

# 星载激光测高仪海洋表面回波计算的理论模型

马跃 李松 周辉 郑国兴

(武汉大学电子信息学院, 湖北 武汉 430079)

**摘要** 不同地表目标的模拟回波波形对测高仪系统参数设计具有重要意义,而海洋回波参数在 Tsai 之后很少被研究。根据菲涅耳衍射理论、海洋表面镜面反射性质以及海洋表面波高和斜率的统计规律,推导出与 Tsai 结果不同的近天顶方向入射时星载海洋测高仪探测器输出的回波解析表达式和回波总光子数;并用该推导结果建立了适用于激光测高仪亚毫弧度量级发散角的回波解析式。将模拟波形与地球科学激光测高系统 (GLAS) 真实海洋回波做对比,其能量、脉宽、振幅和形状都非常接近,误差均小于 6%;分析得出海洋测高仪回波与测高系统参数和海平面上方平均风速有关,以 GLAS 参数为例,在风速大于 12 m/s 的条件下将很难收到有效海洋回波。该结论对海洋激光测高仪的系统设计参数及海平面上方风速的反演提供了重要的理论依据。

**关键词** 遥感;回波模型;菲涅耳衍射;海洋表面模型;地球科学激光测高系统

**中图分类号** TH821 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.1214005

## Received Waveform Model for Satellite Laser Altimeter Measuring Ocean Surface

Ma Yue Li Song Zhou Hui Zheng Guoxing

(School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan, Hubei 430079, China)

**Abstract** The received waveform model for different earth surfaces is significant for altimeter system design, and the model of ocean surface is rarely researched after Tsai. According to the theory of Fresnel diffraction, the character of specular reflection and statistical regularity of the ocean surface profile, the analytic expression of detector output and the average received photons are deduced which are used for ocean altimeter and different from the results of Tsai under the condition of near-normal incidence. The simulated waveform is established for laser altimeter with microradian beam divergence and compared with the real geoscience laser altimeter system (GLAS) received signal. The energy, root mean square (RMS) width, amplitude and shape are very similar and the errors between simulated and real waveforms are all less than 6%. The parameters of received signal are related to the altimeter systems and the wind speed over the ocean surface, and taking the GLAS parameters for example, the valid ocean waveforms can be hardly got when the wind speed exceeds 12 m/s. The analysis and conclusion are important theory basis for the design of laser altimeter system and the wind speed calculation over the ocean surface.

**Key words** remote sensing; received waveform model; Fresnel diffraction; ocean surface profile; geoscience laser altimeter system

**OCIS codes** 010.4458; 140.3538; 120.0280 280.3640

## 1 引言

星载激光测高仪是一种通过接收和处理由卫星发射的激光脉冲经大气传输在目标表面反射后的回

波波形数据来计算距离信息的遥感系统。具备脉冲回波全波形记录功能的激光测高仪通过提取波形的峰值、重心和脉冲宽度等信息可以反演计算目标表

**收稿日期**: 2012-07-19; **收到修改稿日期**: 2012-08-31

**基金项目**: 国家自然科学基金(40901165)和“十二五”民用航天预研项目(卫星激光测量数据处理及冰层高度变化反演)资助课题。

**作者简介**: 马跃(1986—),男,博士研究生,主要从事激光遥感及激光测距技术等方面的研究。

E-mail: mayue19860103@163.com

**导师简介**: 李松(1965—),女,教授,博士生导师,主要从事激光遥感、角反射器和激光测高等方面的研究。

E-mail: wuhanpeople@126.com(通信联系人)

面特性<sup>[1~4]</sup>。从 20 世纪 70 年代起,用于海洋表面测量的星载雷达测高仪开始兴起并逐渐成熟,而用于海洋表面测量且具有全波形记录功能的星载激光测高仪仅有地球科学激光测高系统(GLAS)系统。用于陆地和冰盖测量的激光测高仪回波理论模型在文献中<sup>[5,6]</sup>已被推导并验证;用于海洋表面测量的激光测高仪回波理论曾被 Tsai 等<sup>[7]</sup>推导并分析,但并没有得出适合 GLAS 使用的激光测高仪亚毫弧度量级发散角的回波解析式,且毫弧度量级的回波解析式仅适用于皮秒量级脉宽的发射激光脉冲,回波能量推导过程没有将雷达散射截面归一化到  $4\pi$  球面度的空间,故具有局限性。本文根据菲涅耳衍射理论、海洋表面镜面反射性质以及海洋表面波高和斜率的统计规律,推导出近天顶方向入射时星载海洋测高仪探测器输出的回波解析表达式、回波总光子数和均方脉宽,其中前两项结果与 Tsai 结果不同。用该推导结果建立了适用于激光测高仪亚毫弧度量级发散角的回波解析式。最后结合 ICESat 卫星搭载的 GLAS 的真实回波与该结论的模拟回波做了对比,取得了较好的一致性,其中所使用的海洋表面风速数据为美国国家环境预测中心(NCEP)在当天格林尼治时间 00:00 公布的全球风场数据。通过该理论模型分析可得测高仪海洋表面回波与测高系统参数和海平面上方平均风速有关,以 GLAS 系统参数为例,在风速大于 12 m/s 的条件下将无有效海洋回波;这对海洋激光测高仪的系统设计参数和海平面上方风速的反演提供了重要的理论依据。

## 2 测高仪衍射理论与海洋表面模型

根据 Gardner<sup>[5]</sup>的理论,发射激光脉冲经过一次菲涅耳衍射,入射到地球表面经过目标反射,再经过一次菲涅耳衍射,到达接收望远镜视场,望远镜接收到回波功率可表示为<sup>[5]</sup>

$$P(t) = \frac{A_R T_a^2}{z^2} \iint_{\Sigma} \beta(\boldsymbol{\rho}) |a(\boldsymbol{\rho}, z)|^2 \cdot \left| f \left[ t - \frac{2z}{c} - \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{cz} + \frac{2\xi(\boldsymbol{\rho})}{c} \right] \right|^2 d^2 \boldsymbol{\rho}, \quad (1)$$

式中  $\boldsymbol{\rho}$  为反射目标横截面坐标矢量,  $\beta(\boldsymbol{\rho})$  为光斑内目标反射率,  $\xi(\boldsymbol{\rho})$  为目标表面高程轮廓,  $T_a$  为大气透射率,  $A_R$  为接收望远镜面积,  $z$  为测高仪轨道高度,  $c$  为真空光速,  $\Sigma$  为目标光斑照射区域,  $a(\boldsymbol{\rho}, z)$

为空域横截面,  $f(\cdot)$  为时域波形。

通常情况下,激光发射脉冲在空域横截面和时域波形都近似为高斯函数,即

$$|a(\boldsymbol{\rho}, z)|^2 = \frac{Q}{2\pi(z \tan \theta_T)^2} \exp[-\boldsymbol{\rho}^2 / (2z^2 \tan^2 \theta_T)], \quad (2)$$

$$|f(t)|^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (3)$$

式中  $Q$  为激光脉冲能量,  $\theta_T$  为光束发散角,  $\sigma_t$  为发射脉冲均方根(RMS)宽度。

按照 Kodis 理论,在近天顶入射的条件下,海洋表面反射率由表面随机分布镜面点的后向散射决定,散射功率正比于被照亮的镜面点个数  $n$ 。每个镜面点的散射可以看作是一个正切球,球半径等于镜面点表面的长短轴半径  $r_a$  和  $r_b$  的几何平均。在光学领域散射截面  $R_{cs} = \pi \delta \langle |r_a r_b| \rangle$ ,  $\delta$  为海水之大气之间的镜面反射率,与入射激光波长有关,  $\langle \cdot \rangle$  表示均值计算。归一化到  $\Omega = 4\pi$  的球面度,并代入 Barrick 结论后,海洋表面反射率  $\beta$  表示为<sup>[8,9]</sup>

$$\beta(\boldsymbol{\rho}) = \frac{\delta \langle |r_a r_b| \rangle}{4} = \delta \left(1 + \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{z^2}\right)^2 p[\xi_x, \xi_y | \xi(\boldsymbol{\rho})] / 4, \quad (4)$$

式中  $p[\xi_x, \xi_y | \xi(\boldsymbol{\rho})]$  为海面斜率在波高为  $\xi$  时的条件概率密度,  $\xi_x$  和  $\xi_y$  分别表示光斑照明区域海水表面横截面  $x$  和  $y$  方向波浪斜率。根据 Cox-Munk 经验公式,在忽略波浪毛细波和地球自转等影响的理想情况下波高  $p(\xi)$  和波浪表面轮廓  $p(\xi_x, \xi_y)$  满足高斯分布,且仅与风速有关;由于波浪同一点处的高度和斜率是不相关的,则波高和波浪斜率的联合概率密度函数可表示为<sup>[10,11]</sup>

$$p[\xi_x, \xi_y | \xi(\boldsymbol{\rho})] = p(\xi) p(\xi_x, \xi_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\sigma_\xi^2}\right) \frac{1}{\pi s^2} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{s^2}\right), \quad (5)$$

式中  $\sigma_\xi = 0.016w^2$  为波高的 RMS 宽度,  $s^2 = 0.003 + 0.00512w$  为海面均方斜率,  $w$  为在海平面上方 12.5 m 处的平均风速。

## 3 回波信号波形解析式推导

将(2)~(5)式代入(1)式得到测高仪探测器输出光子数  $S(t)$ , 可表示为

$$S(t) = \frac{\eta}{h\nu} \frac{\delta A_R T_a^2}{4z^2} \iint_{\Sigma} |a(\boldsymbol{\rho}, z)|^2 \left(1 + \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{z^2}\right)^2 \int p(\xi_x, \xi_y, \xi) d\xi \left| f \left[ t - \frac{2z}{c} - \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{cz} + \frac{2\xi}{c} \right] \right|^2 * h(t) d^2 \boldsymbol{\rho}, \quad (6)$$

式中  $h$  为普朗克常数,  $\nu$  为光波频率,  $\eta$  为接收系统能量利用率, (6) 式中卷积  $g(t) = |f(t)|^2 * h(t)$  为发射脉冲与接收系统脉冲函数  $h(t)$  的响应; 而对海洋表面高斯分布  $\xi$  的积分可以表示为海面目标响应与发射脉冲的卷积, 即  $d(k) = p(\xi) * g(k + 2\xi/c)$ , 其中  $k = t - 2z/c - \rho^2/(cz)$ , 计算两个卷积得出

$$d\left(t - \frac{2z}{c} - \frac{\rho^2}{cz}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{\left[t - 2z/c - \rho^2/(cz)\right]^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (7)$$

式中  $\sigma^2 = \sigma_r^2 + \sigma_h^2 + 4\sigma_\xi^2/c^2$ ,  $\sigma_h$  为接收系统的展宽; 而 (6) 式中对  $\rho$  的积分仍然有波浪斜率分布  $p(\xi_x, \xi_y)$ , 需要转换为与  $\rho$  有关的函数, 假设海面斜率分布为一维形式, 如图 1 所示, 海面镜面点只有当该点斜率等于天顶角正切值时产生的后向散射才能被望远镜接收, 即  $\tan \theta = |\rho|/z$ 。则 (6) 式中曲面积分部分可以转换为

$$m(t) = \frac{Q}{2\sqrt{2\pi}\sigma(\pi sz \tan \theta_T)^2} \int_0^\infty \left(1 + \frac{\rho^2}{z^2}\right)^2 \exp\left(\frac{-\rho^2}{2z^2 \tan^2 \theta_T}\right) \exp\left(\frac{-\rho^2}{z^2 s^2}\right) \exp\left[\frac{(k - \rho^2/cz)^2}{2\sigma^2}\right] \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\theta, \quad (8)$$

式中  $k = t - 2z/c$ 。

对 (8) 式积分后将结果代入 (6) 式得出测高仪探测器输出波形  $S(t)$  的解析式为

$$S(t) = \frac{\eta Q \delta A_R T_a^2 c}{16\pi h \nu z (sz \tan \theta_T)^2} \exp\left[\frac{c^2 z^2 \sigma^2}{8\sigma_\rho^4} - \frac{cz}{2\sigma_\rho^2} \left(t - \frac{2z}{c}\right)\right] \operatorname{erfc}\left[\frac{cz\sigma}{2\sqrt{2}\sigma_\rho^2} - \frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \left(t - \frac{2z}{c}\right)\right], \quad (9)$$

式中  $\sigma_\rho^2 = 2z^2/(\tan^{-2} \theta_T + 2s^{-2})$ , 最后一项  $\operatorname{erfc}(\cdot)$  为余误差函数。

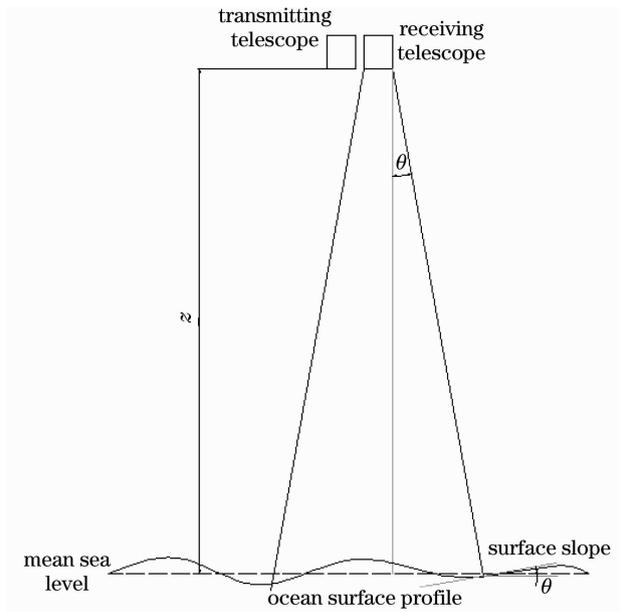


图 1 天顶方向入射海洋表面的测高仪

Fig. 1 Geometry of altimeter and ocean surface for normal incidence

(9) 式与 Tsai 的结论不同, Tsai 结论中发射脉冲 RMS 宽度与接收响应的系统展宽  $(\sigma_r^2 + \sigma_h^2)^{1/2}$  必须为皮秒量级才有解析解。(9) 式中参数  $\sigma_\rho$ ,  $\sigma$  和  $s$  都是海洋上空平均风速  $w$  的函数, 其余参数均为系统参数。根据不同系统参数和海洋表面上方风速条件, 使用 (9) 式可以模拟激光测高仪探测器输出的无噪声波形。假设测高仪轨道高度  $z=100$  km, 风速  $w=4$  m/s, 发射脉冲

宽度与接收系统展宽  $(\sigma_r^2 + \sigma_h^2)^{1/2} = 2$  ns, 则在不同光束发散角条件下的测高仪探测器输出波形如图 2 所示; 与图 2 相同的轨道高度、发射脉冲宽度和接收响应展宽, 光束发散角为 1 mrad, 不同风速条件下的探测器输出波形如图 3 所示。

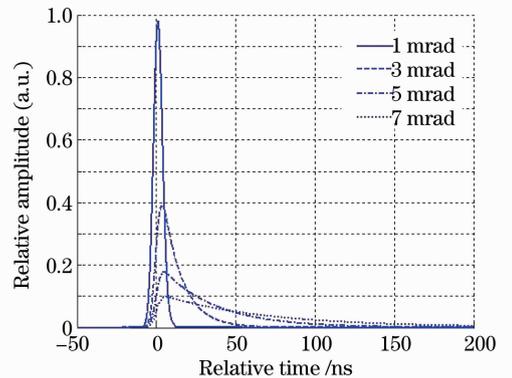


图 2 不同发散角的接收器输出波形

Fig. 2 Output waveforms of detector under different beam divergence angles

从图 2 可以看出, 当光束发散角从 3 mrad 开始逐渐增大时, 回波波形出现不对称, 所得波形与发散角较大的雷达测高仪波形十分相似<sup>[12,13]</sup>; 当光束发散角为 1 mrad 或者更小时, 接收脉冲信号的波形接近高斯型。图 3 表明, 风速增加时, 输出信号脉宽随之增加, 但信号峰值能量减少, 在混入多种噪声的实际测量条件下, 这将使得波形不容易辨识。结合图 2 和图 3, 对于轨道高度为几百千米, 能量衰减严重的星载激光测高仪系统, 较小的发散角有利于提高

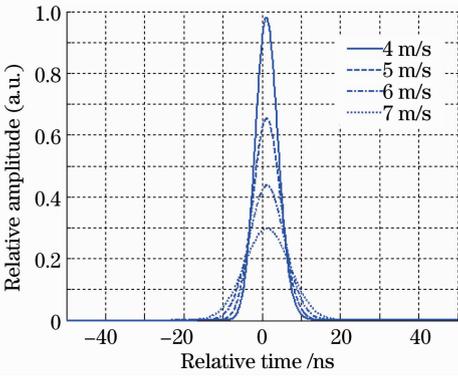


图 3 不同风速时接收器输出波形

Fig. 3 Output waveforms of detector under different wind speeds

系统信噪比,并且小发散角测高仪系统对应的对称近高斯型回波更利于处理和分析。图 3 结果显示了小发散角测高仪系统的海平面上方风速与高斯型回波参数有着很强的相关性,这与 GLAS 系统使用

110  $\mu\text{rad}$  的亚毫弧度量级发散角相符合。(9)式中的余误差函数在发散角小于 0.5 mrad 时趋近于 0,导致计算结果不收敛,因此小于 0.5 mrad 时回波波形计算式需要另外推导。

#### 4 激光测高仪海洋回波模拟波形

通过图 2 和图 3 中在 1 mrad 的模拟波形可以推测在光束发散角通常仅有 0.1 mrad 甚至更小的激光测高仪系统中,其海洋回波波形为近似为高斯型,而 GLAS 系统对其海洋测高回波波形也进行了高斯拟合<sup>[14]</sup>。如果已知回波总光子数  $N$  和回波均方脉宽  $\sigma_p^2$ ,根据高斯函数定义可以计算高斯函数振幅,进而得出高斯函数形状并模拟出亚毫弧度量级的回波波形。根据 Gardner 理论,对(1)式回波功率的不同阶次时间积分可以得出平均回波光子数  $N$ 、回波重心  $T_p$  和回波均方脉宽  $\sigma_p^2$ <sup>[15]</sup>,其中回波光子数可表示为

$$\langle N \rangle = \frac{\eta}{h\nu} \int_0^\infty P(t) dt = \frac{\eta A_R T_a^2}{h\nu z^2} \int_{\Sigma} \beta(\boldsymbol{\rho}) |a(\boldsymbol{\rho}, z)|^2 \boldsymbol{\rho} d^2 \boldsymbol{\rho} \int |f(t)|^2 dt. \quad (10)$$

(10)式中由于(3)式激光发射能量在时间轴上归一化,  $f(t)$  对时间积分为 1,对空间  $\boldsymbol{\rho}$  积分可表示为

$$m = \frac{\delta Q}{8(\pi s z \tan \theta_T)^2} \int_0^\infty \left(1 + \frac{\boldsymbol{\rho}^2}{z^2}\right)^2 \exp\left(\frac{-\boldsymbol{\rho}^2}{2z^2 \tan^2 \theta_T}\right) \exp\left(\frac{-\boldsymbol{\rho}^2}{z^2 s^2}\right) \boldsymbol{\rho} d\rho \int_0^{2\pi} d\theta, \quad (11)$$

解出  $m = \delta Q / [4\pi(s^2 + 2\tan^2 \theta_T)]$ ,代入(10)式可得出回波光子数  $N$  为

$$\langle N \rangle = \frac{\eta \delta Q A_R T_a^2}{4\pi h\nu z^2 (s^2 + 2\tan^2 \theta_T)^2}. \quad (12)$$

(12)式与 Tsai 的结论不同,但回波重心  $T_p$  和回波脉宽  $\sigma_p$  结论与 Tsai 相同。

接收脉冲信号的均方脉宽为

$$\sigma_p^2 = \sigma_n^2 + \sigma_l^2 + \frac{4}{c^2} \sigma_z^2 + \frac{4z^2}{c} (\tan^{-2} \theta_T + 2s^{-2})^{-2}. \quad (13)$$

在假设小发散角时回波波形为高斯型的情况下,对时间轴积分得出的回波波形面积即回波光子数  $N$ ,在已知积分面积和回波高斯脉宽条件下,回波峰值光子数即高斯振幅  $A_p$  可以求出,则小发散角情况下回波光子数波形可近似为

$$N(t) = \frac{\langle N \rangle}{\sqrt{2\pi\sigma_p}} \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma_p^2}\right). \quad (14)$$

(14)式与(9)式中,回波波形除了由海洋上空平均风速  $w$  影响外,其余参数均为测高仪系统参数。

通过(12)~(14)式可知,对近天顶入射时已知

系统参数激光测高仪的海洋回波,在不同风速条件下可以对其回波进行模拟。以 GLAS 系统为例,其轨道高度  $z=600$  km,望远镜口径为 1 m,激光波长  $\lambda=1064$  nm,光束发散角  $\theta_T=110$   $\mu\text{rad}$ ,发射能量  $Q=75$  mJ,发射脉宽  $\sigma_l=3$  ns;假设系统能量利用率  $\eta=0.5$ ,大气透射率  $T_a=0.7$ ,并根据 Cauchy 经验公式和 Hale 等<sup>[16]</sup>提供的空气与水界面间的光学常数计算得出 1064 nm 波长的海水正入射镜面反射率约为 1.5%,模拟了在不同风速条件下 GLAS 系统的回波光子数波形,如图 4 所示。

由(12)式计算的 4 种风速对应的回波总光子数分别为 10026, 6590, 4956, 3970 个,再通过图 4 中模拟波形可以得出:随着风速增加, GLAS 系统回波总光子数和峰值光子数迅速减少,脉宽则增加;假设系统各种噪声不变,随着风速增加,回波信号信噪比将急剧恶化。

#### 5 模拟波形与 GLAS 波形对比分析

为了验证(12)~(14)式结论,使用 GLAS 系统

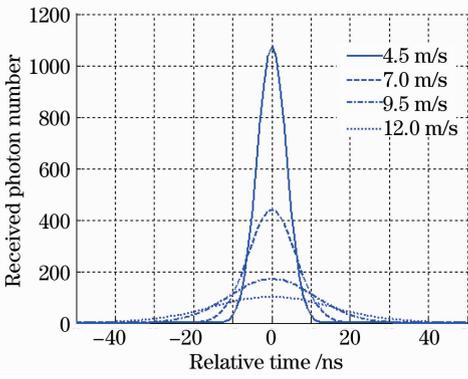


图 4 GLAS 系统模拟回波光子数波形

Fig. 4 Simulated waveforms of photons with GLAS parameters

参数在不同风速条件时计算的模拟波形与 GLAS 真实海洋回波做对比。由于 GLAS 系统光束发散角只有  $110 \mu\text{rad}$ , 激光脉冲传输至地表光斑直径约为  $66 \text{ m}$ , 通常只能覆盖很少甚至不到 1 个完整的波浪, 因此 GLAS 系统在处理海洋回波时采用连续测

量波形叠加取平均的方法进行分析, 这样可以覆盖更多的波浪, 较真实地反映海面情况; 同时更接近满足采用的海洋表面统计规律的遍历性条件。目前可以下载到 GLAS 海洋回波波形都是以时间轴等采样间隔  $1 \text{ ns}$  或  $2 \text{ ns}$ , 以数字化仪计数表示能量的数据, 存储在 GLA01\_SHORT: i\_rng\_wf 中。模拟波形以回波光子数表示, 在目前无法获知 GLAS 系统雪崩光电二极管 (APD) 具体参数的情况下, 使用 GLAS 系统在 GLA06 i\_gval\_rcv(calibrated) 公布的等效增益, 即光子数与数字化仪计数的转换参数转换后对比<sup>[17]</sup>。所用数据为 2003 年 2 月 21 日 00:13~00:40 ICESat 卫星从美国西部海域 ( $50.23\text{N}, 231.77\text{E}$ ) 至南极大陆以北 ( $-50.03\text{N}, 215.48\text{E}$ ) 的太平洋, 使用该数据原因为: 除了经过新西兰南北岛之外测高数据均为海洋回波, 测量天顶角均小于  $0.2^\circ$ , 可近似为正入射; 测量时间接近 00:00, 可以近似使用 NCEP 数据包 2 月 21 日零点公布的相关海域风速信息, 避免时间内插带来的误差。

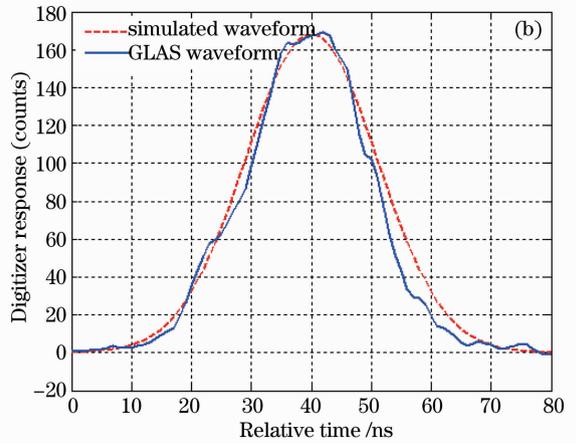
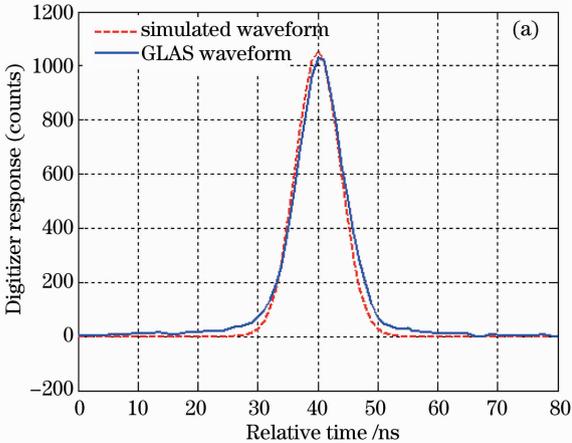


图 5 风速不同时模拟与真实波形对比。(a)  $w=4.5 \text{ m/s}$ ; (b)  $w=9.5 \text{ m/s}$

Fig. 5 Comparison between simulated and GLAS waveforms. (a)  $w=4.5 \text{ m/s}$ ; (b)  $w=9.5 \text{ m/s}$

图 5 为模拟波形经过等效增益转换后与 GLAS 连续 5 个平均回波的对比曲线, 两个波形对应协调世界时 (UTC) 时间分别为 99059336 和 99059836, 地理坐标分别为 ( $-7.46\text{N}, 222.58\text{E}$ ) 和 ( $-38.50\text{N}, 217.85\text{E}$ ), 根据地理坐标使用双线性内插计算的 NCEP 风速分别约为  $4.5 \text{ m/s}$  和  $9.5 \text{ m/s}$ 。图 5(b) 在风速  $w=9.5 \text{ m/s}$  时的波形 GLAS 系统已经达到最大等效增益  $G=0.98309$ ; 而风速  $w=4.5 \text{ m/s}$  时波形等效增益仅为  $G=0.16471$ , 图 5(a) 中 GLAS 波形是被转化为最大增益时的情况, 这样便于比较。尽管 GLAS 波形混入多种噪声, 通过图 5 可以看出模拟海洋波形与真实波形相似度仍很高, 回波总数、

峰值和脉宽误差都小于  $6\%$ , 具体参数如表 1 所示, 较好地验证了 (12)~(14) 式。虽然当风速  $w=9.5 \text{ m/s}$  时 GLAS 系统已经采用最大增益来接收海洋回波, 但回波信噪比较  $w=4.5 \text{ m/s}$  时大大降低; 对比图 4, 5 后, 当  $w=12 \text{ m/s}$  时, GLAS 系统即使采用最大增益其回波峰值也将低于 100 counts, 而脉宽将大于  $15.6 \text{ ns}$ ; GLAS 系统回波波形滤波后有效信号阈值约为 20 counts, 而回波波形参数提取使用的高斯拟合算法通常需要峰值能量大于 5 倍阈值<sup>[18]</sup>, 因此当  $w=12 \text{ m/s}$  时的回波参数很难被有效识别。

表 1 模拟波形与 GLAS 波形参数对比

Table 1 Comparison of parameters of simulated and GLAS waveforms

	Simulated waveforms		Received waveforms of GLAS	
Wind speed /(m/s)	4.5	9.5	4.5	9.5
Energy (counts)	9856	4872	10252	4594
Peak value (counts)	1076	168	1040	170
Pulse width /ns	3.8	10.2	4.0	9.8

图 6 为文中使用的 GLAS 测量轨迹点中包含有效回波信号的点集,由 GLA06 数据包获得;图 7 为 2 月 21 日零点 NCEP 公布的全球地表上方 12 m 处的风场数据。图 6 中 4 段有效数据区域与图 7 中

太平洋海域风速较低的区域吻合,很好地验证了当风速为 12 m/s 甚至更大时,对于 GLAS 系统参数条件下的海洋测高仪将很难或无法获得有效回波信号的推断。

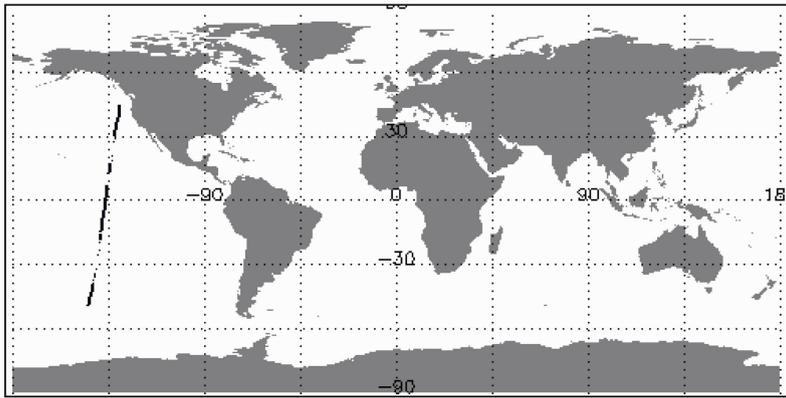


图 6 GLAS 系统有效回波点轨迹

Fig. 6 ICESat GLAS track of valid measurements

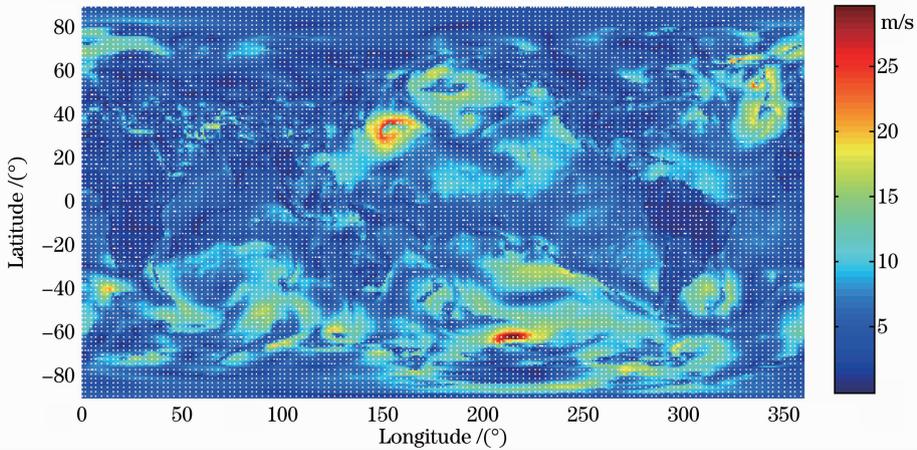


图 7 NCEP 全球地表上方 12 m 处风速值

Fig. 7 Global wind speed distribution given by NCEP

## 6 结 论

通过对海洋测高仪近天顶方向入射的回波主要参数推导,模拟并与真实海洋激光测高仪在不同风速条件下的回波数据进行对比,对比结果表明模拟波形与真实波形有很高的相似性,主要参数误差都小于 6%。在利用激光测高仪测量海平面时,应该

尽可能地选择在风速较小的情况下进行,这将有利于提高接收回波能量和信噪比。该结论对于海洋激光测高仪的参数设计也具有重要意义,提供了理论基础。由于公式参数推导过程中部分理想状况的假设,因此更高精度、更小误差的回波参数和波形理论模型值得继续研究与探索。

参 考 文 献

- 1 E. Rinne, A. Shepherd, A. Muir *et al.*. A comparison of recent elevation change estimates of the Devon Ice Cap as measured by the ICESat and Envisat satellite altimeters[J]. *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 2011, **49**(6): 1902~1910
- 2 Yang Fu, Zhan Yage, Yang Qinyu *et al.*. Simulation of the space-borne laser altimeter based on pseudorandom code phase modulation and heterodyne detection [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(s1): s114007  
杨 馥, 詹亚歌, 杨沁玉 等. 基于伪随机码相位调制和外差探测的星载激光高度计仿真研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(s1): s114007
- 3 Wang Fei, Zhao Yuan, Zhang Yu *et al.*. Theoretical analysis of influence of laser signal strength on range precision in single photon ranging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 2771~2775  
王 飞, 赵 远, 张 宇 等. 激光脉冲强度对于盖革模式单光子探测测距精度影响的理论研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 2771~2775
- 4 Yuan Hongwu, Mei Haiping, Huang Yinbo *et al.*. Research on atmospheric refraction correction algorithm and model for satellite laser range-finding [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(4): 0401004  
袁宏武, 梅海平, 黄印博 等. 星载激光测距大气校正算法与模型研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(4): 0401004
- 5 C. S. Gardner. Target signatures for laser altimeters; an analysis[J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(3): 448~453
- 6 Zhou Hui, Li Song. Waveform simulator of return signal for laser altimeter [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(10): 1402~1406  
周 辉, 李 松. 激光测高仪接收信号波形模拟器[J]. *中国激光*, 2006, **33**(10): 1402~1406
- 7 B. M. Tsai, C. S. Gardner. Remote sensing of sea state using laser altimeters[J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(21): 3932~3940
- 8 Jack L. Bufton, Frank E. Hoge, Robert N. Swift. Airborne measurement of laser backscatter from the ocean surface[J]. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(17): 2603~2618
- 9 D. Josset, J. Pelon, A. Protat *et al.*. New approach to determine aerosol optical depth from combined CALIPSO and CloudSat ocean surface echoes[J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2008, **35**(10): L10805
- 10 C. Cox, W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1954, **44**(11): 838~850
- 11 O. M. Phillips. *The Dynamics of the Upper Ocean* [M]. London: Cambridge University Press, 1977
- 12 M. Anzenhofer, T. Gruber. Fully reprocessed ERS-altimeter data from 1992 to 1995: feasibility of the detection of long term sea level change[J]. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(C4): 89~112
- 13 G. S. Hayne, D. W. Hancock, C. L. Purdy *et al.*. The corrections for significant wave height and attitude effects in the TOPEX radar altimeter [J]. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(24): 941~955
- 14 Anita C. Brenner, H. Jay Zwally, Charles R. Bentley *et al.*. Derivation of Range and Range Distributions from Laser Pulse Waveform Analysis for Surface Elevations, Roughness, Slope, and Vegetation Heights[R]. GLAS Algorithm Theoretical Basis Document Version 4.1, 2003
- 15 Chester S. Gardner. Ranging performance of satellite laser altimeters[J]. *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 1992, **30**(5): 1061~1072
- 16 George M. Hale, Marvin R. Query. Optical constants of water in the 200 nm to 200  $\mu$ m wavelength region[J]. *Appl. Opt.*, 1972, **12**(3): 555~563
- 17 H. Jay Zwally, Bob E. Schutz, David W. Hancock. GLAS Standard Data Products Specification-Level 1 Version 8.0 [R]. ICESat (GLAS) Science Processing Software Document Series Volume, 2005
- 18 Michael A. Lefsky, Michael Keller, Yong Pang *et al.*. Revised method for forest canopy height estimation from geoscience laser altimeter system waveforms [J]. *J. Appl. Remote Sensing*, 2007, **1**(1): 013537

栏目编辑：何卓铭