

火箭尾焰对高频回波的影响及其频域能量凝聚检测方法*

吴瑕[†] 陈建文 鲍拯 郭德阳

(空军预警学院, 三系重点实验室, 武汉 430019)

(2014年1月13日收到; 2014年2月22日收到修改稿)

针对火箭尾焰喷射出的大量物质消耗大气中电子密度以及干扰高频电磁波传播的问题, 本文从分析火箭尾焰高频雷达回波特性入手, 重点研究了尾焰电磁特性和对高频电磁波衰减的物理机理, 分析了尾焰雷达散射特性与尾焰高频回波产生的时机. 在此基础上, 提出了一种尾焰回波频域能量凝聚的目标检测方法. 通过仿真实验和理论分析, 得到了火箭尾焰高频电磁回波与海拔高度、尾焰电磁特性、电波频率、入射角之间的关系, 所提检测方法能够及时有效检测火箭目标, 并降低虚警和漏警概率.

关键词: 火箭尾焰, 等离子体, 电磁特性, 目标检测

PACS: 94.20.Fg, 41.20.Jb, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.63.119401

1 引言

火箭尾焰喷射出的化学物质造成地球电离层空洞, 进而导致高频(短波)电波传播受到严重影响, 这一人工扰动电离层现象, 因为具有重要的科学研究和军事应用价值, 一直以来都是一个研究热点. 一些发达国家, 如美国早期就开展了高频天波超视距雷达探测其尾焰对电离层的扰动和进行回波信号特征分析的实验, 如Booker^[1]在1961年即用扫雪机效应来解释火箭尾焰导致的大气电离层电子密度减少现象. Mendillo等^[2]则分析了SKYLAB发射造成的电离层F层电子快速损耗的过程. 而Bernhardt等^[3,4]进行了火箭释放物质及人工干扰电离层结构影响电波传播效应的实验, 最近, Bernhardt等又开展了高频雷达监测火箭尾焰对电离层扰动的实验, 得到了一些关于尾焰释放不同物质消耗电离层电子密度及对高频雷达测量影响的有益结论^[5,6]. 并且美国阿罗德工程发展中心(Arnold Engineering Development Center)还研

发了测量与计算火箭尾焰雷达散射截面积(radar cross section, RCS)的实验系统. 而国内在此方面研究较少, 主要是因为实验装备受限及成本昂贵, 但随着雷达检测火箭尾焰的重要性逐步被人们认识, 一些国内学者最近几年也开展了部分火箭尾焰的电离层扰动机理和效应研究, 如胡耀垓等^[7,8]分析了几种典型释放物质在不同高度的电离层扰动特性及释放区主要粒子时空变化特性, 并且对人工电离层洞形态调制的影响因素及其对短波传播的影响进行了深入研究. 黄勇等^[9,10]则对比了H₂O, CO₂, H₂和SF₆等几种火箭喷射的典型化学物质在电离层的扰动效应, 以及在军事方面的应用. 吴瑕等^[11]在火箭尾焰的高频回波RCS特征、电离层扰动特性以及高频雷达检测方法等方面, 指出了相应的关键因素与技术, 探讨了针对火箭尾焰的主动段弹道导弹高频雷达检测时机与方法.

但是有关火箭尾焰与空气电离的机理、尾焰对高频电磁回波的影响以及相应的雷达检测处理方法, 因为相关设备和物理机理研究的局限, 而一直没有更大进展, 仍然缺乏较为系统和针对性的检测

* 国家自然科学基金(批准号: 61072132)和中国博士后科学基金(批准号: 2013M542541)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: moonshiner007@163.com

方案, 这对高频雷达探测该类目标的数据判读与工作参数设置带来严重不利影响. 基于此, 本文对高频天波超视距雷达探测火箭(弹道目标)中的重点——尾焰影响高频回波传播的物理机理进行了探讨, 研究了电磁特性与高频电磁波发生作用的机理以及火箭尾焰在不同高度阶段的 RCS 特征, 并提出一种针对火箭尾焰频域展宽的能量凝聚检测方法, 实验结果表明该方法可有效检测火箭目标, 降低虚警和漏警概率.

2 火箭尾焰电磁特性及对高频回波的影响

火箭(弹道导弹)具有不同于飞机的运动特性和高强度尾焰喷射以及由此带来的对电离层的扰动, 这些都是火箭目标独有的目标特征. 首先综合分析火箭尾焰电磁特性与高频回波特性, 对进一步研究天波超视距雷达探测火箭目标方法, 具有十分重要的指导意义.

2.1 火箭尾焰电磁特性

火箭尾焰与大气层的物理性质密切相关, 实验表明: 对流层内, 平均每升高 1 km, 气温下降 6.5 °C, 且该层大气占大气质量约 75%, 而平流层内, 气温变化很小(平均为 -56 °C), 其占大气总质量约 25%. 但是从中间层开始, 气温随着高度的增大而上升, 再逐渐下降到 -87 °C. 从中间层顶层上升到海拔 400 km 处, 气温却猛增为 1200—1300 °C, 空气被分解成离子, 形成所谓电离层. 而由于火箭尾焰形成的超高温使其喷射物质部分电离而生成大量带电粒子, 因而火箭尾焰可被视为等离子体. 显然, 上述大气层不同层次对于火箭尾焰与电磁波发生的作用将产生不同影响.

具体来说, 当高频电磁波与火箭尾焰发生作用时, 电磁场对尾焰中的电子和离子形成作用力, 使其生成感应电流. 因为离子质量远大于电子质量, 且中性粒子密度远大于离子密度, 所以为方便分析, 对火箭尾焰的电离过程作如下简化:

1) 感应电流主要由尾焰中的自由电子运动构成;

2) 等离子体频率近似等于电子振荡频率.

在此物理条件下, 火箭尾焰影响电磁波传播主要与如下特性参数有关:

1) 等离子体频率

等离子体频率计算式为^[12]

$$f_{Pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (1)$$

式中, n_e 为火箭尾焰自由电子密度, 大致为 10^9 — 10^{13} cm^{-3} , $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C, 为电子的电量, $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg 为电子质量, $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m, 为真空中的介电常数.

2) 自由电子碰撞频率

在火箭尾焰的等离子体内存在多种粒子碰撞, 其中电子与中性粒子、电子与离子间的碰撞占主要地位. 电子与中性粒子的碰撞频率的计算式为^[12]

$$v_{em} = 6.3 \times 10^{-9} n_m \sqrt{\frac{T}{300}}, \quad (2)$$

式中, v_{em} 为电子与气体中性粒子之间的碰撞频率(Hz); T 为气体温度(K); n_m 为气体中性粒子密度($1/\text{cm}^3$), 而根据气体状态方程 $\frac{P_1}{\rho_1 T_1} = \frac{P_2}{\rho_2 T_2}$, 可推

得气体粒子密度 $n_m = \frac{7.241 \times 10^{16} P}{T}$ (P 为大气压强).

电子与离子的碰撞频率为^[13]

$$v_{ei} = \frac{5.5 n_i}{T_e^{3/2}} \left[\ln \left(\frac{280 T_e}{n_i^{1/3}} \right) + \frac{1}{3} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) \right], \quad (3)$$

式中, n_i 为离子密度, T_e 为电子温度.

尾焰中电子的碰撞频率即为

$$v = v_{em} + v_{ei}. \quad (4)$$

因为尾焰的中性粒子密度远大于等离子体密度, 如在一个大气压和 $T = 300$ K 时, $v_{em} = 1.7 \times 10^{11}$ Hz; 而当 $n_i = 10^{10}$ — 10^{12} cm^{-3} 时, $v_{ei} = 10^5$ — 10^7 Hz, 所以 $v_{em} \gg v_{ei}$, 即等离子体中的电子碰撞频率主要由 v_{em} 决定, 它对等离子体与入射电磁波的相互作用性质将起决定性影响.

由(1)—(4)式可知, 自由电子密度、温度与压强极大地影响着电子碰撞频率的变化: 火箭从对流层至中间层这一空间内, 总体上气温 T 和大气压 P 呈现下降, 所以尾焰电子碰撞频率也呈现出下降趋势, 且变化幅度较大, 经计算约为 10^9 — 10^{12} Hz, 而现役陆基雷达大部分工作频率均落入这个区间. 这深刻地影响着尾焰等离子体与入射电磁波的相互作用以及对电磁回波的衰减效应.

2.2 火箭尾焰对高频电磁回波的影响

2.2.1 尾焰回波时机争论

由上可见,尾焰之所以会产生回波的强弱,其机理就是因为尾焰所产生的高温以及大气密度、压力等因素,使周围空气中的中性分子发生电离,产生带正电的离子和带负电的电子.当高频电波入射在尾焰上时,这些带电粒子团就会将电波反射产生回波.这实质上与电离层对高频电磁波反射的机理相同.

但是对尾焰回波的产生时机,目前仍有不同争论:一种观点认为,既然是因为尾焰高温使空气电离产生回波,那么火箭发射初期,回波就应该已经生成^[14];而另一种观点认为,火箭发射初期,由于所处高度低,空气分子密度大,即使高温使之电离,也会因分子之间频繁碰撞而产生中和.只有火箭到达一定高度,空气稀薄之处,电离才会造成一定密度带电粒子团产生回波^[15].

对这一争论,本文认为,实质上反映了同一问题:究竟目标在何种高度之上能形成较强尾焰回波?这关系到火箭目标的首次发现时间,具有重要现实意义.对这一问题,本文从尾焰电磁特性对高频电磁波发生作用的机理进行解决.

2.2.2 高频电磁回波衰减物理模型

通过以上分析可知,因为火箭尾焰是高温非磁化弱电离气体,电磁波照射尾焰时会因其等离子体中电磁特性的变化,而某种程度地影响电磁波的吸收和反射,进而干扰电磁波的传播.对此需要进一步建立高频电磁回波衰减物理模型.

首先,电磁波在尾焰均匀等离子体中传播系数可表示为

$$L = \gamma_0 \sqrt{\epsilon_r} = \alpha - \beta j, \quad (5)$$

其中, $\gamma_0 = \omega/c$ 为真空中的波数, ϵ_r 为相对介电常数, α, β 为高频电磁波在等离子体中传播的衰减系数和相位系数,该式描述了火箭尾焰对高频电磁波的碰撞吸收以及电磁波的相位变化.其中^[13]

$$\alpha = L_0 \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2 + v^2} \right) + \left[\left(1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2 + v^2} \right)^2 + \left(\frac{v f_{pe}^2}{f(f^2 + v^2)} \right)^2 \right]^{1/2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

$$\beta = L_0 \left\{ \frac{1}{2} \left[- \left(1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2 + v^2} \right) + \left[\left(1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2 + v^2} \right)^2 + \left(\frac{v f_{pe}^2}{f(f^2 + v^2)} \right)^2 \right]^{1/2} \right] \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

(6), (7) 式中, f 为电磁波工作频率.

设电磁波垂直入射,利用该传播系数 L 可进一步建立尾焰等离子体中电磁波波动方程的近似解^[16]

$$E(z) = E_0 \exp \left(j \int_{z_0}^z L(dz') dz' \right). \quad (8)$$

在(8)式中, E_0 为高频电磁波的初始电场强度, z 是高频电磁波传播距离(注:该距离为电磁波经电离层折射后的折线距离).其有效条件为

$$\frac{1}{L^2} \frac{dL}{dz} \ll 1. \quad (9)$$

一般来说,除了等离子体的密度变化极大或者电磁波频率极低时,该条件较易实现.

电磁波入射到尾焰等离子体内部(假设电磁波在等离子体内传输路径为 z_0),并有部分被反射回来,一进一出,电磁波两次被等离子体吸收,由此可得高频电磁波在尾焰等离子体内部的能量传播函数

$$W(z_0) = W_0 \exp \left[4 \left(\int_0^{z_0} \alpha dz \right) \right], \quad (10)$$

其中 W_0 为电磁波发射时的能量,并假设电磁波在大气传输过程中无损耗.

那么,与火箭尾焰中等离子体发生作用后返回的高频电磁波能量变化情况可近似表示为双程衰减^[16]

$$A = 2 \left| 10 \lg \frac{W(z_0)}{W_0} \right| = 17.38 \int_0^z |\alpha| d(z) \text{ (dB)}. \quad (11)$$

通过以上推导,可以发现电磁波与火箭尾焰发生作用后,其传播衰减物理模型主要与尾焰羽流中自由电子密度、碰撞频率和电磁波工作频率密切相关.而实际情况中,高频电磁波在大气中传输存在损耗,以及受到电离层污染、干扰等的影响,其回波能量将更小.

2.2.3 尾焰电磁特性对高频回波的影响分析

由于当电磁波以一定频率和角度入射到电离层时会发生反射,同理影响尾焰对电磁波反射特性的因素除了尾焰电磁参数外,还应包括电磁波的入射角 θ_i 、工作频率 f 等.为使尾焰回波的物理机理更加清晰,本文通过流体仿真 FLUENT

软件与MATLAB数值计算软件对比了几种主要因素对高频回波的影响, 其中尾焰的体积、喷出压力、物质组成、电子密度等参数参见文献[3, 8, 13, 17], 背景热层和磁场参数由国际MSIS-E-90和DGRF/IGRF1900-2015[8]得到, 主要考察频率范围为10—1000 MHz内的电磁波, 并且假设尾焰喷出物质仅为H₂O, CO₂, 尾焰为理想的圆柱体, 底面半径为1 m, 长100 m.

1) 入射角 θ_i 对电磁波反射特性的影响

因为实际尾焰中的等离子体密度可能并不是均匀分布的, 但是可以将其分成若干个网格, 在每个网格中, 它的电子数密度可以近似认为是均匀分布的, 图1[18]给出了尾焰对电磁波的反射示意图, 其中 θ_i 为入射角, θ_r 为反射角, θ_t 为折射角, $\epsilon_r(x_i)$, $\epsilon_r(x_{i+1})$ 分别为尾焰中不同的介电常数. 图1直观描述了临近网格及各参数之间的关系, 从中可以得出如下数学表达式.

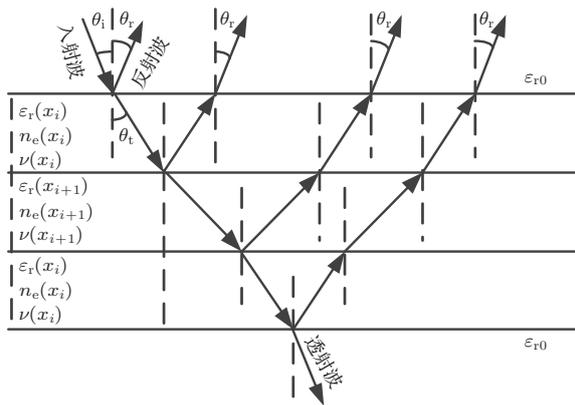


图1 电磁波在尾焰中反射和折射示意图[18]

折射关系为[18]

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \left(\frac{|\epsilon_r(x_{i+1})|}{|\epsilon_r(x_i)|} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

(12)式中的 $\epsilon_r(x_i)$ 为 x_i 到 x_{i+1} 之间的相对介电常数.

反射系数为[18]

$$\begin{aligned} \eta(x_{i+1}) &= \left[\frac{\epsilon_r(x_{i+1})}{\epsilon_r(x_i)} \cos \theta_i - \left(\frac{\epsilon_r(x_{i+1})}{\epsilon_r(x_i)} - \sin^2 \theta_i \right)^{1/2} \right] \\ &\times \left[\frac{\epsilon_r(x_{i+1})}{\epsilon_r(x_i)} \cos \theta_i \right. \\ &\left. + \left(\frac{\epsilon_r(x_{i+1})}{\epsilon_r(x_i)} - \sin^2 \theta_i \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (13) \end{aligned}$$

总的反射系数为[18]

$$\eta = \sum_{i=1}^N \eta(x_i) [\partial(x_i)]^2, \quad (14)$$

其中 N 为等离子体的总网格数. 忽略相邻网格之间的多重反射, $\partial(x_i)$ 可由衰减系数 α 表示为

$$\partial(x_i) = 1 - \exp \left[-\alpha(x_i) \frac{x_i}{\sin \theta_i} \right]. \quad (15)$$

通过以上公式和分析, 本文计算了某型固体火箭在不同电磁波频率和不同入射角度下对电磁波的衰减影响. 主要参数如下: 其电子数密度 n_e 为 $7.2 \times 10^{14} - 1.7 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, 对应的等离子体频率 f_{Pe} 约为0.5—2.3 GHz, 电子碰撞频率 ν 为1—10 GHz, 入射电磁波为异常模垂直极化, 那么在不同的入射电磁波频率下, 反射功率分数和随入射角的变化曲线如图2所示.

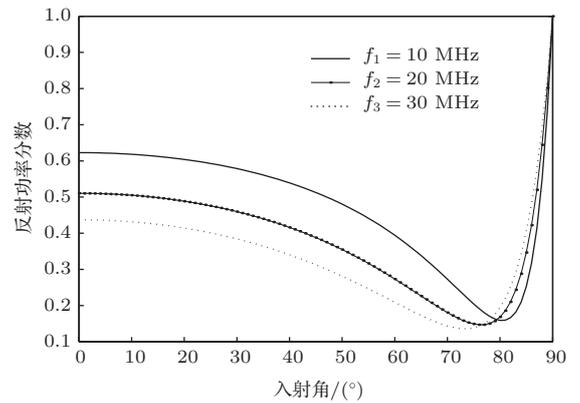


图2 反射功率分数随入射角度的变化

可以看出, 尾焰对不同频率下入射波的反射功率分数随入射角的不同呈现出相同变化趋势, 且只有一个反射功率低谷, 即在70°—80°区间为反射功率极低. 而入射频率越高, 其最低点的入射角越偏小, 相同入射角下, 吸收衰减越大. 当接近垂直入射时, 反射功率达到峰值, 即垂直入射时的电磁波反射效果最好.

2) 入射电磁波频率 f 对电磁波反射特性的影响

假设条件保持不变, 从不同角度入射尾焰的电磁波反射功率分数随入射波频率的变化曲线如图3所示, 图中表明火箭尾焰对处于较低且较窄工作频段的天波超视距雷达而言, 其高频电波(3—30 MHz)具有较好地反射效应. 经分析可以得出如下结论: 尾焰具有反射较低频率电磁波, 吸收(通过

较高频率电磁波的特性, 入射电磁波的频率越低越容易被反射.

从物理意义上, 这一现象可做如下解释: 尾焰中等离子体主要是通过被入射电磁波激励后的电子实现对电磁波的吸收和反射. 一方面, 当入射电磁波频率越高越接近电子碰撞频率时, 等离子体中被激励加速的电子峰值密度也越高, 从而被入射电磁波电场加速的电子越多, 电磁波的衰减越大; 另一方面, 当入射电磁波频率较低时, 等离子体中被激励的电子峰值密度和能量也较低, 即等离子体较稀薄, 被入射电磁波电场加速的电子数量也相对较少, 对电磁波的吸收也较少. 此处假设电子密度不受背景空气中加热电离出的带电粒子中和影响.

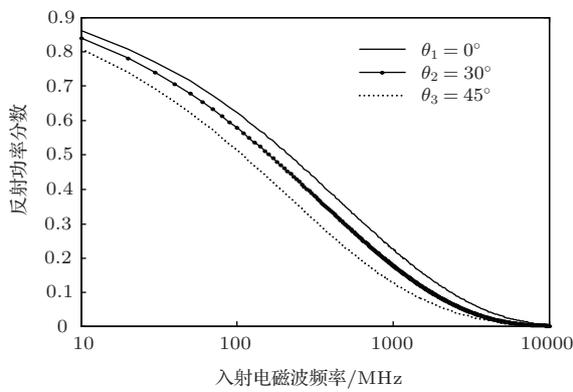


图3 反射功率分数随入射电磁波频率的变化

3) 电子碰撞频率 ν 对电磁波吸收特性的影响

因为电子碰撞频率是尾焰主要电磁特性之一, 其对电磁波在尾焰中的传播起到重要影响. 本文计算了在非均匀弱磁化等离子体中, 不同碰撞频率下电磁波吸收功率. 所取参数如下: 等离子体密度为指数分布 $n_i = n_0 \exp[2(z_i/z_0 - 1)]$, n_0 为边界处 x_0 的等离子体密度, 且总体平均等离子体密度 $\bar{n}_i = \int_0^{z_0} n_0 \exp[2(z_i/z_0 - 1)] dz/z_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 入射角 θ_i 为 30° , $f_{pe} = 1.5 \text{ GHz}$ 为非均匀等离子体中的平均等离子体频率. 吸收功率分数随碰撞频率变化曲线如图 4 所示.

由图 4 可以看出, 等离子体对电磁波的吸收与电子碰撞频率有关: 随着碰撞频率增大, 不同频率入射波在非均匀等离子体内的衰减均呈增大趋势, 电磁波频率越大, 电磁波的吸收衰减越大. 其物理解释是: 尾焰等离子体中的电子被电磁波激励而吸收电场能量, 转换成动能与其他中性粒子和离子进行碰撞, 当碰撞频率越高, 动能的传递越快, 电磁波能量转换也就越快, 并且, 等离子体密度的不均

匀会引起入射电磁波被不断反射和折射, 将使碰撞频率增大, 自由电子在碰撞产生的交变电磁场作用下, 将加速使电磁波能量转换为自身动能, 这将导致同比密度均匀的等离子体尾焰对电磁波的吸收衰减变化情况要复杂. 而且与文献 [12,13] 中的均匀等离子体情况相比, 吸收功率随电磁波频率的变化并没有出现峰值起伏, 这主要是因为连续变化的等离子体密度和电子密度引起等离子体频率的连续变化, 入射电磁波在其中传播时会有一定碰撞频率范围和程度上发生共振吸收, 所以总体上不会存在起伏变化, 吸收功率相比均匀等离子体较大.

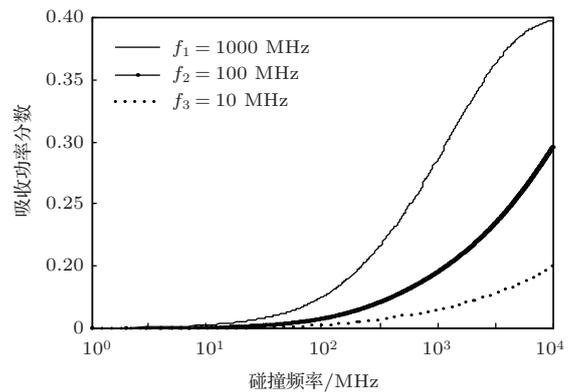


图4 吸收功率分数随碰撞频率的变化

由于本文对尾焰采取了利用网格来模拟非均匀等离子体的方法, 更加接近尾焰羽流的真实情况.

4) 等离子体频率 f_{pe} 对电磁波吸收特性的影响

为了进一步弄清上一步中, 不同电子数密度下对电磁波的吸收差异情况, 本文通过尾焰中等离子体频率 (由 (1) 式可得, 等离子体频率与电子数密度存在对应关系, 它们对电磁波的影响是一致的) 在不同电磁波频率下的吸收特性进行研究分析. 仿真实验中相关参数同上, 结果如图 5 所示, 其中横坐标的等离子体频率为非均匀等离子体中的均值.

图 5 显示, 频率较低的高频波 $f_1=10 \text{ MHz}$, 尾焰对其具有较好地反射效应, 而特高频 $f_2=500 \text{ MHz}$ 在相同等离子体频率时, 吸收衰减最大. $f_3=1000 \text{ MHz}$ 随着等离子体频率的增大具有较好的反射效应, 当接近相同等离子体频率时, 其衰减也达到最大.

由此可发现: 当等离子体频率接近入射电磁波频率时, 等离子体对电磁波吸收最有效, 即存在一个尾焰等离子体频率对入射电磁波的截止频率. 其物理原因是: 等离子体频率近似等于电子振荡频率, 同时也反映了电子密度的大小, 当等离子体频率接近入射电磁波频率时, 等离子体中的电子振荡频率

与电磁波产生同频共振效应, 其电场能将传递给尾焰中电子, 加大其极化作用, 故对电磁波吸收衰减也最大^[19-20]. 并且, 因为等离子体的非均匀性, 造成等离子体截止频率会存在一个较大的截止区, 在该截止区内会对相应的电磁波频率有较大的衰减吸收, 如 f_2, f_3 .

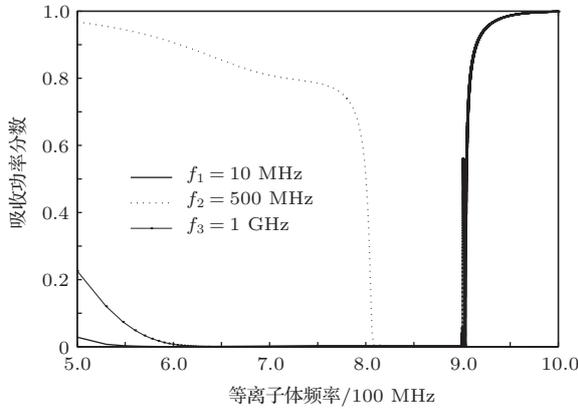


图5 不同电磁波频率在不同等离子体频率中的吸收衰减

3 火箭尾焰 RCS 特性分析

尾焰回波能量主要由尾焰电磁特性与电磁波入射频率、角度之间的关系决定, 在以上高频电磁回波衰减物理模型和尾焰电磁特性对高频回波影响的基础上, 本节对火箭尾焰回波产生时机, 在不同海拔高度上的 RCS 特征变化情况做进一步分析. 以射程为 3000 km 左右的弹道导弹为例, 其弹体尺寸长度大约为 10—20 m, 其 RCS 相当于一架小型飞机, 而尾焰长度则可达近 100 m, 加之其电离特性, 其 RCS 应远大于弹体. 但在 20 km 的海拔高度(对流层)以下, 空气分子密度大, 周围大气压强较大, 尾焰的高温致使背景空气大量电离从而中和尾焰等离子体密度, 因此它的 RCS 值较小, 火箭 RCS 值主要由箭体 RCS 值所决定, 其 RCS 值随海拔高度的增加变化不明显. 因此, 尾焰是弹道目标主动段检测中需重点研究的物理现象. 而不同于弹体等刚性目标, 尾焰对电磁波反射与一般二次散射不同, 其产生机理有赖于气体分子电离这一过程. 众所周知, 电离层对高频电磁波反射是高频超视距雷达工作的基础, 而电离层的产生与大气温度、气体分子密度密切相关: 首先, 当温度较高时, 气体分子才会发生电离; 其次, 只有当气体分子密度较低时, 才不会迅速发生中和而形成稳定的电离. 电离层只存在于高空, 以及一般喷气式飞机均会产生尾焰,

但却未见高频电磁回波产生, 其原理就在于此. 由此推测, 尾焰回波并不会在火箭发射时即产生. 对此, 通过对某型运载火箭主动段 RCS 进行的观测实验证实了这一推测: 火箭上升过程中, 火箭回波持续稳定增强, 其在 100 km 高度以上最为明显, 测得的高频 RCS 为 30—60 dBm², 如图 6(a)^[21]. 分析可得其原因: 只有在这一区域的环境大气压力下, 电子平均自由路径长度才能满足对入射信号频率进行反射的条件, 进而造成 RCS 增加至最大状态, 尾焰在频域上表现出发散的多普勒特征. 而本文分析结果与文献^[22]正好互相印证: 文献^[22]为 25 MHz 下测得两个火箭回波, 其中一个与箭体多普勒特征相符, 由箭体加上尾焰喷流沿箭体传播的激波所组成. 另一回波是尾焰本身电离与箭体之和, 如图 6(b)^[22]所示为测得箭体、箭体与尾焰 RCS 随入射角度变化, 由图可以发现, 随着入射角度接近 90°, 该频率下箭体与尾焰的 RCS 总体增大趋势并接近 10 dBm², 还不是非常利于观测, 在 70° 处出现以波谷, 应为谐振现象, 这与本文分析一致. 本文根据当时火箭发射区域的电子浓度、电子运动速度等参数推算, 火箭所处高度较低, 尚未达到 100 km 的高度. 由于其发生高度和 RCS 值, 通常它被看做是一架小型飞机, 因而还需经过多普勒积累才能够被高频雷达稳定检测和特征识别, 但已可看出

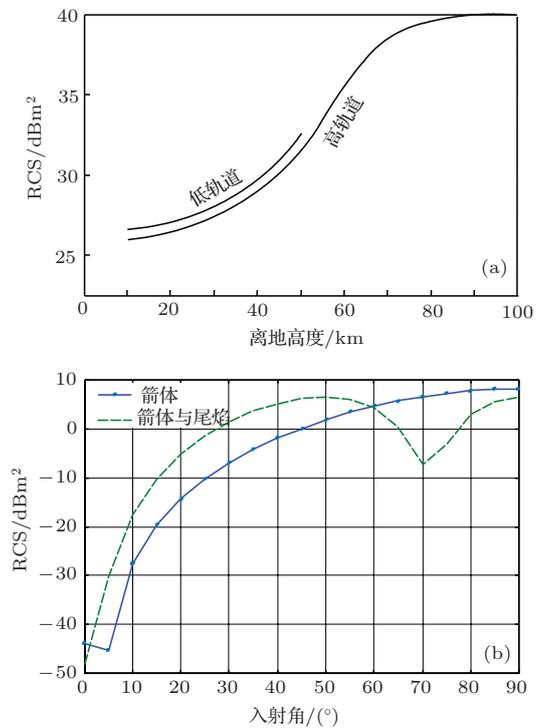


图6 运载火箭主动段 RCS 变化情况 (a) 火箭回波 RCS 随高度变化示意图; (b) 箭体、箭体与尾焰 RCS 随入射角度变化

在一定入射角度下,火箭尾焰RCS随高度增加而进一步增强的趋势.由此得出结论:火箭尾焰只有上升到一定高度后,在适宜内外环境与电磁波频率、入射角度下才可产生稳定的较强回波而利于探测,这一结论也符合前文所作研究分析.

4 基于频域能量凝聚的目标检测方法

当火箭尾焰RCS逐渐增大后,由于尾焰的高速高机动运动特性,加之尾焰具有一定的空间张角,这就造成尾焰与入射电磁波夹角将分布在一定范围之内,而径向速度也就随之展宽,造成尾焰回波展宽,这种展宽与时间无关.再加之尾焰等离子体密度的非均匀性对高频回波产生衰减等因素,将导致高频回波在频谱展宽基础上谱峰幅度发散弱化^[11].而每天数以亿计的流星及其他高机动目标进入到大气层上层80—120 km范围时,会产生与尾焰具有相同的高速高机动特征和形成一条圆柱形的带正电荷离子与自由电子的电离余迹,因此其多普勒谱也将有一定的频移展宽^[23],虽然其谱峰起伏变化较大且展宽不如火箭尾焰,但其谱峰最高幅度接近甚至可能超过火箭尾焰.这对现行的基于快速傅里叶变换的谱峰幅度检测方法极易造成虚警和漏警,无法有效地进行目标检测,而目前基于时频分析的改进检测方法大多需先抑制地海杂波,导致运算量较大、复杂度较高^[23].对此,本文提出一种基于尾焰回波频谱能量凝聚的检测方法,该方法充分利用了尾焰回波与流星余迹回波的频谱特点和差异,通过对距离-多普勒图中的检测单元周围进行二维序贯统计以确定背景噪声水平估计,然后与各疑似目标频谱能量凝聚处理后的幅度值进行比较,具体步骤如下.

步骤1 由于在经过专门的去处干扰和杂波处理后,通常每帧相干积累后的数据里还残留有一定的剩余杂波和干扰,会影响到目标信号检测.因此,本文根据信号通道中目标的距离-多普勒信息 $(r_i, d_i), i = 1, 2, \dots, m$ (m 为目标数),即取通道中的距离和检测单元相同、多普勒频率在检测单元多普勒频率周围以及多普勒频率和检测单元相同、距离在检测单元周围的二维十字形参考单元,然后将参考单元按幅度大小顺序排列,以排列在一定顺序处单元的幅度作为噪声水平估计.

步骤2 每一维上,首先对参考单元采样值进行排序, $x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_N$, 然后取第 k 个采样值 $Z_{x(k)}$ 分别做为待检测单元的背景噪声功率水平估

计 Z_1 和 Z_2 ,其中 N 为参考单元数.

$$Z = (Z_1 + Z_2)/2, \quad (16)$$

其中, Z_1, Z_2 分别为检测单元周围二维方向上的背景噪声功率水平估计.

Z 的概率密度分布为^[24]

$$\begin{aligned} \delta_k(z) &= k \binom{N}{k} [1 - F(z)]^{N-k} [F(z)] \\ &= k \binom{N}{k} (1 - e^{-z})^{k-1} e^{-(N-k+1)z}. \end{aligned} \quad (17)$$

检测器的虚警概率为

$$P_f = \prod_{i=0}^{k-1} \frac{N-i}{N-i+\delta}. \quad (18)$$

检测器的检测概率为

$$P_d = \prod_{i=0}^{k-1} \frac{N-i}{N-i+\delta/(1+S)}. \quad (19)$$

其中, S 表示信号噪声功率比.上式中的序值 k 和加权系数 δ 由(17)和(18)式确定.

步骤3 对各距离单元上的疑似目标的多普勒扩展,首先对其扩展多普勒的谱峰进行扩展范围内的求和,然后在所占多普勒单元数 D 内对结果求均值

$$\overline{f_{m(\text{SRD})}}(s, r) = \frac{1}{D} \sum \mathbf{X}_C(s, r, :), \quad (20)$$

其中, $\mathbf{X}_C(s, r, :)$ 为数据第 s 通道、第 r 距离单元的数据矢量,同时,噪声水平的凝聚采取如下方式进行:

$$z(s, :, :) = \frac{1}{p} \sum_{i=0}^m Z_i(s, :, :). \quad (21)$$

p 为多普勒频率范围.

步骤4 对所有多普勒均值幅度 $\overline{f_{m(\text{SRD})}}(s, r)$ 与 $z(s, :, :)$ 进行比较,若待检测单元幅度最大者大于对应噪声水平及其他待检测单元一定门限 λ ,判定为有火箭尾焰目标;反之,判定为无火箭尾焰目标.

本文利用计算机仿真说明本方法的有效性,设高频超视距雷达工作频率17 MHz,在2300 km处存在一上升至100 km高度的火箭,同时在2900 km处存在一多普勒频率展宽约10 Hz的高速高机动目标.经过处理后的距离-多普勒频率谱见图7(a),按本文方法处理后得到的多普勒频谱能量凝聚距离谱线见图7(b).

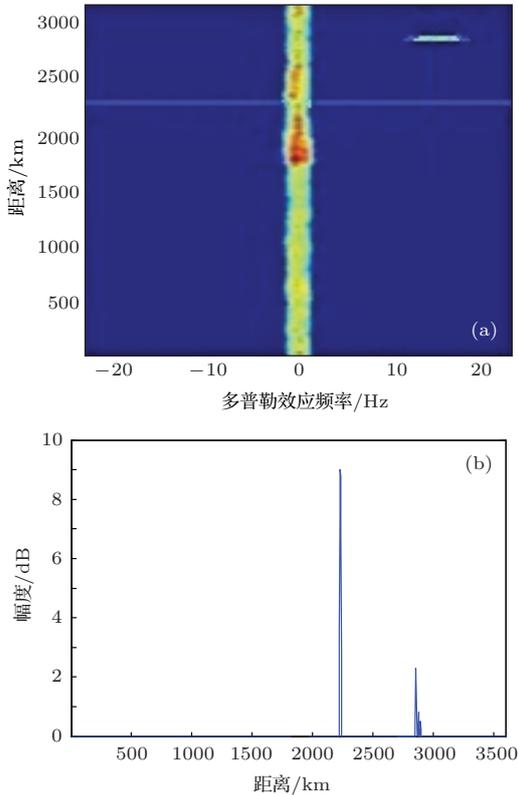


图7 检测中间结果图 (a) 信号处理输出的距离-多普勒频率谱图; (b) 按距离单元求得的多普勒频谱能量凝聚曲线

由图7(a)可见,火箭目标尾焰频谱虽然展宽占据整个频谱,但其颜色色度不强说明谱峰幅度不高、能量不强,而相比之下的高速高机动目标,其频谱也有一定的展宽特性,且颜色色度较强说明其幅度较高、能量较强,可称之为强目标.在此情况下,如仍采用常规恒虚警检测(CFAR)处理,必然会引起漏警或者虚警.在经过本文方法处理后的火箭目标频谱得到有效积累,同时,注意到图7(a)中存在的强目标在图7(b)中其谱峰幅度明显低于火箭谱峰约4 dB,仅占其幅度的54.3%,说明常规目标不会引起虚警.通过步骤1,步骤2,步骤3可计算得 $z(s, :, :) = 0.1$ dB(本仿真中主要突出强目标的影响,背景噪声设计较小), λ 取3 dB,所以对该谱线进行CFAR门限检测处理后即可实现对火箭目标的有效检测.

5 结果与讨论

火箭尾焰对高频回波的影响及其尽早有效检测一直是一个难题,对此本文建立了高频电磁回波衰减物理模型,研究了电磁波入射角、工作频率、尾焰的电子碰撞频率、等离子体频率等因素对电磁回

波衰减的影响,在此基础上对尾焰RCS特性进行了仿真实验和理论分析,最后提出一种尾焰频谱能量凝聚的检测方法,以上研究分析与所提检测方法,有利于提高对火箭目标的检测效果与及时发现.基于已有结果,可得以下一些启示和结论:

1) 火箭尾焰对电磁波的衰减和反射主要由尾焰电磁特性、电磁波频率、入射角共同决定,与雷达的工作带宽、相干积累时间无关.作为尾焰方面:可通过添加化学物质(如 Al_2O_3 等碱性金属离子)和调整喷口压力、温度等方式改变羽流中的电子密度、等离子体频率、碰撞频率等电磁特性来减少电磁波的反射能量.

2) 高频电磁波的工作频率(3—30 MHz)在其范围内可以实现对尾焰的探测,并可通过调整入射角和工作频率来增加对火箭尾焰的发现概率.因为不同海拔高度上的大气电离层电子密度不同,入射角可通过E, F_1 , F_2 三层电离层并根据火箭飞行高度、飞行距离、飞行姿态进行调整,但要考虑尾焰上升到电离层后对电离层的扰动效应以及由此带来对可用频率的影响;而微波雷达电磁波则无论入射角和尾焰等离子体频率情况如何,尾焰回波会有不同程度的较大衰减.

3) 本文所提尾焰检测方法的优点主要体现为:一方面,基于二维序贯统计的噪声水平估计,使噪声基底幅度排序不受检测单元不同的影响;另一方面,尾焰频谱凝聚方法充分利用了火箭尾焰的多普勒效应特征,可将其与其他高速高机动运动目标引起的类似频域展宽特性区别开.该检测方法物理含义清晰,没有复杂的阶数和矩阵分解运算,与传统的快速傅里叶变换和时频分析法相比,以较小的运算代价实现了火箭尾焰的检测,并可有效减少虚警和漏警.

本文仅考虑了火箭尾焰中的 H_2O , CO_2 两种物质造成的电磁特性以及对电磁波的影响,实际中电磁特性还与发动机构造、燃料组成、飞行速度等因素有关,在仿真计算中还需考虑地球磁场效应和电离层污染的影响,这也是本文下一步研究的方向.

参考文献

- [1] Booker H G 1961 *J. Geophys. Res.* **66** 1073
- [2] Mendillo M, Hawkins G S, Klobuchar J A 1975 *Science* **187** 343
- [3] Bernhardt P A 1979 *J. Geophys. Res.* **8** 793

- [4] Bernhardt P A, Selcher C A, Siefring C L 2005 *IEEE Trans. on Plasma Science* **33** 504
- [5] Bernhardt P A 2012 *IEEE Trans. on Plasma Science* **40** 1267
- [6] Kaplan C R, Bernhardt P A 2010 *J. Rockets Spacecraft* **47** 700
- [7] Hu Y G, Zhao Z Y, Zhang Y N 2013 *Acta phys. Sin.* **62** 209401 (in Chinese)[胡耀垓, 赵正予, 张援农 2013 物理学报 **62** 209401]
- [8] Hu Y G, Zhao Z Y, Xiang Wei 2011 *Acta phys. Sin.* **60** 099402 (in Chinese) [胡耀垓, 赵正予 2011 物理学报 **60** 099402]
- [9] Huang Y, Shi J M, Yuan Z C 2011 *Chinese Journal of Geophysics* **54** 1 (in Chinese) [黄勇, 时家明, 袁忠才 2011 地球物理学报 **54** 1]
- [10] Huang Y, Shi J M, Yuan Z C 2012 *Chin. J. Space Sci.* **32** 33 (in Chinese) [黄勇, 时家明, 袁忠才 2012 空间科学技术 **32** 33]
- [11] Wu X, Chen J W, Bao Z 2013 *Systems Engineering and Electronics Technology* **35** 56 (in Chinese) [吴瑕, 陈建文, 鲍拯 2013 系统工程与电子技术, 35 2297]
- [12] Chen X H, Yang S, Li W R 2009 *Science Technology and Engineering* **9** 1194 (in Chinese) [陈新华, 杨森, 李伟榕 2009 科学技术与工程 **9** 1194]
- [13] Yuan Z C, Shi J M 2004 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **24** 157 (in Chinese) [袁忠才, 时家明 2004 核聚变与等离子体物理 **24** 157]
- [14] Bakhrnet N V, Belikovich V V 2007 *Radiophysics and Quantum Electronics* **50** 633
- [15] Choueiri E Y, Oraevsky V N, Dokukin V S 2001 *J. Geophys. Research* **106** 25673
- [16] Liu S B, Mo J J, Yuan N C 2003 *Acta Electronica Sinica* **31** 372 (in Chinese)[刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌 2003 电子学报 **31** 372]
- [17] Liu B, Shi J M, Jin L 2007 *Systems Engineering and Electronics Technology* **29** 41 (in Chinese) [刘波, 时家明, 金林 2007 系统工程与电子技术, 29 41]
- [18] Mounir L, Reece R 1993 *IEEE Trans. on Plasma Science*, 21 366
- [19] Lan C H, Hu X W 2011 *Chin. Phys. B* **20** 105202
- [20] Han J N, Luo J H, Sun G H, Liu Z L, Li S Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 025202
- [21] Zhou W Y, Jiao P N 2008 *Over-the-horizon radar technology* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p72 (in Chinese) [周文瑜, 焦培南 2008 超视距雷达技术 (北京, 电子工业出版社) 第72页]
- [22] Martorella M, Soleti R, Berizzi F, Dalle M E 2003 *International Radar Conference* (Pisa: Sept. 3-5) 656
- [23] Zhou Z G, Shui P L 2011 *Journal of Electronics & Information Technology* **33** 2831 (in Chinese)[周忠根, 水鹏郎 2011 电子与信息学报 **33** 2831]
- [24] Ni J 2008 *M. S. Thesis* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [倪箐 2008 硕士学位论文 (南京: 南京理工大学)]

Effect of rocket flame on high-frequency echo and its frequency energy agglomerated detection method*

Wu Xia[†] Chen Jian-Wen Bao Zheng Guo De-Yang

(Key Laboratory for Radar Application Engineering, Air Force Early-Warning Academy, Wuhan 430019, China)

(Received 13 January 2014; revised manuscript received 22 February 2014)

Abstract

According to the problem that the mass matter from rocket flame consumes the electron density in atmosphere and disturbs high-frequency electromagnetic wave propagation, based on the characteristic of high-frequency radar echo from rocket flame, this paper reports the physical mechanism of high-frequency electromagnetic wave attenuation and flame electromagnetic characteristics, and analyses the radar cross section characteristic of the flame and the procreant time of flame's high-frequency echo. Then the detection method of frequency energy agglomerated for flame is put forward. By simulation analysis and experimental observation, the relations among flame high-frequency echo, altitude, flame electromagnetic characteristic, electric wave frequency, angle of incidence are obtained. The detection method is reliable and can decrease false-alarm and missing-alarm.

Keywords: rocket flame, plasma, electromagnetic characteristics, target detection

PACS: 94.20.Fg, 41.20.Jb, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.63.119401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61072132), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2013M542541).

† Corresponding author. E-mail: moonshiner007@163.com