

海杂波的分段分数布朗运动模型*

刘宁波[†] 关键[‡] 黄勇 王国庆 何友

(海军航空工程学院电子信息工程系, 烟台 264001)

(2011年12月28日收到; 2012年4月5日收到修改稿)

主要研究了分段分数布朗运动 (PFBM) 模型在雷达海杂波分形建模中的应用. 由于自然界和人造系统中研究对象不具有数学上完美的分形特性, 从而研究对象的分形特性无法在整个尺度区间上成立, 传统上, 海杂波的单一分形模型仅利用无标度区间内海杂波的自相似信息进行参数估计, 并没有考虑海杂波在无标度区间以外的尺度下所包含的信息. 分段分数布朗运动从频域角度对海杂波频谱进行分段描述, 对应到时域即从粗略尺度和精细尺度两方面描述海杂波时间序列. 结合海杂波产生的物理背景, 该模型可以为海杂波时间序列在粗略尺度和精细尺度下表现出的不同粗糙度提供机理性解释. 在此基础上, 还研究了具有不同多普勒频率的运动目标对海杂波的影响, 结果表明运动目标对粗略尺度和精细尺度下海杂波的影响程度是不同的.

关键词: 海杂波, 分段分数布朗运动, 分形, 动目标

PACS: 05.45.Df, 07.50.Qx, 06.30.Ft, 03.65.Db

1 引言

雷达海杂波是指雷达发射电磁波所照射海面的散射回波. 电磁散射的相关研究表明海杂波能够反映物理海面的特性^[1], 因此, 可以通过研究海杂波来研究物理海面的特性. 传统上, 研究海杂波的手段是采用统计模型分析其幅度的统计特性, 如 Weibull 分布、对数正态分布、K 分布等, 但这种基于经验统计的研究手段难以揭示海杂波产生的内在动态特性. 分形理论作为非线性科学的三大分支之一, 在雷达信号处理领域获得了较广泛的应用, 为海杂波建模提供了新途径. 分形理论从海杂波的起伏结构角度研究海面的不规则度 (粗糙度), 能够反映出海杂波产生的非线性动态特性, 为海杂波的产生提供机理性解释. 在雷达信号处理中首先得以应用的是单一分形理论, 1993 年, Lo 和 Leung 等采用单一分形模型建模海杂波时间序列, 并利用海杂波与目标分形维数的差别进行目标检测^[2]. 为推进分形理论在实际中的应用, Chang

等提出一种基于离散分数布朗运动的快速 Hurst 指数计算方法^[3]. 由于分形模型可以较好地刻画海杂波的不规则性且计算较为简便, 因此它能很好地弥补经典的基于统计模型的目标检测方法的不足, 但基于分形理论的目标检测方法一直难以实现恒虚警 (CFAR), 直到 2009 年, Salmasi 等利用同一组数据不同数据段的分形维数服从高斯分布的特点设计了分形 CFAR 检测器^[4]. 此外, 分形自仿射特征^[5]、混沌分形特征^[6]、联合分形特征^[7] 等分形参数在雷达信号处理中也得以应用.

由于自然界和人造系统中不存在数学上的完美分形, 因此在单一分形理论应用中, 首先应判断被研究对象是否存在无标度区间, 从而判断其是否是分形的. 在目前的研究中, 无标度区间的选取基本上都是根据一定的准则 (如某尺度子区间内配分函数须近似呈线性^[8]) 在整个尺度区间中截取一段, 然后仅利用此段尺度区间内的自相似信息进行后续参数估计. 这种研究方法没有考虑无标度区间之外的尺度所反映的被研究对象的信息, 换言之, 这种无标度区间截取方法是基于经验的, 没有

* 国家自然科学基金 (批准号: 61179017, 60802088)、“泰山学者”建设工程专项经费和航空科学基金 (批准号: 20095184004) 资助的课题.

[†] E-mail: ln198300@yahoo.com.cn

[‡] E-mail: guanjian96@tsinghua.org.cn

从实际物理背景和海杂波产生机理角度进行合理的解释. 针对这一问题, 本文采用分段分数布朗运动 (piecewise fractional Brownian motion, PFBM)^[9] 建模海杂波, 其从频域角度对海杂波频谱的低频与高频部分进行分段建模, 在时域中则对应表现为在粗略尺度和精细尺度下海杂波序列的粗糙程度不相同. 此外, 由于海面运动目标可能仅会影响海杂波频谱低频部分或者高频部分, 从而导致其对粗略尺度和精细尺度下海杂波序列的粗糙度可能产生不同程度的影响, 因此, 本文还将研究具有不同多普勒频率的运动目标回波对不同尺度下海杂波粗糙度的影响.

2 分段分数布朗运动

分数布朗运动 (FBM) 是一个非平稳的随机分形过程, 其可用于建模具有 $1/f^\alpha$ 谱、长相关和自相似特点的过程. FBM 由唯一的参数-Hurst 指数 H 决定, $0 < H < 1$. 除了常见的时域表示方法^[10], FBM 也可采用谱的方法进行定义^[11], 即

$$B_H(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (i\omega)^{-(H+1/2)} \left(e^{it\omega} - 1 \right) d\beta(\omega), \quad (1)$$

其中, $\beta(\omega)$ 是关于频率 ω 的复布朗运动, $\beta(\omega) = \int_0^\omega S_W(\omega) d\omega$, 其中, $S_W(\omega)$ 为一标准白噪声过程 $W(t)$ 的 Fourier 变换. 鉴于 FBM 的非平稳性, 研究 FBM 的增量过程 $\Delta B_H(t)$ 更为简便, 其为一平稳过程, 即

$$\Delta B_H(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} (i\omega)^{-(H-1/2)} e^{i\omega t} d\beta(\omega). \quad (2)$$

由 FBM 衍生的模型^[12-14], 如将 FBM 通过滤波器或其结构函数进行推广所得的模型等, 可用于刻画被研究对象的长、短相关特性, 然而, 这些模型没有简单的解析定义, 而且在选择滤波器或者模型参数的方差范围上也存在困难, 因此, 需基于 FBM 定义一个连续的、本身非平稳而增量平稳的、自相似的过程. 分段分数布朗运动 (PFBM) 即为一个具有较好定义且具有上述性质的过程. 参照 FBM 的谱描述方法, 分段分数布朗运动 $B_{pw}(t)$ 可采用如下随机积分定义^[9]:

$$B_{pw}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F^{H_o, H_i, \gamma}(\omega) \left(e^{it\omega} - 1 \right) d\beta(\omega),$$

$$(-\infty < t < +\infty), \quad (3)$$

其中, $\beta(\omega)$ 依然是关于频率 ω 的复布朗运动;

$$F^{H_o, H_i, \gamma}(\omega) = \frac{\mathbf{1}_{[0, \gamma]}(|\omega|)}{(i\omega)^{H_o+1/2}} + \gamma^{H_i-H_o} \frac{\mathbf{1}_{[\gamma, \infty)}(|\omega|)}{(i\omega)^{H_i+1/2}}, \quad (4)$$

其中, $\mathbf{1}_I(x)$ 为定义在区间 I 上的指示函数,

$$\mathbf{1}_I(x) = \begin{cases} 1, & x \in I \\ 0, & x \notin I \end{cases}; \gamma \text{ 为频率截断点, 且 } \gamma > 0;$$

H_o 表示在 $|\omega| < \gamma$ 的较低频段决定序列自相似性的 Hurst 指数, 且 $H_o < 1$; H_i 表示在 $|\omega| > \gamma$ 的较高频段决定序列自相似性的 Hurst 指数, 且 $H_i > 0$. 在平方可积意义下, 当 $\omega \rightarrow 0$ 时 (有 $H_o < 1$) 或当 $\omega \rightarrow \infty$ 时 (有 $H_i > 0$), (3) 式所示随机积分均是收敛的, 而 $F^{H_o, H_i, \gamma}(\omega)$ 在频率截断点 γ 处的连续性则由因子 $\gamma^{H_i-H_o}$ 保证^[9].

由 PFBM 的定义, 容易得到这一过程增量的方差 (或称为结构函数) $f(r)$, 即

$$f(r) = \text{Var}[B_{pw}(t+r) - B_{pw}(t)] = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2\left(\frac{\omega r}{2}\right) |F^{H_o, H_i, \gamma}(\omega)|^2 d\omega. \quad (5)$$

根据 (4) 式给出的 $F^{H_o, H_i, \gamma}(\omega)$ 的定义, 做尺度变换 $\omega \rightarrow \omega r$, 则可以得到: 当 $r \rightarrow 0$ 时, 即在精细尺度下, $f(r) \sim r$ 呈现受参数 H_i 支配的幂律关系 $|r|^{2H_i}$; 当 $r \rightarrow \infty$ 时, 即在粗略尺度下, $f(r) \sim r$ 呈现受参数 H_o 支配的幂律关系 $|r|^{2H_o}$. 当 $H = H_o = H_i \in [0, 1]$ 时, $f(r) \sim r$ 在粗略尺度和精细尺度下具有统一的幂律关系, 此时 PFBM 则退化为经典的 FBM.

综上所述, PFBM 表现出两种不同的自相似 (分形) 规律, 在较低频率 $|\omega| < \gamma$ 下 (等效于在时域粗略尺度下), PFBM 是由 Hurst 指数 H_o 支配的自相似 (分形) 过程; 在较高的频率 $|\omega| > \gamma$ 下 (等效于在时域精细尺度下), PFBM 则是由 Hurst 指数 H_i 决定的自相似 (分形) 过程. PFBM 是一个连续的实高斯非平稳过程, 具有连续的高斯的平稳增量, 且其参数 H_o, H_i 和 γ 间相互独立, 因此, 相对于经典的 FBM 而言, PFBM 可用于描述自然界或人造系统中更为普遍的自相似性在不同尺度下不一致的分形对象.

3 实测海杂波分析

本节将采用 X 波段与 S 波段实测雷达数据进行分析与验证, 其中 X 波段雷达数据来自于“Osborn Head Database”, 是由加拿大 McMaster 大学利用 X 波段的 IPIX 雷达开展对海探测实验采集得到的, 数据采集时雷达天线工作在驻留模式, 对某一方位海面长时间照射, 观察目标为一漂浮于海面上包裹着金属网的塑料球体, 更详细的情况请见文献 [15], 数据包含 HH, VV 同极化和 HV, VH 交叉极化四种情况, 由于交叉极化数据的杂噪比 (CNR) 较低, 因此本节仅采用 CNR 相对较高的 HH, VV 同极化数据进行分析, 其信杂比 (SCR) 约为 0—6 dB, 脉冲重频 (PRF) 为 1000 Hz. 另外一组海杂波数据是某 S 波段雷达对海照射采集得到的, 采集数据时天线工作在驻留模式, 极化方式为 VV 极化, 观察目标为一向雷达缓慢运动的小渔船, 此组数据 SCR 约为 0—3 dB, 雷达 PRF 为 650 Hz. 图 1 给出了 3 组海杂波数据的归一化时域波形图. 由图 1 所示的 X 波段与 S 波段数据对比可知, 两种波段下的海杂波起伏方式明显不同, 这与雷达波段、发射功率、波束宽度、距离分辨率以及海情和海面散射能力不同有关. 海面散射除了 Bragg 散射, 还包括泡沫的小粒子散射, 引起 Bragg 散射的主要是一些具有雷达半波长的湍团, 小粒子散射则与波长四次方成反比. X 波段雷达波长约为 3 cm, 引起 Bragg 散射的主要是直径 1.5 cm 左右的浪花飞沫, 且小粒子散射在 X 波段下更强, 从而 X 波段海面回波起伏较为陡峭, 海尖峰较多, 另外 X 波段雷达分辨单元较小以及观察海面距雷达较近 (约 2.8 km) 也是产生海尖峰的一个重要原因; 而 S 波段雷达波长约为 10 cm, 引起 Bragg 散射主要是直径 5 cm 左右的小浪花, 小粒子散射也相对较弱, 且 S 波段下雷达分辨单元较大, 观察的海面距雷达较远 (约 37 km), 因此, S 波段海杂波的起伏程度不如 X 波段海杂波剧烈.

鉴于 PFBM 是在频域对研究对象的频谱进行分段建模, 下文首先给出 3 组海杂波数据的多普勒频谱图形, 如图 2 所示. 综观图 2 给出的 3 组海杂波数据的多普勒频谱图形可以看出, 两种波段海杂波的多普勒谱均具有一定频率偏移, 大约在 -100 Hz— 100 Hz 的范围内, 这主要是由海面永不停息的运动引起的, 当 Bragg 海浪向雷达运动时, 海杂波多普

勒谱的中心频率偏向正值方向; 当 Bragg 海浪远离雷达运动时, 海杂波多普勒谱的中心频率则偏向负值方向. 此处需说明的是, 尺寸与雷达波长可相比拟的海浪称为 Bragg 海浪. 另外, 由图 2 还可观察到海杂波的多普勒谱在中心频率附近具有一定的展宽, 这主要是由大尺度海浪的振动效应引起的. 图 2 所示的 3 组数据的多普勒谱中均分别标明了海杂波与噪声, 在整个频带中, 仅有零频附近 ± 100 Hz 范围内包含海杂波, 换言之, 海杂波能量绝大部分集中在 ± 100 Hz 频率范围内, 其余的频率范围内主要为噪声, 因此, 整个海杂波数据的频谱可划分为两部分, 海杂波多普勒谱与噪声多普勒谱, 这为采用 PFBM 建模海杂波提供了一定的实验依据.

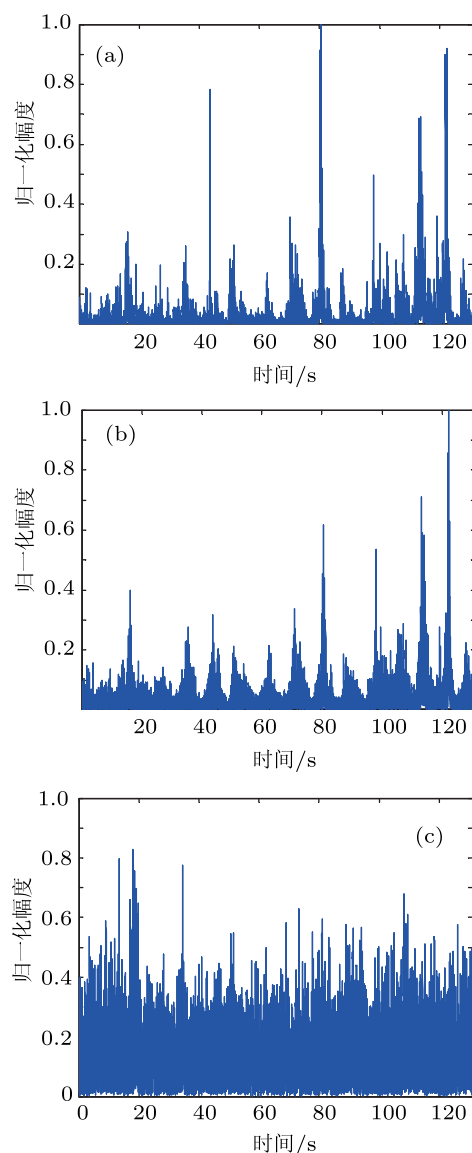


图 1 海杂波归一化时域波形图 (a) X 波段 HH 极化; (b) X 波段 VV 极化; (c) S 波段 VV 极化

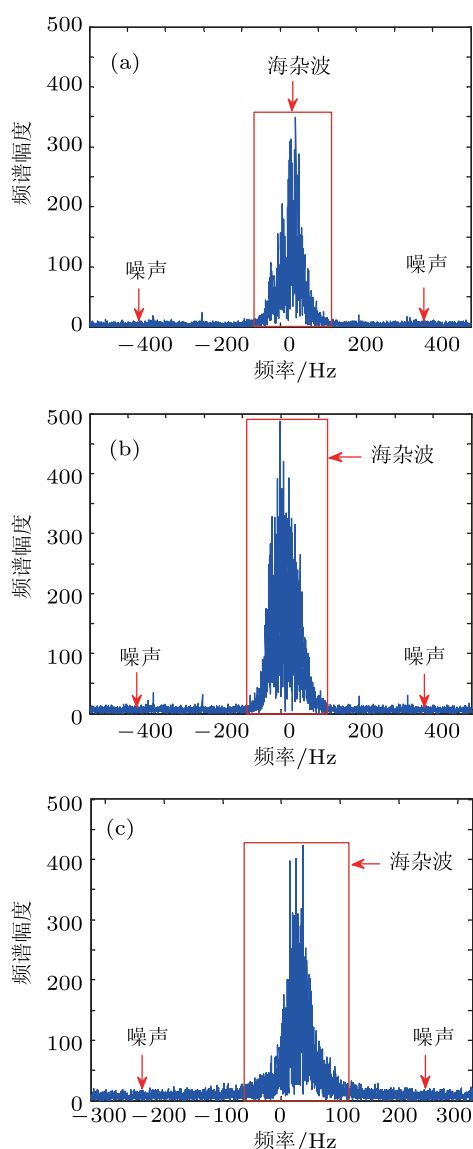


图2 海杂波数据的多普勒频谱图形 (a) X波段 HH 极化; (b) X波段 VV 极化; (c) S波段 VV 极化

根据上述分析,下面采用 PFBM 从频域角度建模海杂波,令 PFBM 模型中的截止频率 γ 为 $200\pi\text{rad/s}$ (对应 100 Hz),则根据第 2 节中得到的结论,处于较低频段的海杂波多普勒谱应影响粗略尺度下的海面回波序列,处于较高频段的噪声多普勒谱应影响精细尺度下的海面回波序列.这里需说明的是,由于海杂波多普勒谱与噪声多普勒谱之间并没有明确而严格的界限,因此,根据 PFBM 模型对应到时域的粗略尺度和精细尺度下得到的两种自相似规律也就没有明确的界限.为验证这一结论,本文采用传统的分形分析手段——“随机游走”模型^[16]对时域海杂波序列进行分析,如图 3 所示.“随机游走”模型采用配分函数 $F(r)$ 与尺度 r 之间

在双对数坐标下是否满足线性关系进行分形特性的判定,如下式所示:

$$\begin{aligned} \log_2 F(r) &= \log_2 \{E[|x_{n+r} - x_n|^2]\}^{1/2} \\ &= H \cdot \log_2 r + c, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, x_n 表示海杂波序列第 n 个采样点; H 为 Hurst 指数; c 为常数.

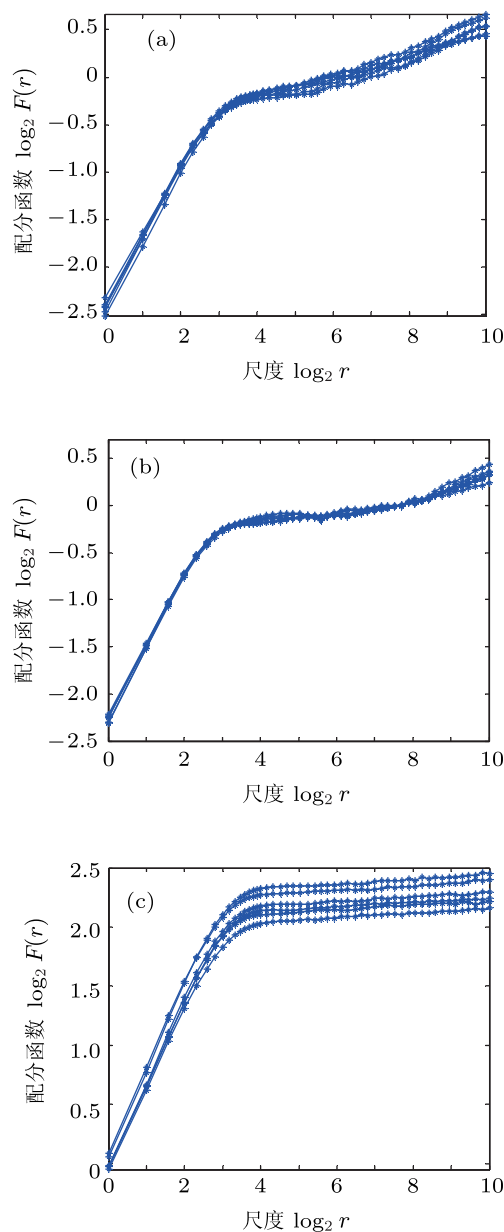


图3 时域海杂波序列分形分析结果 (a) X波段 HH 极化; (b) X波段 VV 极化; (c) S波段 VV 极化

由图 3 直观观察可知,3 组海杂波数据的配分函数在 $[2^0, 2^2]$ 和 $[2^{3.5}, 2^{10}]$ 两个尺度区间内均近似呈现线性,且在尺度 2^3 附近有较明显的转折,这表明 3 组数据在前后两个尺度区间内呈现明显不

同的自相似规律. 此处, 大于 $2^{3.5}$ 的尺度可认为是粗略尺度, 小于 2^2 的尺度可认为是精细尺度. 结合上节中 PFBM 的结论可知, 配分函数的分段近似线性特性正与图 2 所示的频谱分段现象是相对应的, 即多普勒谱 ± 100 Hz 以内的低频段与粗略尺度下的时域序列分形特性相对应, 多普勒谱 ± 100 Hz 以外的高频段与精细尺度下时域序列的分形特性相对应. 为进一步定量观察图 3 所示配分函数曲线的变化特性, 在每一个尺度点上计算配分函数切线的斜率, 其结果如图 4 所示. 可以发现, 各个尺度点处

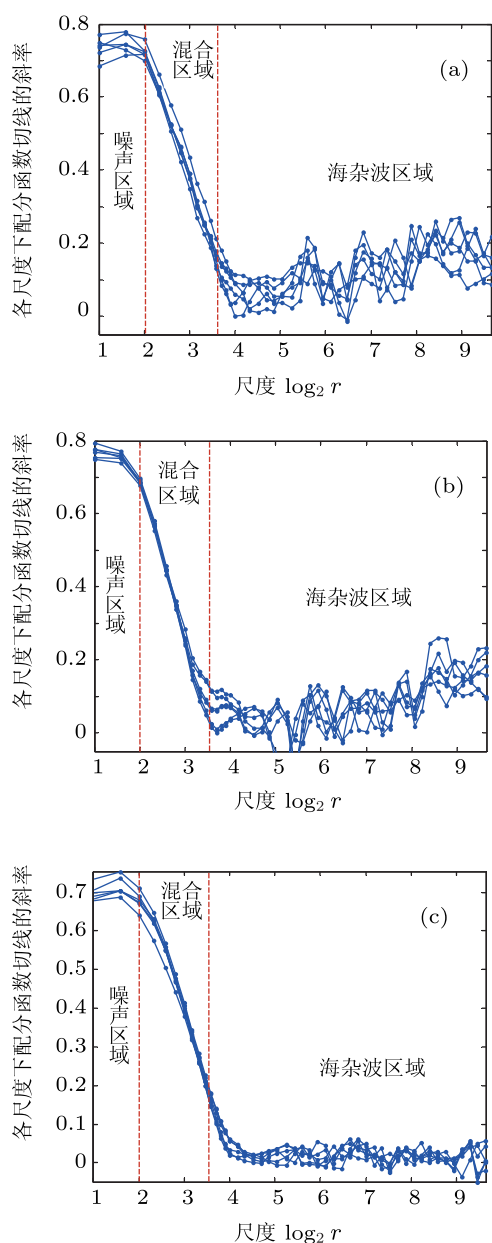


图 4 图 3 所示数据的配分函数在各尺度点处切线的斜率 (a) X 波段 HH 极化; (b) X 波段 VV 极化; (c) S 波段 VV 极化

切线的斜率可以从整体上分成三部分, 最左侧区域 (精细尺度区域) 主要反映噪声的自相似规律, 最右侧区域 (粗略尺度区域) 主要反映海杂波的自相似规律, 而中间 $[2^2, 2^{3.5}]$ 尺度区间内混合区域则反映的是海杂波与噪声共同作用的自相似规律. 实际上, 这种现象也可以根据 (6) 式并结合海杂波的时间相关性进行解释: 在精细尺度下, (6) 式中的 x_{n+r} 与 x_n 之间间隔 (r /PRF 秒) 较小, 在此时间间隔下海杂波的相关性相对较强, 而噪声相关性相对较弱, 经过 (6) 式中的减法运算后海杂波能量消除较多, 从而噪声能量占主导地位, 因此精细尺度下主要反映的是噪声的自相似规律; 在粗略尺度下 (6) 式中的 x_{n+r} 与 x_n 之间间隔相对较大, 海杂波相关性变得较弱, 与噪声相关性基本处于同一水平, 但所选用的雷达数据 CNR 较高, 从而经过 (6) 式中的减法运算后海杂波能量保留相对较多, 因此粗略尺度下主要反映的是海杂波的自相似规律; 而混合区域则反映的是随尺度逐渐增大海杂波能量逐渐占据主导地位的过程.

4 运动目标对不同尺度下海杂波的影响

本节主要研究具有不同多普勒频移 (对应于不同的运动速度) 的运动目标对海杂波 PFBM 模型的影响, 即具有不同多普勒频移的运动目标对粗略尺度和精细尺度下海杂波序列的影响. 为便于控制运动目标的多普勒频移, 本节首先采用仿真方法产生在雷达径向匀速运动的点目标回波进行研究, 然后分析实测数据中的目标回波对粗略尺度和精细尺度下海杂波的影响. 图 5 和图 6 给出了运动目标多普勒频率分别为 30 Hz 和 300 Hz 的对数频谱和配分函数. 由图 5 可知, 当运动目标的多普勒频率在 ± 100 Hz 以内时, 其在时域对海杂波数据的影响主要体现在粗略尺度区间 $[2^{3.5}, 2^{10}]$ 上, 在精细尺度区间 $[2^0, 2^2]$ 上则变化很小; 当运动目标的多普勒频率在 ± 100 Hz 以外时, 其在时域对海杂波数据的影响主要体现在精细尺度区间 $[2^0, 2^2]$ 上, 相对而言在粗略尺度区间 $[2^{3.5}, 2^{10}]$ 上则变化很小. 这一结论验证了采用 PFBM 建模海杂波的合理性.

根据以上仿真分析的结果, 下文根据 PFBM 模型对实测雷达数据的海杂波单元与目标单元的频谱和配分函数进行比较分析, 如图 7 所示, 由于 X

波段雷达观察目标为一静止目标,但随着海浪运动会有缓慢运动,因此其多普勒频率十分接近 0,而 S 波段雷达观察目标为一向雷达缓慢运动的小渔船,其径向速度较低,对应的多普勒频率只有 10 Hz 左右.由图 7 可知,在精细尺度区间 $[2^0, 2^2]$ 内,无论 X 波段数据还是 S 波段数据,若对配分函数采用直线拟合,其拟合直线斜率基本保持不变,而在粗略尺度区间 $[2^{3.5}, 2^{10}]$ 内,拟合直线的斜率则发生相对较明显的变化,尤其是 X 波段的 HH 与 VV 极化数据,这正与两部雷达所观察的运动目标的多普勒频

率处于 ± 100 Hz 以内的低频范围内相对应. S 波段雷达数据在粗略尺度区间内杂波单元与目标单元区别不如 X 波段下明显,这主要是因为 S 波段雷达数据的 SCR 比 X 波段雷达数据低.另外,比较图 7 与图 5、图 6 可以发现,仿真目标回波使得海杂波配分函数在粗略尺度区间的拟合斜率略微降低,而实际目标回波使得海杂波配分函数在粗略尺度区间的拟合斜率有所升高,这主要是由仿真目标回波与实际目标回波特性不同引起的.仿真目标被假设为点目标,且目标回波与海杂波合成是通过在零中

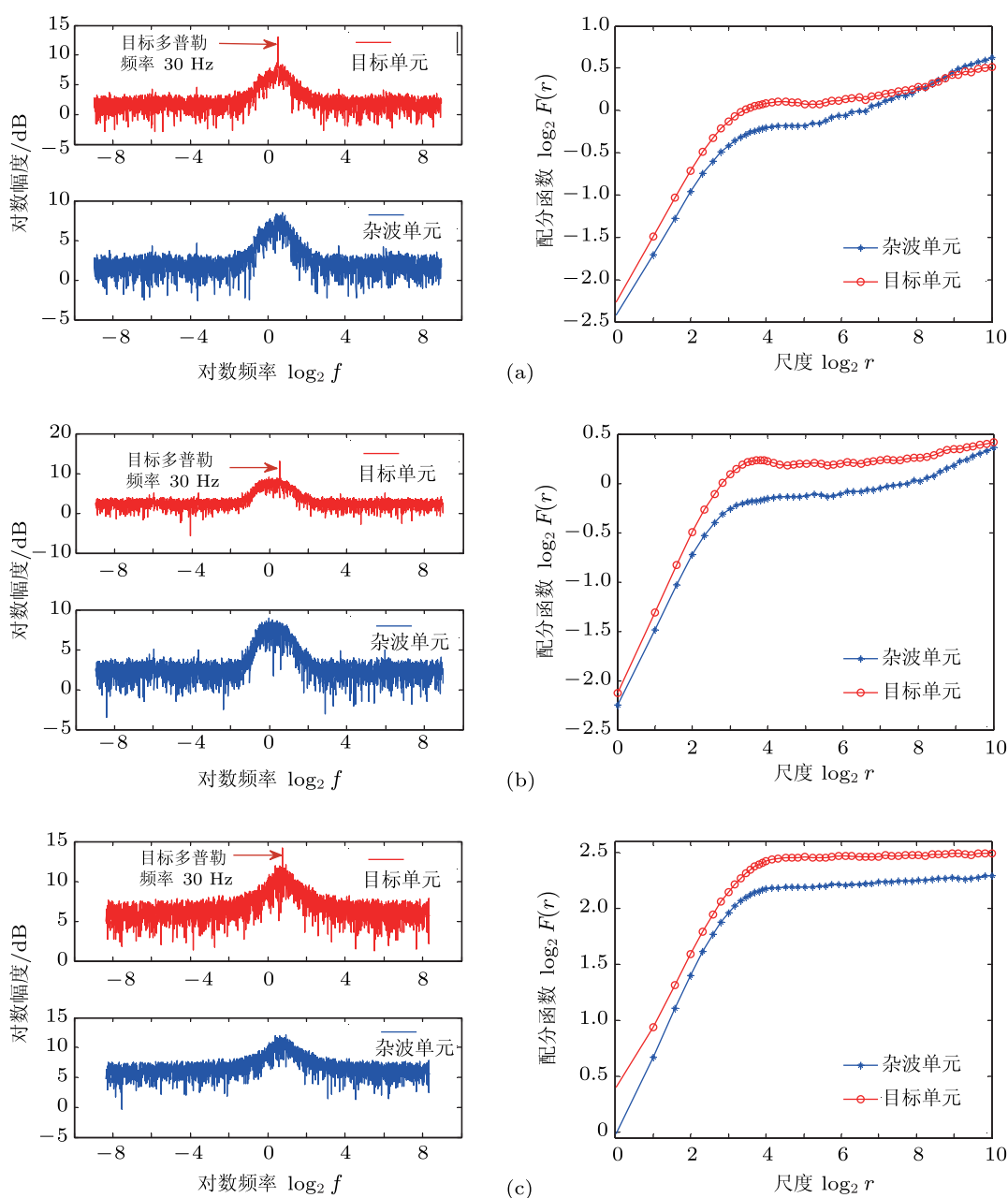


图 5 运动目标(多普勒频率 30 Hz)对不同尺度下海杂波的影响 (a) X 波段 HH 极化; (b) X 波段 VV 极化; (c) S 波段 VV 极化

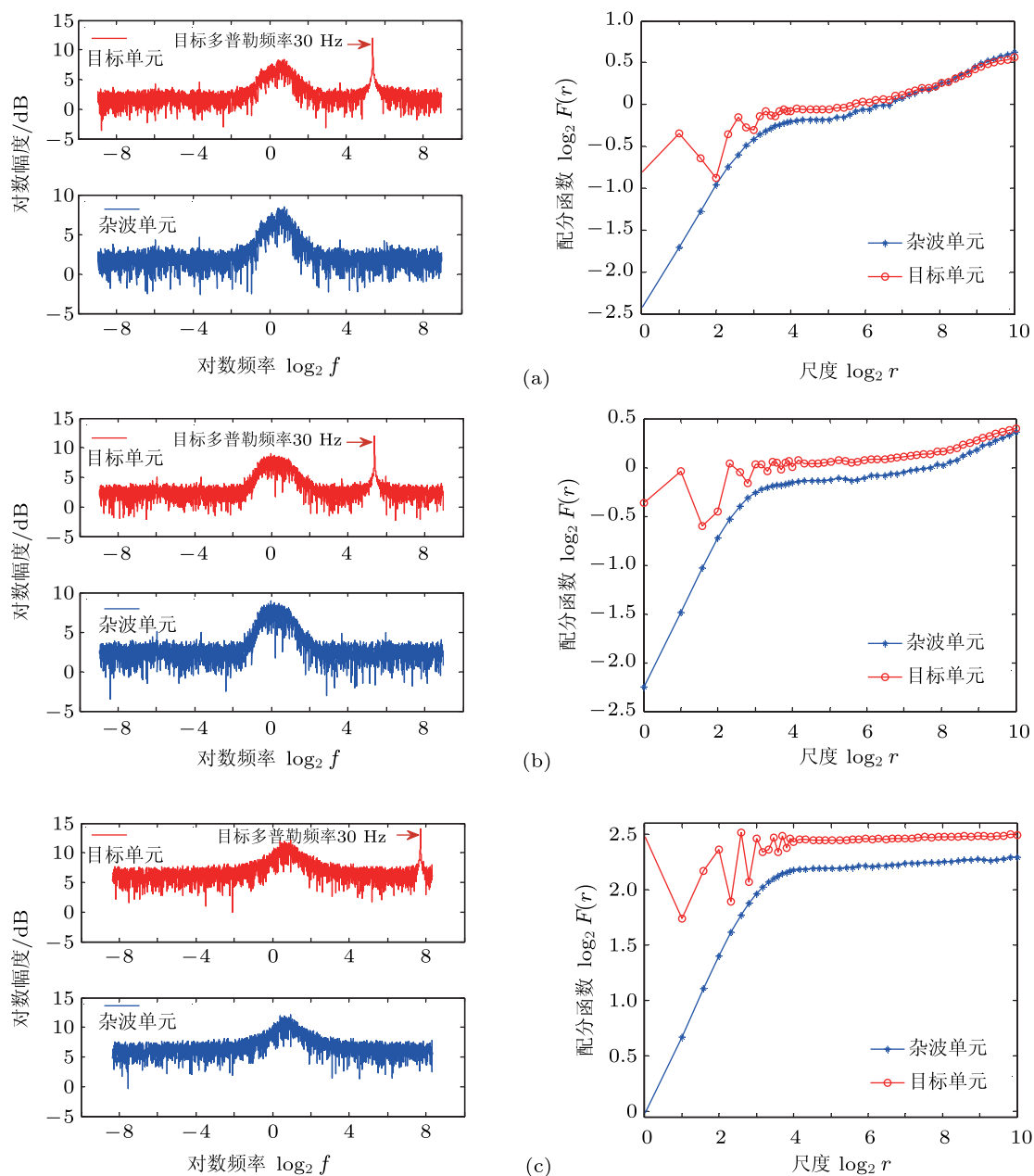


图6 运动目标(多普勒频率 300 Hz)对不同尺度下海杂波的影响 (a) X 波段 HH 极化; (b) X 波段 VV 极化; (c) S 波段 VV 极化

频线性叠加实现的,这种合成方式会引起纯海杂波序列粗糙度升高,从而使得海杂波配分函数在粗略尺度区间的拟合斜率略微降低;而实际目标回波仅是其所在距离单元整体回波(主要包括海杂波、噪声和目标回波)的一部分,且目标回波与海杂波的合成方式也不是简单的线性叠加而是复杂的、未知的非线性合成,此外人造目标并非点目标且都具有相对较规则的几何外形,这些原因导致纯海杂波的粗糙度下降,从而海杂波配分函数在粗略尺度区间的拟合斜率有所升高。

综上所述可知,经典的单一分形理论采用整个尺度区间的子区间(一般对应于粗略尺度区间)来分析海杂波的自相似特性具有一定的合理性,但这种合理性是以雷达所观察目标的多普勒频率处于海杂波多普勒谱内(一般为 ± 100 Hz 内)为前提的,若运动目标速度较快,其多普勒频率处于多普勒谱的噪声区域,从而海杂波与目标的明显区别反映在精细尺度区内,此时若采用单一分形理论仅观察粗略尺度区间,则海杂波单元与目标单元的区别不明显,甚至难以区分。

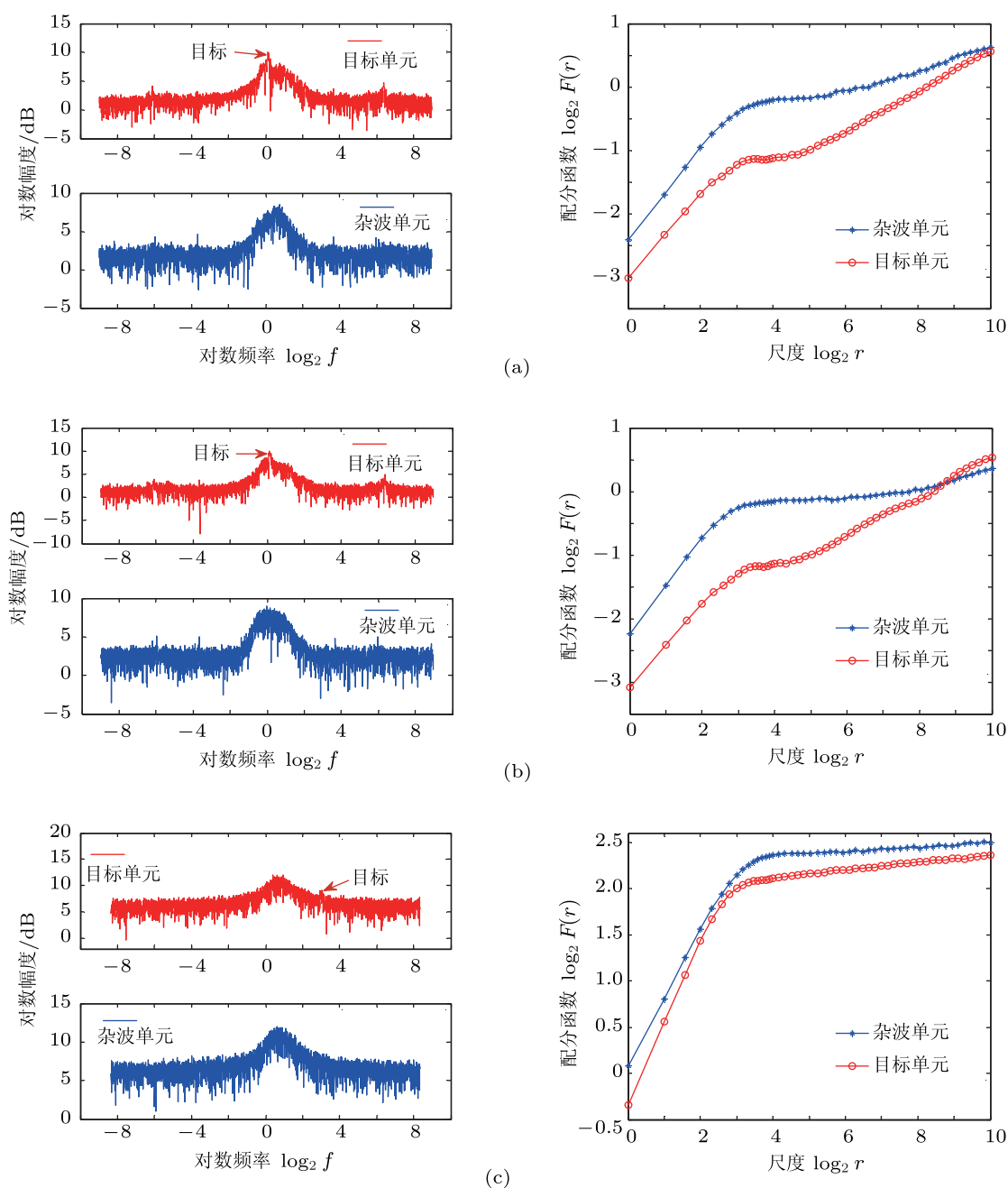


图7 雷达实测目标对不同尺度下海杂波的影响 (a) X波段HH极化;(b) X波段VV极化;(c) S波段VV极化

5 结论

本文主要研究了分段分数布朗运动 (PFBM) 模型在海杂波分形建模中的应用, 并采用 PFBM 模型对配分函数在精细尺度和粗略尺度下所呈现的明显转折进行了机理性的解释, 即粗略尺度下海杂波时间序列配分函数的变化主要是由海杂波控制, 而精细尺度下海杂波时间序列配分函数的变化主

要是由噪声控制, 同时这种现象正与海杂波和噪声时间相关性不同相一致. 本文首先简单介绍了海杂波的 PFBM 模型, 并陈述了一些重要结论; 然后采用 PFBM 模型对海杂波配分函数进行了机理性解释, 并采用仿真验证和实测数据验证相结合的方法分析了具有不同多普勒频率的目标对时域海杂波配分函数的影响, 得到了有意义的结论. 该模型可以为采用单一分形理论建模海杂波并进行目标检测提供合理化的无标度区间选取建议.

- [1] Savaidis S, Frangos Y 1995 *Opt. Lett.* **20** 2357
- [2] Lo T, Leung H, Haykin S 1993 *IEE Proc. F* **140** 243
- [3] Chang Y C, Chang S 2002 *IEEE Trans. Signal Proc.* **50** 554
- [4] Salmasi M, Modarres-Hashemi M 2009 *Chaos, Solitons & Fractals* **40** 2133
- [5] He T, Zhou Z O 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 693 (in Chinese) [贺涛, 周正欧 2007 物理学报 **56** 693]
- [6] Jiang B, Wang H Q, Li X, Guo G R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3985 (in Chinese) [姜斌, 王宏强, 黎湘, 郭桂蓉 2006 物理学报 **55** 3985]
- [7] Xu X K 2010 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **58** 1425
- [8] Guan J, Liu N B, Huang Y 2011 *Fractal Theory and Its Application in Radar Target Detection* (Beijing: Electronic Industry Press) p117 (in Chinese) [关键, 刘宁波, 黄勇 2011 雷达目标检测的分形理论及应用 (北京: 电子工业出版社) 第 117 页].
- [9] Perrin E, Harba R, Iribarren I, Jennane R 2005 *IEEE Trans. Signal Proc.* **53** 1211
- [10] Falconer K 2007 *Fractal Geometry: Mathematical Foundations and Applications* (2nd Ed.) (Beijing: Posts & Telecom Press) p231 (in Chinese) [Falconer K 2007 分形几何: 数学基础及其应用 (第 2 版) (北京: 人民邮电出版社) 第 231 页]
- [11] Reed I S, Lee P C, Truong T K 1995 *IEEE Trans. Inf. Theory* **41** 1439
- [12] Deriche M, Tewfik A H 1993 *IEEE Trans. Signal Proc.* **41** 1239
- [13] Kaplan L M, Jay Kuo C C 1994 *IEEE Trans. Signal Proc.* **42** 3526
- [14] Kaplan L M, Kuo C C 1995 *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* **17** 1043
- [15] Drosopoulos A 1994 *Defence Research Establishment Ottawa*, 1994 Tech. Note No. 94-14
- [16] Hu J, Tung W W, Gao J B 2006 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **54** 136

Piecewise fractional Brownian motion for modeling sea clutter*

Liu Ning-Bo[†] Guan Jian[‡] Huang Yong Wang Guo-Qing He You

(Department of Electronic and Information Engineering, Naval Aeronautical and Astronautical University, Yantai 264001, China)

(Received 28 December 2011; revised manuscript received 5 April 2012)

Abstract

In this paper we mainly study the application of piecewise fractional Brownian motion (PFBM) to modeling radar sea clutter. Because the research objects in nature and man-made systems are usually not perfectly fractal in mathematics, the fractal properties of these researched objects cannot hold in the whole scale interval. Traditionally, the mono-fractal model of sea clutter only makes use of the self-similarity of sea clutter within the scale-invariant interval for parameter estimation but ignores the information contained in the scales outside the scale-invariant interval. The PFBM describes the sea clutter piecewisely in frequency domain, which corresponds to describing the sea clutter in time domain respectively on the large scale and on the fine scale. Combining the physical background, the PFBM model can explain the mechanism of the different roughnesses of a sea clutter time sequence respectively on the large scale and on the fine scale. Subsequently, in the paper, we study the effects of moving targets with different Doppler frequencies on sea clutter. The results show that moving targets can cause different effects on sea clutter respectively on the large scale and on the fine scale.

Keywords: sea clutter, piecewise fractional Brownian motion, fractal, moving target

PACS: 05.45.Df, 07.50.Qx, 06.30.Ft, 03.65.Db

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61179017, 60802088), and the Mountain Tai Scholars of China and Aeo Science Foundation of China (Grant No. 20095184004).

[†] E-mail: lnb198300@yahoo.com.cn

[‡] E-mail: guanjian96@tsinghua.org.cn