

文章编号: 0253-2239(2008)05-0997-04

合成孔径激光成像雷达(I): 离焦和相位偏置望远镜接收天线

刘立人

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 把合成孔径激光成像雷达的目标衍射区分为三个区域,提出采用离焦或者附加空间相位调制板的光学接收望远镜补偿回波像差。当目标处于菲涅耳衍射区时可采用离焦或偏置望远镜补偿回波二次项离焦像差并产生用于孔径合成的二次项相位历程;目标处于夫琅和费衍射区时可以采用离焦或偏置望远镜补偿回波二次项离焦像差但不产生相位历程;目标处于瑞利-索末菲衍射区域时不可能补偿回波高阶像差。

关键词 合成孔径激光成像雷达;接收望远镜;离焦;菲涅耳衍射;夫琅和费衍射;瑞利-索末菲衍射

中图分类号 TN958 **文献标识码** A

Synthetic Aperture Laser Imaging Radar (I): Defocused and Phase-Biased Telescope for Reception Antenna

Liu Liren

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract The diffraction from a target for a synthetic-aperture laser imaging radar is distinguished into three domains, and the methods of defocusing of telescope and spatial phase modulation by an additional plate are suggested to compensate the wavefront aberration of echo. In the Fresnel diffraction region the quadratic aberration of echo can be eliminated by the defocused or phase-biased telescope and a phase history for aperture synthesis is correspondingly generated, and in the Fraunhofer region the quadratic wavefront can be also eliminated by the defocusing or phase-biasing but no phase history. Nevertheless, in the Rayleigh-Sommerfeld diffraction the higher-order aberrations cannot be compensated.

Key words synthetic-aperture laser imaging radar; reception telescope; defocusing; Fresnel diffraction; Fraunhofer diffraction; Rayleigh-Sommerfeld diffraction

1 引 言

合成孔径激光成像雷达的原理取之于射频领域的合成孔径雷达原理,是能够在远距离取得厘米量级分辨率的唯一的成像观察手段。但是光学接收望远镜主镜的尺度大于波长 3—6 个数量级,其空间接收与射频接收有原理差别。在合成孔径激光成像中,目标的反射回波经过距离衍射到达合成孔径激光成像雷达光学接收天线时,其将随着距离变化相对于光学天线将产生不同的波面像差或者波前形状,通过接收望远镜在光电探测器面上与激光本机

振荡器激光光束合成进行外差探测时,波面像差将极大影响外差光电探测效率,甚至导致探测失效。因此克服回波信号的衍射波面像差保证外差探测是实现合成孔径激光成像的关键光学问题。同时在合成孔径激光成像雷达运动方向上产生目标的相位二次项历程是保证雷达运动方向上的目标的孔径合成成像的必要条件,需要在雷达运动的望远镜光学接收时间过程中沿雷达运动方向产生相位二次项历程。

合成孔径激光成像首先在国外实验室实现验证,但是这些实验属于细小光束的近距离模拟,没有

收稿日期: 2008-03-26; 收到修改稿日期: 2008-04-13

作者简介: 刘立人(1942—),男,研究员,博士生导师,主要从事光折变集成光学、星际激光通信和激光雷达等方面的研究。E-mail: lirenliu@mail.shenc.ac.cn

采用真实光学望远镜接收天线^[1,2]。在美国国防先进研究计划局支持下 2006 年美国雷声公司和诺格公司分别实现了机载合成孔径激光雷达试验,但是没有考虑望远镜光学天线的接收波面像差或者波前形状的影响^[3]。

一个合成孔径激光成像雷达的光学接收天线采用光学望远镜,望远镜不仅具有光学信号的收集接收功能,事实上也具有离焦操作的波面变换作用。本文把目标衍射区分为三个衍射区域,即瑞利-索末菲(Rayleigh-Sommerfeld)衍射,菲涅耳(Fresnel)衍射和夫琅禾费(Fraunhofer)衍射,提出采用望远镜离焦的波面变换消除回波信号的衍射波面像差,或者等效地在望远镜出瞳或入瞳放置补偿相位平板的

相位偏置方法,以实现有效的外差探测并在接收中产生运动方向上的目标相位二次项历程,保证雷达运动方向上的目标孔径合成成像,这是实现合成孔径激光成像的具有光学特点的关键技术。

2 回波的衍射特性

由接收望远镜主镜直径 D , 物体尺度 L 和传播距离 z 的不同,激光回波的衍射特性也不同,可以区分为三种衍射区域^[4],回波将具有不同的像差。

菲涅耳衍射:当 $|z|^3 \gg \pi(D+L)^4/(4\lambda)$ 时,雷达位于目标的菲涅耳衍射区域,这时目标的散射点衍射在望远镜入瞳上产生的场强波前可表达为

$$e_0(x, y) = E \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[j \frac{k}{2} \frac{(x-s_x)^2 + (y-s_y)^2}{z}\right], \quad (1)$$

这是一个相位二次项离轴抛物面,其中 (s_x, s_y) 为目标点的横向位置。

夫琅禾费衍射:菲涅耳衍射中进一步当 $|z| \gg \pi(D^2 + L^2)/\lambda$ 时,则

$$e_0(x, y) = E \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp\left[\frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}\right] \exp\left[-2\pi\left(\frac{xs_x}{\lambda z} + \frac{ys_y}{\lambda z}\right)\right], \quad (2)$$

这是一个相位二次项和线性倾斜项的结合。

瑞利-索末菲衍射:当距离太近而不能满足菲涅耳衍射条件时,属于近场球面波衍射,有

$$e_0(x, y) = \frac{E}{j\lambda z_{12}} \exp\left\{jkz_{12} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(x-s_x)^2 + (y-s_y)^2}{z^2} - \frac{1}{8} \left(\frac{(x-s_x)^2 + (y-s_y)^2}{z^2}\right)^2 + \dots\right]\right\}, \quad (3)$$

包含了二次项相位和更高阶的相位项。

上述公式中的二次项相位及更高阶的相位项将严重影响外差光电探测效率,附录 A 给出了外差探测效率与二次项相位的关系供参考。为了保证接收效率,二次项相位因子必须加以克服。

3 离焦望远镜结构

图 1 为离焦望远镜的示意图。设望远镜目镜焦

距为 f_1 和物镜焦距为 f_2 。望远镜物镜入瞳在物镜的前焦面,孔径光阑直径 d_2 ,孔径函数 $p(x, y)$ 。望远镜出瞳在目镜的后焦面,孔径光阑直径 d_1 。则望远镜的放大倍数为 $M = f_2/f_1 = d_2/d_1$ 。望远镜物镜和目镜的离焦量为 Δl ,望远镜光程为 l 。目标散射点回波经距离衍射而入射到望远镜入瞳面上的光束波前为 $e_0(x, y)$,采用线性光学系统的衍射分析^[4],在望远镜出瞳面上的场强波前为

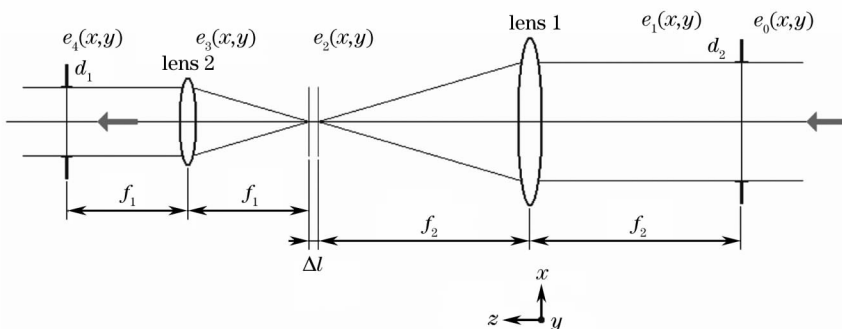


图 1 离焦望远镜结构示意图

Fig. 1 Configuration of defocused telescope

$$e_4(x, y) = (-M) \exp(jkl) \exp\left[-\frac{j\pi(x^2 + y^2)}{\lambda f_2 / \Delta l}\right] p(-Mx, -My) e_0(-Mx, -My). \quad (4)$$

4 离焦望远镜接收特性

4.1 菲涅耳衍射波面补偿

对于菲涅耳衍射波面可以采用望远镜离焦方法补偿相位二次项, 由(1)式和(4)式可以得到: 望远镜出瞳的输出波前为

$$e_4(x, y) = Ap_1(-Mx, -My) \exp\left[j\pi M^2 \frac{x^2 + y^2}{\lambda z}\right] \exp\left[-j2\pi M \frac{xs_x + ys_y}{\lambda z}\right] \times \exp\left[j\pi \frac{s_x^2 + s_y^2}{\lambda z}\right] \exp\left[-j\pi \frac{(x^2 + y^2)}{\lambda f_2^2 / \Delta l}\right]. \quad (5)$$

式中左边第一项表示入瞳函数的缩小成像, 第二项表示目标点衍射产生的波前二次项像差, 第三项表示目标点位置横向离轴产生的空间线性相位移, 第四项表示目标点位置横向离轴产生的相位二次项延迟, 第五项表示望远镜离焦产生的相位二次项波前偏置。第四项是关键性因子, 其是在接收过程中产生二次项相位的时间历程, 用于激光孔径合成成像。

控制离焦量使得

$$\Delta l = f_1^2 / z, \quad (6a)$$

可以消除入射波前的二次项像差, 得到

$$e_4(x, y) = Ap_1(-Mx, -My) \times \exp\left[-j2\pi M \frac{xs_x + ys_y}{\lambda z}\right] \times \exp\left[j\pi \frac{s_x^2 + s_y^2}{\lambda z}\right]. \quad (7)$$

可见只存在了必要的目标点位置横向离轴产生的相位二次项延迟历程以及线性相位移, 后者应当小于等于光学外差接收机的接收视角。光学外差接收函数表示回波光束相对于本机振荡光学偏角下的接收效率, 其等效于接收口径的艾里(Airy)斑函数。(见附录 B)

望远镜可以采用离焦的波面变换消除回波信号的衍射波面像差, 另外一种方案是望远镜本身不离焦而采用出瞳补偿相位平板或者入瞳补偿相位平板进行等效离焦操作。因此当望远镜出瞳位置上的补偿相位平板的相位调制函数为

$$\varphi(x, y) = -\frac{\pi M^2 (x^2 + y^2)}{\lambda z}, \quad (8)$$

或者也可以把补偿相位平板放在望远镜入瞳的位置上, 这时补偿相位平板的相位调制函数为

$$\varphi(x, y) = -\frac{\pi(x^2 + y^2)}{\lambda z}, \quad (9)$$

都可以消除入射波前的二次项像差, 得到(7)式的

表达。

4.2 夫琅和费衍射波面补偿

对于夫琅和费衍射波面可以采用望远镜离焦方法补偿相位二次项, 由(2)式和(4)式并且通过

$$\Delta l = f_1^2 / z, \quad (6b)$$

可以得到望远镜出瞳的输出波前为

$$e_4(x, y) = Bp(-Mx, -My) \times \exp\left[-j2\pi M \frac{xs_x + ys_y}{\lambda z}\right]. \quad (10)$$

只存在了目标点位置横向离轴产生的线性相位移, 应当注意夫琅和费衍射下不存在二次项相位的时间历程因子。此时也可以采用出瞳补偿相位平板或者入瞳补偿相位平板进行等效离焦操作。

4.3 瑞利-索末菲衍射波面补偿

由(3)式和(4)式并且通过离焦调制控制可以消除入射波前的二次项像差但是不能消除高阶像差。例如保留(3)式中的前三项, 则有

$$e_4(x, y) = Cp(-Mx, -My) \times \exp\left[j2\pi M \frac{xs_x + ys_y}{\lambda z} + j\pi \frac{s_x^2 + s_y^2}{\lambda z} - j\frac{\pi}{4\lambda} \frac{[(Mx + s_x)^2 + (My + s_y)^2]^2}{z^3}\right]. \quad (11)$$

可见第三项球面像差无法消除, 是不适用的。

上述表达式中 E 、 A 、 B 和 C 为复常数。

5 讨 论

分析可知: 目标处于菲涅耳衍射区域时可以采用离焦望远镜或等效相位板补偿回波二次项离焦像差, 并且同时产生二次项相位历程; 目标处于夫琅和费衍射区域时可以采用离焦望远镜或等效相位板补偿回波二次项离焦像差, 但是不产生二次项相位历程; 目标处于瑞利-索末菲衍射区域时不可能采用离焦望远镜补偿回波高阶像差, 应当避免。

望远镜在不离焦的状态下也可以在望远镜之外采用光学系统或附件达到等效的离焦。有两种方法:一种方法是联接一个 $4-f$ 转像光学系统,其中间焦点离焦。另外一种方法是对本机激光振荡器的光束进行空间相位二次项偏置。

事实上,望远镜入瞳可以位于物镜前焦面的距离 ΔL_1 上,则望远镜出瞳位于目镜后焦面的距离为 ΔL_2 ,有 $\Delta L_1/\Delta L_2 = -M^2$,由此可以改变出瞳位置。光电探测器一般应当放在接收望远镜出瞳平面上,光电探测器可以离开望远镜出瞳平面一定距离,当光电探测器离开望远镜出瞳平面距离较大时应当采用转像光学系统。

当光纤用作光电探测器的输入端口时,该光纤端口可以放置并替代目镜前焦面,所有的离焦特性原理完全相同。关于空间应用及检验有关问题,可

参考文献[5,6]。

参 考 文 献

- 1 M. Bashkansky, R. L. Lucke, F. Funk *et al.*. Two-dimensional synthetic aperture imaging in the optical domain[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(22): 1983~1985
- 2 S. M. Beck, J. R. Buck, W. F. Buell *et al.*. Synthetic-aperture imaging lidar: laboratory demonstration and signal processing [J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(35): 7621~7629
- 3 J. Ricklin, M. Dierking, S. Fuhrer *et al.*. Synthetic aperture lidar for tactical imaging[C]. *DARPA Strategic Technology Office*
- 4 J. D. Gaskill. Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1978
- 5 Liu Liren. Laser communications in space I: Optical link and terminal technology[J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(1): 3~20
刘立人. 卫星激光通信 I: 链路和终端技术[J]. 中国激光, 2007, **34**(1): 3~20
- 6 Liu Liren. Laser communications in space II: Test and verification techniques on the ground[J]. 2007, **34**(2): 147~155
刘立人. 卫星激光通信 II: 地面检测和验证技术[J]. 中国激光, 2007, **34**(2): 147~155

附录 A: 二次相位波面的外差探测效率

探测面上本机振荡光束为垂直入射的平面波,回波为二次项 $\exp(j\pi M^2 \frac{r^2}{\lambda R})$, R 为望远镜入瞳的回波波面曲率半径。因此归一化强度干涉图为:

$$I(x, y) = \left[1 + \cos\left(\pi M^2 \frac{r^2}{\lambda R}\right) \right] / 2. \quad (\text{A1})$$

在接收口径 d 内的积分能量:

$$e_d = \iint_d I(x, y) dx dy = \frac{\pi r_0^2}{2} \left[1 + \text{sinc}\left(\frac{M^2 r_0^2}{\lambda R}\right) \right]. \quad (\text{A2})$$

球面波产生的外差探测效率 $\psi = \frac{e_{\max} - e_{\min}}{e_{\max} + e_{\min}}$, 则有

$$\psi_2(R) = \text{sinc}\left[\frac{M^2 (d/2)^2}{\lambda R}\right], \quad (\text{A3})$$

折算到口径为 D 的望远镜主镜入瞳,球面波产生的外差探测效率函数为

$$\psi_1(R) = \text{sinc}\left[\frac{(D/2)^2}{\lambda R}\right]. \quad (\text{A4})$$

因此 $\psi = 0$ 的消光曲率半径为

$$R = \frac{(D/2)^2}{\lambda}. \quad (\text{A5})$$

附录 B: 光学外差接收方向性函数

探测面上本机振荡光束垂直入射,回波光束偏角为 θ 。因为园对称关系可以假设沿 x 方向偏转,其归一化干涉条纹

的光强为:

$$I(x, y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \theta x\right). \quad (\text{B1})$$

光电探测器直径为 d ,则接收能量为积分:

$$e_d = \iint_d \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \theta x\right) \right] dx dy,$$

可以得到:

$$e_d = \frac{\pi r_0^2}{2} \left[1 + \frac{2J_1\left(\pi \frac{D\theta}{\lambda}\right)}{\pi \frac{D\theta}{\lambda}} \right]. \quad (\text{B2})$$

条纹积分能量对比度,即光学外差接收方向性函数,可以定义为 $\psi = \frac{e_{\max} - e_{\min}}{e_{\max} + e_{\min}}$,因此光学外差接收方向性函数为

$$\psi_2(\theta) = \frac{2J_1\left(\pi \frac{d\theta}{\lambda}\right)}{\pi \frac{d\theta}{\lambda}}, \quad (\text{B3})$$

折算到口径为 D 的望远镜主镜入瞳,光学外差接收方向性函数为

$$\psi_1(\theta) = \frac{2J_1\left(\pi \frac{D\theta}{\lambda}\right)}{\pi \frac{D\theta}{\lambda}}. \quad (\text{B4})$$

因此接收视场角为:

$$\Delta\theta_r = 2.44 \frac{\lambda}{D}. \quad (\text{B5})$$