远镜焦点处记录星象, 那末在校正光学系统的损失以后, 光子到达率 n 就是到达探测器的输入率。如果在

焦平面装有摄谱仪那样的仪器,则还必须修正该仪器的损失。对于有缝摄谱仪,并非所有的光都能进入仪器,仪器内部的光损失可高达百分之六十。

该图还表明,光学天文必须处理很大的光子流量范围。一颗 $B=24$ 等的星正好是 4 米望远镜用照相方法所能探测的极限。若照相波段为 100 纳米,则望远镜在 1 秒的时间内总共只截取到来自天体的 35 个光子。

比较一下探测器的空间尺寸和探测器处成象面的角大小显然是很必要的。焦平面的标度 s ,通常表示为成象在焦平面上 1 毫米大小所对应的天空角秒数,它完全由焦距 F 确定。从简单的几何学即可推出,如 s 用弧秒/毫米表示, F 用毫米表示,则 $s = 206265/F$ 。例如,一台 4 米望远镜,在 $f/3$ 主焦点处, $F = 12$ 米,那末 $s = 17.2$ 弧秒/毫米,但在 $f/15$ Cassegrain 焦点处, $F = 60$ 米,则 $s = 3.4$ 弧秒/毫米。英国 Schmidt 望远镜的口径为 1.24 米,焦距为 3.07 米,则焦平面的标度为 67.1 弧秒/毫米。

焦平面上象的角分辨率既受星象宁静度的限制,也受到望远镜光学系统质量的限制。宁静度是由大气湍流所引起的象的闪烁,可以用一个点光源的视角大小来量度。这时,恒星就可当作一个点光源。即使在同一个地点,宁静度也是有相当变化的。在最好的观测地点,宁静度可以小到十分之几弧秒。比较典型的数值是 1—2 弧秒。宁静度更差时,就很难做精密的定量工作了。大部分望远镜的光学设计都能得到比预期的视影圆面要好一些的象。当然,一个基本的极限是由望远镜衍射圆面的大小决定的,虽然这种极限仅对小口径望远镜才显得重要。在波长为 λ 纳米时,Airy 衍射圆面的角直径为 $0.252\lambda/D$ 弧秒,这里 D 是望远镜的口径,以毫米为单位。因此,在 550 纳米的可见光波长处,只有口径在 140 毫米以下的

望远镜,衍射圆面才比 1 弧秒的宁静度更坏。

现在再简单地谈一谈 $B = 24$ 等星的情况。在良好的宁静度时,将 4 米望远镜 1 秒时间内收集到的 35 个光子聚焦在直径约 1 弧秒的区域中,在 $f/3$ 的主焦点上,这仅约为 60 微米直径范围。能否在记录下来的图象中保持这样的分辨率将决定于所用的探测器。

如果望远镜使用有缝摄谱仪而不是直接成象,那么对探测器来说,考虑光谱分辨率比考虑空间分辨率更为重要。设摄谱仪对波长 λ 附近、间隔为 $\delta\lambda$ 的一对谱线刚能加以分辨,那么,分光分辨率可定义为 $\lambda/\delta\lambda$ 。线色散的大小确定摄谱仪照相机焦平面上该两条谱线所成象之间的距离。例如,假定分辨率为 5000,色散为 5 纳米/毫米,则在波长 440 纳米处,可分辨的光谱波长宽度为 0.088 纳米,这一宽度在焦平面上将色散成 17.6 微米。一台 2 米望远镜 1 秒钟内,在这一波段中可从一颗 $B = 14$ 等星收集约 75 个光子。然而,当光到达探测器时,望远镜和摄谱仪已使这一光流量损失高达百分之九十。

人眼因为不够灵敏,夜间看不见暗于 $V = 6$ 等的星。在白天,因为天空太亮,即使 6 等那样的亮星也都看不到。白天能看到的极限约为 $V = -3$ 等。这就是说,我们可在日光下看到最亮时的金星(但很难看到木星)。显然,不论用什么探测器,天空亮度都影响它对天体的探测能力。这一点将在 1.3 节中详细阐述。表 1.1 给出某天文台观测到的在不同波段的夜天光典型亮度。因为天空是一个面光源,故单位用每平方弧秒天空亮度计算。实际上,对于不同的时间和观测天区,这些数字可有一倍上下的变化。

到现在为止,所有的例子都是对地面望远镜而言,不适于大气外作轨道运行的或其它望远镜。如果没有大气,就谈不

表1.1 帕洛玛山天文台和大气外观测的典型天空背景亮度。单位为光子·弧秒⁻²·米⁻²·纳米⁻¹。这些数值随不同的观测方向有很大的变化，在银河和黄道面上最大。地面上的数值还随时间而变化

波 长(纳米)	帕洛玛山天文台	大气外
360	0.094	0.049
440	0.14	0.095
550	0.19	0.12
700	0.30	0.14
900	0.91	0.11

上宁静度。星象的分辨率仅由望远镜的光学质量决定。因此，即使对较大的望远镜，衍射极限也是重要的。此时大气吸收将不存在，所以各种波长都能观测。大气吸收所引起的损失在可见光波段约为 20%；而对短于 300 纳米的紫外波长，则全部吸收；对红外区，除一定的窗口外，吸收也很大。图 1.2 示出地面上大气透射率随波长的变化。

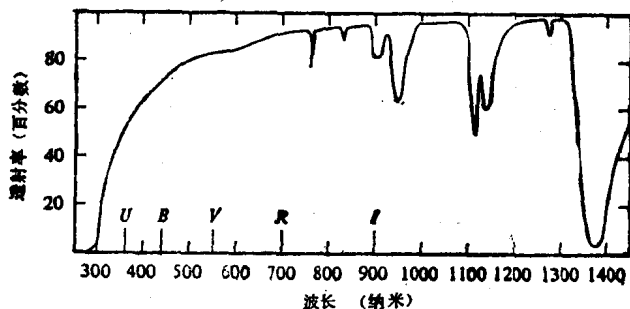


图 1.2 海平面上的观测者观测一颗天顶的星所测得的大气透射率；红外波长处的吸收带随湿度有很大变化。在高而干燥的天文台吸收将大为减小。

外层空间的天空亮度比较暗，因为没有大气对星光的散射，也没有大气自身的发射。但是，其它天空亮度源依然存

在,特别是黄道光和无法区分的星光。因而,在空间,可见光波段内对微弱星体的探测能力所得到的增益并不大,但在红外区域则好得多。为比较起见,表 1.1 中列出了大气外的典型天空亮度。

§ 1.3 光子统计和噪声

假定探测器以相当低的到达率接收从一颗恒星来的光子。那么,在各相继的等时间间隔内所接收的光子数并不是一个常数,而沿某一平均值上下随机地起伏。设有一组相继的一秒间隔,各间隔内接收到的光子数分别为 3, 2, 4, 1, 5, 3, 2, 4, 3, ……., 则在 50 秒内,到达的光子数分布可列成下表:

r	0	1	2	3	4	5	6	7	8	>8
到达 r 个光子的秒间隔数目	2	6	11	11	9	6	3	1	1	0

这种计数可很好地用 Poisson 统计来表示。即若单位时间内事件发生的平均率为 k , 则在任一单位时间间隔内发生 r 次事件的几率为 $P(r) = e^{-k} k^r / r!$ 。容易证明,这种几率分布存在着以下的平均值 k 。在 T 个时间单位内,应该有 TP 个单位发生 r 次事件,所以平均计数率为

$$\frac{1}{T} \sum_{r=0}^T rTP = \sum_{r=0}^T e^{-k} k^r / r!,$$

随着 T 增加,这一表达式的值趋向于 k 。事件率对平均值偏差的均方根(rms)是发生率起伏的一个量度。均方偏差为

$$\frac{1}{T} \sum_{r=0}^T (r-k)^2 TP,$$

当 T 增加时这一表式也趋向于 k 值,故均方根偏差趋向于 $k^{1/2}$ 。

在上面的例子中,50 秒内到达的光子总数为 160,故平均到达率为每秒 3.2 光子。容易求得,到达率的均方偏差为 3.04。根据 Poisson 统计,平均到达率和到达率的均方偏差在长时标内应该相同。在这一例子中,考虑到时间间隔的取样很小,这两个值已可认为十分接近。每秒 3.2 光子的平均到达率可看作输入信号。观测 50 秒后,这个量的误差由均方根起伏给出,应为每秒 1.74 光子。

信号中任何误差源都称为噪声。上面所说的光子到达率的起伏,称为光子噪声。噪声可以在探测过程的很多环节上产生。为了方便起见,这里大致把噪声分为背景噪声,探测器噪声和读出噪声。除了极强的信号受光子噪声限制外,测量的最后精度总是由这些噪声中的某一种所限制。下面说明几个较为重要的例子。

背景噪声是由要观测的天体以外的其它光源射到探测器的光子引起的。最重要的来源是天光。由于从天光射到探测器的光子数和暗弱星体射来的数目几乎相近或甚至更多,因此,对于暗弱星体的探测能力很可能受到天光噪声的限制。背景噪声也可由各种其它杂散光源所引起。在红外波段工作时,望远镜装置本身就是一个辐射源。必须把它屏蔽在探测器所能探测的视场以外。为了扣除背景对天体信号的影响,还需要测量不包含这一天体时的信号。例如,可以用一个双通道仪器对要观测的天体和附近一小块无星天空同时进行观测,也可以在天体和天空之间进行交替观测。

探测器本身所引起的噪声有许多类型,我们将在有关章节中讨论。在照相和电子照相中,乳胶的颗粒和起雾程度就是探测器的噪声。对于光电倍增管、电视摄像管之类的电子探测器,噪声则表现为输出电流的随机起伏。形成信号和放大信号的每一步都会引进噪声。通常用“暗流”一词来描述这

类探测器在没有输入信号时所测得的电流。降低探测器的噪声,例如,用冷却光电倍增管的办法,始终是仪器设计工作者一个坚定不移的目标。

对于某些探测器,读出系统也会引进噪声。例如,对SIT光导摄像管或CCD来说,读出是探测器工作的一个不可缺少的部分;而对于微密度计扫描照相底片,噪声特性则取决于所使用的机器。

本节的以下部分,将用噪声这个词泛指所有使信号变坏的各种因素。

信噪比(S/N)的概念可用来定量测定噪声的影响。输入信噪比是输入信号和输入信号中均方根起伏的比值。在上面所述的例子中,当观测时间为50秒时,信噪比为 $3.2/1.74 = 1.84$ 。对于任何遵循Poisson分布的输入光子流,信号 S 就是平均数 k ,而均方根噪声则是 $k^{1/2}$,因而可得出 $S/N = k^{1/2}$ 。

每一个后面的噪声源都会使 S/N 降低,探测器受到这些噪声成分综合影响,每个噪声成分都使输入信噪比变坏。输出信噪比定义为输入信号和表示成输入信号单位的输出信号均方根起伏之比。再看上面的例子,假如用光电倍增管来探测输入光子,并假定它的响应为,当接收到每秒10个光子的稳定光流时,会产生3皮安的直流信号。如果测得输出噪声为0.7皮安,则用输入信号单位表示,输出噪声将是 $0.7 \times (10 + 3) = 2.33$ 光子/秒。因为输入信号是3.2光子/秒,则输出信噪比应为 $3.2/2.33 = 1.37$ 。观测者一般关心的是得到最大输出信噪比,而并不在乎噪声本身的大小。

到现在为止,量 S 和 N 都是对分立信号定义的,对于连续信号,也可以直观地给出一个类似的定义。如信号 $y(t)$ 随时间 t 连续变化,则 $S = (1/T) \int y dt, N^2 = (1/T) \int (y - s)^2 dt$,

这里积分对时间间隔 T 求取。如果信号随机起伏,在某瞬间信号介于 y 和 $y+dy$ 之间的几率是 $p(y)dy$,则上述定义就可改写成 $S = (1/T) \iint y p dy dt$, $N^2 = (1/T) \iint (y-S)^2 p dy dt$ 或简写为 $S = \int y p dy$ 和 $N^2 = \int (y-S)^2 p dy$ 。此处, y 的积分应对所有可能的 y 值的范围求取。 p 称为几率密度,且 $\int p dy = 1$ 。具有 Gauss 起伏直流信号的简单例子可用几率密度

$$p(y) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

来描述。此时不难得出,直流信号 $S = y_0$,而噪声 $N = \sigma$ 。可以看到, S 和 N 的定义分别是 y 的第一和第二中心矩,即平均值和方差。

S 和 N 描述了信号的两种按时间平均的性质。但是常常需要知道信号的时间结构是什么,就是说,是否在起伏中存在着一定的频率。为此,可引入噪声功率谱 $W(\omega)$,定义为

$$W(\omega) = \left| \frac{1}{T} \int (y-S) \exp(-2\pi i \omega t) dt \right|^2.$$

我们将看到,这就是 $(y-S)$ 的 Fourier 变换模数的平方。这一频率 ω 的函数描述了噪声起伏的各种频率分量的相对强度。

虽然上面的定义是对信号随时间起伏的情况而言,但是只要用空间坐标代替时间变量 t ,这些定义同样对信号随空间变化的情况适用,例如用微密度计测量照相底片的密度。这些式子也很容易推广到二维情况。

一个普遍的问题是在有背景信号干扰的情况下探测天体信号。这里我们感兴趣的是两种信号差别,一种信号包含天体在内,另一种则不包括天体,如图 1.3 所示。此时,我们可