

# 再入飞行中等离子鞘的电磁效应

王 柏 懿

(中国科学院力学研究所)

## 一、引 言

所谓再入等离子鞘,是指飞行器重返大气层时,由于激波压缩和摩擦加热所产生的高温电离气体层(参见图1)。它对高速飞行器的通讯、制导、遥测、引爆以及电子对抗等问题有着密切的关联,因此引起了人们的注意<sup>[1]</sup>。例如,等离子鞘使飞行器上电磁天线系统的工作受到重大干扰,甚至会使通讯完全中断。人们通常称之为黑障。解决黑障问题必须依赖于高温高速空气动力学、电磁流体力学和等离子体物理学方面的知识。

对再入等离子鞘的研究,大致从六十年代初开始,其涉及的方面相当广泛。从研究目的来看,包括电离机制、电磁效应及减轻措施等<sup>[2]</sup>,从研究深度来看,从低功率电磁波与等离子体的线性相互作用,直到高功率的非线性作用<sup>[3,4]</sup>。从研究广度来看,包括信号衰减、击穿特性,直到湍流噪音<sup>[5]</sup>;从研究内容来看,探讨了安装在飞行器不同部位的不同结构型式的天线<sup>[6-8]</sup>。

国外有关部门认为对有关再入通讯的研究,仍是今后十年内再入系统研究计划的重点项目之一<sup>[9]</sup>。由于电磁天线也广泛地用作宇宙、地球及实验室等离子体的诊断工具<sup>[10]</sup>,所以这类研究还具有更普遍的意义。

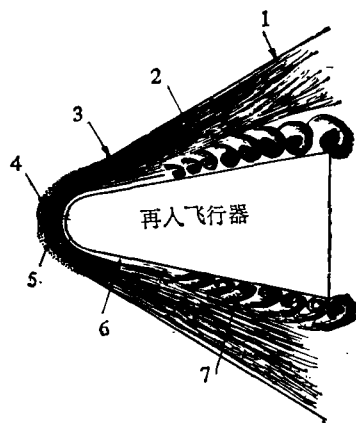


图1 再入等离子鞘结构示意图  
1. 斜激波 2. 无粘激波层 3. 激波阵面  
4. 电离前兆区 5. 驻点区稠密等离子体  
6. 冷内边界层 7. 湍流边界层

## 二、再入等离子鞘的电磁效应

造成黑障的原因在于飞行器上天线所辐射的电磁能量在穿越再入等离子鞘时,其中相当大的一部分被等离子体吸收或反射。而且等离子体的存在还改变了天线的终端特性,使天线阻抗失配、辐射图畸变,严重时还会发生天线电压击穿。这些都使电波大量地衰减。

讨论等离子鞘对天线性能可能产生的影响,实质就是研究电磁扰动在非均匀、非定常的有界运动等离子介质中的传播问题,或者说是电磁波与等离子体的相互作用问题。等离子体中的电磁现象是十分丰富的<sup>[11]</sup>,这里只讨论和天线问题有关的几种电磁效应。

### 1. 包鞘效应

当天线与等离子鞘接触时,其表面将形成一个空间电荷薄层,通常称为离子包鞘。其中正离子的密度大于电子密度,分布是高度不均匀的,维持着负电位(浮置电位),厚度为德拜屏蔽长度的量级。这种情况对于自由空间中的天线来说是不会出现的。它是一种等离子现象,在气体放电和

等离子体诊断研究中早有发现<sup>[22]</sup>, 并已详细分析过<sup>[13,14]</sup>. 如果在天线上外加一定值的直流偏置电位, 可以使离子包鞘不复存在, 此时在天线附近是均匀的等离子体. 这种情况可称为包鞘塌陷<sup>[23]</sup>.

离子包鞘不仅增加天线的有效尺寸, 而且影响天线的辐射特性<sup>[16]</sup>, 例如改变孔径天线的导纳<sup>[27]</sup>(参见图 2). 因此, 在研究等离子体覆盖的天线时应当计入包鞘效应. 对于电子等离子体<sup>1)</sup>, 可以用一个突变的自由空间薄层来近似离子包鞘. 近年来, 有些研究者进一步考虑了非均匀包鞘的影响<sup>[18]</sup>.

## 2. 色散效应

等离子体的特点是有相当大的频率色散, 就是说其介电系数随电磁波的频率而改变. 例如, 电子等离子体的等效复数介电系数为<sup>[29]</sup>

$$\epsilon_p = \left[ \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) - i \left( \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) \left( \frac{\nu}{\omega} \right) \right] \epsilon_0$$

其中  $\omega_p = [n_e e^2 / m_e \epsilon_0]^{1/2}$  为等离子体频率,  $\epsilon_0$  为自由空间的介电系数,  $m_e$ 、 $e$  为电子质量和电子电荷. 这样, 相应的等离子体传播系数为

$$\alpha_p = \frac{\omega}{c} \left[ \frac{(K_r^2 + K_i^2)^{1/2} - K_r}{2} \right]^{1/2}$$

$$\beta_p = \frac{\omega}{c} \left[ \frac{(K_r^2 + K_i^2)^{1/2} - K_r}{2} \right]^{1/2}$$

其中  $K_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}$ ,  $K_i = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega}$ . 由此可以看到, 等离子体的传播特性是电磁波频率的函数. 这里,  $\omega_p$  是一个重要的特征参数. 一般把  $\omega_p < \omega$  和  $\omega_p > \omega$  的情况分别称作欠稠密和过稠密等离子体, 而  $\omega_p = \omega$  则为临界等离子体. 在这三种不同区域中传播特性有很大的差异. 例如无碰撞情况下 ( $\nu = 0$ ), 若  $\omega = \omega_p$ , 则电磁波不传播而是在表面上全反射, 一般称此  $\omega$  值为截止频率; 若  $\omega > \omega_p$ , 则是高频区, 电磁波无衰减地传播; 但可以有相移; 若  $\omega < \omega_p$ , 则电磁波按指数方式衰减, 此时是低频区. 图 3 给出无碰撞等离子体衰减率和折射率作为频率的函数.

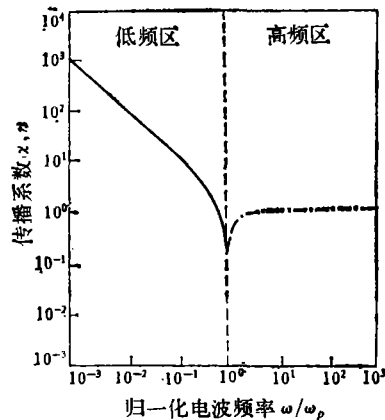


图 3 无碰撞等离子体的衰减率、折射率  
——衰减率  $\alpha$ , ---折射率  $n$

(参见图 4). 此时, 在所有的频率区中, 电磁波传播时总是有衰减. 而且在低频区, 当电磁波频率  $\omega$  低于碰撞频率时, 降低电波频率反而能减少衰减<sup>[20]</sup>.

1) 假定离子和中性分子都是静止的, 等离子体的电磁特性取决于在离子和中性分子背景中运动的电子.

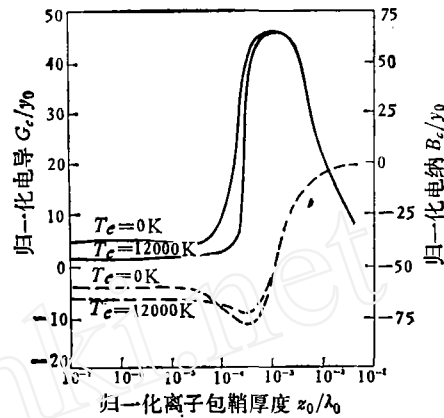


图 2 离子包鞘对矩形孔径天线导纳的影响

——电导, ---电纳  
( $\omega/\omega_p$ )<sup>2</sup> = 0.1,  $\nu/\omega_p = 0.01$ ,  
 $a/\lambda_0 = 0.01$ ,  $b/\lambda_0 = 2$

碰撞效应对孔径天线特性的影响可以参见图5, 其中以归一化碰撞频率  $\nu/\omega_p$  作为参数, 它对天线的导纳值有相当的影响。

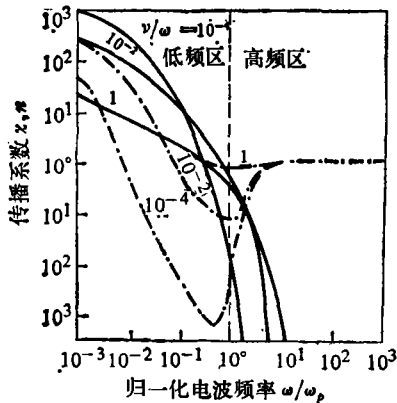


图4 电子碰撞频率对传播特性的影响  
——衰减率  $\alpha$ , ---折射率  $n$

再入等离子鞘的可压缩性对天线性能可以产生相当的影响。这一问题是在研究热等离子体辐射源特性时发现的<sup>[21]</sup>。原来电磁天线可以在热等离子体中激励并传播一种等离子体波型——电声波。此现象在电离层探测中得到了证实<sup>[22]</sup>, 因此在再入天线研究中引起了广泛重视<sup>[23]</sup>, 甚至已有人利用它作为电声探针的原理<sup>[24]</sup>, 并在飞行试验中对再入等离子鞘进行诊断<sup>[25]</sup>。

由于等离子体的温度相当高, 其压力梯度的作用便不可忽略。当带电粒子在电磁波作用下发生强迫振荡时, 使压力发生变化, 引起带电粒子密度的变化。与这种电荷累积相关联的交变电场的传播, 便是电声波。它是一种纵波, 以声速在介质中传播。鉴于有一部分电磁能量转换成电声纵波的功率(其比例取决于天线及等离子体的状况<sup>[26]</sup>), 因而天线性能亦发生改变。电子温度(代表可压缩性效应)对孔径天线性能的影响见图5所示。

#### 4. 可压缩效应

再入等离子鞘参数在空间有一定的分布, 其变化的尺度可以与电磁波的波长相比较, 因此要考虑非均匀效应。对于多数再入飞行器, 再入流场参数在垂直物面方向上的变化要比沿着物面方向上的变化陡峭得多<sup>[27]</sup>(参见图6)。因此等离子鞘可以近似按照平面分层介质来处理, 一般均用阶跃式的平行均匀薄层的组合来逼近<sup>[28]</sup>。此外, 天线窗的结构和安装也会造成一些非均匀因素<sup>[29,30]</sup>。

非均匀效应主要表现为电磁波的反射、折射等, 这些在天线的一般理论中已有深入的研究<sup>[31,32]</sup>。

#### 5. 非均匀效应

再入等离子鞘是一个有限的区域, 其内缘为飞行器物面, 外缘为激波波阵面, 总厚度最大为10—100厘米量级, 在低空驻点区附近甚至不到1毫米。因此一般应计及界面效应。

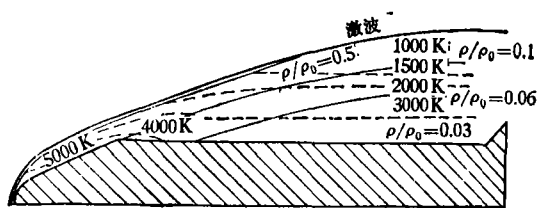


图6 典型再入等离子鞘的参数分布(高程27公里)<sup>[27]</sup>

再入等离子鞘中的界面处还可以发生各种波型的相互转换和耦合<sup>[34]</sup>, 如横磁波和电声波之间的转换等。

1) 假定带电粒子的温度不为零, 计及由于热运动所造成的压力张量和热张量的影响。

#### 6. 界面效应

再入等离子鞘的可压缩性对天线性能可以产生相当的影响。这一问题是在研究热等离子体辐射源特性时发现的<sup>[21]</sup>。原来电磁天线可以在热等离子体中激励并传播一种等离子体波型——电声波。此现象在电离层探测中得到了证实<sup>[22]</sup>, 因此在再入天线研究中引起了广泛重视<sup>[23]</sup>, 甚至已有人利用它作为电声探针的原理<sup>[24]</sup>, 并在飞行试验中对再入等离子鞘进行诊断<sup>[25]</sup>。

由于等离子体的温度相当高, 其压力梯度的作用便不可忽略。当带电粒子在电磁波作用下发生强迫振荡时, 使压力发生变化, 引起带电粒子密度的变化。与这种电荷累积相关联的交变电场的传播, 便是电声波。它是一种纵波, 以声速在介质中传播。鉴于有一部分电磁能量转换成电声纵波的功率(其比例取决于天线及等离子体的状况<sup>[26]</sup>), 因而天线性能亦发生改变。电子温度(代表可压缩性效应)对孔径天线性能的影响见图5所示。

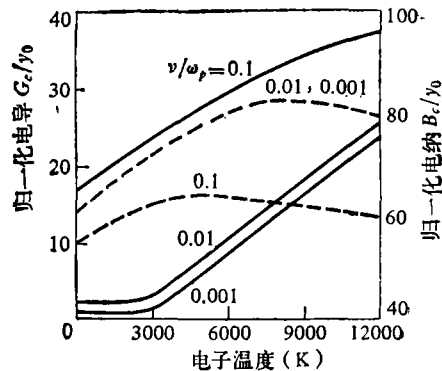


图5 电子温度对矩形孔径天线导纳的影响  
——电导 —电纳  
 $(\omega/\omega_p)^2 = 0.1, a/\lambda_0 = 0.01, b/\lambda_0 = 2, z_0/\lambda_0 = 3$

讨论界面效应, 不仅是为了给出求解问题所需的边界条件, 而且还是因为在边界上会出现许多有趣的物理现象。除了通常熟悉的折射、反射、衍射和绕射现象, 以及表面波激励、驻波和共振<sup>[33]</sup>等情况以外, 在等离子体

中的界面处还可以发生各种波型的相互转换和耦合<sup>[34]</sup>, 如横磁波和电声波之间的转换等。

## 7. 运动效应

等离子鞘相对于飞行器及天线作高速运动,这种运动可以和等离子波发生耦合,并使电磁波的透射场、反射场发生变化。当介质运动的方向、入射波的极化<sup>1)</sup>形式不同时,运动的效应也不同,而且等离子体作为一种色散介质,其运动所产生的效应和一般电介质的结果相差很大<sup>[35]</sup>。图7给

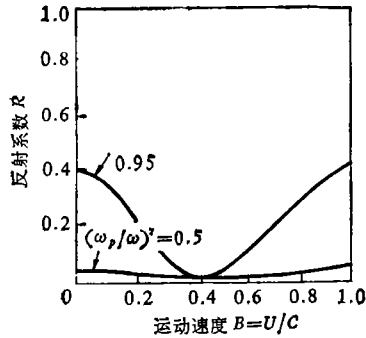


图7 等离子体运动对传播特性的影响<sup>[35]</sup>

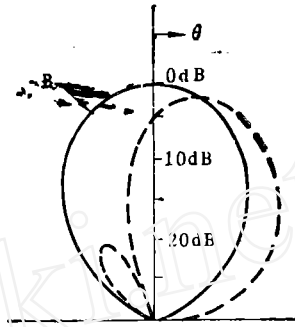


图8 等离子体运动对天线辐射图的影响<sup>[37]</sup>  
—— $B=0.0$  —— $B=0.4$

出反射系数 $R$ 和运动速度( $B = v/c$ )之间的关系,它是无限大均匀等离子体平行于界面运动的结果,入射平面波是平行极化的。由于反射和透射系数的改变,天线的辐射图要发生畸变,特别是 $\omega \sim \omega_p$ 时,畸变甚为明显<sup>[36]</sup>。若同时再考虑可压缩性和外加磁场的影响,情况将更加复杂<sup>[37,38]</sup>。图8给出 $(\omega_p/\omega)^2 = 1.5$ 时辐射图的变化。

## 8. 电离效应

等离子体很容易从外场中获得大量的能量,因此电磁波可以加热等离子体。再入等离子鞘是部分电离的高温空气,当天线电磁波的功率很大时,会造成过度的加热并导致场致电离现象。这便是所谓的天线电压击穿。击穿会使等离子鞘中的电离程度增高,甚至变为过稠密等离子体,从而使天线辐射功率中有很大部分被吸收或反射了。试验表明,这种非线性效应在入射功率为几百瓦时便开始出现。因此近年来高功率电波传输问题引起了人们的注意<sup>[39,40]</sup>。

## 9. 噪音效应

再入等离子鞘中温度相当高,如在飞行器头部的驻点区可达10000K。此时等离子体本身可以产生热辐射从而形成噪音。飞行试验结果表明<sup>[41]</sup>,等离子鞘的噪音电平甚至可能超过气流的驻点温度(参见图9)。

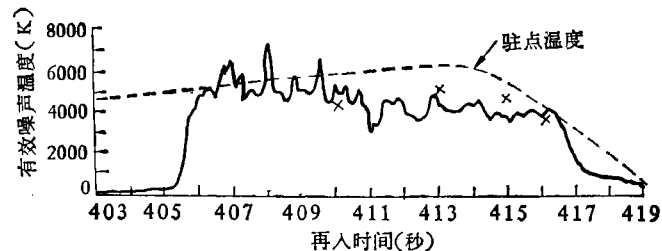


图9 钝头体驻点区天线处的有效等离子体噪音温度<sup>[41]</sup>

另外,再入等离子鞘往往是湍流(尤其在后身区流场中),这种湍流等离子体不仅有微波热辐

1) 在天线最大辐射方向上电场矢量所指的方向,包括圆极化和线极化(垂直或水平)。

射,而且可以将天线辐射能量的一部分反向散射回去<sup>[42]</sup>,这些都形成噪音。当然,湍流等离子体是一种无规介质,其中电磁波的传播将涉及到更多的问题,这里不拟讨论。

表 1 湍流反向散射的  $x$  波段功率

$a(\text{cm})$	$P_{\text{rec}}/P_{\text{inc}}$
0.25	$2.53 \times 10^{-5}$
0.79	$0.93 \times 10^{-5}$
5	$2.82 \times 10^{-7}$

其中  $a$  为湍流关联长度,  $P_{\text{rec}}$  为噪音功率,  $P_{\text{inc}}$  为入射功率。

### 三、结 束 语

再入等离子鞘的电磁效应是多方面的,本文只重点地介绍了一部分。文中不仅对湍流效应、非线性效应等未加详述,而且还有无碰撞阻尼、各向异性效应以及电磁脉冲的传播等问题均未能涉及。另一方面,在具体的问题中,并不需要计入上述所有的效应,可以依照具体情况作简化处理。例如,运动效应大致在  $\beta = 0.1$  时开始有明显的影晌,而在再入问题中,飞行器速度的量级为每秒 10 公里,因此完全可以不必考虑等离子鞘宏观运动的影响。又如,湍流散射噪音电平,在再入情况下的量级为 50 分贝,其值相当小,因此只需在多路通讯系统中加以考虑,一般情况下均可不计。甚至,人们在分析再入天线时,常常把等离子鞘假设为半无限大,这对于过稠密等离子体中的电波传播问题来说,仍是足够精确的。

总的来说,再入通讯研究本身是个工程实践问题,但它涉及到天线和电磁波传播理论以及电磁流体力学和等离子体物理等多个学科,这反映了现代科学技术中各学科的相互渗透,也说明了流体力学在工程实践中的应用。

### 参 考 文 献

- [1] 吴承康,高速飞行中的等离子体问题,力学与实践,1(1981),2-7.
- [2] Lennon, J. F. and Poirier, J. L., AD/A004046.
- [3] Papa, R. J. and Taylor, R. L., *Can. J. Phys.*, 53(1975), 514-532.
- [4] Rudderow, W. H., AD/A008514.
- [5] Fante, B. L., AD756829.
- [6] Cochrum, B. L. et al., AD/A024558.
- [7] Bisplinghoff, R. L. et al., AD/A022683.
- [8] Taylor, W. C., AD769957.
- [9] Legendre, R. L. et al., *Proceedings of the 24th International Instrumentation Symposium*, May 1-5, 1978, Albuquerque, New Mexico.
- [10] Singh, R. N., AD774639.
- [11] B. Л. 金兹堡,电磁波在等离子体中的传播(钱善璋译),科学出版社(1978).
- [12] Langmuir, D. I. and Mott-Smith, H., *Gen. Electr. Rev.*, 27(1924), 449-455.
- [13] Laframboise, J., AD634596.
- [14] P. N. Hu and Ziering, S., *Phys. Fluids*, 9(1966), 2168-2179.
- [15] Wait, J. R., *Can. J. Phys.*, 44(1966), 293-302.
- [16] Meyer, P. et al., *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 700-706.
- [17] Rybak, J. P., AD718981.
- [18] Meyer-Vernet, N. et al., *Radio Sci.*, 13(1978), 69-73.
- [19] Heald, M. A. and Wharton, C. B., *Plasma Diagnostics with Microwave*, John Wiley and Sons Inc., New York (1965).

(下转第 67 页)

也有区别)。还应看到,这正是以杆件同时产生变形为前提的。由此可见,不论对微段还是杆件整体,内力都不反抗变形。

没有提及内力反抗变形的材料力学书并不少,其中对内力的表述也有很多可取之处。这是人们熟悉的,所以就不重复了。

或许有充分的论据足以说明内力反抗变形?愿向各方请教。

### 罗建辉 李丽娟 关于虚位移原理 扩充的证明

虚位移原理也适合于系统中各质点都作匀速直线运动(各点速度可不相同)的情况,证明如下:

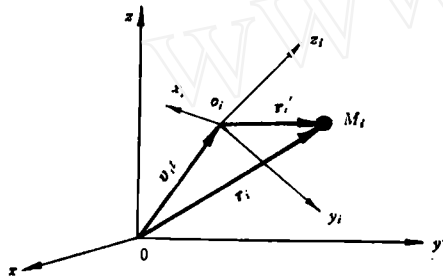


图 1

设质点系内有几个质点,分别以  $V_i(i=1,$

$2, \dots, n)$  的匀速相对于静止的惯性坐标系  $Oxyz$  作直线运动(见图 1),第  $i$  个质点  $M_i$  在  $Oxyz$  中的位置矢量为  $r_i$ ,坐标系  $O_ix_iz_i$  相对于第  $i$  个质点是静止的,  $r'_i$  为第  $i$  个质点在动系  $O_ix_iz_i$  中的位置矢量,显然有

$$r'_i = r_i - V_i t \quad (1)$$

根据经典力学中的伽利略原理:“互作匀速直线运动的惯性系都有同样效力来描述力学规律”。这里所取的几个动系  $O_ix_iz_i$  是互作匀速直线运动的惯性系,并且这几个质点分别与相对于它们各自的坐标系  $O_ix_iz_i$  静止。对于这几个惯性坐标系  $O_ix_iz_i$  中的质点,使用适合于静止系统的虚位移原理,从而得到

$$\Sigma F_i \cdot \delta r'_i = 0 \quad (2)$$

对(1)式变分

$$\delta r'_i = \delta(r_i - V_i t) = \delta r_i - \delta(V_i t) \quad (3)$$

所以  $V_i =$  常矢量,且虚位移具有等时变分性,即  $\delta(V_i t) = 0$ , 因此

$$\delta r'_i = \delta r_i \quad (4)$$

将(4)式代入(1)式得

$$\Sigma F_i \cdot \delta r_i = 0 \quad (5)$$

这样,我们就证明了虚位移原理同样也适合于作匀速直线运动的系统。

(上接第 21 页)

- [20] Rybak, J. P. and Churchill, R. J., *IEEE Trans.*, AES-7(1971), 879—894.
- [21] Cohen, M. H., *Phys. Rev.*, 123(1961), 711; *Phys. Rev.*, 126(1962), 389.
- [22] Whale, H. A., *J. Geo. Res.*, 68(1963), 415—420.
- [23] Rybak, J. P., AD720262.
- [24] Christensen, T. et al., *Radio Sci.*, 12(1977), 935—939.
- [25] Baird III, A. W. and Lusting, C. D., NASA SP-252 (1971), 57—64.
- [26] Galejs, J., *Radio Sci.*, 1(1966), 457—474.
- [27] Jackman, D. A. et al., *Space/Aevo.*, 41(1964), 53—57.
- [28] Hamn, J. M. and Tyras, G., *Radio Sci.*, 1(1966), 1263—1271.
- [29] Siraprasad, K. and Celikkol, B., *Can. J Phys.*, 49(1971), 2938—2946.
- [30] Jones, J. E., *IEEE Trans.*, AP-17(1969), 63—68.
- [31] Galejs, J., *Antennas in Inhomogeneous Media*, Pergamon Press (1969).
- [32] Wait, J. R., *Electromagnetic Waves in Stratified Media*, Pergamon Press (1970).
- [33] Rybak, J. P. et al., AD778828.
- [34] Felsen, L. B. and Labianca, F. M., *Radio Sci.*, 2(1967), 29—71.
- [35] Yeh, C., *J. Appl. Phys.*, 37(1966), 3079—3082; 38(1967), 2871—2873.
- [36] Casey, K. F., *IEEE Trans.*, AP-19(1971), 401—405.
- [37] Kojima, T. et al., *IEEE Trans.*, AP-20(1972), 398—400.
- [38] Kojima, T. and Higash, T., *Radio Sci.*, 8(1973), 1149—1155.
- [39] Papa, R. J. and Taylor, R. L., AD766206.
- [40] Rudderow, W. H., AD/A016449.
- [41] Caldecott, R. et al., *IEEE Trans.*, AP-17(1969), 786—790.
- [42] Fante, R. L., AD756829.