

突破望远镜口径限制的一种高分辨率成像方法

文建国¹, 金声震², 宁书年³

(1. 湖南科技大学 计算机科学与工程学院 湖南 湘潭 411201; 2. 国家天文台空间天文实验室 北京 100012;

3. 中国矿业大学 机电与信息工程学院, 北京 100083)

摘 要: 将数个小口径望远镜对准观测目标, 测量两两小口径望远镜之间相干强度的大小和相位, 只要得到足够数目的相干强度值, 就可以借助傅里叶逆变换来得到观测目标的图像, 所得图像的分辨率大大高于单口径望远镜的分辨率. 光综合孔径成像原理及实现过程可以用图示法清楚地表示出来. 图 3, 参 6.

关键词: 综合孔径; Van Cittert-Zernike 定理; 相干度; u, v 谱

中图分类号: TM76

文件标识码: A

文章编号: 1672-9102(2004)02-0070-04

望远镜的分辨率取决于它的口径, 通光口径为 d 的望远镜达到衍射极限的角分辨率为

$$= \frac{1.22}{d} \lambda. \quad (1)$$

式中 θ 为角分辨率, λ 为光波波长.

目前美国出售的商用卫星图片 (IKONOS) 对地面的分辨率为 1 m, 相应角分辨率约为 0.27 角秒. 军用卫星图片的分辨率则更高, 美国的侦察卫星对地面的分辨率据称达 0.1 m (0.03 角秒). 世界上最大单口径望远镜在美国夏威夷的凯克天文台, 其直径为 10 m, 衍射极限的角分辨率为 0.014 角秒. 但是人类对分辨率的要求远远超越现有单口径望远镜能达到的分辨率. 由于技术和经费上的原因进一步增大单口径望远镜的直径极为困难. 作者涉及的综合孔径方法是用数个小口径望远镜以某种方式排成阵列对准观测目标, 以光的干涉原理为基础, 测得小口径望远镜两两之间的干涉结果, 把这些干涉结果综合成观测目标的 u, v 谱. 利用 u, v 谱可以重构出观测目标的高分辨率图像. 综合孔径望远镜的分辨率决定于阵列中小口径望远镜之间的最大距离, 当然要比组成阵列的单个小口径望远镜的分辨率高得多. 综合孔径的方法在望远镜的发展过程中有重要的意义, 它将开辟一种新的获得高分辨率光学图像的方法. 目前美、英、法都在争相研究光综合孔径技术^[1-3], 对这一技术的深入研究不但在国防上极具创新性、挑战性, 而且能带动我国光学技术、信息处理技术、空间探测技术的进步和发展.

1 光综合孔径成像原理

设想有一扩展准单色光源 照明 A 屏上的 P_1, P_2 两个小孔径, 与 A 之间为均匀介质. 为了简单, 设与 A 相互平行, 且坐标轴 $O'X, O'Y$ 与 O, O' 平行, 见图 1. 假定线度与 R, R_1, R_2 相比都很小, 在上取定的点源 S 与 O 的连线与 OO' 之间的夹角很小. 满足一定条件后 (简单说就是远场傍轴条件), 以 P_1, P_2 两点为子波源发出的光将产生干涉现象, 人们发现相干(强)度^[4]的分布与光源的强度分布有可以表示如下.

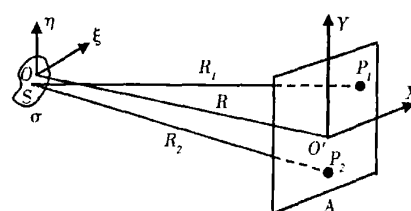


图 1 扩展光源照亮两个小孔径示意图
Fig. 1 Demonstrating the two small aperture illuminated by an extended source

$$j\left(\frac{u}{R}, \frac{v}{R}\right) = \frac{e^i \iint \left(\frac{u}{R}, \frac{v}{R}\right) e^{-i 12 \left(\frac{u}{R} + \frac{v}{R}\right)} d\left(\frac{u}{R}\right) d\left(\frac{v}{R}\right)}{\iint \left(\frac{u}{R}, \frac{v}{R}\right) d\left(\frac{u}{R}\right) d\left(\frac{v}{R}\right)}. \quad (2)$$

分别用 $x_1, y_1; x_2, y_2$ 表示 P_1, P_2 的坐标, 上式中:

收稿日期: 2003-11-14

基金项目: 国家 863 高计划发展资助项目

作者简介: 文建国(1954-), 男, 湖南株洲人, 湖南科技大学副教授, 博士, 主要从事光信息处理, 光电子研究.

$$u = x_1 - x_2, \quad v = y_1 - y_2, \quad (3)$$

$$= \frac{f(x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)}{R}. \quad (4)$$

$$\text{令: } \bar{u} = \frac{u}{R}, \quad \bar{v} = \frac{v}{R},$$

将式(2)写成简洁一些的形式

$$j(\bar{u}, \bar{v}) = \frac{e^{i\bar{k}(\bar{u} + \bar{v})} \iint f(\bar{u}, \bar{v}) d\bar{u} d\bar{v}}{\iint f(\bar{u}, \bar{v}) d\bar{u} d\bar{v}} \quad (5)$$

式中, $\bar{k} = 2\pi/\lambda$ 是波数, λ 为准单色光的平均波长. u/λ , v/λ 分别为 X, Y 的空间频率. \bar{u}, \bar{v} 为无量纲, 实际上是光源上的长度, \bar{u}, \bar{v} 相对于小孔径所在平面 O 的张角, 相应 $I(\bar{u}, \bar{v})$ 为光源强度按视角的分布. 而相干度 $j(\bar{u}, \bar{v})$ 为光源的强度按 $u/\lambda, v/\lambda$ 的分布. j 也叫做光源的 u, v 分量, 它是一个复数. 因为被测源线度是有限的所以上式中的积分限与写成 $\pm \infty$ 没有区别. (5) 式中右边分母是常量可以通过调节接收器件零点而消除, 右边积分号外面的指数项一般很小且与光源无关, 所以光源的强度分布与 P_1, P_2 点的互相干度构成了傅里叶变换对. 因为图 1 中的小孔位置 P_1, P_2 是任意的, 该式也就全面地反映了相干度与光源强度分布之间的关系. 这就是著名的 Van Cittert-Zernike 定理^[5]. 该定理表示如果用任何办法得到被观察源对应的相干度, 就可以通过傅里叶逆变换而不用直接成像的方法重构出被观察源的像即强度分布. 这就是综合孔径成像原理.

2 光综合孔径成像的实现过程及图示

如果在太空对地球成像, R 数量级为 10^7 m, 在地面对恒星成像 R 数量级为光年数量级, 一般图 1 中采样平面上目标的光强太弱. 为了获得足够的光通量, 必须加大采样孔径. 不仅要有较大的孔径, 还应该把光的能量集中起来形成细小的光束以便进一步提高能量密度, 同时还要对光束进行控制, 例如分束, 定向传输, 叠加等等. 用望远镜作为采样小孔就可以解决这些问题. 下面图 2 为一对测量 u, v 谱的小口径望远镜示意图. 这一对小口径望远镜相当于图 1 中的小孔 P_1, P_2 , 两个望远镜中点之间的连线叫基线. 望远镜的出射光束一般都经过延迟线后再进行合成, 延迟线的作用是为了保证 Van Cittert-Zernike 定理中要求两束光的光程近似相等的条件. 图中的光束合成及后续处理单元涉及非常复杂和精密的部件并且需要一些特殊的处理技

术, 它的主要功能之一就是测量相干度的幅度和相位. 图中光束入射方向与望远镜光轴方向有一个夹角, 所以有效基线长度比两个小口径望远镜之间的距离短.

一条方位确定的基线只对应一个 j 值或者说一个 u, v 分量, 太少的 u, v 分量得不到反映光源强度的足够信息. 不断变换小口径望远镜的距离和方位就可以获得足够多的相干度值. 将 j 值的全体叫做 u, v 谱. 一旦得到了完备的 u, v 谱就可以利用傅里叶逆变换得到源的图像. 每次调节小口径望远镜之间的距离和方位太麻烦, 实际系统往往是用多个小口径望远镜形成固定的阵列并通过整体旋转来获得完备的 u, v 覆盖. 用小口径望远镜对目标进行采样获得 u, v 谱, 再综合出目标的图像.

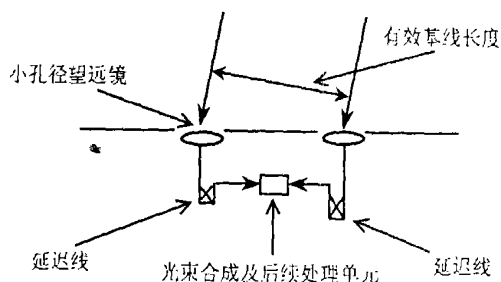


图 2 一对测量 u, v 值的小口径望远镜示意图

Fig. 2 Illustrating a pair of small telescopes by which the coherence degree are measured

对综合孔径成像的原理和过程可以用直观的图示法来表示如图 3. 与一般文献[6]中出现的图示法主要的区别有两点: (1) 考虑从频域而不是从空域抽样; (2) 将理想的 δ 函数抽样过渡到有一定宽度的窄矩形抽样函数. 图 3 只是一维图形, 二维情况可以此类推. 图 3 左列为频域图形, 右列为空域图形. “ \rightleftharpoons ”表示两个量互成傅里叶变换对, “ $*$ ”表示两个量做卷积运算, “ \times ”表示两个量做乘法运算.

图 3 (a) 表示对 u, v 谱抽样的 δ 函数序列 (梳函数). 每一个 δ 函数对应图 2 中的一对子孔径, 基线越长的子孔径对对应较高的抽样频率. 零频率处的 δ 函数对应的基线长度为零, 由单个子孔径的自相关函数获得. δ 函数的抽样序列对应子孔径线度趋于零、被强度足够大的理想单色点光源照亮时的情形. 事实上单色理想点光源的相干度应该始终为 1. 抽样的间隔由被测源的线度 $2\theta_m$ 决定. 由抽样定理很容易计算出最小抽样间隔为源的线度的倒数.

图 3 (b) 为 (a) 的傅里叶变换结果, 注意梳函数的傅里叶变换仍然是梳函数, 且频域中抽样间隔越小, 空域 δ 函数序列的间隔越大.

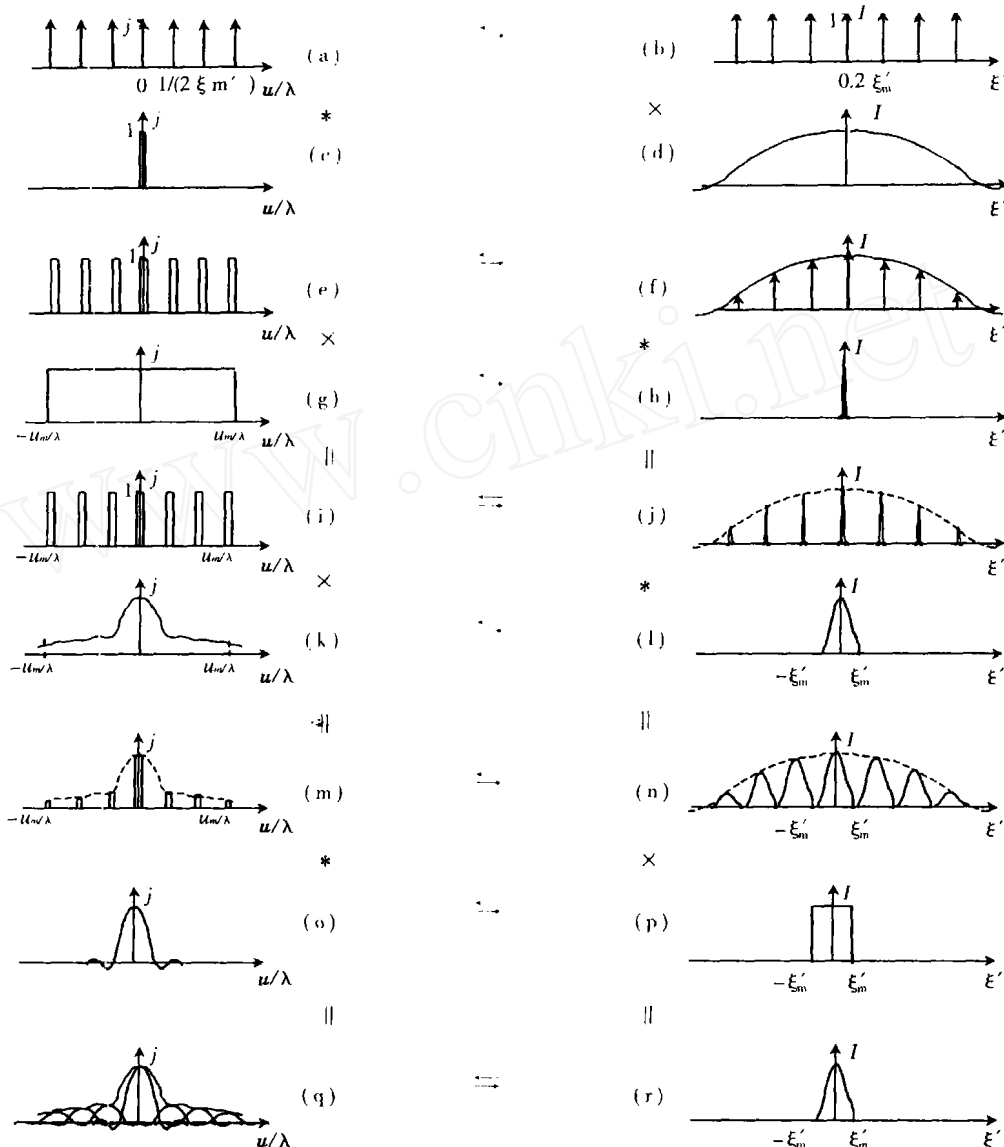


图3 接近实际情况下光综合孔径望远镜对被测源的 u, v 谱采样及图像重构过程的图示
Fig.3 Graphic description to the sampling u, v spectrum and reconstructing image courses of an optical aperture synthesis telescope under the quasi-practical conditions

图3 (c)表示由于单个子孔径直径不为零而引起的频率扩展。事实上基线长度是从两个子口径望远镜的中心算起的。无法确定参与取样的光束到底是通过望远镜口径的哪一个位置,所以只能以基线长度对应的频率为中心频率在频域中形成一个很窄的矩形。

图3 (d)表示 (c) 的傅里叶变换结果,如果是圆孔径这就是贝塞尔函数,平方后就是通常的爱里斑,如果是矩孔则为 sinc 函数。显然,单孔径越小,爱里斑扩展越宽,孔径直径趋于零时,图(d)为一条直线。相当于函数的傅里叶变换。

图3 (e)表示(a)与 (c) 的卷积结果。经过卷积以后函数序列变成了窄矩形脉冲序列。这是接近实际的抽样序列。

图3 (g)表示用来截断抽样序列的门函数。抽统要求的截止频率 u_m/λ 确定。

图3 (h)表示门函数(g)的傅里叶变换。显然与图 (d) 的情况类似,只是这里形成一个很窄的 sinc 函数。该图对应的爱里斑角直径显然比图 (d) 中的小得多,这就说明了为什么光综合孔径系统的分辨率比单口径望远镜高得多的原因。

图3 (i)表示被截断以后的抽样序列。显然最长基线对应于系统的截止频率。

图3 (k)表示被测源的 u, v 谱即傅里叶谱,由于被测源线度有限,所以其频率应该是在正负方向无限扩展的,但是在高频阶段其幅度越来越小。实测时不得不以系统确定的截止频率 u_m/λ 截断。又由于被测源

的光强分布肯定是实函数,所以其 u, v 谱的正负频率是对称的.

图 3 (l) 为被测源的光强分布示意图,源的线度为 2 m .

图 3 (m) 表示对被测源 u, v 谱的抽样结果. 由于作图的困难,只画出了 7 个抽样点,实际情况中应该要有更多的抽样点.

图 3 (n) 将被测源 u, v 谱的抽样结果进行傅里叶变换就得到该图的结果. 由于满足抽样定理,在爱里斑内形成的数个傍生像并不重叠. 因为该图是由一定宽度的脉冲与源的卷积,所以重构的像相当于将原像经过了平滑处理. 如果将抽样序列做得很密集,可以使爱里斑内只存在一个脉冲,这样图 (n) 中实际上就只能观察到零级像. 但是即使抽样很密集,由于在高频端进行了截断,重构像的细节仍然受到了损失.

图 3 (p) 为了去掉傍生像,可以将图 (n) 在空域乘以一个门函数. 在空域乘以一个门函数的过程相当于成像器件只对图 (n) 的零级像成像. 如果用 CCD 器件成像,适当设计 CCD 的成像面积即可. 数字化后使用 FFT 变换时,算法设计本身就可以保证只取零级像.

图 3 (r) 表示最后重构得到的被测源的光强分布即被测源的像.

3 结论

从图 3 描述的过程可见,用若干小口径望远镜观察被测源,测量两两口径之间的相干度,从而获得被测源的 u, v 谱,便可以通过傅里叶逆变换得到被测源的像,且分辨率远比单个小口径望远镜得到图像的分辨率高得多.

参考文献:

- [1] BALDWIN J E, BECKETT M G, BOYSON R C, *et al.* The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of capella with COAST at two epochs[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1996, 306: 13-16.
- [2] BENSON J A, MOZURKEWICH D, ELIAS II N M, *et al.* Multi-channel optical aperture synthesis imaging of lambda URSAE majoris with the Navy prototype optical interferometer [J]. *Astronomical Journal*, 1997, 14(3): 1 221-1 226.
- [3] OLLIVEER M. Key-points and key-technologies for DARWIN/ TPF [A]. SF2A-2002[C], France: D Barret EdP-Sciences, 2002.
- [4] LAWSON P R. *Principles of Long Baseline Interferometry* [M]. USA: JPL Publication, 2000.
- [5] BORN M, WOLF E. *Principles of Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [6] GOODMAN J W. *Statistical Optics* [M]. 北京: 科学出版社, 1992.

An Imaging Technique with High Resolution of Breaking through the Diffraction Limit of a Single Telescope

WEN Jian-guo¹, JIN Sheng-zhen², NING Shu-nian³

(1. Computer Science and Engineering Academy, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China;

2. Space Astronomical Laboratory, National Astronomical Observatories, CAS, Beijing, 100012, China;

3. School of Mechanical, Electronic & Information Engineering, College, China University of Mining & Technology, Beijing, 100083, China)

Abstract: Measuring the quantity and phase of the coherence degree between any couple of small telescopes which aim at the source, by means of inverse Fourier transform we can obtain the source image which is much sharper than that from a single telescope, if enough number of degree of coherence of the are provided. Moreover, the theory and the practical courses of the image reconstruction of the optical synthesis aperture system are clearly demonstrated by a series of figures. 3figs., 6refs.

Key words: aperture synthesis; Van Cittert-Zernik theorem; degree of coherence; (u, v) spectrum

Biography: WEN Jian-guo, born in 1954, associate professor, optical information processing, optoelectronics.