



《中国工程物理研究院科技丛书》第007号

再入遥测技术

(下 册)

谢铭勋 等编著

俞大光 皮德忠 胡伟中 审校

国防工业出版社

第十一章 再入存储遥测概论

11.1 概 述

被测数据先经存储和加工,在某一适当时候才传给接收端的遥测系统称为存储遥测系统。它是一种非实时系统,在某些场合这种先存储后传送的方法,可以解决在实时传输时无法解决的一些问题。

例如,为了获取大型炮弹在炮膛中运动时的数据、穿地弹在入地之后的数据、以及潜地导弹在水中段的数据,都会遇到无线电波无法实时传送的困难,采用存储遥测可以解决这些难题^[1]。

再入存储遥测是存储遥测的典型应用。在再入体高速重返稠密大气层的过程中,飞行器表面形成阻碍电磁波正常传播的等离子体层,使遥测数据传输完全中断。如果此刻将信息先记忆在存储器里,待数据传输恢复正常后再传送,即可克服信号中断所造成的“黑障区”问题^[2]。再入存储遥测需要研究的问题很多,从信息论的观点看,主要研究信源、信道和信宿三方面。

信源方面主要研究数据压缩问题。显然,将被测参数的全部数据都存储起来是不现实的。可以设想,一个 kbit/s 的中等容量的数据采集系统,在几十分钟的飞行中,将采集几十兆比特的数据。这样大的数据量不但使存储器体积大得难以容忍,而且要在离地几秒钟内重发一遍或多遍,也是不现实的。实际上在遥测信号中存在着大量多余度,存储遥测通常采用数据压缩技术,经过压缩后的数据一方面保留了被测信号包含的信息,另一方面可使存储器的存储容量设计在一个切实可行的水平上。

信道方面通常研究数据传输的有效性和可靠性。对于再入存储遥测,主要研究功率、频带、传输时间、传输体制等方面的问题。在再入遥测的低高度,遥测信道呈现新的特点。由于多种原

因再入遥测信道是一个变参信道，它明显地存在不同深度和不同速率的衰落现象。分析表明，除恒参信道中的加性噪声外，乘性噪声对再入存储遥测系统的工作产生更大的影响。这主要表现在两方面：首先，由于乘性干扰的存在，遥测数据中出现大量突发性错误，使系统的误码率显著增大。另一方面，信道的时变特性使再入遥测信道存在一个等效的频带宽度，当传输的信息带宽大于信道带宽时，信道呈现频率选择性干扰，从而引起传输数据的错误。这种影响不是简单地采用增大系统功率裕量所能弥补的。这说明在再入遥测中，提高数据传输速率是有限制的，这一特性将对再入存储遥测产生重要影响。在再入存储遥测中，由于出黑障区后接收信号的时间极短，如何在这极短时间内将存储器中的数据可靠地传输到收信端，是实现存储遥测最关键的问题。为了在出黑障区后的极短时间内可靠地发送存储数据，要求提高信道的传输速率。而对于再入遥测，提高传输速率又受到信道时变特性的限制。解决这一矛盾的办法是在基本上保留传输信息的前提下压缩存储数据的容量，以便在有限时间、有限传输速率的前提下完成再入遥测任务。

如何充分利用出黑障区后极短的信号接收时间也是再入存储遥测中研究的重要问题。用多波束天线和多接收机系统组成的等待接收系统代替自动跟踪接收系统是解决这一问题的重要措施。

为了提高再入存储遥测数据传输的可靠性，除了寻找抗衰落性较好的遥测体制外，在信宿方面采用了数据合成技术，这是再入存储遥测需要研究的另一个重要课题。地面接收站采用等待接收方式，一方面避免了复杂的接收跟踪系统，充分利用了出黑障后的信号接收时间，提高了信号接收的可靠性；另一方面，由多波束、多接收机组成的多通道接收系统实际上是一个角度分集接收系统，它为克服多径衰落实现多通道数据合成提供了基础。

关于再入遥测信道的特性以及数据合成技术分别在第十二章和第十四章中详细讨论。

11.2 再入等离子体^[3]

11.2.1 再入等离子体的形成

进入地球大气层的宇宙飞船、弹道导弹等飞行体，由于其运动和地球引力场位置的缘故，具有大量的动能和位能。当它们进入大气层时引起飞行体周围的空气压缩和加热，因而在飞行体前面形成激波。它们与大气拖曳的耦合把飞行体的许多动能转变成热能。于是激波与飞行体之间的空气被加热到极高的温度（通常，驻点空气温度可高达 4000°C ），结果空气中各种分子产生电离。此外，飞行体表面的温度常足以使部分被烧蚀的热防护材料电离。当飞行体再入地球大气层时，形成的电离层就像剑鞘一样覆盖着飞行体表面，这个包覆飞行体的电离层就叫做再入等离子体鞘套。

锥形再入飞行体的等离子体鞘套可以用如图 11.1 所示的四个流区来描述。

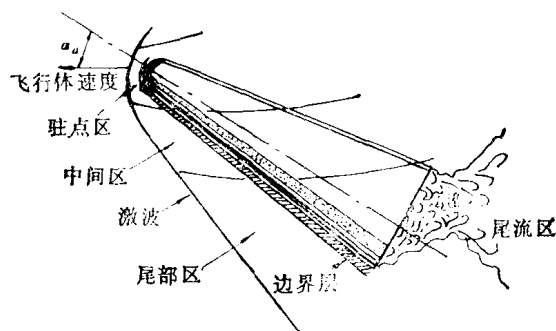


图11.1 锥形飞行体周围的流区

(α_d = 再入冲击角，高度 $\approx 40\text{km}$)

驻点区的特征表现为高压高温气体有一薄边界层与再入飞行体分离，并以激波为界，这个在驻点区的等离子体条件和温度条件是最严重的，因此，天线通常不设置在驻点区。

中间区的气体处在化学不平衡状态。这个区的等离子体条件没有驻点区那么严重。

飞行体尾部区的电离主要是由通过邻接于该区斜激波的气体引起的。等离子体电子密度的分布很大程度上取决于冲击角及飞行体的精确形状，尾部区等离子体条件的恶劣程度要大大轻于中间区。

在飞行体后面的尾流区，电子—离子的复合速率很高。通常，在 1GHz 或更高频率时这个区对通信没有影响，除非存在大量的热防护烧蚀材料的污染物。

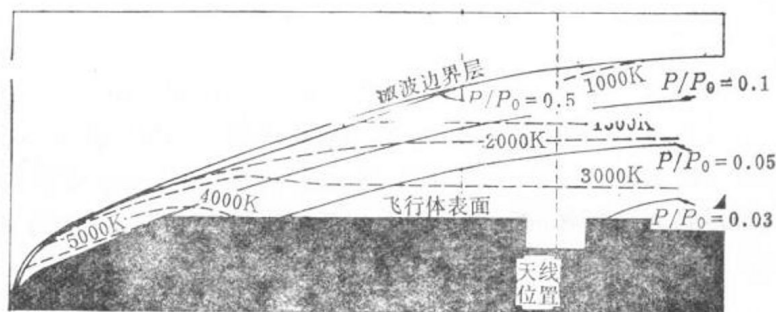


图 11.2 27km 高度处典型钝头洲际弹道导弹再入飞行体的等离子体鞘套

图 11.2 所示为 27km 高度处典型的钝头洲际弹道导弹再入飞行体周围的等离子鞘套的剖视图^[8]。这类飞行器的再入等离子鞘套存在于 120~15km 高度之间，最大电子密度大约在 27km 高度处^[8]。

与再入等离子体鞘套有关的主要问题是“通信中断”。飞行器再入时所形成的等离子体鞘套给电波传播带来了严重影响。由于自由电子密度很高（可高达 $10^{13} \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ），它可以在很宽频带内吸收和反射电磁能量，使天线阻抗失配，辐射图形失真，信号急剧衰减，甚至使通信完全中断。再入过程中的这一现象通常称为再入黑障，出现黑障的区域称为黑障区。再入黑障使飞行体与地面以及飞行体之间的通信中断，严重影响遥测、监视和指令控制系统的正常工作。

再入测量是发展战略武器所必须解决的课题，可以说远程弹

道导弹的再入段是体现其整个导弹系统作战效能的关键阶段。如何克服黑障对再入测量的影响, 获取再入测量数据无疑成为再入遥测研究的重要课题。

11.2.2 电磁波与等离子体相互作用的简单模型

从物理意义上理解电磁波与等离子体的相互作用, 可以透彻地理解自由电子能引起电磁波反射和衰减的机理, 这对于深入理解再入存储遥测是十分重要的。

假定等离子体由相同数量的正离子和自由电子以及一些中性粒子组成。由于它们的静电场的作用, 带电粒子保持平均平衡间距。如果有一个带电粒子从其平衡位置处移位, 其他的电荷保持固定不动, 那么移位的那个带电粒子就像固定在弹簧一端的物体一样在平衡位置附近振荡, 而邻近带电粒子的作用力相当于弹力。振荡电荷与中性粒子的碰撞构成了阻尼。带电粒子的振荡频率叫做等离子体频率。这是等离子体中自由电子的固有频率。等离子体中电子的角频率 ω_p 由下式定义:

$$\omega_p \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{\frac{N_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (11.1)$$

式中, N_0 是每单位体积所含的电子数; e 是电子电荷; m_e 是电子质量; ϵ_0 是自由空间的介电常数。由式 (11.1) 可见, 电子的等离子体频率与电子密度的平方根成正比。

离子的等离子体频率定义类似公式 (11.1)。因为离子质量比电子质量约大四个数量级, 所以在给定等离子体的情况下, 离子的等离子体频率比电子的等离子体频率小约两个数量级。

上述情况中, 电子从其平衡位置开始位移, 并以其在等离子体中的固有频率振荡。但是当电磁波作为激励能时, 将对电子起周期的作用。如果激励频率 (电磁波频率) 远低于等离子体电子的固有频率, 则由于电子运动的碰撞引起的衰减很小, 所以惯性影响就小, 电子就以激励频率振荡。振荡电荷相当于产生前向电磁行波和后向电磁行波的偶极子辐射器。后向行波好象是反射波, 而前向行波与激励电磁波反相, 两者趋于抵消。当激励电磁

波穿透等离子体时, 此过程不断重复导致激励信号的衰减随等离子体层厚度的增加而增加。因此对于薄层来说, 在等离子体层外观察到的反射波振幅随等离子体层的厚度而增加。而当等离子体层的厚度大于 $1/4$ 波长时, 由于反射波在等离子体中的衰减, 反射波的振幅不再增大。振荡电子运动的碰撞衰减增大, 会减小后向辐射波与前向辐射波的强度, 结果使反射变弱, 信号波衰减。

当电磁波频率远高于电子的等离子体频率时, 情况就完全不一样了。电子呈现很大的惯性作用, 而且只能以激励频率产生很弱的振荡。因此, 如果不产生电子碰撞, 电磁波就不会衰减; 如果存在电子碰撞, 电磁波就有轻微的反射和衰减。

当电磁波频率恰好等于电子的等离子体频率且不存在电子碰撞时, 振荡电荷所产生的前向和后向波的振幅与相位使得入射电磁波全部在等离子体反射, 完全穿透不了等离子体。当出现电子碰撞时, 尽管电磁波频率等于电子的等离子体频率, 仍可能使电磁波穿透等离子体一定距离。

由上述电磁波与等离子体相互作用的简单模型可见, 入射到等离子体层的电磁波, 总的衰减与反射取决于电子的等离子体和电磁波的频率。等离子体中的离子对电磁波的传播几乎没有什么影响, 因为离子的等离子体频率通常要比所用射频的频率小得多。

11.3 低空等离子体的特性[●]

不同类型的再入飞行器在低空 ($h < 16\text{km}$) 遇到等离子体衰减的情况有很大差异。载人飞船、卫星回收容器以及多数老式弹头, 重阻比 (又称弹道系数) 很小, 轨道上出现大的减速和大的热流量的地方都在高空, 到达低空时速度与温度已降至很低, 根本没有什么等离子体衰减的问题。已发表的大量讨论等离子体问题的文章, 尤其是 NASA (National Aeronautics and Space Administration) 兰利中心公布的再入衰减测量试验 (RAM) 的数据, 都给人们留下低空不会遇到黑障问题的深刻印象。

● 本节主要取材于李幼平《低空等离子体衰减》一文。

然而,近 20 多年设计的高性能再入弹头,重阻比有增无减。美国 ANT 计划所研究的弹头,重阻比达 10^4 以上。如图 11.3 所示,大重阻比的弹头,高空几乎不会减速(因重力作用甚至有少量加速),只是落至大气稠密的低空,才骤然出现很大的减速与热流量,造成信号中断,并迟迟难以恢复。

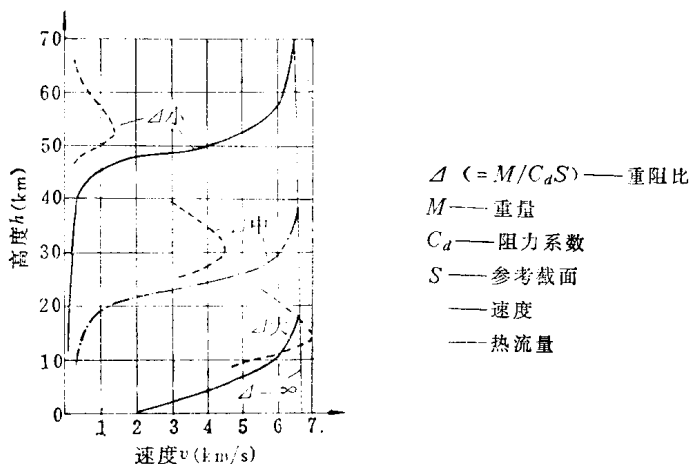


图11.3 不同重阻比弹头的速度与高度的关系

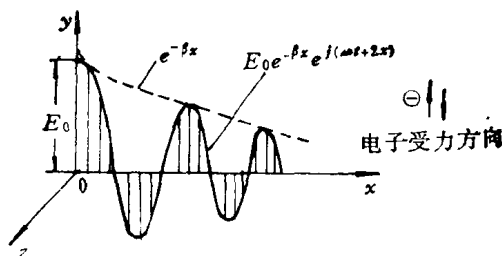
研究低空等离子体衰减具有十分重要的意义。实现再入存储遥测的一个重要前提是如何使低空有足够的时间来重发所储存的数据。此外大重阻比弹头的很多恶劣的环境条件发生在 10km 甚至 5km 以下,弹头的设计者希望遥测信号不要中断,以便更清楚地了解他们设计的装置能否承受这一环境的考验。

11.3.1 等离子体衰减的基本公式

图 11.4 表示平面电磁波沿 x 轴通过电子密度为 N 的等离子体。随着电场的正负交替,电子将受遥测信号电场的加速或减速。可以写出被研究的等离子体等效电导率 σ 及介电常数 ϵ

$$\sigma = \frac{N_0 e^2 v}{m_e (v^2 + \omega^2)} \quad (11.2)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \left[1 - \frac{N_0 e^2}{\epsilon_0 m_e} \cdot \frac{1}{(v^2 + \omega^2)} \right] \quad (11.3)$$

图11.4 电波沿 x 方向衰减的示意图

上式中, 比值 $e^2/\varepsilon_0 m_e$ 是常量, 等于 $3.1752 \times 10^9 \text{ cm}^3/\text{s}^2$ 。由式 (11.1), 等离子体频率 ω_p 等于

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} N_0} = 5.635 \times 10^4 \sqrt{N_0} \frac{\text{cm}^{3/2}}{\text{s}} \quad (11.4)$$

将式 (11.1) 代入 (11.2)、(11.3) 可得

$$\sigma = v \varepsilon_0 \left[\frac{\omega_p^2}{v^2 + \omega^2} \right] = v \varepsilon_0 B \quad (11.5)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{(v^2 + \omega^2)} \right] = \varepsilon_0 (1 - B) \quad (11.6)$$

式中

$$B = \frac{\omega_p^2}{v^2 + \omega^2} \quad (11.7)$$

电磁场理论告知我们, 知道了 σ 及 ε , 电磁波在该媒介中的传播特性就可以掌握:

$$E_{x,t} = E_0 e^{j\omega t} \cdot e^{j(\beta + j\alpha)x} = E_0 e^{-\alpha x} \cdot e^{j(\omega t + \beta x)} \quad (11.8)$$

式中, β 是相位系数, 单位为弧度/米, 即 rad/m ;

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\omega}{\sqrt{2}c} \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right)^2} \right]^{1/2} \\ &= \frac{\omega}{\sqrt{2}c} \left[(1 - B) + \sqrt{(1 - B)^2 + \left(B \frac{v}{\omega} \right)^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (11.9)$$

c 为光速, $3 \times 10^8 \text{ m/s}$, α 为衰减系数, 若单位为奈贝/米, 即

N_p/m , 则

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\omega}{\sqrt{2} c} \left[-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}\right)^2} \right]^{1/2} \\ &= \frac{\omega}{\sqrt{2} c} \left[(B-1) + \sqrt{(1-B)^2 + (B \cdot \nu / \omega)^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (11.10)$$

将 $1 N_p = 8.68 \text{ dB}$ 代入, 式 (11.10) 改写为

$$\alpha = 2.046 \omega \times 10^{-8} \left[(B-1) + \sqrt{(1-B)^2 + (B \cdot \nu / \omega)^2} \right]^{1/2} \quad (11.11)$$

这就是衰减系数的基本公式, 单位为 dB/m 。

11.3.2 等离子体衰减的近似公式

根据公式 (11.4), B 是由 ω_p 、 ν 及 ω 三者决定的一个量。衰减公式 (11.11) 中又多处含有 B , 因此, 很难直接看出各参数对衰减值的影响。有必要对式 (11.11) 作某些简化。

根据函数的幂级数展开式, 在容许误差小于 10% 的意义上下式成立:

$$\begin{aligned} \left[(1-B)^2 + \left(B \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} &\approx (1-B) \\ &+ \frac{1}{2} \left(B \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \end{aligned} \quad (11.12)$$

将式 (11.12)、(11.4) 代入式 (11.11), 得

$$\{\alpha\}_{\text{dB/m}} \approx \frac{1.45 \times 10^{-8} \{\omega_p\}_{\text{s}^{-1}} \{\nu\}_{\text{s}^{-1}}}{\{\omega\}_{\text{s}^{-1}} + \{\nu\}_{\text{s}^{-1}}} \quad (11.13)$$

或

$$\{\alpha\}_{\text{dB/m}} \approx \frac{0.459 \{N_0\}_{\text{cm}^{-3}} \{\nu\}_{\text{s}^{-1}}}{\{\omega\}_{\text{s}^{-1}} + \{\nu\}_{\text{s}^{-1}}} \quad (11.14)$$

下面, 利用这个公式来观察各参数对 α 的影响。

11.3.3 等离子体衰减公式中碰撞频率的特殊地位

在等离子体衰减公式 (11.13) 中, 一共只有三个参数: 等离子体频率 ω_p (说明电子的浓度)、碰撞频率 ν (说明每个电子的

处境) 及工作频率 ω 。诚然, 不管在什么场合下, ω_p 都起主导作用。然而, 当 ω_p 一定时, ω 及 ν 哪个更重要一些, 在低空和高空是大不相同的。

所谓碰撞, 主要指电子与中性粒子的碰撞。因为, 即使是在电子密度很高的附面层里, 中性粒子也比正离子数(即电子数)大好几个数量级。在各类粒子处于温度平衡的条件下, 碰撞频率

$$\nu = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \sum n_j Q_j \quad (11.15)$$

式中

$$\sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} = V_{\text{热}} \text{——热平衡下电子平均热运动速度}$$

k ——玻耳兹曼常数, $1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$;

n_j ——第 j 种分子密度;

T ——热平衡温度;

Q_j ——第 j 种分子碰撞截面。

诚然, 在不同高度, 气流中各种成分 (O_2 , N_2 , N 及烧蚀物各种成分) 比例略有不同, 而且, 随着温度不同, $V_{\text{热}}$ 也有所浮动。但是, 确定碰撞频率随高度变化颇大的主要因素是中性分子的总密度, 或天线附近的相对密度 ρ/ρ_0 (图11.5)。气动力学计算结果告诉我们, 不管什么飞行器, 以何种速度再入, 进入低空后, ν 都有几个数量级的上升。查阅国内外多种弹头的的数据, 当 $h < 16\text{km}$ 后, 附面层 ν 值大都在 $5 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 量级以上。这个数量, 高于国际通用 2200 MHz 的角频率, 也大于当前我国各种再入遥测设备的频率。换句话说, 低空时下列不等式总是能够成立的:

$$\nu > \omega \quad \nu^2 \gg \omega^2 \quad (11.16)$$

一旦上列不等式能够成立, 由于碰撞频率的作用, 电波传播问题将出现三个独特的规律:

1. 即使工作频率低于等离子体频率, 电波仍有可能传播

因为只有当公式 (11.6) 所表达的介电常数 ϵ 大于零时, 电

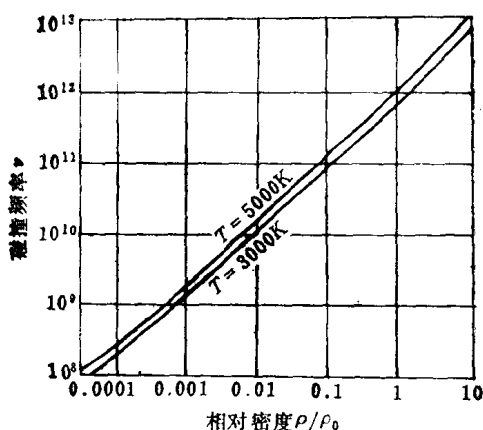


图11.5 碰撞频率和相对密度

波才有可能传播。在高空 $\omega^2 \gg \nu^2$, 比值

$$B = \frac{\omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2} \approx \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (11.17)$$

小于1的必要条件是 $\omega > \omega_p$ 。因此, 人们往往把等离子体频率看成是一种临界频率, 工作频率低于它时, 电波是无法传播的。然而, 在低空, 不等式 (11.16) 成立, 这时

$$B \approx \omega_p^2 / \nu^2 \quad (11.18)$$

只要 $\nu > \omega_p$ 就可以满足 $\varepsilon > 0$, 而不必一定要求 $\omega > \omega_p$ 同时成立。因此, 在低空, 往往不能把等离子体频率看成是确定能否传播的临界频率。

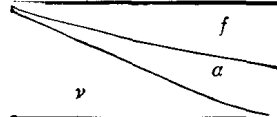
2. 大的碰撞频率反而有利于克服衰减

正如推导基本公式时已经指出的, 电子与中性粒子的碰撞, 是电场损失能量的主因。原则上说, 如果没有碰撞, 电子密度再大, 也没有能量损失。因为电子在前半周从电场得到的能量, 将在后半周还给电场。因此碰撞频率 ν “扮演”的是不利于传播的“反面角色”, 比较容易接受。在高空, 情况也确是如此。这时, 近似式 (11.17) 成立, 衰减公式 (11.11) 方括弧内的关键项

$$B \frac{\nu}{\omega} \approx \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega^3} \quad (11.19)$$

确实是与 ν 成正比，即 ν 愈大，衰减也愈大。

表11.1 当 $N = 3.15 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 时，低空 ν 与 α 的关系

						
ν	0.5GHz	2 GHz	3 GHz	5 GHz	9 GHz	30GHz
5×10^{10}	154.33	254.33	268.31	207.40	129.25	21.02
7.5×10^{10}	120.10	179.75	186.17	164.06	124.20	28.91
10^{11}	99.65	138.48	141.75	131.63	110.27	34.34
2.5×10^{11}	50.81	57.40	57.67	56.94	55.10	30.09
5×10^{11}	27.72	28.87	28.90	28.8	28.27	25.60
7.5×10^{11}	18.90	19.27	19.28	19.24	19.18	18.24
10^{12}	14.29	14.45	14.46	14.45	14.42	14.04
2.5×10^{12}	5.77	5.78	5.78	5.78	5.78	5.75
5×10^{12}	2.89	2.89	2.89	2.89	2.89	2.78
7.5×10^{12}	1.93	1.93	1.93	1.92	1.92	2.01

注：表中 α 的单位是 dB/m。

然而，到了低空，近似式 (11.16) 成立，公式 (11.11) 方括弧内的关键项取值

$$B \frac{\nu}{\omega} \approx \frac{\omega_p^2}{\nu \omega} \quad (11.20)$$

反而与碰撞频率成反比了。于是，出现了与“常规判断”相反的一种现象——大的 ν 值反而有利于克服衰减， ν 成了“正面角色”。我们称这种现象为低空时碰撞频率的“逆转作用”。它的起因，可以定性解释如下。电子从电磁场获取能量，是在碰撞前的被加速期间积累起来的。当 ν 值过高时，电子在碰撞前被加速的时间很短，只占微波周期很少的一部分，以致尚未来得及从微波电场获取多大的能量，便与中性粒子碰撞了。

表11.1列出用未经简化的公式 (11.11) 计算的一些结果。计算中，取电子密度为常量 ($N = 3.15 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$)。可以看出，在 $\nu > 5 \times 10^{10} \text{Hz}$ 的低空段，10GHz以下的各频段，衰减 α 均随 ν 的增长而明显下降。

从近似公式 (11.14)，也可以看出 ν 的“逆转作用”。当式

(11.16) 成立时, 式 (11.14) 简化为

$$\{\alpha\}_{\text{dB/m}} = \frac{0.159 \{N_0\}_s^{-1}}{\{\nu\}_s^{-1}} \quad (11.21)$$

碰撞频率作用的逆转现象, 告诉系统的设计者, 如果你的主要目标是追求在低高度收到更长时间的信号, 那么, 遥测天线的安装位置应该在比值 (N_0/ν) 较小的地方。不要单纯看哪个地方 N_0 小就往那里安装。例如, 若安装在相对密度很低的弹头底部, 该处 N_0 虽较低, 但 ν 也很小, 在低高度时信号恢复可能反而比 N_0 大的弹体表面更迟一些。

3. 当 $\nu \gg \omega$ 时, 衰减与工作频率的关系甚小

如果你想通过提高工作频率来克服衰减, 应提高到 ω 接近 ν 的程度, 才能奏效。前面提到低空 ν 值在 $5 \times 10^{10} \text{Hz}$ 以上, 因此, 只有工作频率大于 10GHz , 才有助于减少衰减。如果只是将 2GHz 改为 6GHz , 将是无济于事的。

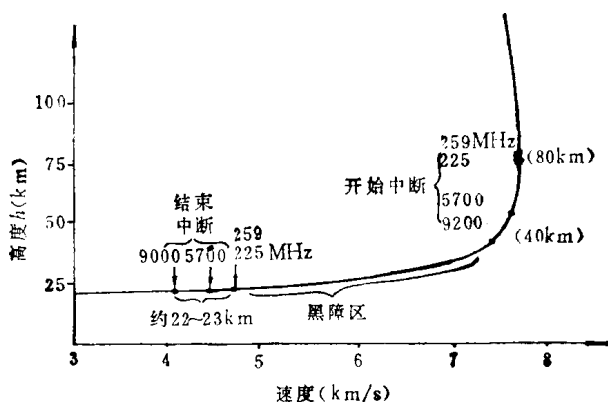


图11.6 一次再入飞行试验的黑障区

我们引用国外公布的数据来说明上述结论的正确性。如图 11.6 所示, 在一次专门研究黑障问题的飞行中^[8], 弹头锥面上埋设有 9.2GHz , 5.7GHz 和两个 0.2GHz 的天线。 9.2GHz 的高空性能优越, 到 40km 才出现黑障上限, 而 0.2GHz 早在 80km 就中

断了。但是，这三个频段的黑障下限相差无几，都是发生在马赫数14左右。

11.4 再入遥测的频段选择

遥测系统频段的选择，是一个涉及多方因素的复杂问题。下面仅就提高黑障下限这个角度，探讨工作频段的选择原则。

从以上理论分析及国外飞行测试结果看，只要天线周围的物理场（指 N_0 及 ν ）差不多，低空黑障下限几乎与工作频率无关。

有人不同意这一论点。他们举出例子，说在国内的一些飞行试验里，低频天线和微波天线同样都安装在弹头的锥面上，微波系统出黑障时间要比低频早几秒钟，并以此来证明“频率低了衰减也必然加大”的论点。

虽然我们也不赞成频率过低的设计，但其依据并非“频率低了衰减必然加大”，而是认为过低工作频率的天线形状难以做成“埋入式”的。只要低频天线突出弹壳表面，就不可能同埋入式微波天线具有相似的物理场。在上面所举的低频不如微波的试验里，低频天线高出弹头锥面数厘米，辐射振子附近气流温度比无突出天线的平整弹面高得多，电子密度骤增，条件变得很恶劣，结果显然不利。

有人举出另外几次飞行测试的结果来反驳：在有几次飞行中，把低频天线安装在飞行器的底部，底部的温度比锥面微波天线窗处还低，为什么结果仍旧不如微波？我们认为，问题就出在忽视了碰撞频率的重要作用。前面已经指出，低空衰减主要取决于比值 (N_0/ν) ，而不是单纯取决于 N_0 。底部 N_0 虽小，但相对密度很低， ν 也小了，使得比值 (N_0/ν) 反而大于锥面，结果当然也不理想。国外有关底部天线有助于缩短黑障区的报道，指的是小重阻比的早期弹头，它的黑障主要发生在高空，碰撞频率的作用尚未发生逆转，天线安设在低密度区是有好处的。对新式弹头而言，底部天线的作用则应另当别论。

总之，突出天线与底部天线，要么 N_0 太大，要么 ν 太小，都

难以得到满意的 (N_0/ν) 值, 因此低空性能都不好。由于受到天线结构与防热、强度等方面的限制, 制作弹面埋入式天线的最低频率是 $1 \sim 2\text{GHz}$ 。因此, 这类小型弹头的再入遥测频率不宜低于这个量值。

10多年来, 我们把微波埋入式天线安设在靠尾部的侧面上, 进行了多次飞行测试。结果表明, 对最大马赫数小于14的中、短程飞行器, 可以实现无黑障全程穿透。对再入速度更高的远程飞行器, 黑障下限马赫数也同图11.6所示结果相当。当前遇到的问题是, 在尝到由低频提高到微波的好处之后, 还要不要再提高到 10GHz 左右, 或者更进一步, 直接向毫米波进军。

回答这个问题之前, 先回顾一下确定黑障下限的两个因素。所谓黑障下限, 就是系统功率裕量 M 正好抵消等离子体衰减的那一点。由于衰减系数 α 随着与弹壳的距离而变小, 若将某一范围内 α 看作常量, 在此之外 $\alpha = 0$, 则此范围定义为等效深度 d , 于是

$$\alpha_d = M = 10 \lg(P_r/P_{\min}) \quad (11.22)$$

式中 $P_{\min}$ ——接收机灵敏度;

P_r ——在没有等离子体衰减情况下, 接收机收到的信号功率, 它等于

$$P_r = \frac{P_t G_t G_r}{8\pi^2 R^2} \lambda^2 \quad (11.23)$$

式中, P_t 是发射机功率; G_t 、 G_r 分别是发射与接收天线的增益; R 是收发距离; λ 是波长。

显然, 无论加大 M 或降低 α_d , 都有助于改善黑障下限。不幸的是, 在其他条件相同时, P_r 值与工作频率的平方成反比。因此, 只有当提高工作频率能使 α_d 的下降程度抵偿 P_r 的下降程度之后, 提高频率才是有益的。若频率仅在 10GHz 以下浮动, 则 α_d 的下降是微不足道的, 远不能弥补功率裕量 M 的损失。只有把工作频率提高到 30GHz 以上, α_d 才有明显的下降。但是, 高也有高的难处。即使 α_d 已经下降到无法再低的零分贝了。由于 λ^2 实在太小,

功率裕量也很难保证一定的作用距离。指望提高发射功率 P_t 来恢复功率裕量是办不到的。若增加 G ,意味着减少波束宽度,则提高跟踪精度,也非易事。近年来国外盛行的毫米波“星一地”通信系统,主要靠星上采用定向发射天线来解决功率裕量问题,而对有自旋稳定的小型再入弹头而言,这一点是办不到的。总之,只要功率裕量问题不解决,毫米波再入遥测就难以实现。

11.5 获取黑障区遥测数据的方法

由于宇宙飞船再入地球大气层时形成的等离子体鞘套,可能使飞船与地面间的通信信号完全丢失,或至少引起信号强度急剧衰减,造成通信中断,指挥、控制等系统局部以至全部失灵。中断时间可能长达10min之久。在导弹飞行试验中,弹头再入地球大气层时形成的等离子体鞘套可使再入通信中断几十秒钟,直到落地前几秒钟才恢复正常。在黑障区内,往往又是弹头遇到最恶劣的力学和热学环境的时刻,丢掉了这一段数据,显然是不能容忍的。再入等离子体的这些严重后果,引起了各国航天界的普遍关注。

自60年代初以来,人们一直在努力探求减小、消除再入等离子体鞘套对通信影响的方法。提出了各种各样的设想方案。美国曾耗费了大量资金,进行数十次实弹飞行^[3]来研究和验证这些设想方案。

有人建议,在遥测天线窗口上加一个极强的磁场,来束缚本来是随机运动的自由电子,使得在电场方向上几乎不发生自由电子同中性分子或正离子的碰撞。于是,电场和自由电子仅仅在正负两个半周互相交换能量,没有能量损失,电波衰减将接近于零。此法虽在实验室中已得验证,但即使采用现代超导技术,所需设备也太大,无法上天。

还有人建议,向再入等离子体喷注诸如水、四氯化二碳、三溴化硼等“亲电”液体,降低电子密度。但实测结果表明,效果不太明显,不足以克服中断^[8]。