

譯 者 序

本书是叙述超短波远距离传播问题的专门著作。全书共分十二章，其中第一章讨论超短波通信线路的计算原则，第二章至第十一章论述十种远距离超短波传播的形式，第十二章讨论宇宙通信问题。

这本书内容比较丰富，几乎介绍了目前已知的各种超短波远距离传播形式，讲来浅显易懂，并附有不少例题，进一步帮助读者理解和学习。

本书对一般无线电工程技术人员，大学无线电系的教师和学生及电波传播方面的研究人员均有参考价值。

译者在忠于原意和力求译文通顺的前提下，尽量保持了原文的语气和风格。书末并附有俄、中文单词及词组对照表，供读者查考。

全书译稿承侯景韩、袁志范两位同志协助整理和校核，谨于此表示感谢。

译者学识浅薄，对译文虽做过反复修改，难免还有错误和不当之处，欢迎读者指正。

译者 1963 年 10 月于北京

07462

序 言

远距离传送大量的信息，是现代技术的最迫切任务之一。

用无线电技术的方法来解决这个问题，在利用超短波波段的情况下是有可能的。因为这个波段巨大的频率容量可供传送宽频带的消息。

在过去很长的时间里，认为超短波只能用以保持近距离通信。只是在近几年，一方面由于应用了某些初看起来似乎意义不大的传播特性；另一方面由于火箭技术的成就，才建成了远距离超短波无线电通信干线。

本书研究目前已知的、利用超短波远距离传播过程实现远距离传送信息的方法。

书中研究的所有超短波通信线路的计算方法，大都系以应用“传播损耗”的概念为其基础。书中引用具体的数字实例来阐明所推荐的计算方法，对于掌握所述内容大有裨益。

书中所附的符号表使读者便于应用本书。但由于书中涉及的问题较广，并且不希望改变通用的符号，因而同一个字母不得不用来代表不同的量。书中还引入了用以表示以1瓦为参考电平的功率的分贝数的专门符号——分贝，瓦。

本书主编H. B. 奥西巴夫(H. B. Осипов)同志非常认真地审阅了手稿，并提出了许多宝贵的意见和建议，谨向他表示深切的感谢。

作者

符 号 表

$a = 6370$ 公里——地球半径	E_m ——电波的电场强度峰值
$a_A = 1738$ 公里——月球半径	f ——频率
$a_C = 695500$ 公里——太阳半径	f_1 ——发射频率
$a_{\text{地球}}$ ——地球等效半径	f_2 ——接收频率
A ——月球轨道长半轴	$f_{\text{临界}}$ ——临界频率
A ——天体方位角	f_N ——等离子区频率
A_1 ——发射天线的有效面积	F ——衰减因子
A_2 ——接收天线的有效面积	F ——引力
b ——弗累涅尔第一区半径	$F_{\text{地面}}$ ——在平整地面上绕射传播时的 衰减因子
b ——电离层厚度	$F_{\text{障碍}}$ ——绕过障碍时的衰减因子
B ——亮度	$F_{\text{场强}}$ ——场强的衰减因子
B ——月球轨道短半轴	F_u ——离心力
B ——比例系数	$F(\bar{k})$ ——起伏的空间谱
$c = 3 \cdot 10^8$ 米/秒——在自由空间中的光速	g ——对流层波导的相对高度
c_y ——无线电波的相速	h ——天体高度
$C(\rho)$ ——相关函数	h_1 ——发射天线高度
d ——线路长度	h_2 ——接收天线高度
d ——直径	h_0 ——球截高度
d_s ——天线有效直径	h_0 ——地面对流层波导高度
D_1 ——发射天线增益	H ——在绕射公式中的高度标准
D_2 ——接收天线增益	H ——障碍高度
$D(\varphi, \theta)$ ——在 (φ, θ) 方向的天线增益	H ——散射区的高度
$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ 库——电子的电荷	H ——人造地球卫星的运行高度
$e = 2.71828$ ——自然对数的底	$H_{\text{地球}}$ ——地球磁场的纵向分量
e ——月球轨道的偏心率	i ——电流瞬时值
e ——空气的绝对湿度	i_m ——电流峰值
E ——电波的电场强度瞬时值	I_N ——在单元面积法线方向的单位立 体角内的发射功率
E_0 ——电波的电场强度有效值	

I_{θ} ——在和法綫成 θ 角方向的单位立体角内的发射功率	n ——电子总数
$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ 瓦/度·赫 = -228,9 分貝,瓦/度·赫	N ——电子密度
——波茨曼常数	N ——折射指数
$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ ——波因子	N ——接收设备的噪声系数
$k = 6.67 \cdot 10^{-11}$ 立方米/公斤·秒 ² ——引力常数	N ——地带号(按当地带計算时间时)
$K = \frac{2\pi}{\lambda}$ ——空間脉动的波因子	P ——或然率
l ——地理經度	P ——橢圆参数
l ——在等离子区內的路程	P ——气压
l ——湍流的平均长度	P_1 ——发射功率
l_1, l_2, l_3 ——方向余弦	P_2 ——接收功率
l_1, l_2 ——到障碍物的距离	P_{uu} ——噪声功率
L ——在繞射公式內的距离标准	$P(E_{MUT})$ ——場强超过 E_{MUT} 的或然率
$L = \frac{P_1}{P_2}$ ——传播損耗	q ——电荷的綫密度
L ——对流层中旋渦的长度	q ——考虑宇宙噪声影响的因子
L_1 ——沿着电离遺跡的弗累涅尔第一区的长度	q ——視差角
L_0 ——传播基本損耗	Q ——电荷
L_0 ——旋渦的最大长度	r ——距离, 通信綫路长度
$L_{c\theta}$ ——自由空間中的传播損耗	r_0 ——視綫距离
$L_{oc\theta}$ ——自由空間中的传播基本損耗	R ——至月球或人造地球卫星的距离
L_s ——旋渦的最小长度	c/uu ——信号噪声比
$m = 9.106 \cdot 10^{-31}$ 公斤——电子质量	s ——恒星時間
m ——人造地球卫星的质量	S ——波印庭向量
m ——本地時間	S ——面积
m_1, m_2, m_3 ——方向余弦	S_1 ——用一付天綫接收时通信中断的或然率
M ——地球质量	S_2 ——用两付分集天綫接收时通信中断的或然率
n ——折射系数	S_n ——用 n 付分集天綫接收时通信中断的或然率
	S_0 ——格林威治半夜时的恒星時間
	t ——時間
	t ——天体时角
	T ——絕對溫度, °K

T ——人造地球卫星的旋轉周期	Δf ——通頻帶寬度
T_3 ——地球晝夜的長度	ΔF ——由於障礙而引起的增益
T_3 ——地球的噪聲溫度	$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ 法/米——自由空間的
T_M ——月球的旋轉周期	介電係數
T_K ——宇宙空間的噪聲溫度	ϵ' ——土壤的相對介電係數
T_C ——太陽的噪聲溫度	η ——角度
T_9 ——等效噪聲溫度	Θ ——球座標系中的角座標
$T_{\text{эфф}}$ ——天綫的有效噪聲溫度	Θ ——極角
$T(\varphi, \Theta)$ ——在 (φ, Θ) 方向的周圍媒質的等效溫度	Θ ——入射角
$U(x)$ ——在繞射公式中和距離有關的衰減因子	Θ ——散射角
v ——速度	λ ——波長
v_9 ——地面上點的繞射速度	λ ——機械振動的波長
V ——體積	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ 亨/米——自由空間的導磁係數
V_R ——射綫速度	ν ——電子與中性分子的碰撞頻率
$V(y)$ ——繞射公式中的高度因子	ρ ——電荷體積密度
π ——座標	ρ ——在對流層中兩點間的距離
$\pi = \frac{r}{L}$ ——相對距離	σ ——有效散射面積
y ——座標	σ' ——有效散射面積率
$y_1 = \frac{h_1}{H}$ ——發射天綫的相對高度	τ ——密流星遺跡的時間常數
$y_2 = \frac{h_2}{H}$ ——接收天綫的相對高度	φ ——球座標系中的角座標
Z ——座標	φ ——緯度
α ——極化角	φ ——極化平面的偏轉角
α ——天體赤經	Φ ——地心角
$\alpha_{\text{верт}}$ ——在垂直平面中方向性圖的寬度	ψ ——人造地球衛星軌道對赤道平面的傾斜角
$\alpha_{\text{гор}}$ ——在水平平面中方向性圖的寬度	$\omega = 2\pi f$ ——角頻率
β ——滑角或仰角	Ω ——和理想化了的方向性圖相應的立體角
δ ——天體赤緯	Ω_c ——立體角(在它的範圍內可以看見太陽)
δ ——衰耗係數	

目 录

译者序

序言

符号表

第一章 引言.....	1
§ 1.1. 基本概念	1
§ 1.2. 超短波无线电通信线路的计算原理	3
第二章 视线距离外超短波绕射传播	11
§ 2.1. 绕射公式	11
§ 2.2. 无线电波绕射传播时衰减因子的决定	12
§ 2.3. 无线电波绕射传播时通信距离的决定	15
第三章 超短波在山峰附近的绕射。“障碍增益”现象	19
§ 3.1. “障碍增益”现象的初步解释	19
§ 3.2. 在传播道路上有屏蔽障碍时衰减因子的近似算法	20
第四章 超短波在电离层的正常结构和不稳定结构上的 远距离反射传播	23
§ 4.1. 电离层的各正常分层在超短波远距离传播中的作用	23
§ 4.2. 电离层中各种不稳定结构在超短波远距离传播中的作用	24
第五章 当产生对流层波导时的超短波远距离传播	25
§ 5.1. 基本概念	25
§ 5.2. 在对流层波导条件下传播时衰减因子的决定	29
§ 5.3. 在超折射条件下传播时的临界波长概念	33
§ 5.4. 产生对流层波导的条件	34
第六章 超短波远距离对流层散射传播	36
§ 6.1. 由于对流层散射引起的超短波远距离传播的物理过程	36
§ 6.2. 对流层散射通信线路损耗计算概述	42
§ 6.3. 有效比散射面积的决定	46
§ 6.4. 有效地参与散射的对流层体积的决定	57
§ 6.5. 对流层无线电波传播的某些特点	65

§ 6.6. 对流层通信线路的工程计算方法	76
第七章 超短波远距离电离层散射传播	79
§ 7.1. 超短波远距离电离层散射传播的物理过程	79
§ 7.2. 有效比散射面积的决定	81
§ 7.3. 散射体积的决定	82
§ 7.4. 电离层散射时的传播损耗	84
§ 7.5. 超短波远距离电离层散射传播的特点	85
§ 7.6. 电离层散射通信线路的工程计算方法	89
第八章 超短波远距离流星电离遗迹散射传播	91
§ 8.1. 由流星电离遗迹散射所引起的超短波远距离传播的物理过程	91
§ 8.2. 无线电波由疏流星遗迹的散射	93
§ 8.3. 无线电波由密流星遗迹的反射	100
§ 8.4. 关于流星反射的相对强度和相对时间的统计数据	102
§ 8.5. 流星无线电通信线路的计算	104
第九章 远距离超短波月球表面反射传播	107
§ 9.1. 应用月球表面反射信号以实现无线电通信的一般原则	107
§ 9.2. 关于月球表面反射特性的实验数据	115
§ 9.3. 月球通信线路上无线电波传播的特点	119
§ 9.4. 月球无线电通信线路的计算基础	126
§ 9.5. 通信线路两终端点同时看到月球时间的决定	129
§ 9.6. 月球角座标的决定	130
第十章 超短波远距离太阳反射传播	133
§ 10.1. 无线电波从太阳大气层反射时的物理过程	133
§ 10.2. 关于应用太阳反射的超短波通信线路的计算意见	136
第十一章 应用人造地球卫星(ИСЗ)的超短波远距离传播	139
§ 11.1. 关于人造地球卫星绕地球旋转的基本知识	139
§ 11.2. 应用人造地球卫星实现超短波远距离通信的一般原则	142
§ 11.3. 决定从地面给定点看到人造地球卫星的时间	144
§ 11.4. 决定从线路两终端点同时看到人造地球卫星的时间	148
§ 11.5. 应用人造地球卫星作为有源转播站的超短波通信线路的能量 计算	149

§ 11.6. 应用人造地球卫星作为无源轉播站的超短波通信綫路的能量 計算	151
§ 11.7. 应用无源人造地球卫星体系实现全球范围内无綫电通信的 途径	153
§ 11.8. 依靠人造地球卫星作为反射体的通信的某些特点	155
第十二章 宇宙无綫电通信問題	160
§ 12.1. 概述	160
§ 12.2. 接收設備輸入端的噪声电平的計算	161
§ 12.3. 地面电台和宇宙飞船通信时最佳頻率的选择	171
§ 12.4. 宇宙飞船間通信頻率的选择	175
§ 12.5. 宇宙通信綫路的能量計算	176
§ 12.6. 发现宇宙中有理智生物发送的无綫电信号問題	177
俄、中文单詞与詞組对照表	
参考文献	

第一章 引 言

§ 1.1 基本概念

从 30 兆赫（相当于波长 10 米）到 30000 兆赫（波长 1 厘米）的无线电波叫做超短波（УКВ）。波长短于 1 厘米的波段已经属于毫米波波段。超短波波段一般又分为下列分波段：米波段（波长 10—1 米）、分米波波段（波长 1 米—10 厘米）和厘米波波段（波长 10 厘米—1 厘米）。

下面的叙述，说明了无线电专家们近年来对超短波发生兴趣的原因。

如果在无线电发展的初期，人们建造具有复杂天线设备的大功率（在当时来说）无线电台，只是为了使这电台能同时发送一分电报或一路电话，那末现在，这样小的发送信息量，已经不能够满足对无线电通信的日益增长的需要了。现在的任务是要在通信干线上同时传送 1200 路电话或一个电视节目。在每一个电话电路内同时能传送 18 路电报信息。两个电话电路合并后可以传送无线电广播节目。每一电话电路的频带为 4000 赫，传送 960 路电话，所需要的总频带（包括各个超群间的保护间隔）是 4038 兆赫。传送电视占用频带 5.3 兆赫（没有伴音）^[1]。这样，传送多路电话或电视需要 5 兆赫左右的频带。为了不失真地重现这种传送的消息，载频应该是最大调制频率的 10 倍左右，这在所述情况下约等于 50 兆赫。这表明只有超短波才适于用以传送宽频带的信息。

另一方面，不久以前还认为超短波（粗略地讲）只能在视线距离内传播，而不能用作远距离通信。因为，第一，除了太

阳活动性最强的年代和电离层中产生某种非经常结构之外，电离层各正常分层的电子密度对反射短于 10 米的电波来说是不够的。第二，在超短波段绕射表现得很微弱，因此这一波段的波几乎不能绕过地球凸起的表面。

无线电中继通信线路的广泛应用，可以说是解决超短波有传送宽频带消息的能力而传播距离有限的实际矛盾的方法。把通信线路分成几个段，使各段内相邻电台的天线位于视线距离内，就能利用超短波作远距离信息传送。显然，以每隔约 50 公里装置一个中间无线电中继站的代价来达到这个目的，通信线路的设备是十分昂贵而复杂的。

因此，人们很自然地超短波远距离直接传送信息的可能性感到兴趣。这方面的可能性只是在近几年才发现。

目前已知的超短波远距离传播形式有两类。

第一类包括：

- I、超短波在对流层和电离层中不均匀体上的散射传播。
- II、超短波在流星的电离遗迹上的反射传播。
- III、超短波在人造电离云上的散射传播。
- IV、利用装在飞机或直升飞机上的有源转播器的超短波远距离传播。

第二类中包括：

- I、超短波在月球表面上的反射传播。
- II、超短波在太阳大气层中的反射传播。
- III、超短波在人造地球卫星（简称为IC3）上的反射传播。
- IV、利用人造地球卫星作为有源转播站的超短波远距离传播。

§ 1.2 超短波无线电信线路的计算原理

利用传播损耗的概念来评价超短波通信线路的工作是很方便的。

传播损耗是发射机发射功率 P_1 与接收天线送到负载上的功率 P_2 之比。

假如无线电波在自由空间内传播，发射天线具有增益系数 D_1 ，接收天线具有增益系数 D_2 ，两天线间的距离等于 r ，工作波长为 λ ，那末，接收天线所在点的波印庭 (Пойнтинг) 向量 (1 秒钟内通过垂直于传播方向的 1 平方米面积的能量流) 的数值由下式决定

$$S_2 = \frac{P_1 D_1}{4 \pi r^2}, \frac{\text{瓦}}{\text{米}^2}. \quad (1.1)$$

这里和以后，只采用实用单位 MKCA (米·公斤·秒·安)。我们约定，假使公式中的量是用基本单位表示¹⁾，那末象在公式 (1.1) 中那样，单位的符号就不表示出来；假使是用派生单位表示²⁾，单位的符号就用注脚标出来。

在天线技术中，采用接收天线的有效面积的概念 (该面积和波印庭向量的乘积等于接收天线馈送给匹配负载的功率)。假定电波从天线方向性图的最大方向传来，那末可以指出^[2]，接收天线的有效面积 A_2 和它的增益系数 D_2 有下列关系：

$$D_2 = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot A_2. \quad (1.2)$$

对具有抛物面、透镜、喇叭等形状的超短波天线，接收天线

1) MKCA 制中的基本单位是：米，公斤，秒，安，伏，瓦，法，亨，库，欧，赫。

2) 派生单位是：公里，毫秒，微秒，毫安，毫瓦，千赫，兆赫等等。

的有效面积約等于其几何面积的 60—70%。

饋送到負載的功率由下式決定：

$$P_2 = S_2 \cdot A_2, \text{ 瓦。} \quad (1.3)$$

將 (1.1) 和 (1.2) 式中的 S_2 和 A_2 代入 (1.3), 求得传播損耗

$$L_{cs} = \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{D_1 \cdot D_2}. \quad (1.4)$$

有时为了方便引入所謂“传播基本損耗”的概念。这个損耗就是应用假想的、各向同性的（即无方向性的）輻射器作为收发天綫时的传播損耗。將 $D_1 = D_2 = 1$ 代入公式 (1.4), 得

$$L_{ocs} = \frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2. \quad (1.5)$$

在距离远的通信綫路上, 传播損耗的絕對值很大, 因而用分貝表示比較方便。这样, 公式 (1.4) 和 (1.5) 将变为

$$L_{cs, \text{dB}} = 10 \lg L_{cs} = 20 \lg \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right) - D_{1\text{dB}} - D_{2\text{dB}}, \quad (1.6)$$

$$L_{ocs, \text{dB}} = 10 \lg L_{ocs} = 20 \lg \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right). \quad (1.7)$$

图 1.1 給出了按公式 (1.7) 繪制的曲綫。当波长和通信綫路的距离 r 已知时, 可以很容易地从图上决定基本損耗的数量。

在实际情况下, 无綫电波不是在自由空間內、而是在有能量損耗的条件下传播的。这种損耗使接收点的場强比在自由空間传播时弱。能量的損耗可能是由于无綫电波繞过地球表面时的繞射衰减、对流层和电离层散射时的能量損耗和穿过地球大气层时的損耗等等所引起。

如用 F 表示功率衰减（即衰减因子），那末可以把公式 (1.1) 改写成下面的形式：

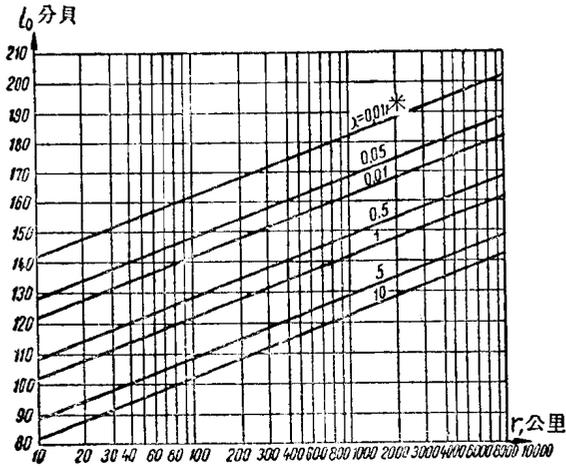


图 1.1

$$S_2 = \frac{P_1 D_1 F}{4 \pi r^2}, \quad \frac{\bar{W}}{\text{米}^2}.$$

衰减因子也可用分贝表示。

当考虑了衰减后，公式(1.4)—(1.7)取下列形式：

$$L = \left(\frac{4 \pi r}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{D_1 D_2 F}, \quad (1.8)$$

$$L_0 = \left(\frac{4 \pi r}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{1}{F}, \quad (1.9)$$

$$L_{\partial\delta} = 20 \lg \left(\frac{4 \pi r}{\lambda} \right) - D_{1\partial\delta} - D_{2\partial\delta} - F_{\partial\delta}, \quad (1.10)$$

$$L_{0,\partial\delta} = L_{0c\partial\delta} - F_{\partial\delta} = 20 \lg \left(\frac{4 \pi r}{\lambda} \right) - F_{\partial\delta}. \quad (1.11)$$

应用传播损耗的概念来计算通信线路很方便。计算一般是这样进行的：知道了发送信号的频带和所需的信号噪声比（简

写为 c/w), 即可计算可靠地接收信号所必需的功率 P_2 , 然后按照公式 (1.9) 算出传播基本损耗。仿照公式 (1.4), 可以写出

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{L_0}{D_1 D_2}, \quad (1.12)$$

由此得出

$$P_1 D_1 D_2 = P_2 L_0, \text{ 瓦}. \quad (1.12 a)$$

因为公式 (1.12 a) 的右边是已知的, 所以通信线路的计算任务只在于适当地选择发射机的功率 P_1 和具有增益系数 D_1 与 D_2 的天线, 以便使等式 (1.12 a) 成立。这时选择 $P_1 D_1 D_2$ 乘积中的因子 P_1 、 D_1 和 D_2 , 应使设备中发射机和天线的建筑费用最小。

往往将公式 (1.12 a) 写成其中各数量系用分贝表示的形式。

求等式 (1.12 a) 两边的对数, 并乘以 10 后, 得到

$$P_{1\text{dB}} + D_{1\text{dB}} + D_{2\text{dB}} = P_{2\text{dB}} + L_{0\text{dB}}. \quad (1.13)$$

此时通信线路的计算方法和上述基本相同, 差别只在于适当地选择发射机的功率和天线的增益系数, 以便使用分贝表示的这些数量之和等于给定的数值。

现在我们来较详细地研究接收设备输入端必需功率的计算方法。

在超短波波段内, 干扰电平一般是由接收设备输入端的固有噪声所决定。在接收设备教程中^[3]指出, 噪声功率可由下式决定:

$$P_u = N k T \Delta f, \text{ 瓦}, \quad (1.14)$$

式中 N 为与接收机型式及其输入电路结构有关的接收设备的噪声系数,

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \frac{\text{瓦}}{\text{度} \cdot \text{赫}} \text{ 或 } -228.9 \frac{\text{分貝} \cdot \text{瓦}}{\text{度} \cdot \text{赫}}$$

为玻茨曼 (Больцман) 常数,

T 为接收设备输入电路的绝对温度,

Δf 为接收设备有效通频带的宽度, 赫。

当以分贝为单位进行计算时, 公式 (1.14) 将取下面的形式:

$$P_{u \text{ дб, см}} = -228.9 + N_{\text{дб}} + 10 \lg T + 10 \lg \Delta f. \quad (1.15)$$

假如干扰电平不是由接收设备的固有噪声所决定, 而决定于宇宙干扰 (这在20—150兆赫频段内是可能的), 那末在公式 (1.14) 中应引入因子 $q > 1$, 该公式即成:

$$P_{u} = q N k T \Delta f, \text{ 瓦.}$$

用同样方法, 也可将此式变换成式 (1.15) 的形式。

接收设备输入端所需功率, 可按下式计算:

$$P_2 = \frac{c}{u} q N k T \Delta f, \text{ 瓦.} \quad (1.16)$$

当选择上式中 c/u 比值时, 不仅要考虑到产生所需的临界功率值, 而且当有衰落时, 要保证必需的抗衰落能力。公式 (1.16) 的另一形式是:

$$P_{2 \text{ дб, см}} = -228.9 + \left(\frac{c}{u} \right)_{\text{дб}} + q_{\text{дб}} + N_{\text{дб}} + 10 \lg T + 10 \lg \Delta f. \quad (1.17)$$

实际上感兴趣的往往是接收点的无线电波的电场强度。

电场强度的有效值可以按照下式计算:

$$E_{\text{д}} = \frac{173 \sqrt{P_{\text{квм}} D_1}}{r_{\text{к.м}}} \cdot F_{\text{нап}}, \frac{\text{毫伏}}{\text{米}}. \quad (1.18)$$

上式中除系数 $F_{\text{нап}}$ 外, 其他数值都已述及。系数 $F_{\text{нап}}$ 和

F 一样,也是衰减因子,但不是对功率而是对场强而言的衰减因子。

衰减因子 F 和 $F_{\text{нaнp}}$ 有下列关系:

$$F = F_{\text{нaнp}}^2 \quad (1.19)$$

当然,以分贝表示的二者的数值相等,即

$$F_{\text{дб}} = F_{\text{нaнp,дб}} \quad (1.20)$$

$F_{\text{дб}}$ 和 $F_{\text{нaнp,дб}}$ 可按照下列公式,变换成相应的数值:

$$F = 10^{\frac{F_{\text{дб}}}{10}}, \quad (1.21)$$

$$F_{\text{нaнp}} = 10^{\frac{F_{\text{нaнp,дб}}}{20}} \quad (1.22)$$

下面举例说明上述公式的实际应用。

例 1.1 在下列情况下,求保证无线电通信线路正常工作的发射机的必需功率:

$$\begin{aligned} r &= 450 \text{ 公里}, & \lambda &= 40 \text{ 厘米}, & D_1 &= 40 \text{ 分贝}, \\ D_2 &= 40 \text{ 分贝}, & \Delta f &= 5 \text{ 兆赫}, & T &= 300^\circ \text{ K}, \\ F &= -80 \text{ 分贝}, & N &= 3 \text{ 分贝}, & c/u &= 40 \text{ 分贝}, \\ q &= 1. \end{aligned}$$

为了简化计算,略去馈线中的损耗。

首先按公式 (1.17) 计算接收设备输入端的必需功率。

把数值 $10 \lg 300 = 24.8$, $10 \lg 5 \times 10^6 = 67.0$ 和其他已知数值代入公式 (1.17), 则得:

$$P_2 = -228.9 + 40 + 0 + 3 + 24.8 + 67.0 = -94.1 \text{ 分贝, 瓦}.$$

然后按公式 (1.11) 计算基本损耗

$$\begin{aligned} L_0 &= 20 \lg \left(\frac{4\pi \times 4.5 \times 10^5}{0.4} \right) - (-80) \\ &= 140.0 + 80 = 223.0 \text{ 分贝}. \end{aligned}$$

现在用公式 (1.13) 决定以分贝,瓦表示的发射机功率。把求出的数值 P_2 和 L_0 及已知的数值 D_1, D_2 代入这公式, 则得

$$P_1 = -94.1 + 223.0 - 40 - 40 = 48.9 \text{ 分貝, 瓦,}$$

由此

$$P_1 = 10^{\frac{P_{1000m}}{10}} = 10^{4.89} = 7.7 \times 10^4 \text{ 瓦} = 77 \text{ 千瓦.}$$

这是为了保证上述无线电路有所要求的工作条件时, 发射机所必须具有的功率。

现在按公式 (1.18) 决定接收点的场强。为此, 必须把衰减因子和发射天线的增益系数从分贝变换成对应的数值。

从公式 (1.22) 得

$$F_{\text{напр}} = 10^{-\frac{80}{20}} = 10^{-4}.$$

因为天线增益系数是对功率而言的, 所以与它的分贝值对应的数值应按下式计算:

$$D_1 = 10^{\frac{D_{100}}{10}} = 10^{\frac{40}{10}} = 10^4.$$

把这些数值和其余数值代入公式 (1.18) 后, 得到

$$E_0 = \frac{173\sqrt{77 \times 10^4}}{450} \times 10^{-4} = 3.4 \times 10^{-2} \frac{\text{毫伏}}{\text{米}} = 34 \frac{\text{微伏}}{\text{米}}.$$

对所设计的通信线路, 利用电平图来表示各种损耗的分配颇为方便。

电平图的水平轴表示各种形式的损耗。垂直轴表示通信线路各个环节中的以分贝 (以一瓦为参考电平) 为单位的功率 (在某些情况下取 1 毫瓦作为单位功率, 但这没有本质上的差别)。在各段中的损耗以相应的电平差的形式表示。

图 1.2 画出了上例的电平图, 在图上附带地表示出发送和接收馈线中的损耗, 这些损耗在计算时没有考虑。

画电平图时, 以接收设备输入端的噪声功率作为开始数值, 它在本例中等于

$$P_{\text{ш}} = NkT\Delta f = -134.1 \text{ 分貝, 瓦.}$$

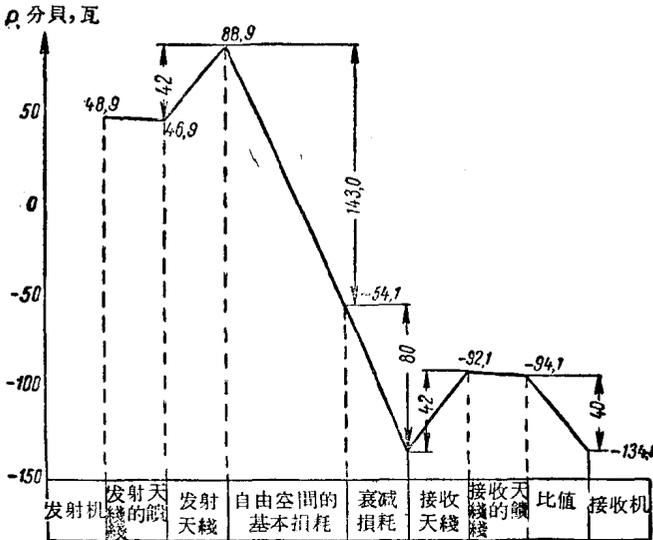


图 1.2

超短波远距离传播的实现，主要是依靠对流层电波（即由对流层反射或散射的电波）和电离层电波（即由电离层反射或散射的电波）。地面无綫电波（即沿着地球表面传播和由于繞射而环繞地球表面传播的电波），不能用作远距离无綫电通信，因为它们們在传播过程中受到巨大的衰减。

在无綫电波传播的一般实际运用中，所有已知的传播形式均属于上述三种波的形式。除上述的无綫电波外，还有穿过对流层和电离层、在宇宙空間內传播、并从天体或人造地球卫星上反射回来的无綫电波。但这并不意味着这些自由传播的电波完全不受地球大气的影响。当无綫电波穿过对流层或电离层时，它們的軌道略呈弯曲，也就是它們受到对流层和电离层的折射。此外，它們还遭受衰耗，但是这并未使它們丧失其主要特点，即在大部分路程上作直綫传播。

第二章 視線距离外超短波繞射传播

§ 2.1 繞射公式

按照最简单的定义，电波繞过传播道路上障碍物的能力叫做繞射。当无线电波沿地面从 A 点传播到 B 点时，高度为 h_0 的球截部分就是这种障碍（图 2.1）。从物理学知道，当障碍物的大小与波长接近时，繞射现象很显著。对超短波段而言，即使在 100 公里左右的距离上， h_0 的值（接近 300 米）已经比波长大得多。因此，米波只略微繞过地球表面，至于分米波和厘米波就更难繞过地球表面了。

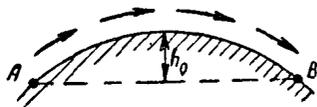


图 2.1

正如在第一章中所指出，所有超短波通信线路的计算，最终均归结为计算和自由空间传播相比较的衰减因子。

Б. А. 符維斯基 (Б. А. Введенский)、X. 勃利默尔 (X. Бреммер) 和 В. А. 福克 (В. А. Фок) 研究了电波沿球面的繞射问题。福克导出了最完整的繞射公式。当用这个公式在超短波段内进行计算时，应当注意到，在这个波段内地球中的位移电流比传导电流大得多，因而我们能够假定地球的导电率等于零，这样就大大地简化了这个公式。

在这样条件下，衰减因子可用下式计算

$$F_{\delta\delta} = U(x)_{\delta\delta} + V(y_1)_{\delta\delta} + V(y_2)_{\delta\delta}, \quad (2.1)$$

式中 $x = \frac{r}{L}$ 为相对距离，

$y_1 = \frac{h_1}{H}$ 为发射天线的相对高度,

$y_2 = \frac{h_2}{H}$ 为接收天线的相对高度。

此处 r 为沿地球表面测量的两天线基座间的距离,

h_1 为发射天线高度,

h_2 为接收天线高度,

L 和 H 为福克在研究绕射问题时所引入的所谓距离标准和高度标准。

这两个数量由下列公式决定:

$$L = \left(\frac{a_{\text{эко}}^2 \lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.2)$$

和

$$H = \frac{1}{2} \left(\frac{a_{\text{эко}} \lambda^2}{\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.3)$$

式中 λ 为波长; 而 $a_{\text{эко}}$ 为地球等效半径, 引入 $a_{\text{эко}}$ 是为了考虑大气折射现象, 即考虑在对流层中传播时无线电波轨道的弯曲。对于经常见到的所谓正常大气折射, 可以认为

$$a_{\text{эко}} = \frac{4}{3} a, \quad (2.4)$$

式中 $a = 6.37 \cdot 10^6$ 米为地球半径。

这样, 在正常的大气折射情况下,

$$a_{\text{эко}} \approx 8.5 \cdot 10^6 \text{ 米}。$$

§ 2.2 无线电波绕射传播时衰减因子的决定

按照已知的 x 、 y_1 和 y_2 , 由图 2.2 和 2.3 可以决定公式 (2.1) 中的 $U(x)$ 与 $V(y)$ 。

按照下述步骤决定衰减因子:

- a) 按公式 2.2 与 2.3 計算距离标准和高度标准，
 б) 計算相对距离和相对高度，
 B) 用图 2.2 和 2.3 的曲綫决定 $U(x)$ 、 $V(y_1)$ 和 $V(y_2)$ 的
 值，
 r) 按公式 (2.1) 計算衰减因子。
 把衰减因子从分貝变换到相应数值的方法在上面已經讲过
 了。

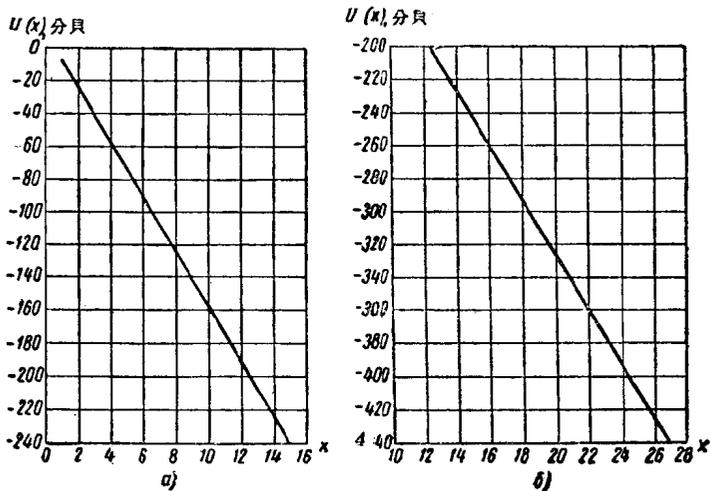


图 2.2

應該記住，只有当距离超过視線距离 50% 以上时，才能应用簡化的繞射公式。視線距离可用下式决定：

$$r_0 = \sqrt{2 a_{\text{кв}}} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \text{ 米。} \quad (2.5)$$

把上面所确定的地球等效半径值代入上式，則得

$$r_0 = 4.12 (\sqrt{h_{1,\text{M}}} + \sqrt{h_{2,\text{M}}}) \text{ 公里。} \quad (2.5 a)$$

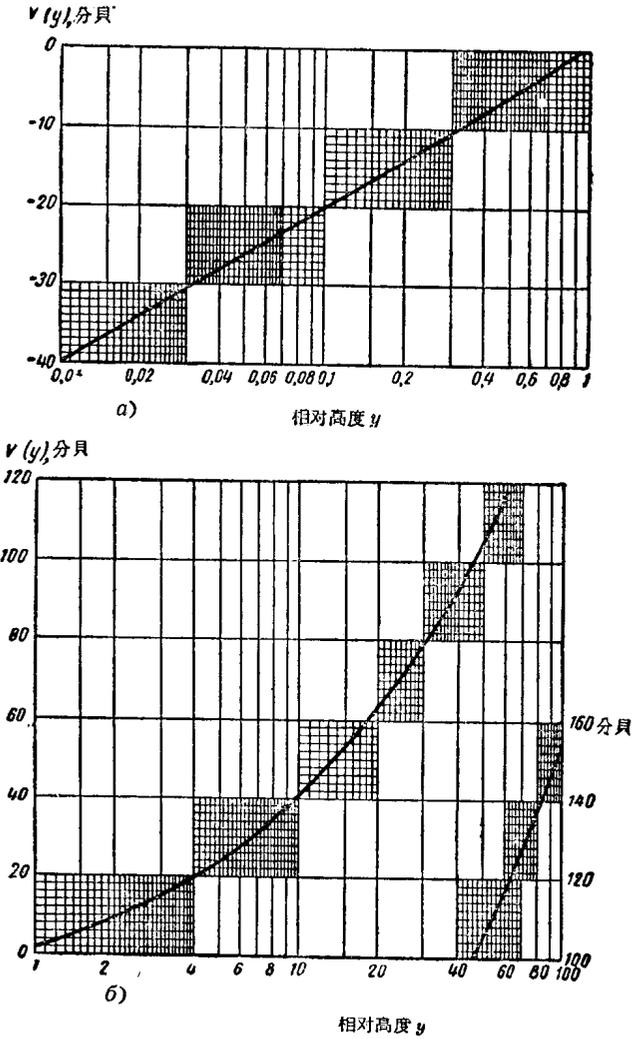


图 2.3

§ 2.3 無線電波繞射傳播時通信距離的決定

決定超短波沿地面最大繞射傳播距離的方法，可用下面的例子闡明。

例 2.1 已知：

發射功率 $P_1 = 15$ 千瓦。

為了可靠地接收信號，接收設備輸入端的必需功率 $P_2 = -94.1$ 分貝，瓦（取自例 1.1）。

天綫高度 $h_1 = h_2 = 10$ 米。

發射和接收天綫的增益係數 $D_1 = D_2 = 20$ 分貝。

當波長 $\lambda = 10$ 米、1 米、10 厘米、1 厘米時，試決定超短波的最大傳播距離。

和例 1.1 一樣，為了簡化計算，我們忽略了饋綫中的損耗。

我們首先計算傳播的總損耗。

按下述公式把發射功率從千瓦變換為以 1 瓦為參考電平的分貝數

$$P_{1\text{dB},\text{em}} = 10 \lg 1.5 \cdot 10^4 \approx 41.8 \text{ 分貝, 瓦,}$$

根據總損耗的定義，得到

$$L = \frac{P_1}{P_2}$$

或 $L_{\text{dB}} = P_{1\text{dB},\text{em}} - P_{2\text{dB},\text{em}} = 41.8 - (-94.1) = 135.9$ 分貝。

損耗的一部分，即 $D_1 + D_2 = 40$ 分貝由天綫的增益所補償 [公式 (1.10)]。因之，傳播基本損耗 [公式 (1.10)] 為

$$L_{\text{odB}} = L_{\text{dB}} + D_{1\text{dB}} + D_{2\text{dB}} = 175.9 \text{ 分貝。}$$

從公式 (1.11) 可以看出，基本損耗是由自由空間的基本損耗 $L_{\text{ocB},\text{dB}} = 20 \lg \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)$ 和傳播衰減損耗 F_{dB} 所合成。

這兩種損耗均與距離和頻率有關，因此為了解決所提出的問題，必須決定所給波長中的每一個波長的 L_{odB} 和距離的關係，並應以損耗等於 175.9 分貝的距離作為最大通信距離。

為此目的，我們按公式 (2.5 a) 計算已知天綫高度的視線距離

$$r_0 = 4.12(\sqrt{10} + \sqrt{10}) = 26 \text{ 公里。}$$

这样,可以从 40 公里起决定 $L_{0\delta\delta}$ 与距离的关系。

把按公式 (1.5) 计算出的 $L_{0\delta\delta, \delta\delta}$ 的值记录在表 2.1 中。

其次按公式 (2.1) 决定衰减因子和距离的关系。

将所给波长的距离标准、高度标准, 相对高度和高度因子 (按图 2.3 决定) 的值列在表 2.2 内。

相对距离 x 的计算值、按图 2.2 决定的 $U(x)$ 值和按公式 (2.1) 计算的 $F_{\delta\delta}$ 值, 均列在表 2.3 内。

表 2.1

λ , 米	$L_{0, \delta\delta}$, 当 r (公里) 等于						
	30	50	100	200	300	400	500
10	92	96	102	108	112	114	116
1.0	112	116	122	128	132	134	136
0.1	132	136	142	148	152	154	156
0.01	152	156	162	168	172	174	176

表 2.2

λ , 米	L , 公里	H , 米	$y_1 = y_2$	$V(y_1) = V(y_2), \delta\delta$
10	61.2	221	0.05	-26
1.0	28.4	47.6	0.2	-14
0.1	13.2	10.3	1.0	2
0.01	6.1	2.2	4.5	22

按照表 2.3 的数据, 在图 2.4 上画出了所研究的四个波长的衰减因子 (对自由空间而言) 与距离的关系。从这个图上看

表 2.3

r, 公里	$\lambda=10$ 米			$\lambda=1$ 米			$\lambda=10$ 厘米			$\lambda=1$ 厘米		
	x	U(x) 分貝	F ₀₆	x	U(x) 分貝	F ₀₆	x	U(x) 分貝	F ₀₆	x	U(x) 分貝	F ₀₆
30	0.5	-2	-54	1.1	-16	-44	2.3	-28	-24	5	-80	-36
50	0.8	-8	-60	1.8	-20	-48	3.8	-56	-52	8.2	-135	-91
100	1.6	-20	-72	3.6	-42	-70	7.6	-117	-113	16.4	-270	-226
200	3.2	-42	-94	7.2	-112	-140	15.2	-242	-238	32.8		
300	4.8	-75	-127	10.8	-170	-198	22.8	-365	-361	49.2		
400	6.4	-102	-154	14.4	-240	-240	30.4			65.6		
500	8.0	-123	-175	18.0	-295	-295	38.0			82.0		

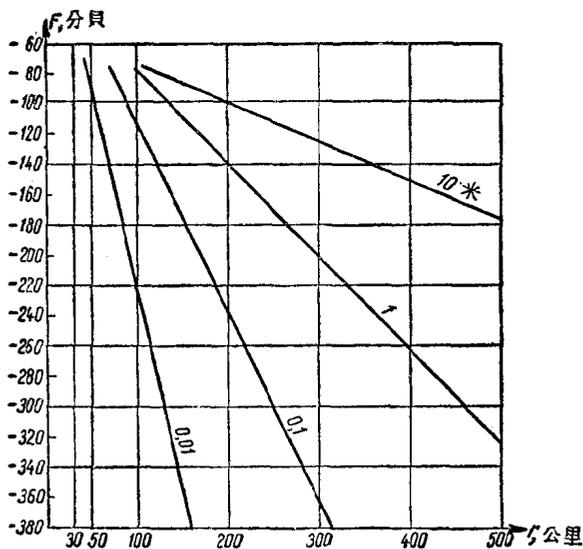


图 2.4

出，場强的衰减随着波长的縮短而迅速增加。当波长为 1 厘米时，繞射現象表現得非常微弱。

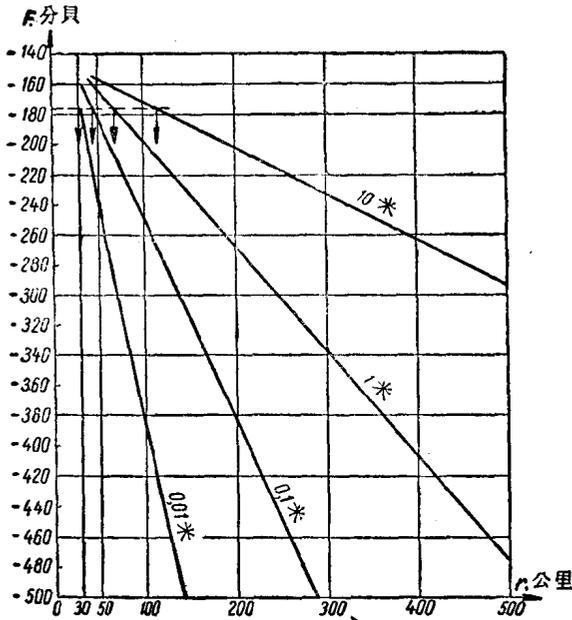


图 2.5

在图 2.5 上画出了基本損耗与距离的关系，基本損耗等于自由空間內的基本損耗(表 2.1)与衰减(表 2.2)之和。

在每一根曲線上标出了損耗达到极限值的距离。波长为 10 米时极限距离 $r_{\text{max}}=112$ 公里；波长为 1 米时， $r_{\text{max}}=60$ 公里；波长为 10 厘米时， $r_{\text{max}}=39$ 公里；最后，在最短波长 $\lambda=1$ 厘米上， $r_{\text{max}}=27$ 公里。这些数字明显地指出无线电波繞射传播的距离是不大的，并且这个距离随着波长的縮短而很快地减小。

第三章 超短波在山峯附近的繞射。 “障碍增益”現象

§ 3.1 “障碍增益”現象的初步解釋

初看起来有些奇怪的障碍增益現象于1953年发现，此現象表明超短波传播道路上的山峰等屏蔽障碍物，在某种条件下反而会促进远距离传播，这时在平滑地面上的传播損耗反較有屏蔽障碍物时的传播損耗为大。

对于这个現象的初步解釋如下：无綫电波繞射传播时所經過的路程都在地球表面附近，因而在全部路程上都遭受衰耗。当山峰具有某种形状时(如图3.1所示)，无綫电波远离地面和山坡，在空气中通过整个路程 AM 和 BM ，仅在 M 点繞过屏蔽障碍物时产生衰減。除此之外，由于采用升起的天綫，所以在路程 AM 和 BM 上都传播着两条射綫：直接射綫 AM 和由地面 C 点反射的反射射綫；及直接射綫 MB 和由地面 D 点反射的反射射綫。这样，在 B 点的場可以看作是四个波干涉的結果(經过路程 AMB ， $ACMB$ ， $AMDB$ ， $ACMDB$)，它們中間的每一个都繞过峰頂。无綫电波繞过山峰現象的上述解釋叫做“四射綫解釋”。

从視綫距离内

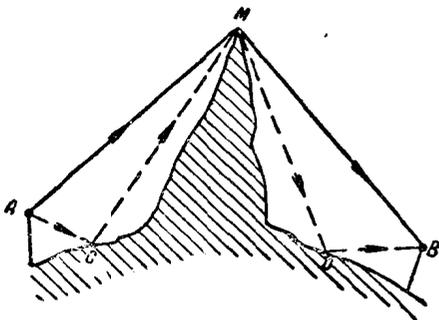


图 3.1

的超短波传播理論中知道 ([4], 70 頁), 超短波在地面反射时的損耗是不大的, 反射系数接近于 1。

假使山峰高度比天綫高度大得多时, 那末四个射綫的繞射損耗几乎一样。在有利的几何条件下, 即到达接收点的四个射綫的相位相同时, 合成場强将比一根射綫 AMB 的場强大四倍。这相当于功率增加十六倍, 即增加 $10 \lg 16 = 12$ 分貝。这是传播損耗减小的第二个原因。

§ 3.2 在传播道路上有屏蔽障碍时 衰减因子的近似計算法

可以应用在遮光板边缘光的繞射理論的公式, 来計算繞过障碍物时的衰减因子。

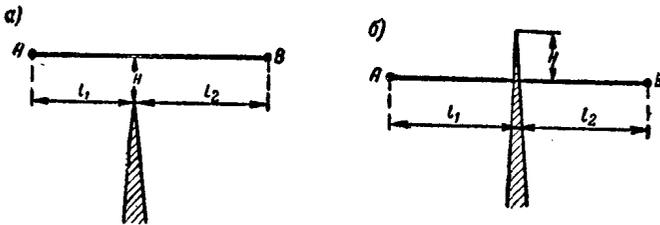


图 3.2

从无线电波传播教程 ([4], 141 頁) 中知道: 在无线电波传播道路上, 如有不透明的楔形障碍物 (图 3.2), 那末与自由空间传播相比的衰减因子可以用图 3.3 来决定。这里沿水平轴标出了用下式决定的辅助参数 v

$$v = \frac{H\sqrt{2}}{b}, \quad (3.1)$$

式中 H 为从连接 A 、 B 两点的直綫算起的障碍物的高度 (此时 H 的值被认为是正的, 图 3.2 b); 或者是障碍物頂点至直綫

AB 的垂直距离，
在此情况下，障碍
物不是屏蔽性的
(此时 H 的值带有
負号，图 3.2a)； b 为
在障碍物处第一弗
累涅尔 (Френель)
区的半径，它按下
式决定

$$b = \frac{\sqrt{l_1 l_2 \lambda}}{l_1 + l_2} \quad (3.2)$$

当 $v > 2$ 时，可
用下式計算衰減因子

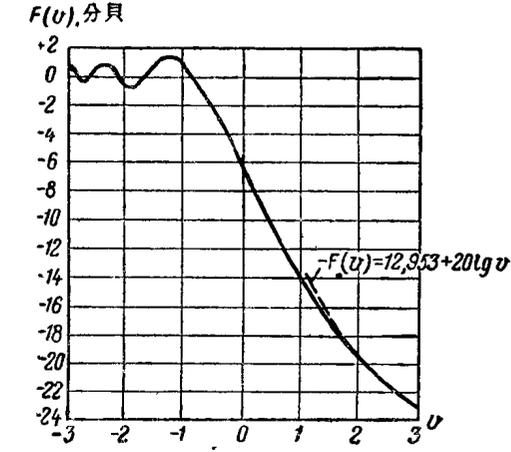


图 3.3

$$F_{\text{об}} = -13.0 - 20 \lg v. \quad (3.3)$$

对于我們所討論的問題，山高 H 应从連接天綫 A 与 B 的直綫算起 (图 3.1)。

当談到“障碍增益”現象时，应当很清楚，这里所說的增益是在天綫高度相同的情况下、与在沒有障碍物的平滑地球表面上的繞射传播相比較而言。

为了估計增益值的大小，我們研究下面这个数字例題。

例 3.1 已知：

无綫电通信綫路长度 $r = 200$ 公里，

天綫高度 $h_1 = h_2 = 10$ 米，

綫路中点有高为 2500 米的山峰。

当波长 $\lambda = 10$ 米，1 米，10 厘米与 1 厘米时，試計算与平滑地面上传播相比較的“障碍增益”值。

我們选用具有这样几何参数和电参数的通信线路,是为了和上面已算得的绕射传播时的衰减因子值进行比较(表2.3)。

首先决定从连接发射和接收天线的直线算起的障碍物高度(图3.4)。

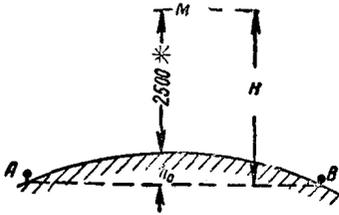


图 3.4

当计算球截高度 h_0 时,天线高度可以忽略不计,因而可以应用近似公式

$$h_0 \approx \frac{r^2}{8 a_{\text{ЭКВ}}}, \quad (3.4)$$

在上式中 $a_{\text{ЭКВ}} = 8.5 \cdot 10^6$ 米为地球等效半径。

在我们的情况下, $h_0 \approx 600$ 米。

这样,障碍物的总高度为 $H = 2500 + 600 = 3100$ 米。

第一弗累涅尔区的半径 b (假定 $l_1 = l_2 = 10^5$ 米,因为障碍物在线路中点)、参数 v 和按公式(3.3)计算的一条射线和四条射线的衰减因子 $F_{\text{нпен}}$ (因为对所有波长而言 $v > 2$) 的计算结果列在表3.1中。在表内同时列出了取自表2.3的、在平滑地上传播的衰减因子值和“障碍增益”值。当计算四射线损耗时,我们假定干涉射线具有最有利的相位关系。

表 3.1

λ , 米	b , 米	v	$F_{\text{нпен}, \text{дб}}$	$F_{\text{нпен}, \text{дб}}$ (4 射线)	$F_{\text{дифф}, \text{дб}}$	$\Delta F_{\text{дб}}$
10	710	8.7	-31.8	-19.8	-94	74
1.0	222	31.6	-43.0	-31.0	-140	109
0.1	71	87	-51.8	-39.8	-238	198
0.01	22	316	-63.0	-51.0		

从表的最后一行可以看出,“增益”的量可能达到很大的数值。诚然,在评价所得数字时必须记住,这个最大可能增益是在最有利的、即四个波的相位相同的条件下得到的。这种条件

远非经常能够得到。此外，当接收点改变时，由于干涉条件的改变，损耗值可能大大地改变。

第四章 超短波在电离层的正常结构和 不稳定结构上的远距离反射传播

§ 4.1 电离层的各正常分层在超短波 远距离传播中的作用

无线电爱好者特别广泛地知道这种形式的超短波远距离传播，因为远距离接收电视节目的可能性正是由于电离层反射。接收到远在1000公里以外的电视节目的例子在无线电爱好者的杂志中屡见不鲜；远距离接收到超短波广播的情形也应该属于这种现象。

一般认为，在中等太阳活动性年代里，电离层的 F_2 层在白天能反射不超过 30 兆赫的无线电波，频率更高的无线电波，将穿过电离层而不反射，因为即使电离程度最强的 F_2 层的电子密度（单位体积中的自由电子数）也不足以反射频率这样高的无线电波。

对地球大气层电离状况的多年观察表明，电离层的所谓正常分层（即经常存在的），首先是电离最强的 F_2 层的电离状况是和太阳活动性周期（11年）紧密相关的；电子密度的平均值随着太阳活动性的增加而增加，因此同一线路的最高可用频率（МПЧ）在太阳活动性高的年代里比在太阳活动性低的年代里要高一些。

最高可用频率可用在无线电波传播教程（[4]，348—354页）中详细叙述的方法，根据经常公布的 F_2 层的电离图来决定。

要了解近几年来波由电离层的 F_2 层反射传播的条件, 必需注意上一个太阳活动性最大值是在 1957 年, 那时太阳黑子特别多, 达到 190.2。随后几年太阳活动性降低了, 这几年的太阳黑子数列在表 4.1 中。太阳黑子数是常用的太阳活动性的指标。

表 4.1

年 分	太阳黑子数
1957	190.2
1958	184.8
1959	159.0
1960	112.3

以太阳活动性的一般规律为基础, 可以预见, 下一个最小值将在 1964—1965 年来到, 而下一个最大值将出现于 1967—1968 年。显然, 近几年将是太阳活动性下降的年代, 即是对米波远距离传播不利的年代。

可以预料, 由 F_2 层反射的电视远距离接收的例子, 在最近 5—6 年中将大为减少。

在太阳活动性最大的年代里, F_2 层能反射频率高至 50 兆赫的无线电波。同时, 由于电离层波的传播特点, 这些频率的信号只能在超过 1000 公里或者甚至 2000 公里的距离上收到, 较近的距离是落在所谓静寂区里。在此条件下接收到的电视图象有很大的失真。

§ 4.2 电离层中各种不稳定结构在超短波 远距离传播中的作用

除各正常分层外, 电离层中的各种不稳定结构 (即时有时无的结构), 首先是不稳定层 E_c 。对米波的远距离传播起着显著的影响。

E_c 层是很强的电离区, 它出现在 E 层的高度上, 即大约在 100—120 公里处。 E_c 层发生在电离层的有限区间内, 它的存在时间不超过几个小时。在中等纬度上, 不稳定层 E_c 经常在

夏季产生。 E_c 层产生的或然率随着地磁纬度的增高而增加,在夏季, E_c 层出现的或然率最大的时间,在赤道区域是白天,在极区是黑夜。

由不稳定层 E_c 反射的 MUF 的值,可以根据经常发表的电离图来决定。在图上标出了临界频率超过 3 兆赫的 E_c 层出现的或然率的等值线。根据无线电波传播教程 ([4]291—295 页)中叙述的方法,可以决定临界频率超过某一个给定值的不稳定层发生的或然率。

不稳定层 E_c 的电离程度随太阳活动性的增大而增加。在上一个太阳活动性最大的年分里,记录有 E_c 层反射频率为 65 兆赫的无线电波的例子。

由于有利于米波远距离传播的电离层状况的不经常性(甚至于具有偶然性),因而这种传播形式不能作为建立超短波远距离通信体系的基础。

第五章 当产生对流层波导时的 超短波远距离传播

§ 5.1 基本概念

在对流层下部区域内最常遇到的大气条件下,折射指数 N 以 $\frac{dN}{dh} = -0.04 \frac{1}{\text{米}}$ 的速度随高度的增加而单调地减小,我们把这种状态的对流层叫做正常的对流层。折射指数 N 和空气的折射系数 n 有下列关系:

$$N \equiv (n-1)10^6. \quad (5.1)$$

因为在对流层中无线电波传播的相速和折射系数 n 有关,
即

$$C_{\phi} = \frac{c}{n}, \quad \text{米/秒} \quad (5.2)$$

(式中 c 为真空中的光速), 所以折射指数与高度有关将引起电波轨道弯曲。

不难指出, 当 $\frac{dN}{dh} < 0$ 时, 仰角足够小的射线将呈圆弧形, 而且向上凸。圆弧的曲率半径由下式决定:

$$\rho \approx -\frac{1}{\frac{dn}{dh}} = -\frac{10^6}{\frac{dN}{dh}} \text{米}. \quad (5.3)$$

对于正常的对流层, 上述曲率半径为

$$\rho \approx 25000 \text{公里}.$$

由于地球大气的光学不均匀性所引起的光线弯曲现象叫做大气折射, 这现象很早人们就已经知道了。无线电波在对流层中的折射, 按实质来说, 是由同样的原因所引起的。在无线电波传播教程中指出, 折射指数 N 和空气的压力 p , 绝对温度 T 和绝对湿度 e 有关, 这个关系可以非常近似地用下式表示

$$N = \frac{77.6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right), \quad (5.4)$$

式中 p 和 e 的单位是毫巴。

为了决定促使折射增大的条件, 把公式 (5.4) 对 h 微分, 这样就得到折射指数的垂直梯度的表示式

$$\frac{dN}{dh} = 77.6 \left[\frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \left(\frac{p}{T^2} + \frac{9620e}{T^3} \right) \frac{dT}{dh} + \frac{4810}{T^2} \frac{de}{dh} \right] \frac{1}{\text{米}}, \quad (5.5)$$

式中 p, T 与 e 分别为在高度 h 上的数值。

从 (5.5) 式中可以看出, 折射指数的垂直梯度与压力、温度和相对湿度随高度的变化有关。可以指出, 在某些气象条件

下, 梯度 $\frac{dN}{dh}$ 将小于正常值 $-0.04 \frac{1}{\text{米}}$, 因此无线电波比在正常对流层中弯曲得更厉害。

导数 $\frac{dP}{dh}$ 和气象条件的关系很小, 它实际上对增加大气折射不起影响。增大折射之所以形成, 完全由温度和湿度的垂直梯度所决定。在正常的大气条件下, 对流层中每高 1 公里空气温度约减少 $4^{\circ}-6^{\circ}$ 。湿度一般也是随高度的增加而减小。

公式 (5.5) 指出, 促使折射指数随高度的增加而很快地减小的两个条件是温度随高度的增加而增加和湿度随高度的增加而急剧地减小。在有限的高度范围内, 空气温度随高度的增加而增加的例子是屡见不鲜的, 这叫做温度递增。空气湿度随高度的增加而急剧地减小的情况, 也会碰到。产生温度递增的条件将在下面较详细地讨论。

从公式 (5.3) 中, 很容易确定射线曲率半径等于地球半径时的 $\frac{dN}{dh}$ 值。为此假定 $\rho = a$ ($a = 6.37 \cdot 10^6$ 米为地球半径), 则得

$$6.37 \cdot 10^6 = - \frac{10^6}{\frac{dN}{dh}} \text{米},$$

由此

$$\frac{dN}{dh} = -0.157 \frac{1}{\text{米}}.$$

此时斜的射线仿佛跟着地面的弯曲而环绕地球表面, 无线电波的这种弯曲路线表示在图 5.1 上。

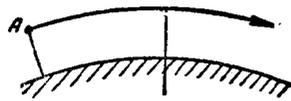


图 5.1

与此梯度相当的大气折射叫做临界大气折射。在这种情况下

下， $\frac{dN}{dh}$ 的绝对值大约是正常大气折射情况下的 4 倍。当垂直梯度继续减小（它的绝对值增加）时，会引起所谓超折射。假如 $\frac{dN}{dh} < -0.157 \frac{1}{\text{米}}$ ，则无线电波轨道的曲率半径将小于地球的半径，此时倾斜的射线在对流层中遭到完全的反射，因而有可能回到地面上来。在产生了超折射条件的对流层某一区域内，由于地面与对流层的多次反射，射线倾斜的电波能在相当大的距离上传播。

超折射时无线电波传播的情况表示在图 5.2 上。当分析这种远距离传播时，需要注意到两个条件：第一，超折射区域的高度是有限的（这区域的高度在图 5.2 上用 h_0 表示）；这个区

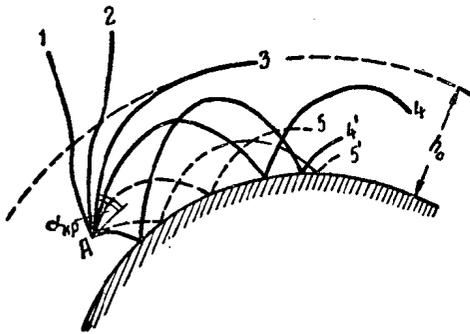


图 5.2

域既可能直接从地面开始，又可能从某一高度开始。例如在图 5.2 上所表示的是产生地面对流层波导（一般把产生超折射的对流层区域叫做对流层波导）的情况。同样也可能产生离地对流层波导。第

二，对流层波导是平行于地球表面的，它的长度是有限的。

足够陡的射线（例如图 5.2 的射线 1）在超折射区很少弯曲，因此还来不及遭到全折射即已穿过对流层波导。这些不被波导“擒住”的射线带着能量穿到了上面的区域，而不参加远距离传播过程。射线 3 是被“擒住”的射线中最陡的（它的仰角在

图 5.2 上用 $\alpha_{\kappa p}$ 表示), 它位于具有临界折射条件的高度上。在 $\pm\alpha_{\kappa p}$ (角 α 是从水平面算起的) 扇面中的射线是被波导“擒住”的, 因而将多次在对流层的不同高度和地面之间反射 (射线 4 与 5)。而且, 每条具有正仰角的射线在某种意义上相当于具有同样数值的负仰角的射线。后者先由地面反射, 然后在对流层中遭到全反射 (射线 4' 与 5')。

由于超折射区域在水平方向的长度是有限的, 因此超短波的传播距离显然被这长度所限制。

“对流层波导”这个术语很合适地表达了超短波远距离波导传播中所发生的物理过程。对流层波导是应用在超高频技术中的介质波导的变种, 差别只在于下面的壁是由地面所组成, 而波导本身是不均匀的、折射指数的垂直梯度小于临界值的对流层区域。

§ 5.2 在对流层波导条件下传播时衰减因子的决定

要了解远距离传播的物理过程, 用几何光学的方法非常方便, 但这方法完全不适用于计算接收天线处的场强值。当知道折射指数与高度的关系, 并应用电子计算机时, 就可以较快地绘出一族轨道。在图 5.3^[5] 上示有这样绘成轨道族的例子。当轨道数足够多时, 根据它们分布的密度就能够近似地判断无线电波场强度的分布: 场强近似地正比于轨道分布的密度。

为了正确地计算场强值, 则需放弃几何光学的方法而采用波动光学的手段。为了这个目的, 苏联和国外的学者们创立了计算衰减因子的方法, 但是它们都很复杂, 这里就不讨论了。

为了粗略地估计在对流层波导条件下的场强值, 可以应用图 5.4 和图 5.5 上的曲线。根据这些曲线可以决定绕射公式里衰减函数表示式中的因子 $U(x)$ 和高度因子 $V(y_1)$ 与 $V(y_2)$ 。

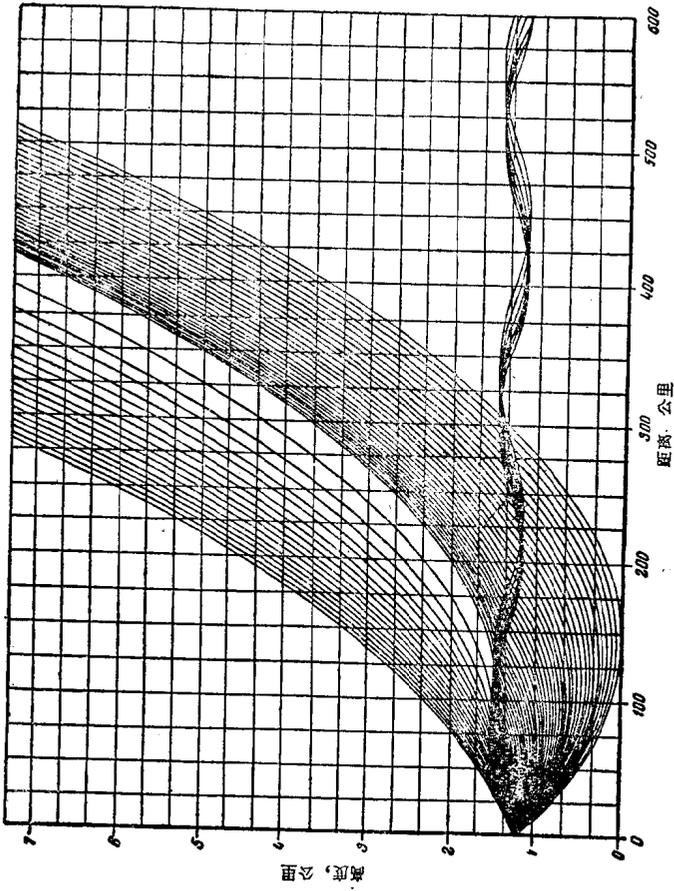


图 5.3

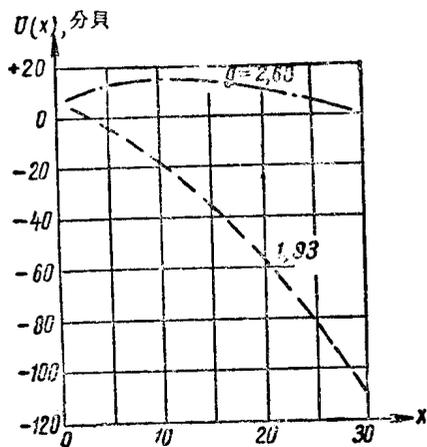


图 5.4

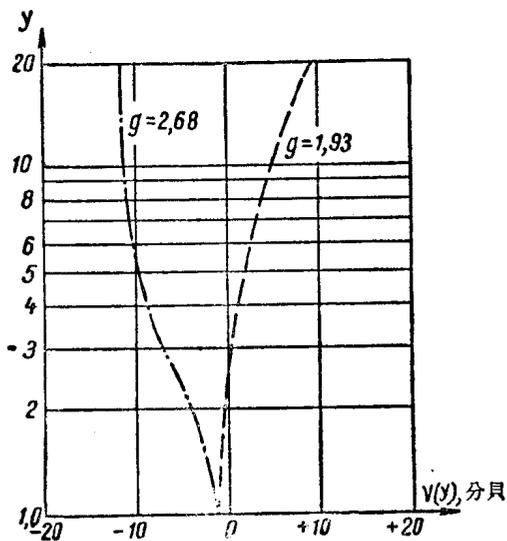


图 5.5

这里 x, y_1 与 y_2 分别为相对距离和相对高度，它們仍可以用第二章中的公式决定，惟一的区别是在计算距离标准和高度标准的公式中，用的是地球的真正半径，而不是等效半径[公式(2.2)与(2.3)]。

在图 5.4 与 5.5 上的参数 g 是对流层波导的相对高度，它由下式决定：

$$g = \frac{h_0}{H}, \quad (5.6)$$

式中 h_0 近地面对流层波导高度，
 H 为高度标准。

其他方面，所用的计算方法和第二章里详细叙述的绕射传播下的场强计算方法没有差别。衰减因子用公式(2.1)计算。

计算方法可用下面的例子来阐明。

例 5.1 已知下列条件：

$$r = 200 \text{ 公里}, \quad \lambda = 10 \text{ 厘米},$$

$$h_1 = h_2 = 10 \text{ 米}, \quad h_0 = 20 \text{ 米},$$

试计算对流层波导传播时的衰减因子。

按照公式(2.2)和(2.3)决定高度标准和距离标准 (用 $a = 6.37 \cdot 10^6$ 米代替 a_{BK})。计算得

$$L = 10.9 \text{ 公里}, \quad H = 8.95 \text{ 米}.$$

对流层波导的相对高度

$$g = \frac{h_0}{H} = \frac{20}{8.95} = 2.2.$$

在图 5.4 与图 5.5 上，画出了 $g = 2.68$ 与 $g = 1.93$ 的曲线。上述 g 值在这两个 g 值之间。

相对距离

$$x = \frac{200}{10.9} = 18.4.$$

天线的相对高度

$$y_1 = y_2 = \frac{10}{8.95} = 1.1.$$

根据曲线得到:

$$U(x) = -20 \text{ 分贝},$$

$$V(y_1) = V(y_2) = 0 \text{ 分贝}.$$

衰减因子

$$F_{06} = U(x) + V(y_1) + V(y_2) = -20 \text{ 分贝}.$$

从例 2.1 中知道, 在同样条件下, 正常大气折射时的衰减因子 $F = -240$ 分贝。这样, 由于超折射, 场强增加了 $10^{\frac{240}{20}} = 10^{12}$ 倍。

§ 5.3 在超折射条件下传播时的临界波长概念

应该指出, 在对流层波导中传播时与在金属和介质波导中传播时一样, 需要引入临界波长的概念。在对流层波导中, 在完全“擒住”状况下传播的只能是波长不大于临界值的波。临界波长可近似地用下式决定:

$$\lambda_{kp} \approx 8.5 \cdot 10^{-4} h_0^{\frac{3}{2}}, \text{ 米}. \quad (5.7)$$

在表 5.1 中给出了不同高度的地面对流层波导的临界波长值。

因为气象观测表明, 对流层波导的高度一般是几米或几十米, 几乎从不超过 200 米, 所以不难作出结论: 对流层波导主要是导致分米波和厘米波的远距离传播。

表 5.1

$h_0, \text{ 米}$	6	24	120	600
$\lambda_{kp}, \text{ 米}$	0.01	0.1	1	10

但是对流层波导对波长比临界波长略长的电波的传播也起一些影响, 它或多或少地减小这些电波传播时的损耗。结果, 对流层波导的产生使得米波传播距离有某些增加, 例如电视节

目和无綫电調頻广播接收距离的增加。

§ 5.4 产生对流层波导的条件

讓我們研究一下有利于产生对流层波导的条件,換句話說,造成溫度逆增或空气湿度随高度的增加而很快地減小的条件。

造成溫度逆增有三个原因,即空气的水平移动、地面的輻射冷却和大气中的压缩过程。

空气水平移动引起溫度逆增的情况,形象化地表示在图5.6上。在白天,由于比热值的不同,陆地比海热得快一些。图5.6上的数字表示假設的溫度。假使陆地上被晒热的空气在风的作用下移向海面,那末下面邻近海面的空气层較上面的冷一些,由此形成了溫度逆增。此外,如在海面上还有波浪,那末被风从浪头上吹离的水滴,象噴霧一样,使邻近海面的空气的湿度增加。因为从陆地上被风带去的空气是干燥的,所以就引起了湿度随高度的增加而急剧地减小。溫度逆增和湿度随高度的增加而减小同时作用,就为超折射造成了条件。

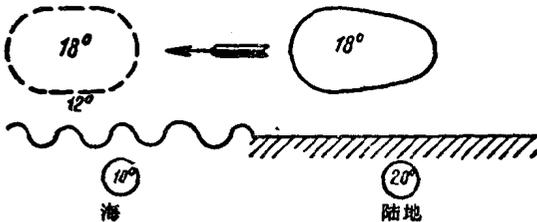


图 5.6

由于地面的輻射冷却而产生溫度逆增的情况表示在图 5.7上。在一年內溫和的半年中,在晴朗的夜間,白天被阳光晒热的地面經常大量放热(在图 5.7 上的虛綫箭头),这个現象在气

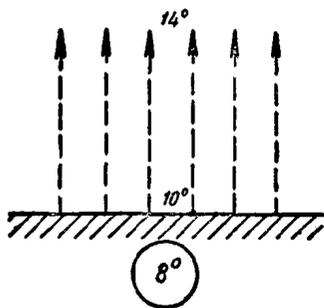


图 5.7

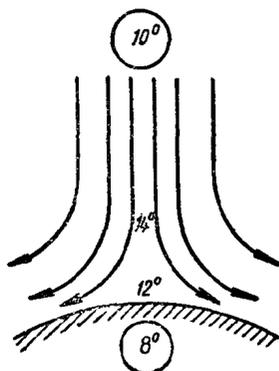


图 5.8

象学中叫做辐射冷却。它使地面和与地面相接的空气层冷却。图 5.7 上的数字表示假设的温度。较高的空气层来不及冷却，因此造成了温度递增。

产生大气压缩的温度递增的情况表示在图 5.8 上。在反气旋区域里，一年中的任何时候都能看到这种递增现象。反气旋区域就是大气压力最大的地点。在图 5.8 上，箭头表示空气微粒运动的方向。空气的下向运动伴随着压缩和发热，但是下层空气的温度和地面的一样，可能比上层的空气温度低。远离地面的温度递增一般是这样产生的。

由于形成对流层波导而引起的超短波远距离传播，只有当出现有利的气象条件时才有可能，因此这种传播方式不能作为设计超短波远距离通信体系的基础。

第六章 超短波远距离对流层 散射传播

§ 6.1 由于对流层散射引起的超短波 远距离传播的物理过程

大約在 1950 年以前，人們认为，在正常的大气条件下，在平整地面上（即沒有会引起“障碍增益”效果的山），超短波的传播距离近似地由視綫距离所决定，超短波被认为是“近距作用波”。至于因电离层和对流层处于特殊状况而引起超短波远距离传播的个别例子，很明显，并不能作为建立稳定工作的远距离通信綫路的基础。

孰知和已有观点相反，从 1959 年开始，公布了在超过超短波发射机正常作用距离几倍的距离上、稳定地接收信号的消息。

很自然地会产生这样的問題，即为什么在大量应用超短波作为电视、广播、雷达和其他目的以后很多年才发现这个現象呢？这个問題的解釋是这样的：在远距离上观测到的場，虽然比根据繞射公式計算的值高很多倍，但是毕竟大大低于在視綫距离边界上的場的正常水平，因此，为了发现这些場，需要采用特殊手段，首先是要应用高灵敏度的、窄頻帶的接收机。

这个新发现的最重要之处是，在离发射机很远的距离上所发现的場，在一年之中和在一昼夜間的任何时候都是存在的。离发射机很远距离上的場和在視綫距离內传播的信号的場不同，它象短波波段中的信号一样，有着不间断的和无規則的振幅变动。这种变动叫做衰落。在图 6.1 上給出了在远离发射机

处接收到的频率为3670兆赫的信号的记录。

在上例中，衰落长度在10分之几秒到三秒钟范围内变化。

假如把衰落深度理解为在所研究的30秒钟内场强最大值对最小值的比，那末衰落深度达40分

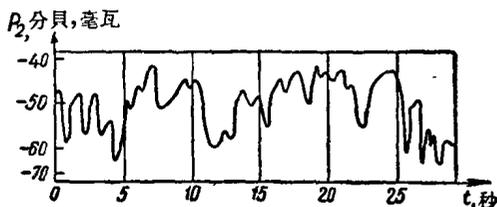


图 6.1

贝。虽然有衰落，但是场强的平均值很稳定。按照专家的意见，应用新发现的传播方式来建立无线电通信体系时，衰落不是严重的障碍，因为短波的传播也伴随着衰落，目前在短波波段内，为了和衰落作斗争，已经提出了一些有效的方法，它们也可以用到超短波波段内。

为了使读者能够清楚地了解实际观察到的场强比绕射理论所预言的场强大多少，我们把绕射传播时的衰减因子（与自由空间相比较）和距离的关系曲线从图 2.4 移到图 6.2 上（虚线）。在这图上同时给出了实际测量的同样的关系曲线。比较这两条曲线可见，实际观察到的场强大高于绕射理论预言的场强。

在远距离传播时，衰减因子和频率的关系不大。

怎样才能解释由地波传播的绕射理论所决定的和超短波传播时实际观测到的衰减之间的差异呢？

回答是这样的：差异的原因在于绕射理论没有考虑或者是不正确地估计了地球周围大气的影响。可以完全肯定地说，如果地球是在真空中，那末实际传播条件和绕射理论所用的条件才没有差别。

在各种绕射理论中，均用地球的等效半径代替它的真正半

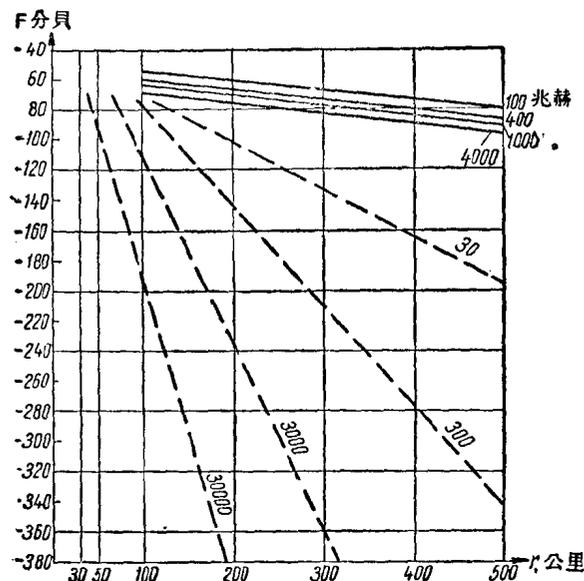


图 6.2

径 a 来考虑大气的折射。在正常大气折射时，这等效半径等于 $\frac{4a}{3}$ 。在略为超过视线距离的不大的距离上传播时，这一方法是合理的，因为此时的传播过程只在折射指数梯度有固定值的 $\left(\frac{dN}{dh} = -0.04 \frac{1}{\text{米}}\right)$ 对流层区域内进行。远距离传播时，场强的绝对值很微弱，因而必须考虑次要的因素，特别是要考虑到，折射指数的线性变化只延升到有限的高度（约至 6 公里）。在图 6.3 上表示出理想化了的折射指数和高度的关系，从零到 6 公里高度处，这关系是线性的；在更高处，这关系中具有曲线的区段，在这段范围内，指数单调地趋近于零。在各种绕射理论中没有考虑折射指数曲线的实际形状，而默认直线关系延升

到无限高度。很自然，这种理论的结果将也只能应用到 N 随高度按线性规律变化的区域中。

因此作出假定：超短波远距离传播的原因是无綫电波在折射指数曲线大大离开直线规律的大气层区域中的反射和折射。考虑这一过程（有时叫做无綫电波的相干散射）的最自然的方法是创立无綫电波绕球形地面的绕射理论，并在这理论中考虑

折射指数曲线的真实形状。这样的理论为恰洛尔 (Керрол) 和玲格 (Ринг) [6], [7] 及 Л. М. 波諾馬林科 (Л. М. Пономаренко) [8] 所创立。这种理论所用的数学是相当复杂的。由于在数学运算过程中引入了某些简化假定，所以现在还不能绝对证明无綫电波的相干散射就是超短波远距离传播的惟一原因。相反，有足够的根据可以假定，相干散射只是超短波远距离传播的原因之一，它和下面将要讨论的其他因素同时起作用。

下列情况是第二章中所研究的绕射理论和实验数据间有差别的另一可能原因。虽然对流层被看作是不均匀的媒质，但是假定了折射指数随高度的变化是均匀的（在正常大气折射时甚至是单调变化的）。实验没有证明这个假定。对流层折射指数和高度 h 的关系的测量（用装在飞机上的叫做无綫电折射计的仪器）指出，折射指数 N 的曲线有特殊的微结构：它表现为在上述关系曲线上有无数个细小而无规律的齿。用装在飞机上的

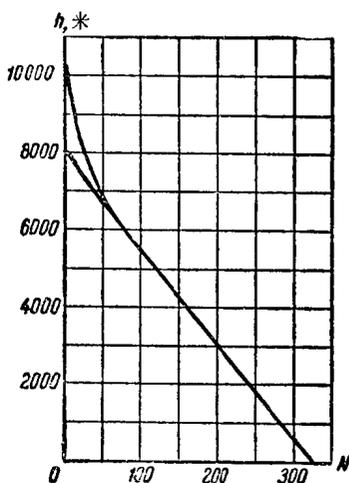


图 6.3

折射計测量到的曲綫形状表示在图 6.4 上。在图上很清楚地看到区域性的或所謂局部性的不均匀性。

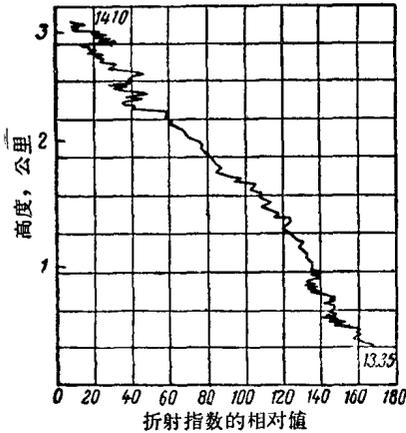


图 6.4

能够引用有力的、純理論性的論点来証明地球周围对流层中应该有局部的不均匀性。在对流层的所有高度上，有因地面受热的不均匀而产生的向上和向下的气流和风。众所周知，当气体速度超过某临界值时，气体粒子的前进运动失去其稳定性，因而变成所謂湍流运动，即带有旋涡性质的运动。所产生的旋涡分裂成較小的旋涡，而后者又产生更小的旋涡，这样繼續下去，直到最小的旋涡在粘着力的作用下分裂为止；此时旋涡的动能变成热能。在有湍流的对流层中，存在有各种尺寸的旋涡，从最大的 L_0 到最小的 L_s 。这对以后的分析是很重要的。在旋涡运动的作用下，空气粒子間产生磨擦，因而使自己变热。根据公式(5.4)，空气温度区域性的增高会引起折射指数的变化(减小)，这就导致对流层的不均匀性。这样，就折射指数值言，各种不同尺寸的旋涡和不均匀性可以看作是等同的。这种不均匀性的尺寸不断变化，且在风和气流的作用下不断移动。

将实际很复杂的情况理想化，就可以把对流层看作是由无数种不同尺寸的球体(珠)所組成，它們的折射指数和周围媒质的折射指数只差十分之一的 N 单位¹⁾。在发射天綫的照射

下，每一个珠变成二次发射体，这就引起无线电波的散射，达到从散射体上可以看到的地面上的各点。按公式(2.5a)不难算出，假如散射区域位于10公里的高度上，那末对流层传播距离可达 800 公里。图 6.5 说明了传播的这种性质。此处假定发射天线和接收天线位于地面上。虚线表示经 A 点和 B 点的地平线平面，用圆圈表示在上述地平线平面上可以从 A 点和 B 点同时看到的各个珠。

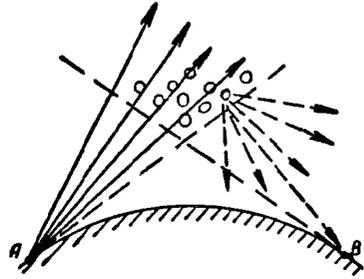


图 6.5

从 A 点出发的箭头表示发射机的发射。每一个珠是二次发射源（带箭头的虚线），它们的发射到达 B 点。共同体积中所有的珠所产生的合成场，即决定了 B 点的场强。衰落是由许多运动着的和改变着自己大小的珠所产生的场的相互干涉所引起的。

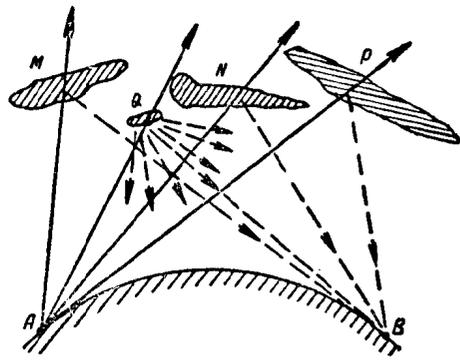


图 6.6

根据其他作者的意見，对流层散射的主要原因是无线电波在对流层中层状不均匀性上的部分反射。这些层

1) N 单位——真空介电系数的百万分之一。

状不均匀性发生在云彩的明显分界线附近、热空气流和冷空气流的交界处，或由其他一系列气象现象所引起。层状不均匀性在接收点建立场的情况示如图 6.6。层状不均匀性可能有各种不同的形状、尺寸和位置。足够长度的不均匀性会产生无线电波的镜面反射(图 6.6 上的 M, N 和 P)，而尺寸小的不均匀性 (Q) 则引起无线电波的散射 (和图 6.5 上的各个珠一样)。很多迅速移动着的和变化着自己形状的层状不均匀性，引起无线电波的干涉，显然，也就引起衰落现象。

看起来，在实际情况中，以上所讨论过的三种过程，即相干散射、在珠形局部不均匀性上的散射和在层状不均匀性上的散射都影响无线电波的远距离传播。综合所有上述过程的超短波远距离传播的理论尚未创立。到目前为止，局部不均匀性上的散射理论建立得最完整。在下面各节中就讨论这个理论。

§ 6.2 对流层散射通信线路损耗计算概述

本书第一章中所叙述的计算超短波通信线路的一般方法，不能应用到散射通信线路上，因为在接收点的场不是由发射天线产生的，而是由散射体产生的。在所讨论的情况下，无线电波的散射体是可以从发射天线处和接收天线处同时“看见”的对流层的一部分，这个区域，以后简称为“共同体积”。

在其他情况下，电离层的某个区域、流星的电离遗迹、月亮、太阳或者人造地球卫星都能够起散射体的作用。

对流层通信线路与地波或自由传播电波通信线路之间的另一个原则性区别是存在衰落，这使得设计这种通信线路时必须应用专门的计算方法。

在所有情况下，当到达接收点的不是直接的而是散射的辐射时，都需引入电波散射体的有效散射面积的概念。

散射体的有效面积是一个具有面积因次的数值，将它乘上初次发射的功率流密度（在散射体所在点），再除以 $4\pi r_2^2$ (r_2 是由散射体到接收点的距离)，就给出接收点的散射功率流密度。

因为散射体一般具有方向性，所以有效散射面积与发射方向和散射方向有关，因而它是角坐标的函数。

让我们决定图 6.7 上所示情况的传播损耗的表示式。此处 A 是发射机位置， B 是接收点， C 为散射体， θ 为散射角。至散射体的距离 r_1 和 r_2 一般是不相等的。

散射体所在点的初次场的功率流密度可用下式决定：

$$S_c = \frac{P_1 D_1}{4\pi r_1^2}, \quad \frac{\text{瓦}}{\text{米}^2}, \quad (6.1)$$

式中符号 P_1 与 D_1 与前相同，仍代表发射功率和发射天线的增益系数。

用符号 $\sigma(\theta)$ 代表有效散射面积，借以着重指出它在一般情况下和散射角有关¹⁾。我们得到至 B 点方向上的二次发射的等效功率

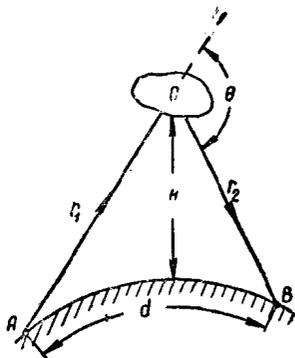


图 6.7

$$P_c = S_c \sigma(\theta), \text{瓦}. \quad (6.2)$$

再一次应用公式 (6.1)，即得到在 B 点的波印庭向量值

1) 此处 $\sigma(\theta)$ 所以只和一个角度 θ 有关，是由于这个角度的读数是从入射方向开始算起的，也就是说它考虑了两个方向的变化。此外，入射方向一般认为是给定的。

$$S_2 = \frac{P_c}{4\pi r_2^2}, \quad \frac{\text{瓦}}{\text{米}^2}. \quad (6.3)$$

应用第一章中引入的接收天线有效面积的概念

$$A_2 = \frac{\lambda^2 D_2}{4\pi}, \quad \text{米}^2, \quad (6.4)$$

即得到接收天线输入端的功率

$$P_2 = S_2 A_2, \quad \text{瓦}. \quad (6.5)$$

把前两式中的 S_2 与 A_2 的值代入(6.5), 我们得到

$$L = \frac{P_1}{P_2} = \frac{64\pi^3 r_1^2 r_2^2}{D_1 D_2 \lambda^2 \sigma(\theta)}. \quad (6.6)$$

和以前一样, 传播损耗可以用分贝作单位。

对于某些特殊情况, 公式(6.6)可以简化。

如果至散射体的距离比沿地面测量的距离 d 大得多 (图 6.7); 那就能令 $r_1 = r_2 = r$, 于是可以把公式(6.6)写成下列形式:

$$L = \frac{P_1}{P_2} = \frac{64\pi^3 r^4}{D_1 D_2 \lambda^2 \sigma(\theta)}. \quad (6.7)$$

在另一极端情况, 即散射体体积 C 位于线路中点, 而且高度 H 比距离 d 小得多, 此时可以假定

$$r_1 = r_2 \approx \frac{d}{2}. \quad (6.8)$$

把这些数值代入公式(6.6)中, 得

$$L = \frac{P_1}{P_2} = \frac{4\pi^3 d^4}{D_1 D_2 \lambda^2 \sigma(\theta)}. \quad (6.9)$$

将以前得到的损耗公式和公式(6.9)进行比较, 可以看出, 除比例系数不同之外, 它们还有两方面的差别: 第一, 在本情况中损耗正比于距离的四次方 (不是象以前一样正比于距离的平方); 第二, 损耗反比于新参数——有效散射面积。这面积

愈小, 損耗愈大。

对于尺寸不大的(与距离 d 比較而言) 散射体, 可以根据它的物理性质来决定数量 $\sigma(\theta)$ 。当对流层散射时, 共同体积的尺寸和距离 d 是同数量級, 因此在决定有效散射面积时碰到了众所周知的困难。首先, 在共同体积范围内, 散射角有变化, 因此需引入比散射面积或单位体积的散射面积的概念, 以后此值将用 σ' 来表示。設共同体积的值是 V , 那末有效散射面积可用下式計算:

$$\sigma = \int_V \sigma'(\theta) dV, \text{ 米}^2. \quad (6.10)$$

在共同体积区域内, 不仅比散射面积的值有变化, 而且公式(6.6)中其他参数也在变化, 因此情况就更为复杂。在經歷着变化的参数中有至共同体积内各点的距离和两天綫的方向性系数。

考虑到这些关系, 我們得到下面的表示損耗的式子:

$$L = \frac{64\pi^3}{\lambda^2} \frac{1}{\int_V \frac{D_1 D_2 \sigma'(\theta) dV}{r_1^2 r_2^2}}. \quad (6.11)$$

对某些无綫电波传播的特殊情况, 共同体积分布在有限区域内, 因而公式(6.11)采取簡化形式, 即

$$L \approx \frac{4\pi^3 d^4}{D_1 D_2 \lambda^2} \frac{1}{\int_V \sigma'(\theta) dV}. \quad (6.12)$$

公式(6.11)和(6.12)指出, 不管采取何种簡化形式, 对流层传播过程的研究均系以知道散射共同体积的形状和以有效比散射面积的解析表示式为其依据。

不难指出, 这些問題的研究必須从計算 $\sigma'(\theta)$ 的表示式开

始。因为假使共同体积的下界是由从 A 与 B 点所画的与地面相切的平面所限定（假定天线高度是很小的），那末共同体积的上界就为具有非常小的 $\sigma'(\theta)$ 值的高度所决定。

§ 6.3 有效比散射面积的決定

决定湍流性对流层的有效比散射面积的主要困难在于必须考虑起伏过程的影响。应当注意有許多大小不同的不均匀性，它們的折射指数和周围媒质的折射指数的差异程度是不一样的。換句話說，只能用統計方法解决所提出的問題。

由这一观点，引入了不均匀性的平均尺寸和珠形体內折射指数对周围媒质的折射指数的均方差的概念。这些数据可以看成是湍流性对流层的主要参数。但是为了建立超短波在对流层中散射的完整理論，只知道这些数据是不够的，还必须知道表示对流层折射指数（或者是介电系数）的起伏在空間分布的相关函数的解析表示式。

在对流层中，空气粒子的不規則的旋涡运动，在空間每一点造成了介电系数的連續而无規律的随时间的变化（起伏）。在由向量 \vec{r} 所决定的点上的介电系数可用下式表示

$$\varepsilon'(\vec{r}, t) = \varepsilon'_0 + \Delta\varepsilon'(\vec{r}, t), \quad * \quad (6.13)$$

式中 ε'_0 为介电系数的平均值，

$\Delta\varepsilon'$ 为起伏量，即对平均值的偏差。

右上角的撇表示介电系数相对值（无因次）。在由 \vec{r} 所决定的固定点上的起伏将是时间的随机函数。

相关函数表示相距 ρ 的两点 1 与 2 的介电系数起伏間的統計联系。在各向同性的湍流体中，相关函数将只和絕對值 $|\rho|$

* 原文书将 $\Delta\varepsilon'(\vec{r}, t)$ 誤印为 $\Delta\varepsilon(\vec{r}, t)$ ——譯者注

有关。

根据定义

$$C(\rho) = \frac{\overline{\Delta\varepsilon'_1(t)\Delta\varepsilon'_2(t)}}{(\overline{\Delta\varepsilon'})^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T(\overline{\Delta\varepsilon'})^2} \int_{-T}^{+T} \Delta\varepsilon'_1(t)\Delta\varepsilon'_2(t) dt, \quad (6.14)$$

式中符号上的横綫表示对时间的平均。

数值 $\overline{(\Delta\varepsilon')^2}$ ，即起伏均方值，叫做起伏强度。

根据统计物理的挨尔过得定理 (эргодическая теорема)，按时间平均可用按集平均来代替，即可以不研究点 1 和 2 在时间过程中的相关，而研究在所讨论区间内相距为 ρ 的无数点在同一时间的相关。当向量 \bar{r} 在所讨论区间 V 内变化时，乘积 $\Delta\varepsilon'(\bar{r})\Delta\varepsilon'(\bar{r} + \rho)$ 的平均值将表示所寻找的相关函数的值。相关函数的相应的数学表示式是：

$$C(\rho) = \frac{1}{V(\overline{\Delta\varepsilon'})^2} \int_V \Delta\varepsilon'(\bar{r})\Delta\varepsilon'(\bar{r} + \rho) dV. \quad (6.15)$$

数量

$$l = \int_0^\infty C(\rho) d\rho, \text{ 米} \quad (6.16)$$

叫做湍流 (不均匀性) 的平均尺寸。

上式指出，只有知道相关函数后，才能决定湍流的平均尺寸。按照其本身的物理意义，数量 l 初次近似地决定在表面上具有很强的统计联系的球的半径。假使点 1 与 2 间的距离很小，则在它们那里的起伏是同步的，因而 $C(0) \rightarrow 1$ 。在另一端情况下，即这两点间的距离非常大，则在它们那里的起伏是独立进行的，因而 $C(\infty) \rightarrow 0$ 。 $C(\rho)$ 是随距离的增加而单调地减小的偶函数。

这样，表征湍流性对流层的参数是起伏强度 $\overline{(\Delta\varepsilon')^2}$ 和不均

匀性的平均尺寸 l 。

正如可以把满足某些特殊条件的任意时间函数表示成傅利叶(Фурье)双重积分、即谐波成分 $\cos \omega t$ (此处 ω 为角频率) 的连续谱的形式一样, 我们也可以把距离 ρ 的单调函数表示成空间谐波成分 $\cos \frac{2\pi}{\Lambda} \rho$ 的连续谱的形式, 此处 Λ 为空间波长¹⁾。

用 $F(K)$ 表示空间密度分布 (换言之, 即空间谱或能谱), $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ 是机械振动的波数, 根据傅利叶定理可以写出:

$$C(\rho) = \int_0^{\infty} F(K) \cos K\rho dK = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} F(K) e^{iK\rho} dK. \quad (6.17)$$

应用傅利叶反变换, 得空间谱表达式

$$F(K) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} C(\rho) \cos K\rho d\rho = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(\rho) e^{-iK\rho} d\rho, \text{ 米}. \quad (6.18)$$

这样在对流层中无线电波的散射过程既可以从相关函数出发进行讨论, 也可以从空间谱的概念出发进行研究。

对于湍流的典型情况, 空间谱有图 6.8 的形式。这图明显地反映了旋涡形成的情况。用 $L_0 = \Lambda_0 = \frac{2\pi}{K_0}$ 表示最大旋涡的尺寸, 而用 $L_s = \Lambda_s = \frac{2\pi}{K_s}$ 表示由于粘着力而分裂的最小旋涡的尺寸*。

可以把空间谱曲线分成三个区。在旋涡形成区, 在外力作用下 (空气移动) 产生最大的旋涡。在惯性区, 巨大的旋涡逐渐地和依次地变成较小的旋涡。此时巨大旋涡的能量转移给较小的旋涡, 没有能量损耗, 因此这个区叫做惯性区。最后在散

1) Λ 不是和频率成 $\lambda = c/f$ 关系的无线电波长 (此处 $c = 3 \cdot 10^8$ 米/秒), 而是机械振动的波长, 空气粒子的旋涡运动可以分解成这些机械振动。

* 原文误印为 $L_s = \Lambda_s = \frac{2\pi}{K}$ ——译者注

逸区，尺寸小于 L_s 的旋涡分裂了，旋转运动的能量转化为热能，这种情况用箭头表示在图 6.8 上。

图 6.8 表明，空间谱的低频成分携带最大的能量，

机械振动的波长愈短，谐波成分的能量愈小。

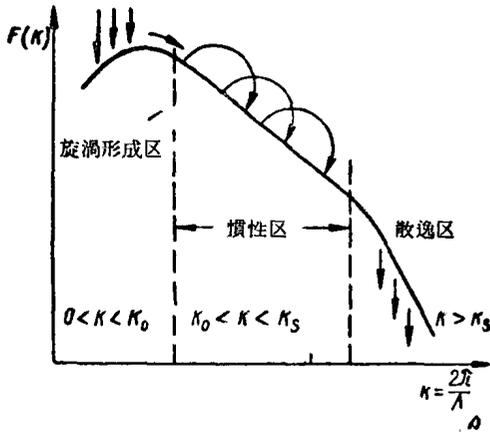


图 6.8

用 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 表示无线电

波的波数。对流层单位体积散射的原理表示在图 6.9 上。在此图上 \vec{k}_1 是沿着入射波方向的、长度为 k 的向量，而 \vec{k}_2 是沿着散射波方向的同样长度的向量。向量 \vec{k}_1 与 \vec{k}_2 间的角叫做散射角，这在上图已经指出过了。

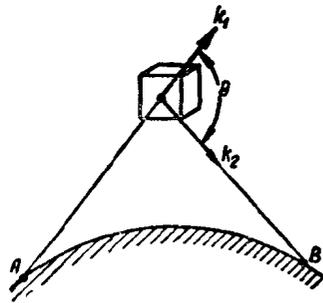


图 6.9

为了明了起见，我们把图 6.9 上垂直方向的比例尺拉得很长。在实际情况中角 θ 只有零点几度或几度。

现在我们指出，在 θ 方向的散射条件系由向量差 $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ 决定；以后我们将用大写字母 K 表示这个差。为此我们研究图

6.10, 在它上面给出了理想化了的散射情况, 在这情况下, 散射源位于平行面1—1', 2—2', 3—3'等上, 平面间的距离等于

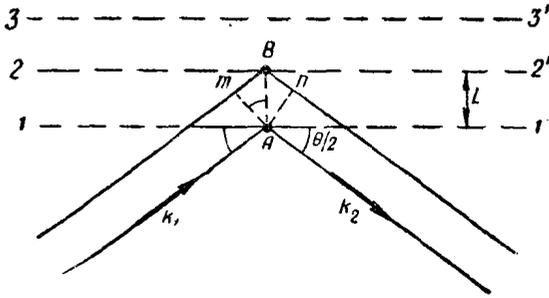


图 6.10

L 。由 B 点散射的射线比由 A 点散射的射线多经过路程 $mB + Bn$, 显然附加的相位差等于

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(mB + Bn) = k(mB + Bn). \quad (6.19)$$

从图 6.10 得

$$mB = Bn = L \sin \frac{\theta}{2}.$$

把此值代入公式(6.19), 得到

$$\Delta\varphi = k 2 L \sin \frac{\theta}{2} = KL, \quad (6.20)$$

在这里引用了符号

$$K = 2k \sin \frac{\theta}{2}, \quad \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.21)$$

从图 6.11 的向量图得到

$$|\bar{K}| = |\bar{k}_1 - \bar{k}_2| = 2k \sin \frac{\theta}{2}, \quad \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.22)$$

这个表示式指出，以前引入的符号 k 真正是波向量 \bar{k}_1 与 \bar{k}_2 之差。当位于平面 1—1' 上的散射体的散射相位和位于平面 2—2', 3—3' 等上的散射体的散射相位相同时，无线电波散射的条件最有利。显然，达到这种情况的条件为：

$$\Delta\varphi = KL = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} L = 2\pi, \quad (6.23)$$

或者

$$2 \sin \frac{\theta}{2} L = \lambda, \text{ 米.} \quad (6.23 a)$$

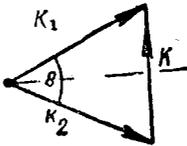


图 6.11

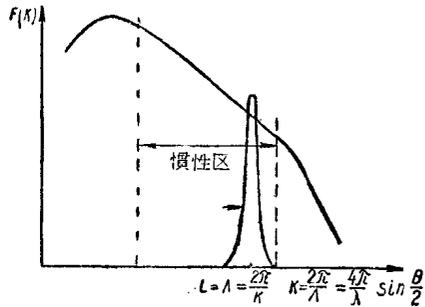


图 6.12

公式 (6.23) 和 (6.23 a) 是在结晶学中众所周知的符尔富——勃连克 (Вульф-Брэгг) 条件。当伦琴射线在晶体上绕射时就产生这种条件。

当散射角 θ 和无线电波波长 λ 给定时，只有在垂直方向上彼此相距 L [由公式 (6.23 a) 决定] 的散射体才在接收点方向上产生有效的散射。象以前所指出的那样，在湍流性对流层中，有从 L_0 至 L_s 的各种尺寸的旋涡，因而对于给定长度的线路 (即固定的散射角) 和确定的波长，散射将由尺寸为 L 的旋涡所

引起。

据此情况，我們可以把传播过程看作是某种窄带滤波器的作用。当 λ 与 θ 值給定时，这滤波器选取一定尺寸的不均匀性，接收点的散射場主要由这不均匀性所产生。在图 6.12 上再一次給出了以前画在图 6.8 上的空間譜，另外还表示出了窄带滤波器的通带。图中并指出了产生主要散射部分的旋涡尺寸。

条件(6.23)还可以改写为

$$K = \frac{2\pi}{L}, \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.23 \text{ 6})$$

数量 L 按实质来說是对流层中不均匀性的空間重复周期或者是机械振动波长，以前它是用 A 表示的。以 A 代替 L ，則公式(6.23 6)变成以下形式：

$$K = \frac{2\pi}{A}, \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.23 \text{ B})$$

这样，在符尔富——勃速克条件中出現的数量 K ，对于对流层散射而言，是与以前引入的机械振动波数一致的。

可以指出（請看[4]184—187頁），有效比散射面积的公式是

$$\sigma' = \frac{\sin^2 \alpha (\overline{\Delta \varepsilon'})^2 k^4}{8} \cdot \frac{dF(K)}{dK} \frac{1}{K}, \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.24)$$

公式(6.24)指出，有效比散射面积实际是与对流层的能量系数的起伏强度 $\overline{(\Delta \varepsilon')^2}$ 和能譜密度 K 有关。在公式(6.24)中，角 α 是发射設備在散射点产生的电場向量和至接收点方向間的夹角。当水平极化时，此角等于 90° ，而当垂直极化时，此角等于 $(90^\circ + \theta)$ ，即和 90° 相差不多。

目前还没有为大家所接受的对流层散射理論，因而不同的作者应用不同的相关函数表示式，亦即应用不同的能譜表示式。

因此, 式(6.24)也有这一种或另一种具体形式。

在最早的婆克尔——郭尔腾 (Букер-Гордон) [9] 理論中, 相关函数的表示式是

$$C(\rho) = e^{-\frac{\rho}{L}}, \quad (6.25)$$

与此相应的空間譜是

$$F(K) = \frac{2}{\pi} l \frac{1}{1 + (KL)^2}, \text{ 米。} \quad (6.26)$$

假如 $(KL)^2 \gg 1$, 那末

$$F(K) = \frac{A}{K^2 l^2}, \text{ 米,} \quad (6.26 a)$$

(式中 A 为常数)。当应用对数比例尺时, 这个关系式可用角系数 (斜率) 为 2 的直綫表示 (图6.13)。

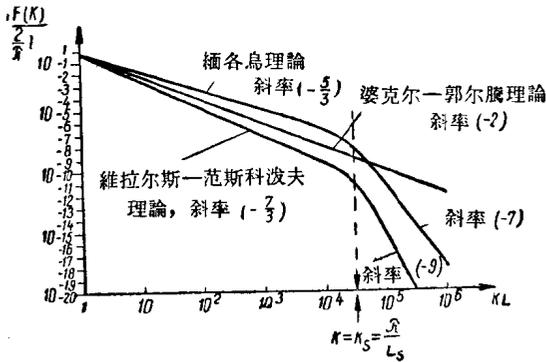


图 6.13

在以 A. H. 卡尔麦各洛夫 (A. H. Колмогоров) 院士著作为基础的細各烏 (Meroy) 理論中 [10], 空間譜以下式表示:

$$F(K) = A(Kl)^{-5/3} \left[1 + \left(\frac{KL_s}{\pi} \right)^4 \right]^{-4/3}, \text{ 米。} \quad (6.27)$$

在图 6.13 上也画出了这个公式的曲线，这时假定湍流的中等尺寸 l 等于被粘着力所破坏的湍流尺寸 L_s 的 10^4 倍，即 $l = 10^4 L_s$ 。

在满足条件

$$1 \gg \frac{KL_s}{\pi}, \quad 1 \gg \frac{Kl}{10^4 \pi}$$

的 Kl 数值区内， $F(K) = A(Kl)^{-5/3}$ 米，这相当于斜率为 $-\frac{5}{3}$ 的直线。

对于 $\frac{Kl}{10^4 \pi} \gg 1$ 的区域，

$$F(K) = A(Kl)^{-7}, \text{ 米,}$$

这相当于斜率为 -7 的直线。转折点位于 $Kl = \pi 10^4$ 附近。转折区在图上用虚线标出。

在维拉尔斯——范斯科波夫 (Вилларс-Вейскопф) 理论中 ([11], [12])，假定在对流层中存在有介电系数的平均垂直梯度 $\frac{d\varepsilon'}{dh}$ 。这样

$$\Delta\varepsilon' \approx \left(\frac{d\varepsilon'}{dh} - \overline{\frac{d\varepsilon'}{dh}} \right) L, \quad (6.28)$$

在圆括弧内的数值表示对流层介电系数的垂直梯度的起伏。

这样在有效比散射面积公式 (6.24) 中，参数 $(\overline{\Delta\varepsilon'})^2$ 将被数值

$$\left(\frac{d\varepsilon'}{dh} - \overline{\frac{d\varepsilon'}{dh}} \right)^2 L^2, \quad \frac{1}{\text{米}^2}$$

所代替，它表示垂直梯度起伏的强度。

在图 6.13 上同样画出了维拉尔斯——范斯科波夫理论的第一形式的空间谱。

对于 $F(K) = AK^{-n}$ 的空间谱区域, 有效比散射面积公式中的数值 $\frac{dF(K)}{dK} \cdot \frac{1}{K}$ 将等于

$$-nAK^{-(n+2)} = -nA \left(2k \sin \frac{\theta}{2} \right)^{-(n+2)}.$$

把此数值代入(6.24)式, 得

$$\sigma' = \frac{An\pi^2 \sin^2 \alpha}{8(4\pi)^n (\Delta\epsilon')^2 \lambda^{(n-2)}} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-(n+2)}, \quad \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.29)$$

上述公式有两方面的意义。首先, 它指出最强的散射是在无线电波的发射方向。在这方面, 对流层的局部不均匀性的散射大大不同于金属体的散射。我们知道, 金属球面是把入射电波能量均匀地向各方向散射的。由于这个原因, 在对流层中的散射过程经常叫做“前向散射”。随着散射角度的增加, 散射强度急剧地减小, 而且指数 n 愈大, 减小愈显著。此外, (6.29) 式还表示出波长对有效散射面积的关系。在婆克尔——郭尔腾理论中, 指数 $n=2$, 因此和波长没有关系, 但这一点没有为试验所证实。

在更新的、考虑介电系数垂直梯度的理论中, 在公式(6.29)中需要用介电系数梯度的起伏强度来代替介电系数的起伏强度, 为此可以再次利用公式(6.28)。

把公式(6.28)的两边平方, 得

$$\overline{(\Delta\epsilon')^2} = \overline{\left(\frac{d\epsilon'}{dh} - \frac{d\epsilon'}{dh} \right)^2} L^2. \quad (6.28 a)$$

但是根据公式(6.23 6)和(6.23 B)

$$L = A = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}}, \quad \text{米}. \quad (6.30)$$

把(6.30)的值代入(6.28 a), 再把得到的式子代入(6.29),

得

$$\sigma' = B \sin^2 \alpha \overline{\left(\frac{d\varepsilon'}{dh} - \frac{d\varepsilon'}{dh} \right)^2} \lambda^n \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-(n+4)}, \frac{1}{\text{米}}, \quad (6.31)$$

这里 B 为比例常数。

在修正的維拉尔斯—范斯科泼夫理論中， n 取作 1，因而数量 σ' 采取以下形式[12]：

$$\sigma' = B \sin^2 \alpha \overline{\left(\frac{d\varepsilon'}{dh} - \frac{d\varepsilon'}{dh} \right)^2} \frac{\lambda}{\sin^5 \frac{\theta}{2}}, \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.32)$$

在此情况下，有效比散射面积正比于波长。这和試驗数据相符合。

若以卡尔麦各洛夫的 $\frac{2}{3}$ 定律为基础，則必須从式

$$\Delta\varepsilon' \approx \Delta\varepsilon'_0 \left(\frac{L}{L_0} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (6.33)$$

出发，而不是从(6.28)式出发。在(6.33)中 $\Delta\varepsilon'_0$ 是尺寸为 L_0 的最大旋涡中的起伏。

把公式(6.30)中的 L 值代入，再把得到的 $\overline{(\Delta\varepsilon')^2}$ 的表示式代入(6.29)式，經過简单变换之后，得到

$$\sigma' = B \frac{\sin^2 \alpha \overline{(\Delta\varepsilon'_0)^2} \lambda^{4/3}}{2^{\frac{4}{3}} L_0^{\frac{4}{3}} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{4/3}} \frac{\lambda^{n-2}}{\left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{n+2}}, \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.34)$$

假定 $n=1$ ，則得緬各烏^[12]所得的表示式

$$\sigma' = B \frac{\sin^2 \alpha \overline{(\Delta\varepsilon'_0)^2} \lambda^{1/3}}{2^{4/3} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{13/3} L_0^{4/3}}, \frac{1}{\text{米}}. \quad (6.35)$$

和以前一样，这里 B 是比例常数。

§ 6.4 有效地参与散射的对流层体积的决定

正如以前所指出的那样[請看 § 2 和公式(6.11)与(6.12)], 为了解析地决定对流层传播損耗, 必須知道有效地参与散射的体积。在这体积中的点应该滿足两个条件: 第一, 从这些点上应该同时“看到”发射和接收天綫; 第二, 在体积中应该只包括具有足够大的 σ' 值的对流层部分, 换言之, 只包括对总場强起显著貢獻的那些部分。

当天綫高度低到可以忽略时, 第一个純粹是几何性质的限制能够简单地解决。在此情况下, 共同体积的下界由发射和接收天綫所在处(图 6.14 上的点 A 与 B) 的切面所限制。正确些說, 共同体积內所有的点应同时位于切面 AQ 与 BP 之上。

进一步应该分別研究两个情况。

当应用弱方向性天綫时, 共同体积的上边和兩側被两个因素所限制。第一, 随着高度的增加, 湍流强度急剧地减少; 由此, 既减小了包含在 σ' 的公式(6.29)中的对流层介电系数的起伏强度 $(\overline{\Delta\varepsilon'})^2$, 又减小了介电系数垂直梯度的起伏强度

$\left(\frac{d\varepsilon'}{dh} - \frac{d\varepsilon'}{dh}\right)^2$, 后者是公式(6.31)的参数。这样随着高度的增加, 有效比散射面积相当迅速地减小。第二, 也是最主要的,

随着高度的增加, 或者当点轉移到垂直平面 OAB 的两边时(图 6.14), 散射角急剧增加, 因为这个角的五次方包含在散射面积 σ' 表示式(6.32)的分母中¹⁾, 所以很显然, 散射角略有增加即引起 σ' 值大大减小。因此总散射面积的上界和兩側被这些平面所限制: 在它們之外 σ' 的值非常小, 以致忽略这部分空

1) 由于散射角的数值很小, 所以在 σ 的公式中, 正弦函数可以用它的自变数代替。

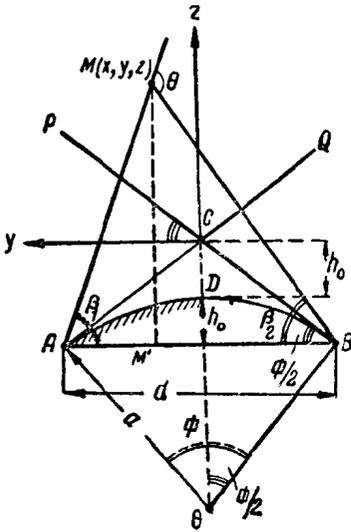


图 6.14

把 $\cos \frac{\Phi}{2}$ 分解成级数，由于地心角的值很小，因而可以弃去级数第三项及以后的各项，得

$$h_0 \approx \frac{d^2}{8a}, \text{ 米.} \quad (6.36a)$$

可以指出，切线的交叉点位于离地面 h_0 的高度上。事实上从直角三角形 OAC ，我们得到

$$CD = \frac{a}{\cos \frac{\Phi}{2}} - a = \frac{a \left(1 - \cos \frac{\Phi}{2}\right)}{\cos \frac{\Phi}{2}} = \frac{h_0}{\cos \frac{\Phi}{2}}, \text{ 米.}$$

由于角 Φ 很小，可以认为

$$CD \approx h_0, \text{ 米.} \quad (6.38)$$

间对散射的影响，对计算的正确性没有损失。

为了决定散射体的体积，让我们看一下图6.14。

球截高

$$h_0 = a \left(1 - \cos \frac{\Phi}{2}\right), \text{ 米,} \quad (6.36)$$

式中 Φ 为地心角，它等于

$$\Phi = \frac{d}{a}. \quad (6.37)$$

式中 d 为沿地面测量的发射点到接收点的距离，以后可以令 $d \approx AB$ (AB 为弦长)，这对计算正确性没有损失。

C 点是共同体积的最低点，在这点上 σ' 的值最大，因此这点对散射场的贡献最大。

已有的数字计算指出，即使在弱方向性天线情况下，对流层有效体积的最高点距 C 点的距离（在 C 点之上）不超过 $3 h_0$ ，而横向（垂直于图面）宽度不超过 $10 h_0$ （每边 $5 h_0$ ）。

为了指出这体积边缘点的有效比散射面积的值比 C 点的相应的值小到多少，我们引入一直角坐标系，它的中心在 C 点， Z 轴向上， Y 轴沿水平方向，而 X 轴垂直于图面。用具有座标 x, y, z 的 M 点表示共同体积中的任意点，在 M 点的散射角可用下式计算：

$$\theta = \beta_1 + \beta_2,$$

角 β_1 与 β_2 相应地由以下两公式所决定：

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{MM'}{AM'} = \frac{[x^2 + (d-y)^2 + (2h_0+z)^2]^{1/2}}{\frac{d}{2} - y}, \quad (6.38a)$$

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{MM'}{BM'} = \frac{[x^2 + (d-y)^2 + (2h_0+z)^2]^{1/2}}{\frac{d}{2} + y}. \quad (6.38b)$$

角 β_1 与 β_2 的值非常小，因而式 (6.38a) 和 (6.38b) 的正切数值可用它们的自变数代替。

在表 6.1 中给出了按公式 (6.38a) 和 (6.38b) 计算的散射角 θ 的值。计算是对于共同体积的三个有特征点进行的。长度 d 是对流层通信线路的典型长度。作为最有特征点选用了最低点 C (座标 $0; 0; 0$)，此处 σ' 达到最大值；在图面上的总体积的最高点 Q (座标 $0; 0; 3 h_0$) 和 Q' (座标 $+5 h_0; 0; 3 h_0$)。在表中还给出了点 C 与 Q 离地面的高度和在上述各点的有效比散射面积的相对数值（假定对于最短距离 $d=200$ 公里的线

表 6.1

线路长度 d , 公里	C 点			Q 点			Q' 点		
	h , 公里	θ	$\sigma', \frac{1}{\text{米}}$	h , 公里	θ	$\sigma', \frac{1}{\text{米}}$	h , 公里	θ	$\sigma', \frac{1}{\text{米}}$
200	0.59	1°21'	1	2.36	3°22'	$1.4 \cdot 10^{-3}$	2.36	5°16'	$2 \cdot 10^{-4}$
300	1.33	2°1'	$4 \cdot 10^{-2}$	5.32	5°2'	$1.3 \cdot 10^{-5}$	5.32	7°52'	$1.7 \cdot 10^{-6}$
400	2.35	2°42'	$3 \cdot 10^{-3}$	9.40	6°45'	$2 \cdot 10^{-7}$	9.4	10°33'	$2.3 \cdot 10^{-8}$
500	3.70	3°22'	$5 \cdot 10^{-4}$	14.8	8°25'	$1.6 \cdot 10^{-8}$	14.8	13°8'	$1.9 \cdot 10^{-9}$
600	5.20	4°2'	$1 \cdot 10^{-4}$	20.8	10°5'	$3 \cdot 10^{-9}$	20.8	15°44'	$3 \cdot 10^{-10}$

路, C 点的 $\sigma' = 1$ 。

当计算 Q 与 Q' 点的 σ' 的相对值时, 我们应用了维拉斯-范斯科泼夫的理论[式(6.32)], 在这理论中假定 σ' 的值反比于 $\sin \frac{\theta}{2}$ 的五次方。此外还认为起伏强度随高度的变化与图 6.15 所示的规律一致。

研究表 6.1 中的数字, 一方面指出, 在共同体积中每一点的有效比散射面积随着通信线路长度的增加而减小得多快; 另一方面也指出, 对于第一条线路, 在 Q 点的 σ' 的值比 C 点的几乎小 1000 倍。在更长的通信线路上差别更大, 此外, 在 Q' 点的 σ' 值比在 Q 点的约小 10 倍。

图 6.14 没有给出散射共同体积的正确形状的概念, 因为为了明显起见, 在这图上把垂直方向的比例尺大大地放大了。在图 6.16 上给出了长度约为 300 公里的通信线路的散射体积的真实形状。

为了用公式(6.11)计算传播损耗, 必须有从下边、两侧和上边限制共同体积的平面的解析表示式。应用图 6.14 的符号, 从下边限制共同体积的平面的方程式是:

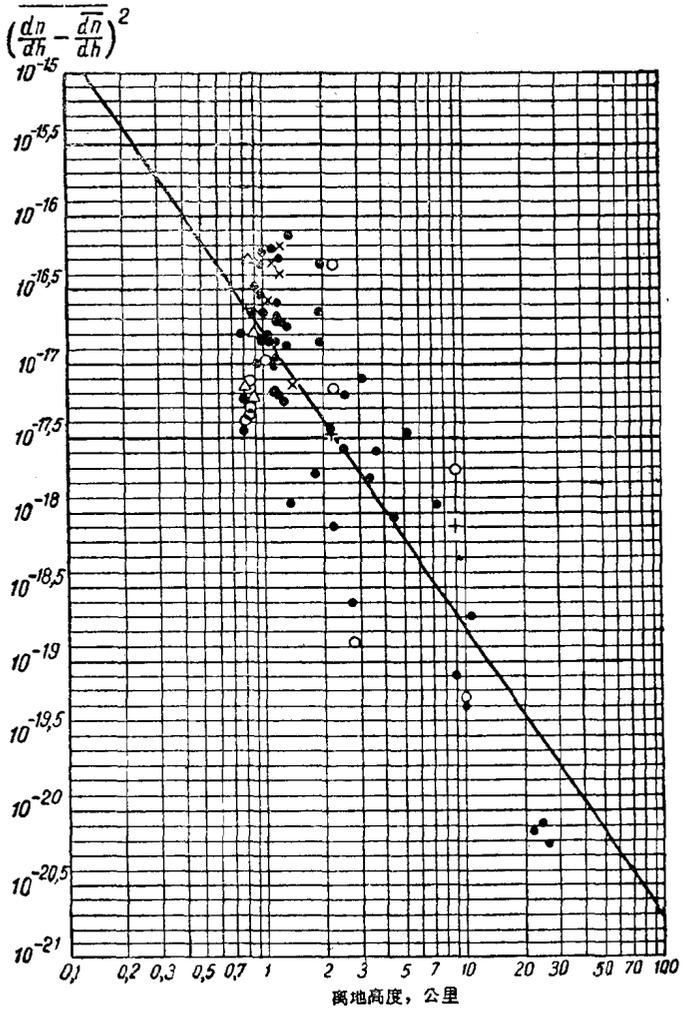


图 6.15

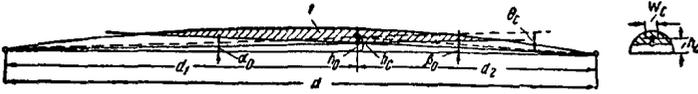


图 6.16

$$z = \pm y \operatorname{tg}\left(\frac{\Phi}{2}\right).$$

共同体积的两侧被垂直平面

$$x = \pm 5 h_0$$

所限制，而上边被水平面

$$z = 3 h_0$$

所限制。

在这些条件下，共同体积有图 6.17 所示的楔子的形状。图中标出了曾经计算过有效比散射面积的 C 、 Q 与 Q' 点的位置。

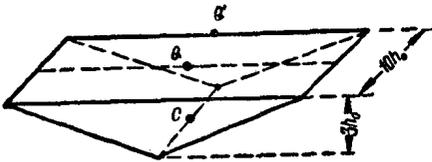


图 6.17

当积分 (6.11) 式时，必须注意， r_1 与 r_2 应该表示为直角坐标函数的形式，即为 $r_1(x, y, z)$ 与 $r_2(x, y, z)$ 的形式。天线的方向性系数也应该相似地表示。为

此，增益系数宜写为 $D_1 g_1$ 与 $D_2 g_2$ 的乘积。此处 D_1 与 D_2 为增益系数，而 g_1 与 g_2 为反映出空间方向性图的标准因子，在最大发射方向，它们等于一。因子 g_1 与 g_2 也应该表示为直角坐标函数 $g_1(x, y, z)$ 与 $g_2(x, y, z)$ 的形式。

按以上所述，公式 (6.11) 可以表示为三重积分的形式：

$$L = \frac{128 \pi^3}{D_1 D_2 \lambda^2} \int_{x=-5h_0}^{x=5h_0} \int_{y=0}^{y=\frac{8h_0}{\sqrt{g\phi/2}}} \int_{z=y\sqrt{g\phi/2}}^{z=8h_0} \frac{g_1 g_2 \sigma'(x, y, z) dx dy dz}{r_1^2 r_2^2} \quad (6.39)$$

应用强方向性天线时，计算可以大大地简化。应用强方向性天线是对流层通信线路的特点。在这种情况下，产生散射场的共同体积是由发射和接收天线的空间方向性图交叉所组成。

象以前一样，我们认为天线直接放在地面上。用 α_{oepm} 与 α_{ioe} 相应地表示垂直和水平平面内天线方向性图的宽度。我们将假定应用同样的天线发射和接收，并设方向性图的下界为地平面所限制。

在这些条件下，参考图6.18，可以计算共同体积。图中把方向性图在垂直平面内的交叉面用斜线标出，那个画了斜线的四边形的面积可以看作是三角形 $b'c'e'$ 和 $b'd'c'^{(1)}$ 之和。

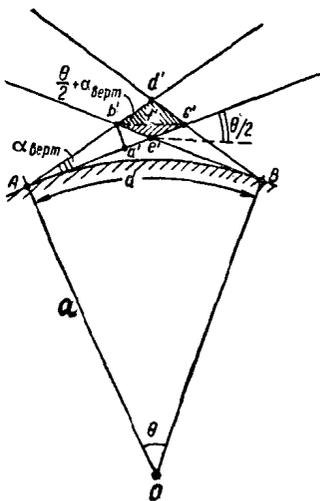


图 6.18

$$a'b' \approx \frac{d}{2} \alpha_{oepm}.$$

由直角三角形 $a'b'c'$ 得

$$b'c' = \frac{a'b'}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}.$$

1) 因为在这些三角形中角度很小，所以在下面的公式中正弦与正切均用它们的角度代替。

另一方面, 高度 $f'e' = \frac{b'c'}{2} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$, 由此, 面积 $b'c'e' = \frac{1}{2} b'c' \cdot e' f' = \frac{d^2}{8\theta} \alpha_{sep}^2$.

同样, 从三角形 $b'd'c'$ 得

$$d'f' = \frac{b'c'}{2} \operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} + \alpha_{sep} \right),$$

由此, 面积

$$b'd'c' = \frac{1}{2} b'c' \cdot d'f' = \frac{d^2}{4\theta^2} \left(\frac{\theta}{2} + \alpha_{sep} \right) \alpha_{sep}^2.$$

四角形的总面积

$$S = \frac{d^2}{4\theta} \left[\frac{\frac{\theta}{2} + \alpha_{sep}}{\theta} + \frac{1}{2} \right] \alpha_{sep}^2, \text{ 米}^2. \quad (6.40)$$

如果 $\alpha_{sep} \ll \frac{\theta}{2}$, 那末四角形变成菱形, 它的面积由下式决定:

$$S \approx \frac{d^2}{4\theta} \alpha_{sep}^2 = \frac{da}{4} \alpha_{sep}^2, \text{ 米}^2. \quad (6.40a)$$

可以把散射体看作是底面为 S 、高为 $\alpha_{top} \frac{d}{2}$ 的平行六面体, 由此得

$$V_0 = S \frac{d}{2} \alpha_{top} \quad (6.41)$$

可以把公式(6.12)中的积分表示为

$$\int_V \sigma'(\theta) dV = \sigma'_{cp} V_0, \text{ 米}^2, \quad (6.42)$$

式中 σ'_{cp} 为体积中心的 σ' 值。

根据以上所述, 传播损耗 [式(6.12)] 可以表示为如下形式:

$$L \approx \frac{4\pi^3 d^4}{D_1 D_2 \lambda^2 \sigma'_p V_0} \quad (6.43)$$

§ 6.5 对流层无线电波传播的某些特点

传播损耗的季节变化 这种变化表现为在北半球的线路上传播损耗冬季比夏季高。这意味着当发射机功率不变时，接收信号的场强将因冬天的到来而降低。中等纬度上损耗的季节变化，达到约 10—12 分贝，其值甚为可观。接收点的场强作同样的变化。

图 6.19 上面的平滑曲线表示三年中的平均场强的变化(线路长 282 公里，频率 104.5 兆赫)^[13]；下面的曲线表示在同一时期内、线路中点地面上折射指数 N 平均值的变化。这两条曲线的趋势是一样的。传播条件和对流层下层中气象条件间的联系使我们很容易明白场强季节变化的原因。当从冬季过渡到夏季时，由于平均温度增加和空气总湿度增大(由于蒸发增

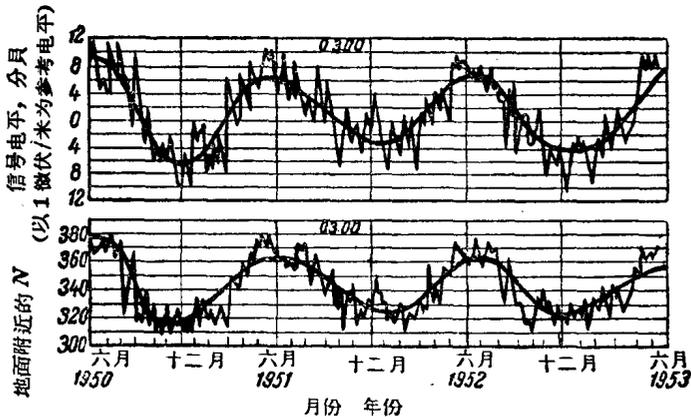


图 6.19

大), 所以 N_s 的值也增大。但是在对流层上界附近的折射指数几乎沒有起变化, 因此梯度 $\frac{dN}{dh}$ 随夏天的到来而减小 (梯度的符号是負的, 它的绝对值增加)。

从对流层中射线的曲率半径公式 (5.3) 可以看出, 梯度减小

将引起曲率半径减小。图 6.20 上表明了冬季 (实线)

和夏季 (虚线) 对流层中无电波散射射线的途径。假设

在冬季共同体积的最低点位于 C 点, 那末随着夏天的到来,

由于弯曲的增加, 这个

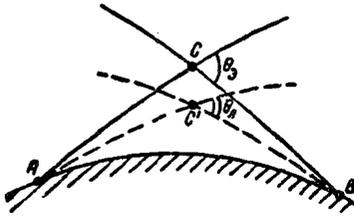


图 6.20

点下降至 C' 。此时散射角减小*。因为 σ' 反比于 θ 的五次方, 所以即使散射角不大的减小将引起散射强度的增大。另一方面, 地面上的起伏强度总是随高度的减小而增加的, 这又引起了散射强度的进一步增加。所有这一切都引起传播损耗的季节性变化。

由此得出, 温暖的海洋性气候有利于对流层散射, 而干燥寒冷的气候导致损耗的增加。画有冬季和夏季地面附近的 N 值的等值线的地形图能够给出对流层传播特点的一般概念。图 6.21 与图 6.22 上给出了为北美洲编制的这种地图^[32]。看了这些地图可以得出结论: 夏季最有利于对流层散射的条件是在墨西哥湾 (Мексиканский залив), 而在冬季最大的损耗将出现在大陆的山区 (科罗拉多州 Штат Колорадо)。

对流层传播的衰落 在地球上各处所进行的远距离超短波对流层散射传播的观察指出, 接收到的信号具有两种形式的衰

* 原文为“……折射角减小”。——译者注

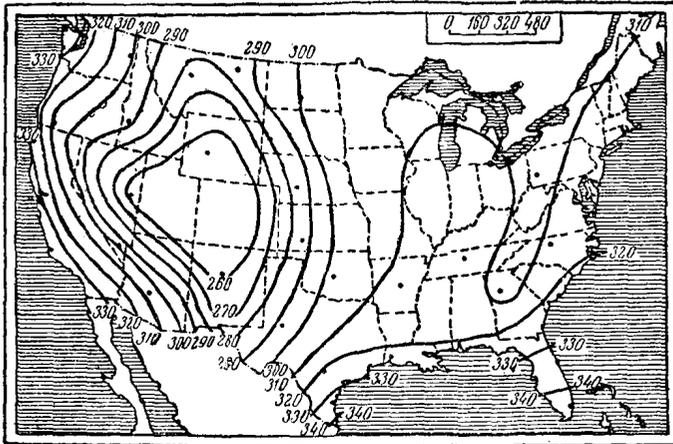


图 6.21

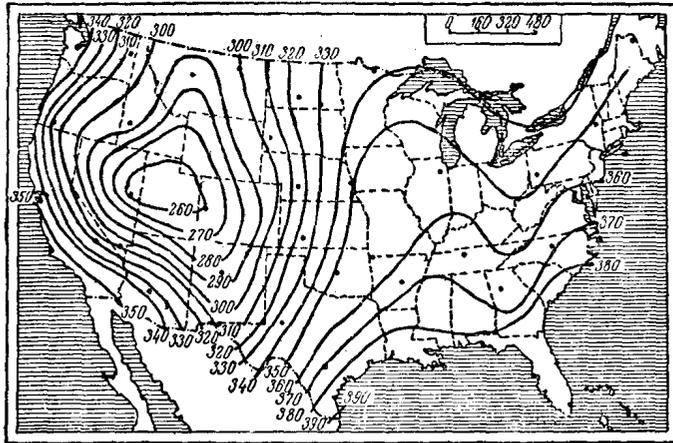


图 6.22

落特征：慢的和快的。两种形式的衰落之间的区别表现为它们服从于不同的统计规律性，显然，它们是由不同的物理原因所引起的。假如利用某种形式的积分计去测量5分钟（或者根据其他作者的建議，一分钟）时间内的接收信号的平均值，当掌握了大量的测量数据后，试图决定测量结果满足什么样的分布规律，那末可以确信，它们是服从于对数正态律的（或者与之近似）。相反，假如考察一下在五（或一）分钟时间内接收信号的瞬时值满足什么样的定律，那末可以看到，瞬时值是服从于瑞利定律的（或与之近似的）。

对数正态律的分布函数形式是

$$P(E_{\text{мин}}) = \frac{1}{\beta \sqrt{2\pi}} \int_{\lg E_{\text{мин}}}^{\infty} e^{-\frac{(\lg E - \alpha)^2}{2\beta^2}} d(\lg E), \quad (6.44)$$

在上式中： $P(E_{\text{мин}})$ 表示接收场强（在本情况中是五分钟或一分钟的平均值）超过 $E_{\text{мин}}$ 值的或然率，

E 为所测量的量的数值，

$\alpha = \lg E_{\text{мед}}$ ，而 $E_{\text{мед}}$ 为所测量的量的中值，即在观察过程中有50%的机会（或50%的时间）被超过了的数值。

数量 β 起着标准偏差的作用，它表示被测量的量的散布度。例如，数量 $\pm 20\beta$ 分贝分别是在16%和84%的观察时间内超过的对中值的偏差¹⁾。

图6.23繪有不同长度通信线路的慢衰落的分布函数曲线^[14]。沿水平轴标出了超过给定值的或然率，而沿垂直轴标出了以相对于中值的分贝数为单位的平均（五分钟内）值（这样选择水平轴的比例，以便能将服从对数正态律的分布函数用直线表示）。虚直线表示标准偏差 $20\beta = 10$ 分贝和 $20\beta = 8$ 分贝

1) 在[4]内从194页以后，可以找到关于对数正态分布的较详细的叙述。

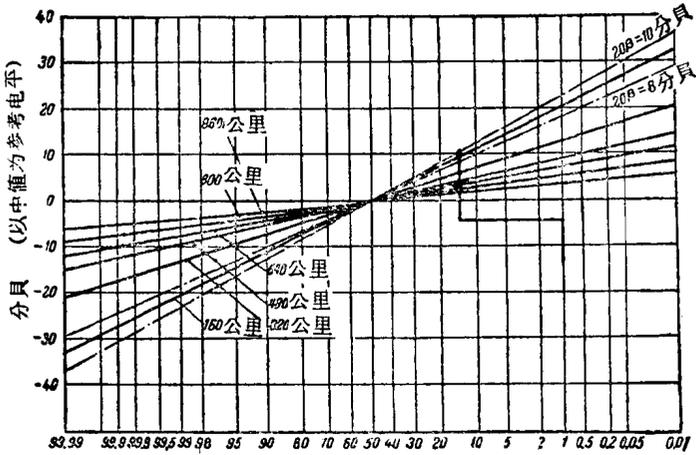


图 6.23

的分布函数。研究图 6.23 指出,标准偏差随通信线路长度的增加而减小,即五分钟时间内的场的平均值的最大散布度出现在最短(约 160 公里)的通信线路上。

快衰落服从于瑞利定律,这定律的表示式是:

$$P(E_{\text{min}}) = \frac{2}{(\bar{E}^2)} \int_0^{\infty} E e^{-\frac{E^2}{\bar{E}^2}} dE. \quad (6.45)$$

式中 E 为接收信号振幅的瞬时值[不是象公式 (6.44) 那样的在一定时间内的平均值], $(\bar{E}^2) = E_0^2$ 是场强平方的平均值,它等于场强有效值的平方。

图 6.24 示有这种分布函数的曲线。象以前一样,沿水平轴标出超过给定值的或然率,而沿垂直轴标出相对于中值的接收信号电平的瞬时值。

可以假定,慢衰落是由于散射体积范围内空气移动造成气象条件变化所引起的。

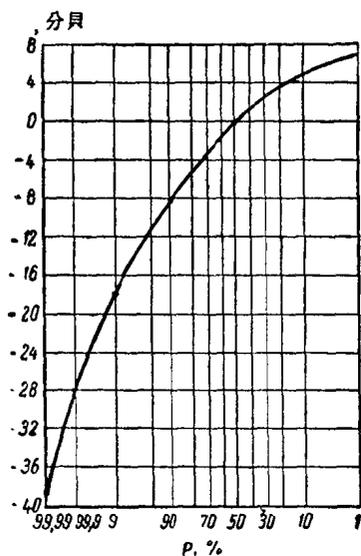


图 6.24

相反，快衰落是由于各个散射源产生的很多射线的干涉所引起的。因为理论研究指出，由具有任意振幅和随机相位的正弦振荡相干涉所产生的合成振幅分布是服从于瑞利定律的。

在许多情况下，实际观察到的分布与对数正态律和瑞利定律有很大的区别，因而可以说，分布情况只是接近于上述定律。

快衰落具有空间和频率选择性。

衰落的空间选择性表现为在相距几十个波长的各点上同时接收时，信号衰落特性彼此间是完全无关的。其原因是：到达某一接收天线处的无线电波，其产生条件和在公共体积内的产生点不同于到达另一接收天线处的无线电波的产生条件和在公共体积内的产生点。

当同时接收由一个发射机发射的、频率相差几百千赫的两个无线电波时，由于同样原因，这两个信号的衰落也是完全无关的。

空间和频率选择性被用来和衰落作斗争。

用 S_1 表示用一根天线接收时，信号低于临界值的或然率。如 $S_1=10\%$ ，则表示只能在 90% 的通信线路工作时间内可靠地接收信号。

应用或然率理论中众所周知的几个独立事件同时出现的或

然率定理，可以求出当用两付分集天綫接收时，在第一付和在第二付天綫中信号同时低于临界值的或然率。这定理阐明，假如 p_1, p_2, \dots, p_n 是独立事件的或然率，那末这些事件同时出现的或然率等于相应的或然率的乘积。

在所研究的情况下，当应用 n 付分集接收天綫时，接收中断的或然率由下式决定：

$$S_n = S_1^n. \quad (6.46)$$

由于应用多付天綫接收才达到这个效果，还是由于应用多个频率而达到这个效果，这一点无关紧要。例如，在两个频率上用两付分集天綫进行信号接收，等效于用四付空间分集的天綫。

在图 6.25 上按照公式 (6.46) 画出了用二付、三付、以至八付分集（在空间或按频率）天綫接收时超过某一最小电平

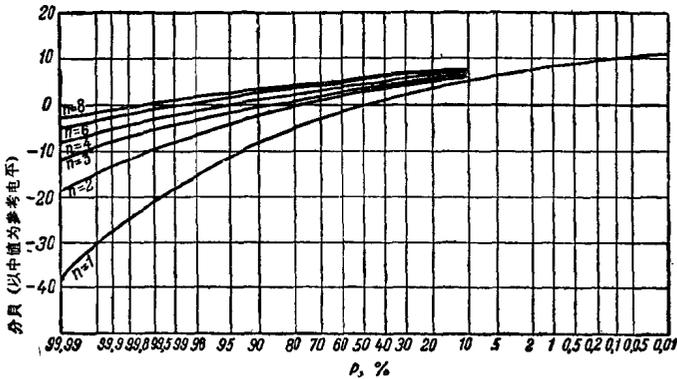


图 6.25

（用以一付天綫接收时的中值为参考的分貝为单位）的或然率分布曲线。图 6.25 的曲线明显地指出这一抗衰落方法的有效程度。从普通接收（用一付天綫接收叫做普通接收）过渡到双

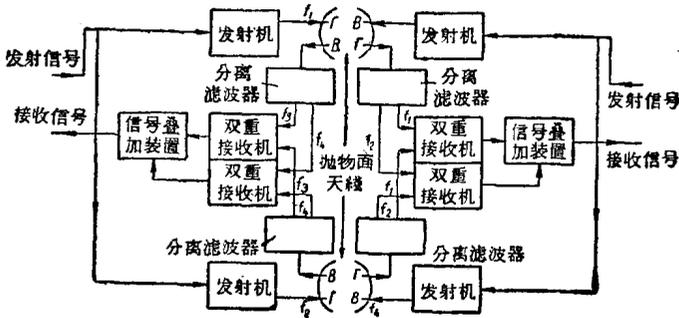


图 6.26

重或三重分集接收时，收效特别巨大。

在图 6.26^[15]上给出了既利用空间分集，又利用频率分集的抗衰落的对流层通信线路的终端设备方块图。系用尺寸为 20×20 米的抛物面反射体和位于其焦点上的喇叭形发射体作天线。在通信线路的终端点建立两付同时用作发射和接收信号的天线。同时，从 A 发送至 B 应用水平极化波（图 6.26 上的 Γ ），而从 B 发送到 A 应用垂直极化波（ B ）。所需传递的信息调制两部同一型式的 10 千瓦发射机，其中一部用频率 f_1 发射信号，而另一部用频率 f_2 发射信号，每一部发射机接到自己的天线。在另一端，频率 f_1 的无线电波被两付天线接收，经过滤波后送至两部接收设备。频率 f_2 的无线电波也用两付天线接收，滤波后送至另外两部接收设备。这样，共用四部接收设备进行接收。把这些接收设备的输出电压用适当的方式加起来，这相当于四重接收。在 $B \rightarrow A$ 方向发射信号的方法相同。

对流层通信线路中天线的增益的损失现象 随着天线增益系数的增加而出现的天线增益的损失效应是超短波对流层传播的特点。这效应表现为：例如当天线增益系数加大两倍时，与视

綫距离的通信綫路不同，接收功率的增加不到两倍，这在应用强方向性天綫的情况下特別明显。这意味着对流层传播时，天綫在自由空間中的理論增益值不能完全实现。增益損失的程度可以按图 6.27 来判断，在这图上沿横軸标出天綫的理論增益，而沿纵軸标出在 50%、90% 和 99% 時間内能实现的增益。由图 6.27 得出，假如天綫的增益系数不超过 23 分貝，那末它的理論增益完全能实现，对于方向性更强的天綫才有明显的損失，50 分貝时損失的中值达 6 分貝。

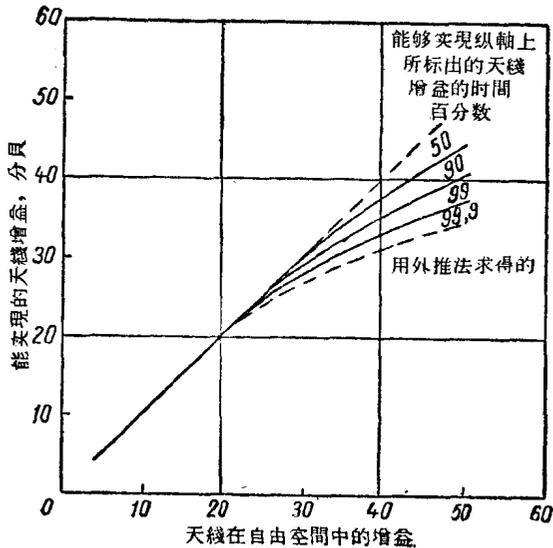


图 6.27

上述現象，其原因至今尚未完全弄清楚。显然这里需考虑两个因素：第一，当天綫的方向性增加时，对流层产生二次发射的共同体积减小，因而使接收点的場强减小。这样由于天綫方向性增加而加大的无綫电波发射密度就不能全部發揮作用；

第二，随着接收天线孔径面积的增大，在孔径范围内散射波表现不相干性的程度也增加，这是因为散射场不是由一个点源产生，而是由共同体积内的众多的点源所产生的。

对流层通信线路的通频带 限制对流层传播的通频带的主要

因素是多射线性。到达接收点的射线既有从共同体积的最低点 C 散射的 (图 6.28)，也有从离地 $4h_0$ 高的最高点 Q 散射的。当计算对流层传播的通频带时，计算最大的路程差，即从 C 和 Q 点散射的射线间的路程差就够了。

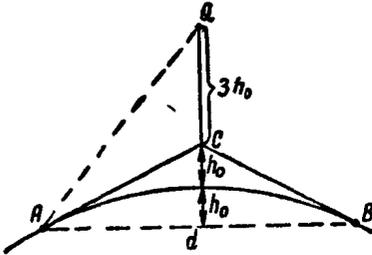


图 6.28

用 Δl 表示这个路程差，从图 6.28 得到

$$\Delta l = 2\sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (5h_0)^2} - 2\sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (2h_0)^2}, \text{ 米。} \quad (6.47)$$

考虑到 $\frac{d}{2} \gg 5h_0$ ，因而可以应用牛顿 (Ньютон) 二项式公式，并且只取前两项，这样公式 (6.47) 将变为

$$\Delta l \approx \frac{42 h_{0\text{км}}^2}{d_{\text{км}}}, \text{ 公里。} \quad (6.48)$$

时间滞后由公式 $\Delta t = \frac{\Delta l}{c}$ 决定，而通频带最大值的表示式为

$$\Delta f \approx \frac{1}{\Delta t}, \text{ 赫。}$$

在表 6.2 中给出了距离在 200 至 600 公里间五条通信线路

通頻带及射綫路程差的計算值。相应的 h_0 值是从表 6.1 中取得的。

当应用有方向性的天綫时，射綫路程差的最大值急剧地减小，引起通頻带增大。試驗指出，距离 300 公里左右的綫路的实际通頻带为 5—6 兆赫^[16]。

表 6.2

綫路长度 d 公里	滞后时间 ΔT 微秒	通頻带 Δf 兆赫
200	0.25	4.0
300	0.8	1.25
400	1.9	0.52
500	4.1	0.24
600	6.3	0.16

接收信号电平的昼夜变动 弱信号 (相当于在 90% 的时

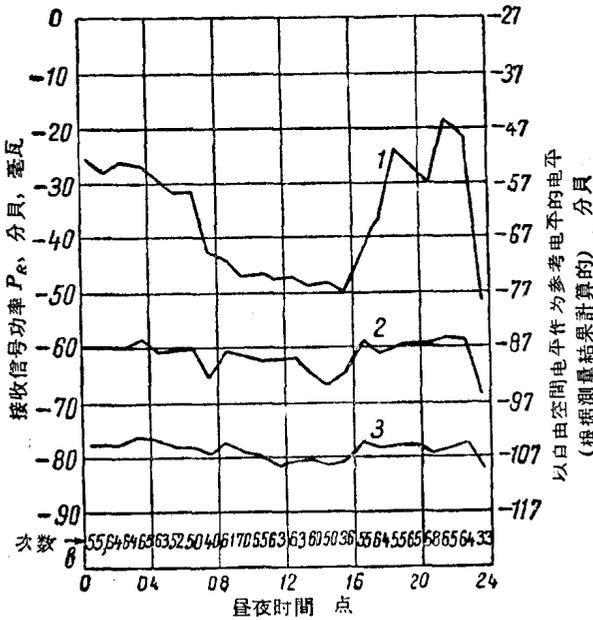


图 6.29

間內都被超过的信号——曲綫 3) 的昼夜变化表現得很小, 几乎不能发现。对于强的信号 (相当于在 10% 的时間內被超过的信号——曲綫 1), 这一变化表現得相当明显。图 6.29^[17] 相当巧妙地闡明了这种情况。在这图上給出了在 865 小时中对频率为 3670 兆赫的信号的观察結果。

看起来弱信号是由不受昼夜时間影响的散射过程所引起的, 而較强的信号可能是由于增高了的折射或者是由于逆温层的反射所引起的, 这些逆温层在早晚时間內产生, 而在白天这些逆温层破裂了, 因而远距离传播的惟一原因仍然是局部不均匀性的散射。

§ 6.6 对流层通信綫路的工程計算方法

从物理观点上来看現象, 似乎需要按照在 § 6.1 中叙述的計算步驟, 并且应用传播損耗公式 (6.9), 来計算由于对流层局部不均匀性散射所引起的超短波远距离传播。但是当进行对流层通信綫路的工程計算时, 把对于自由空間而言的損耗中值的試驗数据作为計算基础更为有利。这样, 可以按照第一章中叙述的一般类型的通信綫路計算步驟来計算对流层通信綫路。

图 6.30 所示冬天 (最差的传播条件) 的衰减因子的中值和距离的关系曲綫可作为計算的基础。必需考虑慢的和快的衰落是此項計算的特点。因为两种形式的衰落都是用分布函数表示的, 所以当天綫的类型和数量給定时, 所需計算的将是保証給定通信可靠性的发射机功率。

計算可按下面的程序进行。

根据給出的通頻帶 Δf , 噪声溫度 T , 噪声系数 N 和所需的比值 c/w , 按公式 (1.17) 决定接收設備輸入端的必需功率

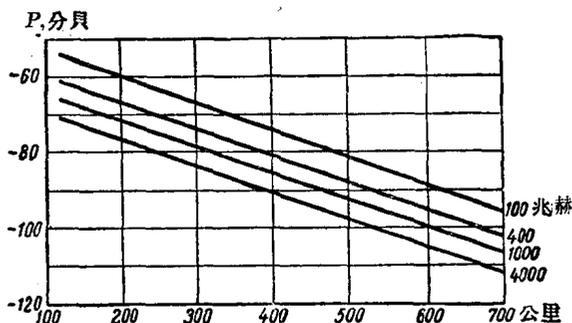


图 6.30

P_2 (单位是分貝, 瓦)。

按图 6.2 的曲线决定已知距离和频率的衰减因子 $F_{\alpha\sigma}$, 根据公式 (1.11) 计算基本损耗的中值。然后根据给定的天线方向性系数 D_1 与 D_2 , 按公式 (1.13) 计算必需的发射机功率。

求得的功率值可以保证下述的通信条件: 接收点场强在五分钟内平均值在 50% 的时间内将超过可靠通信的必需值。粗略地说, 这样只能保证 50% 时间内的通信。在实际条件下, 总应该保证通信的可靠性超过 99.9%。为此必须引入为了补偿慢衰落和快衰落的附加功率值。补偿慢衰落的附加功率值可以由图 6.23 决定。但是只此一个附加值还不够, 因为虽然五分钟内的场强平均值在 99.9% 时间内超过了必需值, 可是由于快衰落的影响, 在这五分钟内的场强有时会低于必需值, 因此必须引入为了补偿快衰落的附加功率值。这个附加值可以由图 6.25 决定。此时要考虑分集天线的等效数目 (空间分集和频率分集)。显然, 对慢衰落而言的可靠性应该相当于对快衰落而言

的可靠性。

例 6.1 决定在 99.9% 时间内保证无线电通信的发射机的必需功率。通信线路长度为 250 公里。频率等于 1000 兆赫。为了和衰落作斗争，同时在两个频率上用两付天线发射，接收也用两付天线。这相当于四重分集接收（图 6.26）。每付天线的增益系数（考虑了馈线损耗）为 40 分贝。

通频带的宽度应该为 5 兆赫。接收设备的噪声温度为 20°K 。噪声系数 $N=1.2$ 分贝，必需的信号噪声比 $c/u=20$ 分贝。

按照公式(1.17)决定接收设备输入端的必需功率

$$P_2 = -228.9 + 20 + 1.2 + 24.7 + 60 = -123.0 \text{ 分贝, 瓦。}$$

从图 6.28 找到衰减因子的中值 $F_{06} = -75$ 分贝。

找到衰减因子值后，根据公式(1.11)决定传播基本损耗。

$$L_{0,06} = 20 \lg \left(\frac{4\pi \times 2.5 \times 10^5}{0.3} \right) + 75 \approx 215 \text{ 分贝。}$$

当天线增益给定时，用公式(1.13)决定发射机的必需功率，它等于 12 分贝，瓦。

在冬季，这样的功率保证了 50% 的可靠性。

为了补偿慢衰落并得到 99.9% 的可靠性，附加功率值应为 22 分贝（图 6.23）。为了补偿四重分集接收时的快衰落（同样的可靠性）所需的附加值为 6 分贝。

所求功率为

$$P_1 = 12 + 22 + 6 = 40 \text{ 分贝, 瓦} = 10000 \text{ 瓦} = 10 \text{ 千瓦。}$$

第七章 超短波远距离电离层散射传播

§ 7.1 超短波远距离电离层散射传播的物理过程

由于电离层的散射所引起的超短波远距离传播过程，一般來說，和上章所研究的对流层散射相同，区别仅在于散射无线电波的媒质不再是对流层的共同体积，而是从发射天线和接收天线处同时“看到”的电离层D层的共同体积。在这情况中，介电系数的不均匀性是由电子密度的起伏造成的，而这种起伏可能是由空气的旋涡运动所引起，也可能是由不断进入大气层的微流星所引起。

当对流层散射时，散射强度实际上和无线电波的频率无关，因为空气的介电系数在整个超短波波段内与频率无关。当电离层散射时，必需考虑电离气体的介电系数对频率的密切的依赖性。同样的电子密度的不均匀性，频率愈高时，所引起的介电系数的不均匀性愈小。因此，实际上只发生米波的远距离电离层散射传播。

对流层中的超短波散射理论完全可以用到电离层中的散射过程上。当用相应的公式(在这些公式中起伏的源是电子密度)

代替 $(\Delta\varepsilon')^2$ 或 $\left(\frac{d\varepsilon'}{dh} - \frac{d\varepsilon'}{dh}\right)^2$ 后，有效比散射面积的所有公式在电离层散射时完全可以应用。显然，由天线的空间方向性图和D层所切割出来的有效散射体积的表示式将完全不同。

因为散射体位于75—95公里的高度上，所以传播距离大为增加。即使当通信线路距离达到2200公里时，“电离层共同体积”还能够从线路两终端点“看到”。

从无线电波传播教程（例如，^[4]，236頁）中知道，电离气体的相对介电系数由下式决定：

$$\varepsilon'_u = 1 - 80.8 \frac{N}{f^2}, \quad (7.1)$$

式中 N 为电子密度，即 1 立方米中的自由电子数，而 f 为频率赫数。

我們經常把量

$$\sqrt{80.8N} = f_N, \text{ 赫} \quad (7.2)$$

叫做等离子区频率。在这个频率上垂直方向的射线从电子密度为 N 的电离层反射。应用这个符号，可以把(7.1)写成

$$\varepsilon'_u = 1 - \frac{f_N^2}{f^2}. \quad (7.1a)$$

对公式(7.1)进行微分，同时注意到 $\varepsilon'_u \approx 1$ ，并且应用公式(7.2)，则得到

$$\Delta \varepsilon'_u = - \frac{80.8 \Delta N}{f^2} = - \frac{f_N^2}{f^2} \frac{\Delta N}{N}. \quad (7.3)$$

此式证实了上面所指出的、在电离气体的介电系数起伏的表示式中有依赖于频率的关系存在。

相似地可以得到介电系数梯度的表示式

$$\frac{d\varepsilon'_u}{dh} = - \frac{f_N^2}{f^2 N} \frac{dN}{dh}, \quad \frac{1}{\text{米}}. \quad (7.4)$$

由于电离层散射而引起的超短波远距离传播的几何图形表示在图 7.1 上。

和对流层散射一样，有效散射面积反比于散射角的 4 至 6 次方（和所用的理论有关），因此在短距离上（此时散射角很大）散射强度急剧地减小，这就说明了为什么这种传播方式在小于 800 公里的距离上效果不会好。

和对流层传播一样，可以把 D 层的电子密度不均匀性上的超短波散射过程看作是有窄带滤波器的作用。当波长 λ 和散射角 θ 给定时，这滤波器着重指出了相当于波数 K 的一定尺寸的不均匀性的作用。这说明了为什么在所有电离层散射理论中都很重视空间谱。电离层散射时，令人特别感兴趣的是在区

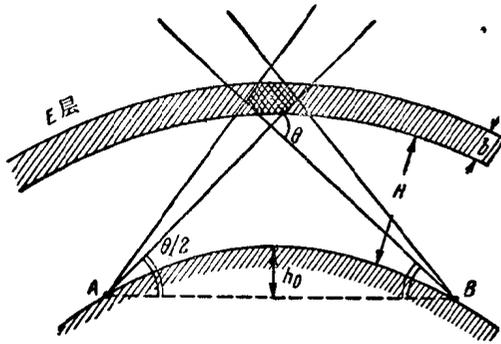


图 7.1

间^[18]

$$0.2 \frac{1}{\text{米}} < K < 1.3 \frac{1}{\text{米}}$$

内函数 $F(K)$ 的形式。

§ 7.2 有效比散射面积的确定

只要把介电系数（或介电系数梯度）的起伏强度，借助于公式(7.3)和(7.4)的帮助，用电子密度（或电子密度梯度）的起伏表示后，那末上章导出的所有对流层，有效比散射面积的公式，在电离层散射时也是正确的。电离层散射时介电系数梯度的影响比对流层散射时为大，由于这个原因，大多数研究者推崇在上章中所研究过的维拉尔斯——范斯科泼夫理论。根据这个理论导出了公式(6.32)。

在本情况下，有效比散射面积的代表式为

$$\sigma' = B \frac{\sin^2 \alpha \cdot c}{N^2 \sin^5 \frac{\theta}{2}} \frac{f_N^4}{f^6} \left(\frac{dN}{dh} - \frac{dN}{dh} \right)^2, \quad \frac{1}{\text{米}}, \quad (7.5)$$

式中各个符号的意义和以前一样。

从图 7.1 上可以决定散射角的绝对值。从这图上得到：

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{h_0 + H}{\frac{AB}{2}}, \quad (7.6)$$

式中 H 为散射区高度，一般等于 85 公里。

球截的高 h_0 可以近似地由公式 (6.36a) 决定。

虽然应用电离层散射现象的通信线路的长度很长，但是正如计算所表明，弦长 AB 永远可以认为等于沿地面测量的线路长度 d 。这和对流层通信线路中的情况一样。把公式 (6.36 a) 代入公式 (7.6)，得到

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \approx \frac{d^2 + 8 H_a}{4 ad}.$$

电离区厚度 $b = 5-10$ 公里，因而可以把全部散射区的散射角看作是常数。

§ 7.3 散射体积的决定

有效地参与散射的体积可以由图 7.2 决定。在此图上假定了发射和接收天线方向性图的主瓣宽度相同，并等于 β （在 β 角上发射功率为最大发射功率的一半）。在图 7.2 上，共同体积用斜线标出。共同体积由空间方向性图与电离层切割而成。电离层被看作是厚度为 b 的平行层。假定方向性图的主瓣由圆锥面所限制。

假定天綫至散射区的距离等于 $\frac{d}{2}$ ，则由垂直于圓錐軸的平面在散射体所在点进行切割而得到的截面面积为

$$F = \pi \left(\frac{\beta d}{4} \right)^2, \text{ 米}^2. \quad (7.7)$$

这面积的投影表示在图 7.2 上。

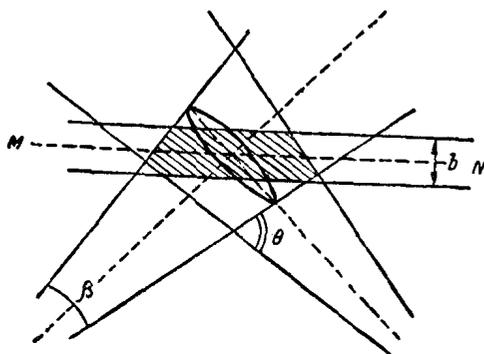


图 7.2

所要求的散射体积是由上述圓錐(在电离层区域的长度上,它可以看作是圓柱体)和厚度为 b 的平行层相交而成。由垂直于图面、而且和圓錐軸成 $\frac{\theta}{2}$ 角的平面 MN 所截的圓錐的断面是个椭圆,它的小軸等于圓截面 $\frac{\beta d}{4}$ 的半径,而大軸等于

$$\frac{\beta d}{4 \sin \frac{\theta}{2}} \circ \text{ 椭圆面积}$$

$$F' = \pi \left(\frac{\beta d}{4} \right) \left(\frac{\beta d}{4 \sin \frac{\theta}{2}} \right) = \frac{F}{\sin \frac{\theta}{2}}, \text{ 米}^2. \quad (7.8)$$

所求体积由下式决定:

$$V = E' b = \pi \left(\frac{\beta d}{4} \right)^2 \frac{b}{\sin \frac{\theta}{2}}, \text{米}^3. \quad (7.9)$$

§ 7.4 电离层散射时的传播损耗

和线路长度比较，散射区的厚度和其它尺寸都很小，因而传播损耗值可按公式(6.12)计算。根据公式(6.42)可以把公式(6.12)内的积分 $S_V \sigma'(\theta) dV$ 表示为乘积 $\sigma' V$ ，这样公式(6.12)将变成以下形式：

$$L \approx \frac{4 \pi^3 d^4}{D_1 D_2 \lambda^2 \sigma' V}. \quad (7.10)$$

把公式(7.5)中 σ' 的值和公式(7.9)中共同体积的值代入上式，用频率代替波长，并用 C 表示新的常数后，则得

$$L = C \frac{d^2 f^3 \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^6}{D_1 D_2 \sin^2 \alpha \cdot \beta^2 b \left(\frac{dN}{dh} - \frac{dN}{dh} \right)^2}, \quad (7.11)^*$$

式中 $C = \frac{64 \pi^2}{C^3 (80.8)^2 B}$ (c 是光速——译者注)。

公式(7.11)中所有符号都是已知的。

对于所有散射理论来说，有一个特点就是损耗值均可以认为等于

$$L = C' d^2 f^n \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{n-1}, \quad (7.12)$$

式中 C' 为比例常数。

公式(7.11)属于维拉尔斯——范斯科泼夫理论。按该理论， $n=7$ 。

* 原文误将 f 的指数写成 2——译者注

在此二作者較旧的理論中，压力的起伏被认为是起伏的主要源泉， n 被取为 $19/3$ [18]。在以奥普霍夫(Обухов)模型为基础的郭尔逊(Корсин)、普尔其阿諾(Большжиано)和別切洛尔(Бэчелор)的新理論中 [18]，这个指数的值等于 $17/3$ 。

在所有理論中，特点是 L 和距离 d 的关系相同，損耗随频率的增加而急剧地增加也是一致的。当由慣性区(上述的指数值是属于該区的)过渡到散逸区(见图 6.8)时， L 对频率的依賴变得更为强烈。在修正的維拉尔斯—范斯科泼夫理論中，在散逸区指数 $n=15$ ，而在別切洛尔理論中 $n=29/3$ 。

§ 7.5 超短波远距离电离层散射传播的特点

信号电平的昼夜和季节性变化 研究图 7.3 [18] 可以得到信号电平的昼夜和季节性变化的一般概念。上面的三个图是属于中等緯度、长度为 1243 公里、工作频率为 49.8 兆赫的通信綫路的。下面的三个图是属于高緯度、差不多有同样长度(1156 公里)、工作频率为 48.9 兆赫的通信綫路的。对于每一綫路引用了冬、春、夏三季場强昼夜变化的全月平均值曲綫。这些曲綫所表示的場强相应地在 90%、50% 和 10% 的时间內被超过。

实綫是对全部数据分析的结果，也包括不稳定层 E_c 的反射。虚綫是除去不稳定层 E_c 的反射影响后，电場的昼夜趋势。

在中等緯度上和信号較强时，昼夜变化表现得較强烈，它表现为白天場强增加，而在綫路中央当地时间 19—21 点內出現較显著的最小值。夏天場强的中等电平較冬天为高。在极区内，場强每小时和每天都有显著的变化。

衰落 和对流层传播一样，在所討論的情况下也分慢衰落

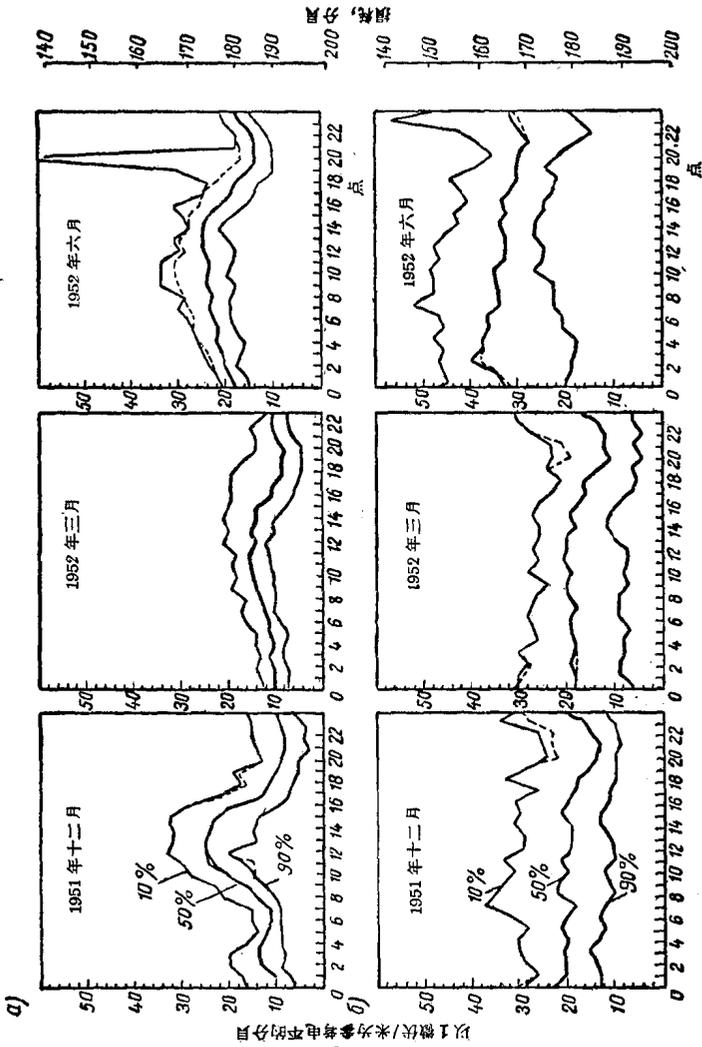


图 7.3

和快衰落。

图7.4示三条不同长度的通信线路的 c/u 比值的小时中值的年平均值的分布曲线。在两条线路中，曲线很少与对数正态分布不同。我们知道，当采用适当的比例后，对数正态分布可用直线表示。

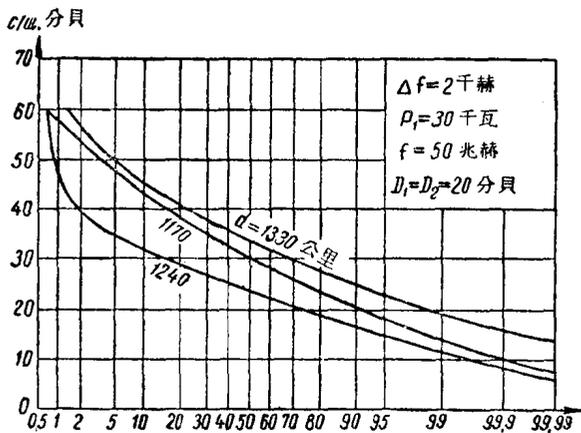
已经证实，快衰落时振幅的瞬时值的分布很近似于瑞利分布定律，衰落频率在0.2至5赫范围内变动。

地理位置的影响 比较位于地球上各不同部分的通信线路的传播条件指出，经度不影响散射的性质；反之，所有的研究者指出，信号电平随着地磁纬度的增加而增高（其它条件相同）。

电离层骚动的影响 远距离超短波电离层散射传播的重要特点在于，电离层的骚动既不破坏超短波的通信（在短波上通信要被破坏），而且在许多情况下信号电平反而增加（在50兆赫以上的频率上）。

通频带 和对流层通信线路的情况一样，限制通频带的主要因素是多射线性。引起多射线的原因是，到达接收点的射线，既有从共同体积的下部的点上散射的，也有从共同体积的上部的点上散射的。但是在所讨论的通信线路中，更主要的是由于共同体积中的流星遗迹的反射，以及由于极光的反射而造成的多射线性。最大时间延迟在第一种情况达到0.3毫秒，而在第二种情况达到2.5毫秒。因为极光反射只是在极区内才有的特殊现象，那末可以做出结论，当应用一般天线系统时（增益约为20分贝），位于中纬度上的电离层超短波通信线路的通频带约为3000赫。

地面回波散射引起的畸变 在太阳活动性高的年分里，无线电波可能由 F_2 层反射，这样就产生了特殊的、而且对通信



或然率, %

图 7.4

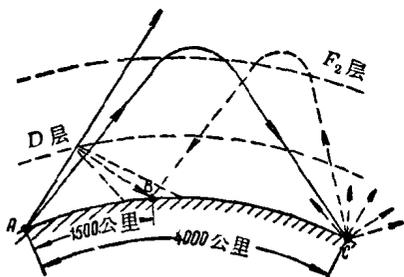


图 7.5

质量很危险的传输畸变。这种畸变是由卡巴诺夫 (Кабанов) 效应所引起的。这时发生多射线性的情况如图 7.5 所示。图中 A 与 B 是利用电离层通信线路的终端点。由电离层 D 层散射所产生的信号射到 B

点；由强电离层 F_2 所反射的无线电波射到 C 点。由于地面上 C 点的散射 (卡巴诺夫效应)，有从 F_2 层反射的电波射到接收点 B。只要距离 BC 是基本通信线路距离的两倍，这种情形就会发生。此时在频率 30 兆赫上时间延迟在 10 至 40 毫秒范围内变化；而在 40 兆赫上在 16 至 60 毫秒范围内变化^[18]。

目前已提出了克服这种多射线性的有效方法^[19]。但是,在太阳活动性强的年分里,采用较高的频率(这些频率的电波将穿过 E_2 层,而不反射回来),是最简单的方法。

§ 7.6 电离层散射通信线路的工程计算方法

必需考虑宇宙噪声是所讨论的通信线路计算的特点。在米波波段内,宇宙噪声大大高于接收设备的固有热噪声。事实上宇宙噪声决定了接收设备的灵敏度。

在这种情况下,接收设备输入端的必需功率可按下列式决定:

$$P_{2\delta\sigma,om} = -228.9 + \left(\frac{c}{u}\right)_{\delta\sigma} + N'_{\delta\sigma} + 10\lg T + 10\lg \Delta f. \quad (7.13)$$

上式和公式(1.17)的不同之处在于其中出现了考虑宇宙干扰的综合噪声系数 N' 。和以前一样,这里 c/u 为所需的信号噪声比, T 为接收设备输入电路的绝对温度,而 Δf 为接收设备的有效通频带。

考虑宇宙噪声影响的噪声系数,可按下列经验公式决定:

$$N' = 55.5 - 25 \lg f_{MHz}, \text{ 分贝。} \quad (7.14)$$

与自由空间相比的衰减系数(和它相应的电平在99%时间内被超过)可以根据图 7.6 来决定,它是根据著作^[18]中的数据画的。

因为在电离层通信线路中,一般采用普通接收法,故可不分别引入快衰落和慢衰落的附加功率值。在其它方面,计算方法和上章所研究的对流层通信线路的计算方法没有什么不同。必要时,可以和对流层通信线路的计算一样地分别引入快衰落和慢衰落的附加功率值。

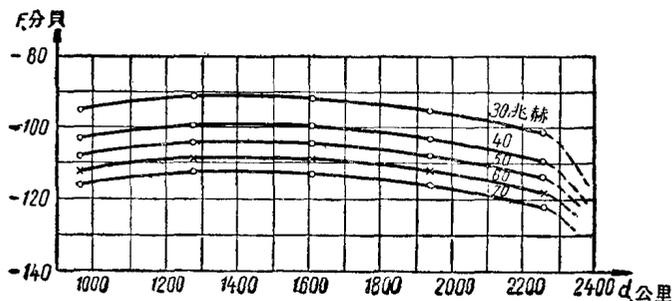


图 7.6

例 7.1 設綫路长 1800 公里。工作频率为 60 兆赫。发射和接收天綫是相同的，它們的增益为 30 分貝。所需信号噪声比为 20 分貝。接收设备的通頻帶为 1 千赫。等效噪声温度为 300°K 。求保証 99% 時間內通信的发射机必需功率。

因为噪声电平由宇宙干扰所决定，所以首先用公式 (7.14) 来計算考虑宇宙干扰的噪声系数，算得

$$N' = 55.5 - 25 \lg 60 = 11 \text{ 分貝。}$$

把 N' 和其它已知数代入公式 (7.13)，則得

$$P_2 = -228.9 + 20 + 11 + 10 \lg 300 + 10 \lg 10^3 = -143.1 \text{ 分貝, 瓦。}$$

从图 7.6 找到相应于所需通信可靠性的衰減因子，得 $F_{99\%} = -110$ 分貝。

当找到衰減因子值后，按公式 (1.11) 决定传播基本損耗

$$L_{0, \text{dB}} = 20 \lg \left(\frac{4\pi \cdot 1.8 \cdot 10^6}{5} \right) + 110 = 243.2 \text{ 分貝。}$$

已知天綫增益值后，发射机的必需功率可以按照公式 (1.13) 計算。

$P_1 = -143.1 + 243.2 - 30 - 30 = 40.1$ 分貝, 瓦, 这相当于功率 $P_1 \approx 10$ 千瓦。

第八章 超短波远距离流星电离 遗迹散射传播

§ 8.1 由流星电离遗迹散射所引起的超短波 远距离传播的物理过程

用示波器观察由 D 层散射传播的連續发射信号时,可以看到在均匀起伏着的信号上,时常出现較强的脉冲,它們的数目由接收设备的灵敏度所决定。对这一现象的研究指出,这些脉冲是由空气电离柱的散射所引起的,而电离柱是由于較大的流星冲入大气层后造成的。

到达浓密大气层的固体微粒被烧热,并最后被烧毁了。烧热的物体放射出的电子,电离周围空气,这样在流星后面就产生了电离空气柱的遗迹。这个柱的起始直径大概不超过几十厘米。由于分子的扩散,遗迹的直径很快增大。約半分钟后,在旋涡性扩散的作用下,遗迹开始更强烈地扩大。在空气流和风的作用下,起初是直綫形状的遗迹变形了,而且有时候变成很奇怪的弯曲形状。

每昼夜有几万万造成平均长度达 25 公里的流星电离遗迹的冲到地球大气层中^[18]。在 80—120 公里的高度上产生电离遗迹。电离遗迹位置的平均高度約为 90 公里。

可以假定,能够明显分辨的个别电离遗迹是由半径大于 0.008 厘米、重量超过 10^{-5} 克的粒子所造成的。更小的叫做宇宙尘埃的流星形成一般电离骚扰。正如上面所指出的,这可能是造成 D 层区域内不均匀性的原因之一。

所討論的传播方式的重要特点是:由刚形成的电离遗迹产

生的散射，带有明显的方向特性。它们很象镜面反射。可能由于这个原因，很多专家不把它称作散射，而把它叫做无线电波由流星电离遗迹的反射。射到空气电离柱上的无线电波主要是在反射角等于入射角的方向上被反射。因此，在大量落到地球大气层内通信线路区域内的流星中，只有一定取向的流星能用于通信。随着流星遗迹的横断面尺寸的增加(由于扩散过程)，散射失去了原有的方向性。

因为电离遗迹的存在时间有限，一般是在0.1—100秒范围内变动，而且某一定取向的流星是时有时无的，因此需要设计专门的信息传递方法，以便应用个别的电离激发以实现无线电通信。这种形式的通信体系叫做“断续通信”体系。它们的作用原理是在专门的记忆装置内预先储存所需传送的信息，然后在发生流星电离激发的时间内很快地发送这些信息。

应用流星遗迹反射的无线电通信只能在米波段内实现。随着频率的增加，电离遗迹的介电系数趋近于一，因而由流星遗迹所造成的不均匀性变得比较不显著了。

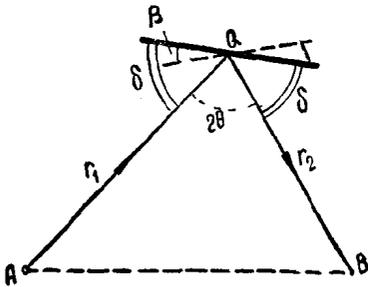


图 8.1

流星遗迹散射的无线电通信情况表示在图8.1上。此处A和B为通信线路的终端点，粗线表示流星遗迹的位置，Q是流星遗迹上使入射角等于反射角的点，这在图8.1上表示为滑角 δ 相等，而两终端点到Q点的距离之和(r_1+r_2)为最小。虚线表示流星遗迹在平面AQB上的投影，而角 β 是流星遗迹对此平面的倾斜角。此处可能有两个极限情况：假如流星遗迹位

于 AQB 平面内, 那末角 $\beta=0$; 假如流星遗迹垂直于此平面, 那末角 $\beta=90^\circ$ 。

下面分别研究两种情况: “疏”和“密”流星遗迹散射。在第一种形式的遗迹中, 电子的线密度 q 不超过 10^{14} 电子/米。在“密”电离遗迹中, q 超过 10^{14} 电子/米。

众所周知, 电离气体的相对介电系数由公式(7.1)决定。

对于给定频率的无线电波, 当电子密度值超过某一临界值时, 则介电系数变为负值。无线电波不能进入 $\epsilon'_u < 0$ 的空间区域内。

设遗迹柱范围内的电子密度是均匀分布的, 在这种最简单的假定下, 线密度和体密度的关系为:

$$N\pi\rho^2 = q, \text{ 电子/米,} \quad (8.1)$$

式中 ρ 为某一时刻遗迹柱的半径。

目前在流星通信线路上所用的频率范围是 30—70 兆赫。在两个边缘频率上, 使介电系数变为零的电子密度值为:

$$N_{\kappa p} = 1.1 \cdot 10^{13} \text{ 电子/米}^3 \text{ (频率为 30 兆赫)}$$

$$N_{\kappa p} = 6.1 \cdot 10^{13} \text{ 电子/米}^3 \text{ (频率 70 兆赫)}。$$

电离气体的圆柱体半径在刚刚形成之时约为 1 米, 把它代入公式(8.1), 则得

$$q = 0.35 \cdot 10^{14} \text{ 电子/米 (频率为 30 兆赫)}$$

$$q = 1.9 \cdot 10^{14} \text{ 电子/米 (频率为 70 兆赫)}。$$

这样, 线密度的平均值近似于上面所指出的 10^{14} 电子/米。在这样的线密度情况下, 流星遗迹有六级星的亮度 (相当于肉眼尚能分辨的最弱的星)。

§ 8.2 无线电波由疏流星遗迹的散射

疏电离遗迹的特点是空气电离柱内电子密度在任何地方都

小于临界值，因此无线电波能够穿过这个柱，基本上不改变自己的结构。换句话说，在疏遗迹内所有自由电子都产生二次发射。

我们来决定位于无线电波的场内和具有电荷 e 与质量 m 的一个自由电子的有效散射面积。

假如无线电波的电场

$$E = E_m e^{i\omega t}, \text{ 伏/米} \quad (8.2)$$

作用在电子上，那末当忽略其与离子和中性分子的相碰之后，电子的运动方程式将为

$$eE = m \frac{d^2 x}{dt^2}, \text{ 牛顿。} \quad (8.3)$$

从方程式(8.3)看出，电子强迫振荡的幅度由下式决定：

$$X_m = \frac{eE_m}{m\omega^2}, \text{ 米。} \quad (8.4)$$

可以把振荡着的电子看作是具有电矩

$$eX_m e^{i\omega t} \text{ 米} \cdot \text{库}$$

的线性振子。

以后为了方便，我们认为振子两端两种不同符号电荷间的距离是固定的，而以 $e^{i\omega t}$ 表示电荷的变化。电荷的变化伴随着流过联结这些电荷的想象的、导线中的电流的变化。这电流的瞬时值可按下式决定：

$$I = \frac{dQ}{dt} = i\omega e e^{i\omega t}, \text{ 安。} \quad (8.5)$$

考虑到电流的振幅和电子的电荷间有下列关系：

$$I_m = \omega e, \text{ 安,} \quad (8.6)$$

我们得到下面这个线性振子的电流矩的表示式：

$$I_m X_m = \omega e \frac{e E_m}{m \omega^2} = \frac{e^2 E_m}{m \omega}, \text{ 安} \cdot \text{米。} \quad (8.7)$$

在天线教程^[2]中指出,基本发射体的发射功率可由下式决定:

$$P_{usa} = 80 \pi^2 \frac{(I_d X_m)^2}{\lambda^2}, \text{ 瓦,} \quad (8.8)$$

式中 I_d 为电流有效值。

把公式(8.7)代入(8.8), 则得

$$P_{usa} = 10 E_m^2 \left(\frac{e^2}{mc} \right)^2, \text{ 瓦。} \quad (8.9)$$

另一方面, 振动着的电子的二次发射功率可用下式决定:

$$P_{usa} = \sigma' \frac{E_m^2}{2 \cdot 120 \pi}, \text{ 瓦,} \quad (8.10)$$

式中 σ' 为所求的一个电子的有效散射面积, 而第二个因子是功率流的密度。

令公式(8.9)等于(8.10), 则得到

$$\sigma' = 2400 \pi \left(\frac{e^2}{mc} \right)^2 = \frac{8}{3} \pi \cdot 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2, \text{ 米}^2. \quad (8.11)$$

为了决定最大发射方向的场强, 必需考虑基本发射体具有增益系数 $D=1.5$ (对各向同性的发射体而言), 由此得到

$$\sigma' = 4 \pi \cdot 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2, \text{ 米}^2. \quad (8.12)$$

假如有 n 个自由电子产生二次发射, 而且这些自由电子位于这样有限的体积内, 以致此范围内的入射波的相位可以看作是常数, 那末可以近似地假定全部电子云的电荷等于 ne , 而总的质量为 nm 。用这些值替代公式(8.12)中的 e 和 m 后, 则得

$$\sigma = 4\pi \cdot 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m}\right)^2 n^2, \text{ 米}^2. \quad (8.13)^*$$

得到的公式指出，流星电离遗迹的有效散射面积的最終表示式和产生散射的总电子数 n 有关。

正如爱希勒曼(ЭШЛЕМЭН)所指出^[20]，可以应用弗累涅尔区的概念来解决这个问题。假如在某一瞬间，电离柱有足够长的直綫段形状，那末参加形成二次发射的不是整个柱体，而是它的一部分。这部分位于弗累涅尔第一半区之内。同时第一区的中心将位于到发射机和接收机的距离的和为最小的点上。正如所指出的那样，在这点上的入射角等于反射角。当遗迹位于平面 AQ_1B 上时，开头几个弗累涅尔区的位置概略地表示在图 8.2 上，而且偶区画了斜綫。这些区域可以从下列关系决定：

$$AQ_2'B = AQ_2''B = AQ_1B + \frac{\lambda}{2},$$

$$AQ_3'B = AQ_3''B = AQ_1B + 2\frac{\lambda}{2}, \text{ 等等。}$$

众所周知，相邻区域的发射相互抵消，因此整个电离柱的

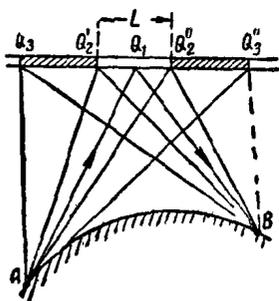


图 8.2

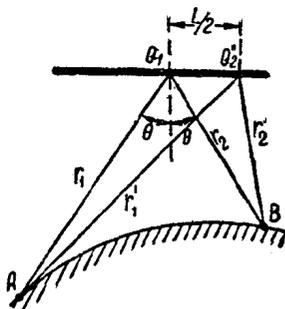


图 8.3

* 原文中 σ 右上角有一撇，譯文把它取消了，因为 σ' 是一个电子的散射面积，而公式 (8.13) 是 n 个电子的散射面积。——譯者注

发射大约相当于第一个弗累涅尔区的一半的二次发射。如用 L_1 表示沿电离遗迹测量的弗累涅尔第一区的长度，则在第一区一半范围内的电子总数为 $n = \frac{L_1}{2} q$ 。把此值代入公式(8.13)，并用 α 表示在 Q_1 点的入射波电场向量和到接收点方向之间的夹角，则得

$$\sigma = 4\pi \cdot 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2 \frac{L_1^2}{4} q^2 \sin^2 \alpha, \text{ 米}^2. \quad (8.14)$$

式中因子 $\sin^2 \alpha$ 表示基本振子的方向性。

我们从下列条件决定 $\frac{L_1}{2}$ 的尺寸：

$$r'_1 + r'_2 = r_1 + r_2 + \frac{\lambda}{2}. \quad (8.15)$$

从图(8.3)上的三角形 $AQ_1Q'_2$ 中得到

$$r'_1 = r_1 \sqrt{1 + \frac{L_1^2}{4r_1^2} + \frac{L_1}{r_1} \sin \theta}. \quad (8.16)$$

同样地从三角形 $Q_1Q'_2B$ 中得到

$$r'_2 = r_2 \sqrt{1 + \frac{L_1^2}{4r_2^2} - \frac{L_1}{r_2} \sin \theta}. \quad (8.17)$$

考虑到 $L_1 \ll r_1$ 和 $L_1 \ll r_2$ ，所以有

$$r'_1 \approx r_1 + \frac{L_1^2}{8r_1} (1 - \sin^2 \theta) + \frac{L_1}{2} \sin \theta. \quad (8.16 \text{ a})$$

$$r'_2 \approx r_2 + \frac{L_1^2}{8r_2} (1 - \sin^2 \theta) - \frac{L_1}{2} \sin \theta. \quad (8.17 \text{ a})$$

把所找到的 r'_1 和 r'_2 的表示式代入公式(8.15)，则得到

$$\frac{L_1^2}{8} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) (1 - \sin^2 \theta) = \frac{\lambda}{2},$$

由此得到

$$L_1 = 2\sqrt{\frac{\lambda r_1 r_2}{(r_1 + r_2)(1 - \sin^2 \theta)}}. \quad (8.18)$$

現在研究一下更一般的情况，即流星遺跡和 AQ_1B 平面成 β 角。在图 8.4 上用 N 表示平面 AQ_1B 而用字母 M 表示通过流星遺跡和它在 N 上的投影的平面。这个情况和上面研究过的特殊情况的区别在于：在三角形 AQ_1Q_2'' 中，角 AQ_1Q_2'' 已經不再等于 $(90^\circ + \theta)$ 。

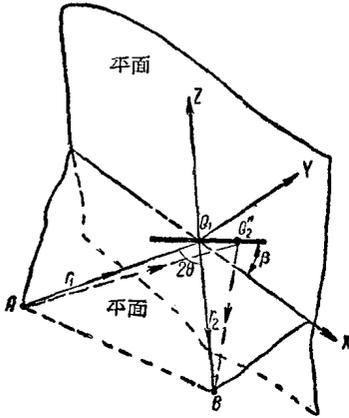


图 8.4

$$\cos(AQ_1Q_2'') = l_1 l_2 + m_1 m_2 + n_1 n_2, \quad (8.19)$$

式中 l_1, m_1, n_1 和 l_2, m_2, n_2 为相交直线的方向余弦。

我們引入一直角坐标系。它的中心位于 Q_1 点， X 轴与平面 N 和 M 的相交线相重合（在上述特殊情况中，流星遺跡是沿 X 轴的）。

对于直线 Q_1Q_2'' ： $l_1 = \cos \beta$ ； $m_1 = 0$ ； $n_1 = \sin \beta$ 。

对于直线 AQ_1 ： $l_2 = -\sin \theta$ ； $m_2 = -\cos \theta$ ； $n_2 = 0$ 。

把这些数值代入(8.19)，則得

$$\cos(AQ_1Q_2'') = -\cos \beta \sin \theta. \quad (8.20 a)$$

同样可以求得

$$\cos(Q_2''Q_1B) = \cos \beta \sin \theta. \quad (8.20 b)$$

重复上面由公式(8.16)和(8.17)导出公式(8.18)的討論，

并且用 $-\cos \beta \sin \theta$ 代替 $\cos(90^\circ + \theta)$, $\cos \beta \sin \theta$ 代替 $\cos(90^\circ - \theta)$, 则得到

$$L_1 = 2\sqrt{\frac{\lambda r_1 r_2}{(r_1 + r_2)(1 - \cos^2 \beta \sin^2 \theta)}}. \quad (8.21)$$

把求得的 L_1 值代入有效散射面积公式 (8.13), 并把后者代入损耗公式 (6.6), 则得到

$$L_{\text{dB}} = 10 \lg L = 10 \lg \frac{16 \pi^2 r_1 r_2 (r_1 + r_2) (1 - \cos^2 \beta \sin^2 \theta)}{D_1 D_2 \lambda^3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{e^2}{m}\right)^2 q^2 \sin^2 \alpha}. \quad (8.22)$$

把电子的电荷和质量的数值代入上式, 则得

$$L_{\text{dB}} = 10 \lg 2 \cdot 10^{31} \frac{r_1 r_2 (r_1 + r_2) (1 - \cos^2 \beta \sin^2 \theta)}{D_1 D_2 \lambda^3 q^2 \sin^2 \alpha}. \quad (8.22 a)$$

只有当组成遗迹的众多电子密集而又同相振荡时, 公式 (8.22 a) 才是正确的。随着电离柱的扩大 (由于扩散作用), 同相性破坏了, 因而一组电子的发射, 被另一组电子的发射抵消。当遗迹的半径增大至接近半波长时, 二次发射显著地变小。较详细的研究指出, 接收功率对时间的关系可用下列方程式表示:

$$P_2(t) = \frac{P_1}{L} = P_2(0) e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad \text{瓦}, \quad (8.23)$$

式中时间常数 τ 的表示式为

$$\tau = \frac{\lambda^2 \sec^2 \theta}{32 \pi^2 d}, \quad \text{秒}. \quad (8.24)$$

此处 d 为扩散系数, 根据对流星遗迹扩大的观察, 得出它的值在 1 至 10 米²/秒范围内。

相应于公式 (8.23) 的接收功率与时间的关系, 表示在图

8.5 上。

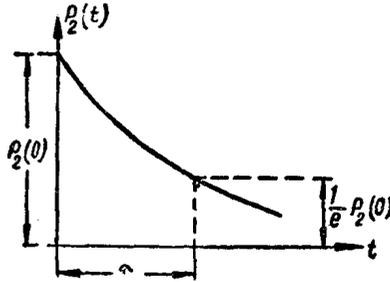


图 8.5

§ 8.3 无线电波由密流星遗迹的反射

密流星遗迹的特点是从电离遗迹产生时起，电离柱中部的电子密度超过临界值，因此无线电波不能穿入这部分电离体，而从柱面反射。在这种情况下，二次发射是由圆柱体的散射形成的。可以把圆柱体近似地看成是理想导体。在每一给定时刻，圆柱体的半径 ρ ，由电子密度达到临界值的那一部分大气至电离遗迹的轴的距离所决定。随着遗迹的形成，它的半径从很小的开始值逐渐变大，达到最大值；然后由于遗迹外层的扩散作用，随着电子密度的降低，开始变小。在密遗迹存在的最后阶段它变为疏遗迹。

把圆柱体的有效散射面积公式应用到本情况中，并与以前一样利用弗累涅尔区的概念，可以指出^[21]，传播损耗的公式为

$$L_{\text{об}} = 10 \lg L = 10 \lg \left\{ \frac{16 \pi^2 r_1 r_2 (r_1 + r_2) (1 - \cos^2 \beta \sin^2 \theta)}{D_1 D_2 \lambda^2 \cos \theta \sin^2 \alpha} \cdot \left[t d \ln \left(\frac{10^{-7} e^2 q \lambda^2 \sec^2 \theta}{4 m v^2 t d} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}. \quad (8.25)$$

$$\text{令} \quad \tau' = \frac{10^{-7} e^2 q \lambda^2 \sec^2 \theta}{4 m v t^2 d}, \text{秒}, \quad (8.26)$$

則損耗值可写为

$$L_{\theta\phi} = 10 \lg \left\{ \frac{16 \pi^2 r_1 r_2 (r_1 + r_2) (1 - \cos^2 \beta \sin^2 \theta)}{D_1 D_2 \lambda^2 \cos \theta \sin^2 \alpha} \left[t d \ln \frac{\tau'}{t} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}. \quad (8.25 a)$$

式中時間因素集中在方括号內。

展开不定式可以指出, 当 $t=0$ 时, 方括号内的值变为零, 損耗达到无穷大。当 $t=\tau'$ 时, 方括号内的值又变为零。显然, τ' 是由密流星遗迹反射的脉冲长度。

讓我們决定使方括号的值达到最大值、而損耗变为最小值的时间。引入符号

$$y = t \ln \frac{\tau'}{t} d$$

并解方程式

$$\frac{dy}{dt} = \ln \frac{\tau'}{t} d - \frac{t^2 d \tau'}{t^2} = 0,$$

我們发现

$$t_0 = \frac{\tau'}{e}, \quad (8.27)$$

式中 e 为自然对数的底。

当密流星遗迹反射时, 接收功率与时间的关系

$$P_2 = \frac{P_1}{L},$$

表示在图 8.6 上。

把 $t = t_0 = \frac{\tau'}{e}$ 代入 (8.

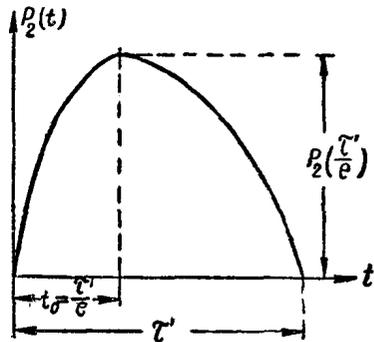


图 8.6

25a), 不难找到传播损耗的最小值

$$L_{\text{об, мин}} = 10 \lg \left\{ 10^8 \cdot 32 \pi^3 \left(\frac{m}{e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{10}{e} \right)^{\frac{1}{2}} r_1 r_2 (r_1 + r_2) \frac{(1 - \cos^2 \beta \sin^2 \theta)}{D_1 D_2 \lambda^3 q^{\frac{1}{2}} \sin^2 \alpha} \right\}. \quad (8.28)$$

与公式(8.28)相当的最大接收功率值 $P_2 \left(\frac{r'}{e} \right)$, 表示在图 8.6 上。

密流星遗迹的散射, 同样地带有明显的镜面反射的特性。

公式(8.25)和(8.26)中包含有比值 $\frac{e^2}{m}$ 。把以实用单位表示的电子电荷值和它的质量代入此式中, 则得

$$\frac{e^2}{m} = 2.81 \cdot 10^{-8}, \frac{\text{庫}^2}{\text{公斤}}, \left(\frac{m}{e^2} \right)^{\frac{1}{2}} = 5.95 \cdot 10^3, \frac{(\text{公斤})^{\frac{1}{2}}}{\text{庫}}.$$

当实际计算时, 应把这些值代入公式(8.25)和(8.28)。

§ 8.4 关于流星反射的相对强度和相对时间的统计数据

对于流星遗迹反射的无线电通信, 特别重要的是掌握关于反射存在的时间和关于强度的统计资料。用几个图表来给出有关这个问题的详尽数据是不可能的, 因为这些参数和线路的地理位置、发射机的功率和接收设备的灵敏度有关。

反射强度和流星遗迹存在时间与冲入地球大气层的粒子的质量有关。它的质量愈大, 则电离愈强, 而其遗迹存在时间也愈久。质量超过 M 的流星数 N 反比于质量, 即

$$N = \frac{K}{M}.$$

显然, 具有最短存在时间的弱反射产生的或然率最大。在

图(8.7)和(8.8)上给出的曲线^[21], 表示反射强度超过给定值的相对激发数(图8.7)和存在时间超过给定值的相对激发数(图8.8)。

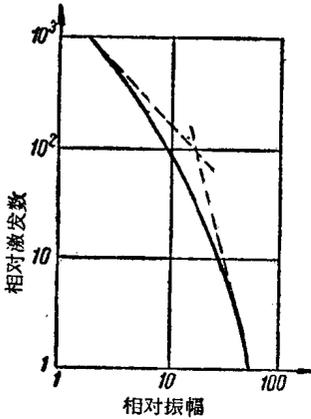


图 8.7

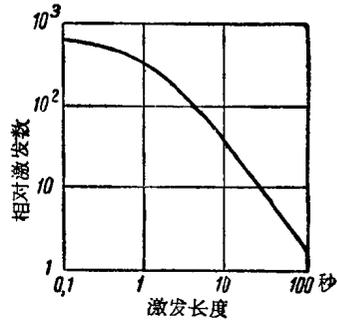


图 8.8

沿图8.7的横轴标出了反射强度的相对值, 而沿纵轴标出了造成这种强度的流星数。虚线表示疏电离遗迹的和密电离遗迹的理论关系。引人注意的是随着电离遗迹存在时间的增长和反射强度的加大, 流星数急剧地减少。

已经确知, 流星是属于太阳系的物体。某些流星是以较为密集的组(群)的形式运动的。当和地球相遇时, 对观察者来说, 好象是从所谓流星雨中心的一点散开的。人们以流星群发源地星座给它们命名(如天琴座流星群, 天龙座流星群, 英仙座流星群等)。某些流星群只在一定月分与地球轨道相交(如五月的宝瓶座流星群等)。所有这一切都说明落到大气层来的流星数不是不变的, 它与一年中的季节和昼夜的时间有关(由于地球的自转, 也就是由于冲入大气层的条件的变化)。但是, 不

断地还有个别的大小不同的流星，从各种可能方向冲入大气层，它们与流星群无关。

从无线电通信条件的观点来说，能够用来传递信息的电离遗迹的相对存在时间是流星遗迹最重要的特性。这时间既与发射设备的功率又与接收设备的灵敏度有关。传播损耗 $L = \frac{P_1}{P_2}$ (这能用无线电通信线路接收设备来抵消) 愈大，则传递信息的

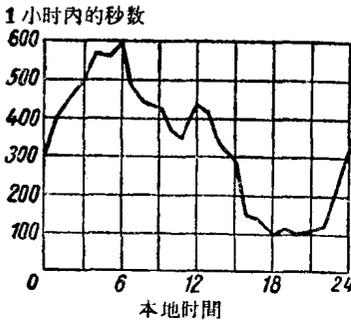


图 8.9

的时间愈长。图 8.9^[21]能够给出关于这种特性的某些概念。沿图的横轴标出本地时间 t ，而沿纵轴标出每小时内可以应用流星遗迹发送信息的秒数。这些数据是由长度为 1000 公里、工作频率为 40 兆赫的线路上得出的。

通信线路的相对利用时间 (所谓通信线路的利用系数) 的最大值为 16% (在六个小时内)，而最小值为 3% (在十八个小时内)。

§ 8.5 流星无线电通信线路的计算

目前还没有足够可靠的流星通信线路的计算方法，而只是根据实验数据选择发射机的功率和天线的类型。一般选用增益系数为 10—20 分贝的方向性天线，而发射机的功率约为几百瓦。

流星通信线路可以传递几个电报或一个传真电报，其作用距离和电离层散射通信线路的作用距离差不多相同。

在疏遗迹情况下，可以应用公式(8.22)，而在密遗迹情况下，可以应用公式(8.28)近似地计算发射机的必需功率。

用下例来阐明这些公式的应用。

例 8.1 求保证流星电离遗迹反射通信的发射机的必需功率。线路长 1600 公里，其他已知条件是：

流星遗迹出现在线路中点上空 90 公里高度处。

研究两种情况：a) 流星遗迹位于 AQB 平面内 (角 $\beta=0$) 和

b) 流星遗迹垂直于这个平面 ($\beta=90^\circ$)。

研究两个无线电波极化的情况：

a) 水平极化 $\alpha=90^\circ$

b) 垂直极化 $\alpha=2\theta-90^\circ$ (见图 8.10)。

流星遗迹的电子线密度值 $q=10^8, 10^{10}, 10^{12}$ 电子/米。

波长 $\lambda=10, 8, 6$ 和 4 米。

天线增益系数等于

$$D_1 = D_2 = 10 \text{ 分贝。}$$

通信系统的通频带 $\Delta f = 1$ 千赫。

所需信号噪声比 $c/u = 40$ 分贝。

接收设备输入元件的温度 $T = 300^\circ\text{K}$ 。

我们从决定接收设备输入端所需信号功率值开始计算。在米波段内，噪声电平被宇宙干扰所决定。相应的噪音系数值可用公式 (7.14) 决定，而所需功率用公式 (7.13) 决定。

计算结果列于表 8.1 内。

表 8.1

λ , 米	$P_{2\theta\beta, \theta m}$
10	-115.6
8	-118.0
6	-121.1
4	-125.5

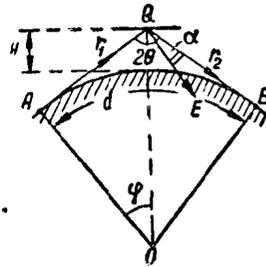


图 8.10

公式 (8.22 a) 和 (8.28) 中的角 θ 可以从图 8.10 的三角形 OAQ 中决

定。

当 $r_1=r_2$ [4,275 頁] 时,

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{a \sin \varphi}{H+a(1-\cos \varphi)}, \quad (8.29)$$

式中

$$\varphi^\circ = \frac{d_{KM}}{222.4}. \quad (8.30)$$

从这个三角形中还得到

$$r_1=r_2 = \frac{(a+H)\sin \varphi}{\sin(\varphi+\theta)}. \quad (8.31)$$

在图 8.10 上给出了垂直极化时入射波电场向量的指向。向量 E 和 r_2 方向间的夹角 $\alpha=2\theta-90^\circ$ 。

把 $d=1600$ 公里, $H=85$ 公里和 $a=6370$ 公里代入以上各公式中,

表 8.2

q, 电子/ 米	λ ,米	损 耗, 分 貝				功 率, 千 瓦			
		水平极化		垂直极化		水 平 极 化		垂 直 极 化	
		$\beta=0^\circ$	$\beta=90^\circ$	$\beta=0^\circ$	$\beta=90^\circ$	$\beta=0^\circ$	$\beta=90^\circ$	$\beta=0^\circ$	$\beta=90^\circ$
10^8	10	178	193	179	194	1800	59000	2090	66800
	8	181	196	182	197	2020	66300	2290	75300
	6	185	200	185	200	2320	76400	2640	86800
	4	190	205	191	206	2840	93600	3240	106000
10^{10}	10	138	153	139	154	0.180	5.9	0.209	6.68
	8	141	156	142	157	0.202	6.63	0.229	7.53
	6	145	160	145	160	0.232	7.64	0.264	8.68
	4	150	165	151	166	0.284	9.36	0.324	10.6
10^{12}	10	98	113	99	114	1.80×10^{-5}	5.9×10^{-4}	2.09×10^{-5}	6.68×10^{-4}
	8	101	116	102	117	2.20×10^{-5}	6.63×10^{-4}	2.29×10^{-5}	7.53×10^{-4}
	6	105	120	105	120	2.32×10^{-5}	7.64×10^{-4}	2.64×10^{-5}	8.68×10^{-4}
	4	110	125	111	126	2.84×10^{-5}	9.36×10^{-4}	3.24×10^{-5}	10.6×10^{-4}

則得 $\varphi=7^{\circ}12'$, $2\theta=159^{\circ}54'$, $r_1=r_2=790$ 公里, $\alpha=69^{\circ}54'$ (对垂直极化而言)。

在表 8.2 中列出了疏流星遗迹反射时发射机必需功率和传播損耗的計算結果。表中的数字指出, 当电子綫密度 $q=10^{10}$ 电子/米时, 发射机必需功率在 0.180—10.6 千瓦范围内变化 (与极化类型和流星遗迹相对于 AQB 平面的方向有关), 这和实验数据很符合。

第九章 远距离超短波月球表面反射传播

§9.1 应用月球表面反射信号以实现无线电信通的一般原则

在 1943 年, Н. Д. 伯伯列克西 (Н. Д. Папалекси) 院士进行了证明月球表面可能反射无线电信号的初步計算 [22]。1946 年几乎同时在匈牙利和美国实现了月球表面反射的无线电信号的接收。

实现基于上述原理的远距离无线电信通的想法非常简单, 它的内容如下。在地面上 A 点 (图 9.1) 安装工作在超短波波段的发射机, 它的天线指向月球; 在 B 点安装接收设备, 它的天线同样地指向月球。只有在从线路两端点同时看到月球的时间內, 用这样的方式才可能保持无线电

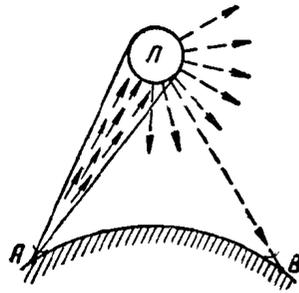


图 9.1

通信。云层对这种通信没有任何影响。此外，无线电通信只可以在能够通过电离层的频率上进行，即在 30 兆赫以上的频率上进行。

可以按照以前导出的公式(6.7)来决定传播损耗，即

$$L = \frac{P_1}{P_2} = \frac{64 \pi^3 r^4}{D_1 D_2 \lambda^2 \sigma}.$$

式中 r 为到月球的距离，等于 $3.84 \cdot 10^8$ 米，这个距离对于无线电通信线路两终端点来说，可以认为是相同的； D_1 与 D_2 为发射天线和接收天线的增益系数（对于各向同性的发射体而言），

σ 为月球的有效散射面积。

假如近似地把月球看作是半径为 $a_x = 1.74 \cdot 10^6$ 米的理想光滑的半球体球，那末它的有效散射面积可按下列式计算：

$$\sigma = R \pi a_x^2, \text{ 米}^2, \quad (9.1)$$

式中 R 为无线电波垂直入射时，具有月球表面性质的半球体表面的功率反射系数。

把公式(9.1)中的 σ 值代入公式(6.7)，则得

$$L = \frac{64 \pi^2 r^4}{D_1 D_2 R \lambda^2 a_x^2}. \quad (9.2)$$

假定月球表面具有乾土壤的特性（介电系数 $\epsilon' = 4$ 和导电率 $\sigma = 0.001 \frac{1}{\text{欧姆} \cdot \text{米}}$ ），并按弗累涅尔公式计算反射系数

$$R = \frac{1 - \sqrt{\epsilon'_k}}{1 + \sqrt{\epsilon'_k}}, \quad (9.3)$$

式中 $\epsilon'_k = \epsilon' - i 60 \lambda \sigma$ 为相对复数介电系数。当波长短于 10 米时，得到

$$R \approx 0.09 \approx 0.1.$$

以后计算传播损耗时将要用到这个数值。

在实际计算中，从天线的有效面积出发较为方便。天线的有效面积和它的增益系数的关系为

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A. \quad (9.4)$$

应用这个关系，可把公式(9.2)表示为

$$L = \frac{4r^2 \lambda^2}{A_1 A_2 R \alpha_f^2}, \quad (9.5)$$

从上式中很明显地看出传播损耗和波长的实际关系。

当导出公式(9.5)时，假定了月球表面是完全平滑的，这显然和实际情况不符，因为很多月球表面的照片指出，我们的卫星的表面存在有相当的不平整性。目前已编制了详细的月球地形图，在这些图上指出了山脉、环谷和其他不平整物的高度。

科尔次乌斯(Курциус)山的高度达8850米。一般来说，月球上山的相对高度(对半径而言)大于地球上山的相对高度。

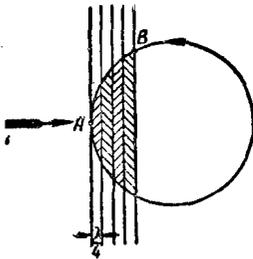


图 9.2

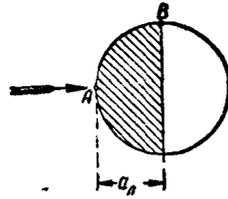


图 9.3

假定月球表面是无限光滑的，那末它的二次发射将按照弗累涅尔区的原则产生，因而可以断定，在开头几个区的范围内就形成总发射。在这情况下，二次发射形成的概况表示在图9.2上。假如认为，由前面的4—5个弗累涅尔区产生二次发射，那

未积极参加反射的月球表面（标出了斜线的那部分表面）的总长度（在传播方向）为 λ 或 $\frac{5}{4}\lambda$ 。在这情况下多射线性完全可以忽略，因为当 $\lambda=10$ 米时，射线行程的最大差别约为 20 米，因而应用月球表面反射可以传送所有形式的信息，包括电视和多路电话。

另一种极端情况是把月球看作是理想的粗糙表面，此时二次发射的形成是按照功率相加的原则，因而所有月球表面单元都产生反射信号。此处不可能提及相邻区域发射的抵消问题，因而反射表示出明显的和相当大的多射线性。由粗糙月球表面反射的情况表示在图 9.3 上，画有斜线的半球有效地产生反射。

从图 9.3 中可以看出，从 A 和 B 点反射的射线行程间的最大差距，在这种情况达到 $2a_1=3.48 \cdot 10^6$ 米，这相当于时间滞后 $t_0=\frac{2a_1}{c}=11.6$ 毫秒。在上述情况下只可以传送频带宽度不超过 $\Delta f \approx \frac{1}{t_0}=90$ 赫的信息，即实际上只能传送电报信号。

这一切指出，对超短波波段而言，月球表面的粗糙程度问题有首要意义，因为实质上它决定了月球无线电通信线路的传送能力。此外，不光滑性还影响损耗的绝对值。

从物理学教程中知道，足够粗糙的表面按照朗伯 (Ламберт) 定律反射入射到它上面的波。按照这个定律，单位立体角（立体弧度）范围内的小面积在与其法线成 θ 角方向上的发射功率和沿法线方向的发射功率间的关系为：

$$dP_\theta = dP_N \cos \theta, \text{ 瓦/立体弧度。} \quad (9.6)^{1)}$$

为了决定无线电波从粗糙月球表面反射时的传播损耗值，

1) 在光学中这个量叫作“光度”

我們研究一下电波由粗糙的小平面 dA (图 9.4) 的反射。設有与平面的法綫成 θ 角的平面无綫电波入射进来, S_0 为入射波的功率流密度, 則射到小平面上的功率值为

$$P_{nad} = S_0 \cos \theta dA, \text{瓦}。$$

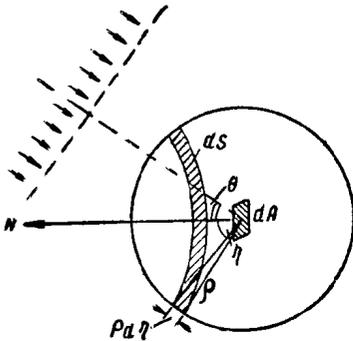


图 9.4

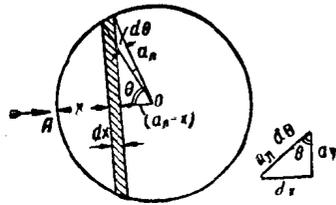


图 9.5

和上面一样, 用 R 表示功率反射系数。对于全部扩散反射功率 (即向各个方向的反射功率), 我們將有下面的表示式:

$$P_{omp} = S_0 R \cos \theta dA, \text{瓦}。 \quad (9.7)$$

以面积单元为中心画任意半径 ρ 的球, 并在球面上取一单元环区 dS (图 9.4), 它的面积表示式是

$$dF = 2\pi(\rho \sin \eta)(\rho d\eta),$$

和这个单元相应的立体角为

$$d\Omega = 2\pi \sin \eta d\eta。 \quad (9.8)$$

按照上述的朗伯定律, 通过此面积的能量流可用下式表示

$$\begin{aligned} d\Phi &= I_\eta d\Omega = I_N \cos \eta \cdot 2\pi \sin \eta d\eta \\ &= \pi I_N \sin 2\eta d\eta, \text{瓦}^*。 \end{aligned}$$

通过整个半球的总能量流的表示式是:

* 見下頁 **

$$P_{\text{om}p} = \int_0^{\pi} \pi I_N \sin 2\eta d\eta = \pi I_N, \quad \bar{W}_L. \quad (9.9)**$$

令总反射功率公式(9.7)和(9.9)相等, 则得

$$dP_N = \frac{RS_0}{\pi} \cos \theta dA, \quad \frac{\bar{W}_L}{\text{立体弧度}}. \quad (9.10)$$

把此值代入公式(9.6), 则有

$$dP_\theta = \frac{RS_0}{\pi} \cos^2 \theta dA, \quad \frac{\bar{W}_L}{\text{立体弧度}}. \quad (9.11)$$

得到的公式指出, 最大的散射是由垂直于入射波的月球表面单元所产生。对于这些单元, 角度 θ 接近于零。

我们来计算一下整个看得见的半球的总发射^[23]: 选用深度为 dx 的环区作为面积单元, 它与月球表面点 A 的距离为 x 。这面积的大小为

$$dA = 2\pi y(a_x d\theta).$$

把

$$y = a_x \sin \theta \text{ 与 } a_x d\theta = \frac{dx}{\sin \theta}$$

代入上式, 则得

$$dA = 2\pi a_x dx. \quad (9.12)$$

把所求得的值代入公式(9.11), 则得

$$\begin{aligned} dP_\theta &= \frac{RS_0}{\pi} \cos^2 \theta \cdot 2\pi a_x dx = \\ &= 2RS_0 \frac{(a_x - x)^2}{a_x} dx, \quad \frac{\bar{W}_L}{\text{立体弧度}}. \end{aligned}$$

深度为 x 的月球表面部分所散射的功率可用下式决定:

** 这两个公式中, I_η 和 I_N 的含义实质上与 dP_η 和 dP_N 是一样的。因此, 当令公式(9.7)和公式(9.9)相等时, 得到的 I_N 值又可用 dP_N 表示[公式(9.10)]。

$$P' = \int_0^{\pi} dP_{\theta} = 2RS_0 \left(a_x x - x^2 + \frac{x^3}{3a_x} \right), \frac{\bar{W}}{\text{立体弧度}}。 \quad (9.13)$$

最后, 在公式(9.13)中用 a_x 代替 x , 则得整个看得见的半球的散射功率

$$P' = \frac{2}{3} RS_0 a_x^2, \frac{\bar{W}}{\text{立体弧度}}。 \quad (9.14)$$

当用 r 表示至月球的距离时, 我們得到功率流密度的公式:

$$S_0 = \frac{P_1 D_1}{4\pi r^2}, \frac{\bar{W}}{\text{米}^2}。 \quad (9.15)$$

当用发射天綫的有效面积表示它的增益系数, 并把公式(9.15)代入公式(9.14)后, 則得

$$P' = \frac{2Ra_x^2 P_1 A_1}{3\lambda^2 r^2}, \frac{\bar{W}}{\text{立体弧度}}。 \quad (9.16)$$

为了求接收天綫內的功率, 需要把 P' 的表示式乘以接收天綫的立体角 (在这个角度的范围内, 从月球中心可以看見接收天綫), 即需乘以 $\frac{A_2}{r^2}$ 值, 这样得到

$$P_2 = P' \frac{A_2}{r^2} = \frac{2Ra_x^2 P_1 A_1 A_2}{3\lambda^2 r^4}, \bar{W}, \quad (9.17)$$

由此传播損耗为

$$L_{uep} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda^2 r^4}{Ra_x^2 A_1 A_2}。$$

把粗糙月球表面的損耗值 L_{uep} 和光滑月球表面的相似的公式(9.5)进行比较, 則得

$$L_{ra} = \frac{8}{3} \cdot L_{uep}。$$

得到的关系式指出, 粗糙表面产生較高的反射信号电平。

很有趣地，我們指出，对于可見光綫，朗伯定律不能应用。表面元 F 在与法綫成 θ 角的方向上的亮度由下式决定：

$$B = \frac{I_{\theta}}{F \cos \theta}, \frac{\bar{W}}{\text{米}^2 \cdot \text{立体弧度}} \quad (9.18)$$

式中 I_{θ} 为发亮的元面积所产生的光强。

从公式(9.11)中把 I_{θ} 值代入此处*，則得

$$B = \frac{K \cos^2 \theta}{F \cos \theta} = \frac{K}{F} \cos \theta, \frac{\bar{W}}{\text{米}^2 \cdot \text{立体弧度}} \quad (9.19)$$

式中用 K 表示式(9.11)中的常数因子。

公式(9.19)指出，如果朗伯定律是正确的，那末月球的亮度将在中間最大，然后逐漸减小，到边缘处减小至零。事实上，在可見光情况下，月球各部分的亮度实际上是一样的。亮度的这种分布，可用魯默尔——西利赫尔 (Ломмеля-Зеелигер) 定律来解释。

按照这个定律，月球表面元面积的散射光度可用下式决定：

$$I_{\theta} = K' \cos \theta. \quad (9.20)$$

把此值代入公式(9.18)，則得

$$B = \frac{K' \cos \theta}{F \cos \theta} = \text{常数}, \frac{\bar{W}}{\text{米}^2 \cdot \text{立体弧度}}. \quad (9.21)$$

从物理意义上来看，魯默尔——西利赫尔定律是由月球边缘的山坡对光綫加强反射所决定的。

正如已經指出的那样，反射特性在很大程度上影响到反射脉冲的形状。当发射长度为 10 毫秒的方形脉冲时，反射脉冲的理論計算形状如图 9.6 所示。如果月球表面完全光滑，那末反射脉冲的形状和发射的相同(脉冲 1)；当按照朗伯定律反射时，

* 公式(9.11)是 dP_{θ} 的值，而不是 I_{θ} 的值，此处原文仍然把 I_{θ} 和 dP_{θ} 混用，請讀者注意。——譯者注

反射脉冲的形状如曲线 2 所示；而当按照鲁默尔——西利赫定律反射时，反射脉冲的形状如曲线 3 所示。值得注意的是脉冲不只是延长至 10.6 毫秒，而且反射脉冲的最大幅度远没有达到极限可能值。从图 9.7 上可以很明显地看出反射脉冲的增长过程，在这图上绘出了由粗糙月球表面反射的、长度为 22 毫秒的脉冲形状。

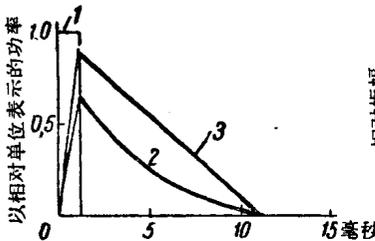


图 9.6

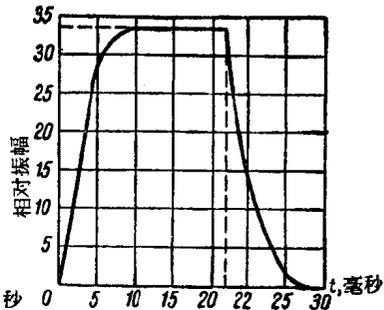


图 9.7

§ 9.2 关于月球表面反射特性的实验数据

对超短波段而言，月球表面真正具有什么特性的问题，只有用试验方法才可能解决。在 1951 年脱连克斯勒 (Трекслер) 进行过试验，所用发射机发射的脉冲长度为 12 微秒，工作频率为 198 兆赫^[24]。1957 年在频率 2680 兆赫上，耶泼利 (Япли) 及其同事也进行过这种试验，脉冲长度为 2 微秒^[25]。试验结果是出乎意外的。月球表面的实际反射性质介于光滑和粗糙表面的反射性质之间。可以说，对于超短波段，月球具有准光滑平面的性质。这表现为在短脉冲反射时，不象在粗糙表面情况那样，延长至 11.6 毫秒，而总共只延长至 350 微秒。脉冲是由总深度为 50 公里的、正对地球的月球表面的中央部分反射

的，这部分表面相当于半径为 420 公里的圆形面积。反射脉冲内部的能量分布表示在图 9.8 上。从这个图上看，80% 的反射能量包含在开始的 120 微秒内。试验结果使人信服地指出，应用月球反射可以传送频带宽至 10 千赫的信号，即一个电话和几个传真电报的信息。

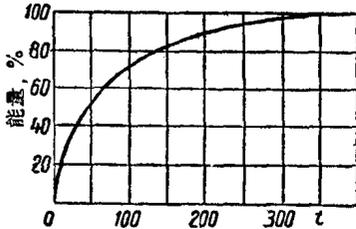


图 9.8

试验中所用的发射机的功率不够大。

但是所进行的试验不能全面地解释反射信号的形成过程，对为什么在示波图形上缺少从可见的月球半球上较远部分来的反射还是不清楚的。原因是脱连克斯勒尔和耶波利的

1960 年应用功率更大的雷达装置作了新的试验^{[26][27]}，依靠这些装置，能够发现从整个月球可见半球反射的微弱信号。在这些试验中最有有趣的是应用新的原则，它能够估计出月球表面的个别单元对反射信号的贡献。为了这个目的，一方面在指示器内引入了选择脉冲，利用它可以分开一定距离范围内所形成的反射。选择脉冲的长度为 500 微秒。将它依次移动，可以观察每个深度为 75 公里的 25 个环区的反射强度。这些环区的边界表示在图 9.9 上。应用月球的天平动现象，即它环绕瞬时旋转轴的似在摆动(这轴也表示在图 9.9 上)，和在接收设备内应用通频带很窄的滤波器，由于多普勒(Допплер)的频率移动效应，就可能分开平行于瞬时旋转轴各个带状范围内所形成的反射。在图 9.9 上还指出了相邻带状区的边界。因为位于轴右面的月球表面单元与地球上的观察者间的距离增大，而位于轴左面的月球表面单元向他接近，所以在第一种情况下反

射信号的频率较发射的为低；而在第二种情况反射信号的频率较发射的为高。按照距离的和频率的选择原则，可以决定由圆和直线所交割成的各个单元的反射。两个这样的单元用黑色表示在图 9.9 上。

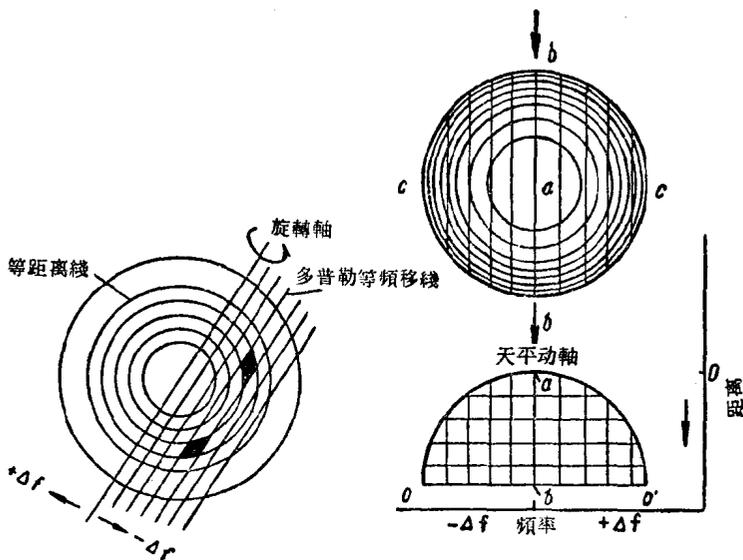


图 9.9

图 9.10

为了消除所产生的不定性，应该在天平动的瞬时轴不同指向时进行测量。测量结果可用图表示。这是一组相交平面的仰视图（图 9.10）。用字母标出了月球表面上的一些部分和与它们相应的图上单元。

应用发射一串脉冲积累反射能量的原则，试验者得到了月球表面各个单元产生反射的情况。测量数据的分析结果表示在图 9.11 上。

沿横轴标出了反射信号的多普勒频率移动，而沿纵轴标出

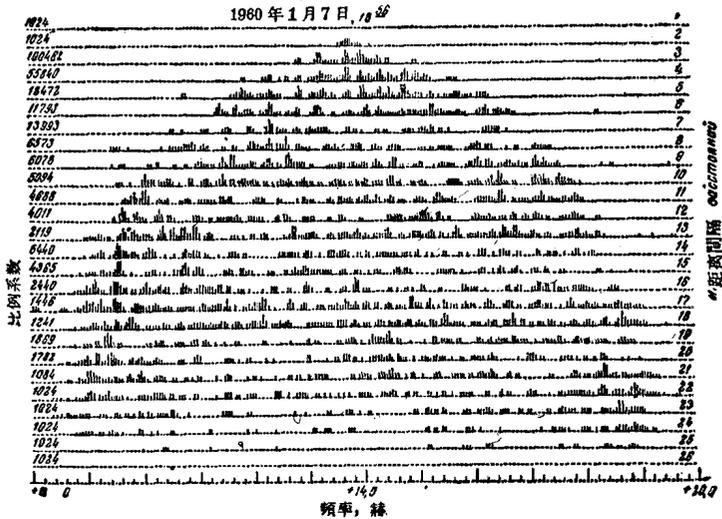


图 9.11

了月球表面单元至地面最近点的距离及比例因子的值。实质上该图重示了图 9.10 中的下面部分。月球表面各个单元反射的信号强度用脉冲高度表示。这些脉冲位于图 9.10 下面图上相应的小网眼内。

试验是在 440 兆赫上进行的。脉冲长度为 500 微秒。从图上看，半球的所有单元都参加了反射。

根据测量结果画出了反射功率和角度 θ 的关系曲线 (图 9.12)。沿横轴标出了 $\cos \theta$ 的值，而沿纵轴标出了对理想导体球而言的相对反射功率值。实线表示朗伯定律的反射关系，而虚线表示鲁默尔-西利赫尔定律的反射关系。圆点表示试验得到的反射功率值。当垂直入射时，无线电波好象是从光滑的半

导体球上反射的。随着入射角的增加，試驗所得的点向表示朗伯定律的綫接近，而且在入射角变化的大部分区間内，这些点直接位于該綫上，只是在月球的边缘附近，当角度大于 80° 时，测量值略高于朗伯綫。

对下面这一事实到目前为止尚未确定其原因：尽管在月球中央部分有不平坦性，但是为什么中央部分产生反射的特性和光滑的半导体表面的反射特性一样。

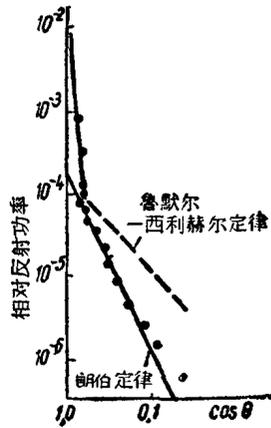


图 9.12

§ 9.3 月球通信綫路上无线电波传播的特点

在月球无线电綫路上能够应用的无线电波波段 利用月球反射进行通信时，无线电波一定要两次通过地球大气层。在低频率方面受到电离层的限制，因为只有超过临界频率（对于垂直射綫）或最大可用频率（对于斜射綫）的电波才可以通过电离层。可用的最低频率约为 50—60 兆赫。在高频率方面，限制因素是对流层中的衰耗，特别是在雨滴中的衰耗。这个问题将在第 12 章中较详细地研究。此处只指出，可以把 5 兆赫作为最高频率，因为在这个频率上，对流层和雨雪中的衰耗尚可忽略不计。

极化平面转动现象 从无线电波传播的一般教程^[4]中知道，当无线电波穿过电离气体时，恒定磁场的纵向分量有引起极化平面转动的现象。转动的角度可用下式表示：

$$\varphi = \frac{A}{f^2} \int_0^l N H_{np} dl, \text{ 弧度}, \quad (9.22)$$

式中

$$A = \frac{e^3 \mu_0}{4\pi m^2 \varepsilon_0} \text{ —— 比例系数};$$

N —— 电子密度 (电子/米³);

H_{np} —— 地磁场纵向分量 (奥斯特/米);

l —— 在等离子区内所经过的路程 (米)。

在比例系数的表示式中:

e —— 电子电荷, 庫;

m —— 电子质量, 公斤;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ —— 导磁系数, 亨/米;

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \text{ —— 自由空间的介电系数, 法/米.}$$

当穿过具有恒定纵向分量 H_{np} 的均匀电离气体时, 公式 (9.22) 可简化为:

$$\varphi = \frac{ANH_{np}l}{f^2}, \text{ 弧度}. \quad (9.22 \text{ a})$$

简单的分析指出, 当两次穿过电离层时, 总偏转角度是向上传播和向下传播时偏转角度之和 (因为传播方向改变时纵向磁场方向也改变)。

假如电离层是完全稳定的结构, 那末当它的状况给定时, 可以把接收天线安放在反射波的电场向量产生最大功率的位置上。但是电离层的电子密度是在不断地起伏着, 因此反射波极化平面的方向也在不断地变化。

假如发射和接收天线的指向相同, 那末当电波两次穿过电离层时, 由于极化平面的转动现象所引起的传播损耗为

$$L_{\phi} = -20 \lg \cos 2\varphi, \text{ 分貝}. \quad (9.23)$$

在图 9.13 上给出了三个仰角值下损耗的计算结果(当一次通过均匀的电离区)与频率的关系曲线^[28]。计算时假定在高度 230 公里至 370 公里范围内 $N = 2.8 \cdot 10^{12}$ 电子/米³, 在所有其他高度上 $N = 0$; $H_{np} = 30$ 奥斯特/米。

在发射或接收端应用圆极化的天线可以减少极化平面转动现象的不良影响。但是这将损耗一半功率, 因为在每一个瞬时, 从两个相互垂直的发射分量中只接收一个分量, 这相当于损耗 3 分贝功率。

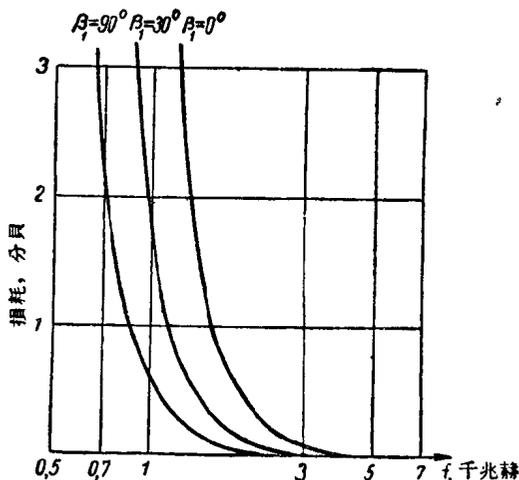


图 9.13

正如图 9.13 所示, 对于 1400 兆赫以下的频率, 必须采取圆极化天线作为对付极化平面转动的手段, 这导致 3 分贝的损耗。在 1400—7000 兆赫区内, 极化平面的转动所引起的损耗可由图 9.13 决定。对于高于 7000 兆赫的频率, 极化平面的转动所引起的损耗可以忽略。

多普勒频率变化效应 月球无线电通信线路的特点在于由月球反射的频率和发射机发射的频率之间具有多普勒变化。

引起这个现象有两个主要原因：第一，月球沿椭圆轨道绕地球旋转，地球位于椭圆的一个焦点上，因此地球至月球的距离不断改变；第二，由于地球昼夜自转，在地面上的观察者时而接近月球，时而远离月球，这同样会导致多普勒频率移动¹⁾。

为了计算多普勒频率移动，需要知道下列月球轨道的主要天文数据：

地球平均半径	$a = 6370$ 公里；
月球半径	$a_x = 1738$ 公里；
轨道的长半轴	$A = 384000$ 公里；
轨道的短半轴	$B = 383000$ 公里；
月球在近地点时离地的距离	$= 357000$ 公里；
月球在远地点时离地的距离	$= 407000$ 公里；
月球在近地点时的角直径	$= 33.4'$ ；
月球在远地点时的角直径	$= 29.6'$ ；

$$\text{轨道的偏心率} \quad e = \frac{\sqrt{A^2 - B^2}}{A} = \frac{1}{18}$$

$$\text{旋转周期} \quad T_x = 27.3 \text{ 昼夜；}$$

$$\text{轨道上的平均角速度} \quad \frac{d\theta}{dt} = 33' / \text{小时。}$$

在极坐标中，月球的轨道可由下列方程式表示：

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \theta}, \quad (9.24)$$

1) 此处不研究月球本身的天平动所引起的多普勒频率移动。

式中 $p = \frac{B^2}{A} = A(1 - e^2)$ —— 椭圆参数;

$$\theta = \frac{2\pi}{T_x} t \text{ —— 由近地点方向开始计算的极角。}$$

因为分母的第二项比第一项小得多, 所以方程式(9.24)可以简化为

$$r \approx A(1 - e^2)(1 - e \cos \theta). \quad (9.24a)$$

把方程式(9.24 a)对时间微分, 则得射线速度

$$v'_x = \frac{dr}{dt} = \frac{2\pi}{T_x} A(1 - e^2)e \sin\left(\frac{2\pi}{T_x} \tau\right), \text{米/秒。} \quad (9.25)$$

假如注意到多普勒移动是由于反射引起的, 那末它可用下式计算

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)' = \frac{2v'_x}{c}, \quad (9.26)$$

式中 $c = 3 \cdot 10^8$ 米/秒。

把 A (米)、 e 与 T_x (秒) 的值代入(9.25)则得

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)' \cdot 10^6 = 0.38 \sin(0.526 \tau_x)^\circ. \quad (9.26a)$$

式中 τ_x 为从通过近地点时算起的时间 (小时)。正弦函数的自变数以角度表示。 Δf 为发射信号频率和接收信号频率之差。

多普勒频率变化的另一原因是由于地球的昼夜自转而引起的发射天线位置和接收天线位置相对于月球中心点的移动。此处已经不需要把因子“2”引入到公式(9.26)中, 因为多普勒移动对线路“发射机——月球”与“月球——接收机”分别决定。地面上纬度为 φ 各点的线速度公式是:

$$v_s = a \frac{2\pi}{T_s} \cos \varphi, \text{米/秒,} \quad (9.27)$$

式中 T_0 为地球一昼夜时间的长度，秒。

位于赤道上各点的线速度最大。在极点上线速度等于零。

为了找到对月球中心而言的射线速度，必须把向量 \vec{v}_0 （它和地球纬度线的切线相重合）投影到月球方向。众所周知，这方向被所谓月球赤道坐标（月球的赤纬和时角 t ）所决定。这些坐标表示在图 9.14 上。赤纬从天球赤道算起，在它之南为负。观察者的子午线 $PZQP'$ 和天体子午线 Ω （时圈）之间的角叫作时角。它的单位是小时或度。当天体中天时（即它通过观察点的子午线时），它的时角等于零。月球和其他天体的坐标 δ 和 t 的值在《苏联天文年鉴》中给出。苏联科学院理论天文研究所提前一、二年定期地出版这种年鉴^[29]。应用图 9.14 可以画出决定向量 \vec{v}_0 在 OJ 方向上的投影值的直角坐标系。为此，使轴 Y_0 在赤道平面中指向 Q 点（指向南方），使轴 X_0 在相同平面中和 Y_0 成 90° （指向西方）。 Z_0 轴沿天轴方向。新坐标系表示在图 9.15 上。速度向量 \vec{v}_0 将指向东方，即沿 X_0 轴。

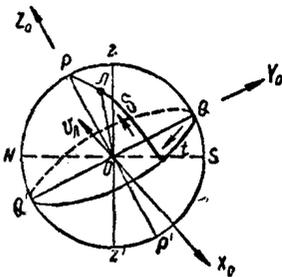


图 9.14

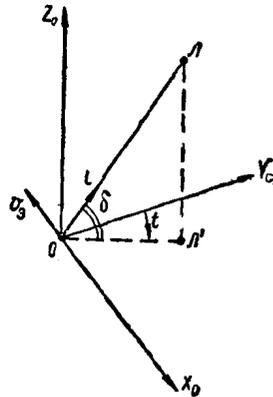


图 9.15

在上述条件下向量 \bar{v}_3 的方向余弦将是: $\bar{v}_3(-1; 0; 0)$, 而沿 OJ 方向的单位向量的方向余弦将是:

$$\bar{l}(\cos \delta \sin t; \cos \delta \cos t; \sin \delta).$$

根据众所周知的法则, \bar{v}_3 与 \bar{l} 间夹角的余弦将是 $\cos \beta = \cos \delta \cdot \sin t$, 向量 \bar{v}_3 在 OJ 方向上的投影可用下式表示:

$$v_A = v_3 \cos \beta = a \frac{2\pi}{T_s} \cos \varphi \cos \delta \sin t, \text{ 米/秒. (9.28)}$$

在《苏联天文年鉴》中给出了格林威治子午线的时角值。假如发射点的经度用 l_A 表示, 而接收点的经度用 l_B 表示, 那末相应的时角值为

$$t_A = t_{z,p} + l_A \text{ 和 } t_B = t_{z,p} + l_B.$$

用 φ_A 和 φ_B 表示发射点和接收点的纬度, 并且把数值代入公式(9.28), 则得到由于地球转动而引起的多普勒移动

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta f}{f}\right)'' \cdot 10^6 &= 1.55 \cos \varphi_A \cos \delta \sin(t_{z,p} + l_A) + \\ &+ 1.55 \cos \varphi_B \cos \delta \sin(t_{z,p} + l_B). \end{aligned} \quad (9.29)$$

把公式(9.26 a)与(9.29)加起来即找到总的多普勒移动

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f}{f} \cdot 10^6 &= \left(\frac{\Delta f}{f}\right)' \cdot 10^6 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)'' \cdot 10^6 = \\ &= 0.38 \sin(0.526 \tau_u) + 1.55 \cos \varphi_A \cos \delta \sin(t_{z,p} + l_A) + \\ &+ 1.55 \cos \varphi_B \cos \delta \sin(t_{z,p} + l_B). \end{aligned} \quad (9.30)$$

得到的公式指出, 在最不利的情况下, 多普勒移动可能达到每兆赫 3 赫。这样, 当频率 $f = 1000$ 兆赫时, 移动达到 3 千赫。

射线在地球大气层中的弯曲 目前已经创立了用解析、图解和应用电子计算机等计算射线穿过对流层和电离层时的弯曲程度的方法(见[30])。但是这个弯曲很微小, 因而对于所讨论

的問題沒有实际意义。計算指出，在高于 200 兆赫的頻率上，水平方向射綫的弯曲不超过 1° 。頻率略超过临界頻率的射綫在电离层中的弯曲約为几个毫弧度。在电离层中的偏轉角度反比于頻率的平方，因此在較高頻率上，偏轉角度非常小。

§ 9.4 月球無線电通信綫路的計算基础

和計算其他超短波通信綫路一样，首要任务是決定接收設備輸入端的噪声电平。假如工作頻率已給出，那末只需決定在这个頻率上的噪声电平。否則，还应決定最佳頻率，即在其他已知条件下，決定接收点信号噪声比 c/m 达到最大值的頻率。

決定接收設備輸入端的噪声电平的方法和第一章一样。在米波波段內，起決定作用的是宇宙噪声，而在分米和厘米波波段內，起決定作用的是接收設備的固有噪声。但是必須特別注意：接收設備的天綫一直是指向月球的，而后者是噪声源，产生这噪声的原因是由于月球反射太阳的发射和它本身有热发射。計算指出，对于通常采用的天綫，由月球反射的发射电平比太阳直接发射的低 60 分貝。这指出，在“安靜的太阳”情况下，月球反射的噪声影响可以忽略^[23]。

在滿月时月球表面的溫度达 150°C ，而当新月时它表面的溫度为 -150°C 。計算指出，在这些情况下，月球的热发射比地球的低 25 分貝，即同样地可以忽略^[23]。

在 12 章中将对噪声問題作进一步的研究。

对传播損耗值的多次測量指出，当連續发射时和发射长度超过 200 微秒的脉冲时，传播損耗和假定月球表面是光滑的所得的理論值很接近[公式(9.5)]。

在图 9.16 上按照这个公式画出了曲綫，它們表示在 10 米—5 厘米波长范围内的传播損耗和天綫有效直径（假定它們

在发射和接收设备中是相同的)的关系。

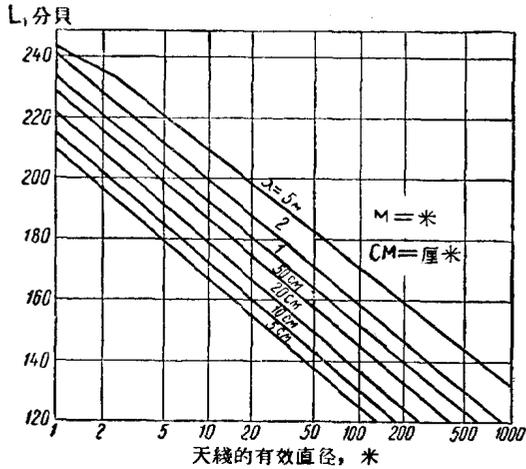


图 9.16

天线的有效面积和它们的几何面积之间，可以认为有下列关系：

$$A_{\text{eff}} = 0.6 A_{\text{geo}}$$

天线的有效直径可按下式计算：

$$d_s = 2\sqrt{\frac{A_{\text{eff}}}{\pi}}, \text{ 米。} \quad (9.31)$$

因为试验没有清楚地指出，月球有效散射面积和频率间存在着依赖关系，所以应用能穿透大气层的频带中最高频率较为合适。从物理意义上说，这是因为当天线的尺寸给定时，随着频率的增高，天线的方向性大大增加。

在其他方面，月球通信线路的计算方法与其他各章中的超短波通信线路的计算方法没有区别。下面给出了月球通信线路

的計算例子。

例 9.1 在下列条件时，計算保証月球反射通信的发射机的必需功率。

工作頻率 $f=2000$ 兆赫。

发射天綫和接收天綫一样。它們的增益系数为 $D_1=D_2=40$ 分貝。

通信系統的通頻带 $\Delta f=2000$ 赫。

接收設備的噪声系数 $N=5$ 分貝。

接收設備輸入元件的溫度 $T=300^\circ\text{K}$ 。

通信綫路的长度沒有給出，因为至月球的距离比地面綫路的长度大得多，以至于发射机的必需功率实际上和地面綫路长度无关。

在所研究的頻段內，噪声电平由接收設備的固有噪声所决定。

按照公式(1.17)决定

$$P_2 = -146.1 \text{ 分貝} \cdot \text{瓦}。$$

为了应用图 9.16，必須知道天綫的有效直径。

在本例中 $D_1=D_2=10^4$ 。

从公式

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{\text{eff}} \phi$$

得

$$A_{\text{eff}} \phi = 18 \text{ 米}^2。$$

按照公式(9.31)决定

$$d_g = 4.8 \text{ 米}。$$

从图 9.16 中得到相应于上述天綫有效直径的传播損耗为 $L=190$ 分貝。

这样 $P_1 = P_2 + L = -146.1 + 190 = 43.9$ 分貝·瓦，这相当于功率 $P_1 \approx 25$ 千瓦。

用相似方法能够完成其他月球无綫电通信綫路的計算。

經驗指出，应用月球通信綫路传送电话、电报和传真电报是完全可能的。

計算中必須包含決定從通信綫路兩終端點同時看到月球的時間，以及月球的角座標，由此可以決定發射天綫和接收天綫的指向。這是月球通信綫路計算的特點。

§ 9.5 通信綫路兩終端點同時看到月球時間的決定

這個時間按相應年代的《蘇聯天文年鑑》決定^[29]，其中名為《緯度 56° 月出和月沒》的月曆表內，給出了在緯度 $\varphi=56^\circ$ 和在格林威治子午綫的月出和月沒的時刻。為了決定在其它緯度和任意經度上月出和月沒的時刻，必須對表上的數值加以緯度和經度的修正。

緯度修正可由表《緯度從 $+36^\circ$ 至 $+70^\circ$ 範圍內月出和月沒的修正》決定，而且自變數是地理緯度和按表《月出和月沒》決定的數量 t 。對於月出而言，數量 t 是月出時刻和下一個上中天間的時間，對月沒而言，數量 t 是上一個上中天和月沒時刻間的時間。緯度修正的正負號是這樣的：對月出而言，正、負號和表上的相同，對月沒而言，正、負號和表上的相反。

經度修正由表示式 vl 決定，此處 v 為每時變化（列于給定的月出和月沒月曆表中），而 l 為從格林威治算起的本地經度， l 以小時表示，在格林威治西邊是正的。

月出和月沒的時刻以從半夜算起的本地平均時間表示。為了換算成地帶時間，須加 $(N+l)$ 的修正，在這裡 N 為地帶號碼，向東是正的，而 l 為以格林威治為標準的緯度，以小時表示，向西是正的。

例 9.2 計算 1961 年一月一日列寧格勒的月球出沒時刻。列寧格勒的緯度和經度是： $\varphi=59.9^\circ$ ， $l=-2$ 小時 1 分。

1961年一月一日	出	沒
	<u>15 點 48 分</u>	<u>7 點 33 分</u>

經度修正 vl	}	-4	-4
緯度修正 $t_{\text{occ}} = 8 \text{ 点 } 16 \text{ 分}$		-24	
緯度修正 $t_{\text{aux}} = 8 \text{ 点 } 16 \text{ 分}$			+24
列宁格勒本地時間		15 点 28 分	7 点 53 分
对第二地带的修正 $(N+l)$		-1 分	-1 分
第二地带的地带時間		15 点 27 分	7 点 52 分
第二地带的标准時間		16 点 27 分	8 点 52 分

§ 9.6 月球角座标的决定

为了在每一给定时刻使发射天綫和接收天綫正确地指向月球，在通信綫路的两終端点同时看到月球的全部時間內必須知道月球的角座标(它的方位角 A 和高度 h)。天体的方位角和高度是在所謂地平天体坐标系中的座标。在这个系統中主圓是地平 $S\bar{W}NE$ (图 9.17)，而极点是观察点的天頂 Z 。天体高度是地平面和天体方向間的夹角。当天体在地平面之上时，高度认为是正的。方位角 A 是从南方向西至該天体的垂綫的地平弧。

在《苏联天文年鑑》中的月历表中，給出了赤道天体坐标系中的月球角座标(图 9.14)，即它的时角 t 和赤緯 δ 。計算的任务在于把月球的赤道座标 t 与 δ 轉換成地平座标 A 与 h 。

用視差三角形可以实现这种变换。視差三角形就是在天球上的球面三角形，其頂点位于天极 P 、观察点天頂 Z 和月球位置 J (图 9.18)。在图 9.18 上既給出了地平面，又給出了与它成 φ 角 (φ 为地面上决定月球地平座标的点的緯度)的天球赤道平面。

視差三角形的边是

$$PZ = 90^\circ - \varphi; \quad ZJ = 90^\circ - h; \quad JP = 90^\circ - \delta,$$

而角

$$JPZ = t; \quad PZJ = 180^\circ - A; \quad ZJP = q,$$

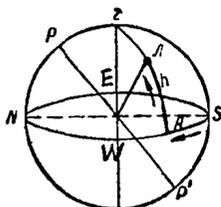


图 9.17

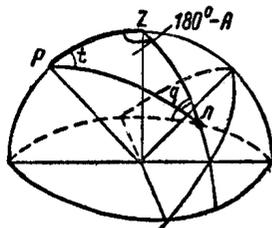


图 9.18

式中 q 叫做视差角。

应用球面三角的公式，可以确定视差三角形的边与角之间有下列关系：

$$\sin h = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \quad (9.32)$$

$$\cos h \cos A = -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos t, \quad (9.33)$$

$$\cos h \sin A = \cos \delta \sin t. \quad (9.34)$$

用公式(9.34)除公式(9.33)，则得

$$\operatorname{ctg} A = -\cos \varphi \operatorname{tg} \delta \operatorname{cosec} t + \sin \varphi \operatorname{ctg} t. \quad (9.35)$$

由公式(9.32)及(9.35)得

$$h = \arcsin(\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t), \quad (9.32a)$$

$$A = \arcsin \left(\frac{-\cos \varphi \operatorname{tg} \delta + \sin \varphi \cos t}{\sin t} \right). \quad (9.35a)$$

按照已知的 φ, t 与 δ 值，用公式(9.32a)与(9.35a)可以计算地平坐标系中月球的角座标 h 和 A 。

例 9.3 计算列宁格勒($\varphi = 59.9^\circ$; $l = 2$ 小时 1分) 1961年一月一日莫斯科标准时间 6 点时月球的角座标。

为了按照公式(9.32 a)与(9.35 a)计算地平坐标系中月球的角座标，必须知道：

- 1) 观察点的纬度 φ ,
- 2) 在给定时刻的月球赤纬和

3) 在同一时刻的月球时角。

在这些数值中只知道观察点的纬度。

在相应年分的《苏联天文年鉴》〔28〕的月历表中，给出了每时和每日的赤经和赤纬值。月历表是按照历书时间（即格林威治时间）给出的。

为了决定月球的赤道座标，必须把莫斯科标准时间转换为格林威治时间。

$t_{II \partial exp} = 06$ 点 00 分为莫斯科标准时间，相当于：

$t_{II} = 05$ 点 00 分为第二地带时间。

本地时间和 N 地带时间的关系是

$$m = t_{II} - (N + l), \quad (9.36)$$

式中 N 为地带号，

l 为从格林威治算起的经度。

在所研究的情况中， $N = 2$ ， $l = -2$ 点 01 分，由此

$$m = t_{II} + 1 \text{ 分}$$

或者 $m = 05$ 点 01 分（列宁格勒本地时间）。从另一方面，莫斯科标准时间 06 点 00 分相当于零地带，即格林威治时间 03 点 00 分。

根据上述的月历表找得 03 点 00 分的历书时间

$\alpha = 6$ 点 05 分 32 秒（赤经）和

$\delta = 18^\circ 46' 53''$ （赤纬）。

这样就决定了计算公式中的第二个座标。

根据定义，时角是本地恒星时间和赤经之差，即

$$t = s - \alpha. \quad (9.37)$$

这样，下一步骤是决定一月一日莫斯科标准时间 06 点 00 分的列宁格勒本地恒星时间 s 。

恒星时间和本地时间的关系是

$$s = S_0 + m, \quad (9.38)$$

式中 S_0 为格林威治半夜时的恒星时间。

S_0 的值列在〔29〕中的太阳历表中。

对于 1961 年一月一日

$$S_0 = 6 \text{ 点 } 37 \text{ 分 } 41 \text{ 秒},$$

由此按公式(9.38)得到

$$s = 11 \text{ 点 } 42 \text{ 分 } 37 \text{ 秒。}$$

把 s 与 α 的值代入公式(9.37), 得到

$$t = 5 \text{ 点 } 37 \text{ 分 } 5 \text{ 秒或 } t = 84^\circ 15'.$$

我們把所求得的数值, 列在下面:

$$\varphi = 59^\circ 54', \quad \delta = 18^\circ 47', \quad t = 84^\circ 15'.$$

把它們代入公式(9.32 a)和(9.35 a), 則得到下列月球高度 h 和它的方位角 A 的值:

$$h = 48^\circ 57', \quad A = 235^\circ 01'.$$

第十章 超短波远距离太阳反射传播

§ 10.1 无綫电波从太阳大气层反射时的物理过程

由于月球可見時間有限, 因而它不能保証全时通信。离地球最近的金星, 由于体积小, 即使离地最近时, 所造成的雷达反射信号电平仍然比月球的低 70 分貝; 而太阳反射的雷达信号电平比月球反射的只低 50 分貝, 因此产生了应用太阳反射无綫电波的問題。

根据現代資料, 太阳是球形气体物质。用肉眼观察时, 它表现为具有明显边缘的光球。至太阳的最大距离为 $1.52 \cdot 10^{11}$ 米, 最小距离为 $1.47 \cdot 10^{11}$ 米, 平均距离为 $1.495 \cdot 10^{11}$ 米。在平均距离时, 太阳的角直径等于 $31' 59''$, 这和月球的角直径很接近。太阳直径为 $1.391 \cdot 10^9$ 米。

一般把太阳大气层分成两个区域: 色球——太阳大气层較密集部分, 它从太阳表面延伸到距表面約 10^4 公里处, 和日冕——太阳大气层稀疏部分, 它延伸到几个太阳半径的距离。色球和日冕都是由电离的氢和氦組成的。

到达太阳的无线电波不是由光球表面反射，而是由太阳大气层的电离区域反射的，正确些说，是在太阳大气层的介电系数等于零的地方反射。介电系数的公式是：

$$\epsilon'_u = 1 - \frac{f_N^2}{f^2} \quad (10.1)$$

式中

$$f_N = \sqrt{\frac{N e^2}{4 \pi^2 \epsilon_0 m}} = \sqrt{80.8 N} \text{ 赫} \quad (10.2)$$

叫做等离子区频率。

在图 10.1 上给出了等离子区频率和电子与原子碰撞频率与离光球表面距离的假定关系曲线^[81]。按公式 (10.1) 决定了反射已知频率 ($f = f_N$) 的无线电波的日冕高度后，可以计算太阳有效半径与频率的关系 (图 10.2)。此图指出，只有当频率超过 200 兆赫时，反射才由色球内部产生。较低频率由日冕反射。

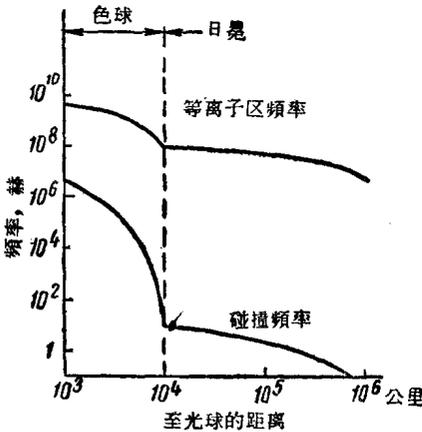


图 10.1

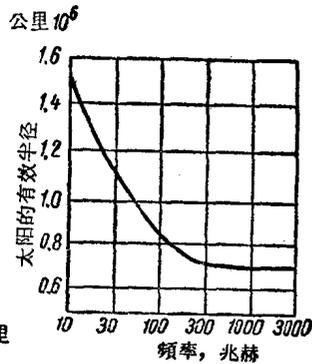


图 10.2

当画图 10.1 上的碰撞频率曲线时, 假定了色球的温度是 $3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$, 而日冕的温度是 $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ 。

在无线电波传播教程 (例如, 见 [4] 243 与 320 页) 中指出, 在超短波波段内, 电离气体中的衰耗系数由下式决定:

$$\delta = 60 \pi \sigma_u, \frac{1}{\text{米}}, \quad (10.3)$$

式中 σ_u 为电离气体的导电率, 其公式为

$$\sigma_u = \frac{N e^2 \nu}{4 \pi^2 f^2 m} = \frac{f_N^2 \epsilon_0 \nu}{f^2}, \frac{1}{\text{欧姆} \cdot \text{米}}, \quad (10.4)$$

而 $\epsilon_0 = \frac{1}{36 \pi} \cdot 10^{-9} \frac{\text{法}}{\text{米}}$ 为真空的介电系数。

为了得到以分贝/米表示的衰耗, 应该解下列等式:

$$e^{-\delta r} = 10^{-\frac{\delta_{\delta\delta/M} r}{20}}, \quad (10.5)$$

由此 $\delta_{\delta\delta/M} = 20 \lg e \cdot \delta = 8.6 \cdot \delta$. (10.6)

把 (10.3) 式的 δ 值代入公式 (10.6), 并应用公式 (10.4), 则得

$$\delta_{\delta\delta/M} = 1.44 \cdot 10^{-8} \frac{f_N^2 \nu}{f^2}, \text{分贝/米}. \quad (10.7)$$

根据图 10.2 知道不同频率的无线电波反射时“透入”太阳大气层的深度, 以及在传播路程上 f_N^2 和 ν 的变化规律 (根据图 10.1) 后, 可按公式

$$\delta = 2 \int_0^l \delta \cdot dl \quad (10.8)$$

计算出总衰耗^[31]。根据计算结果在图 10.3 上画出曲线, 此曲线明显地指出, 应用太阳反射通信的可用频率, 大约不超过 300 兆赫。更高频率的无线电波深深地透入太阳大气层, 并从光球附近反射, 因而它们受到很大的衰耗。这是无线电波从太阳大

气层反射的特点。

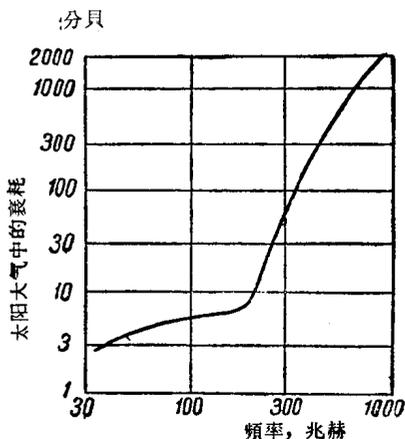


图 10.3

§ 10.2 关于应用太阳反射的超短波 通信线路的计算意见

应用太阳反射的通信线路的可用频段，和在月球通信线路中的情况一样，在低频方面被电离层所限制。最低频率的平均值，约为 50—60 兆赫。正如上节所述，频段的上限被太阳大气层中的衰耗所决定，上限频率约为 300 兆赫。这样，对于太阳通信线路而言，频率的选择限制在比月球通信线路大为狭窄的频段内；这是不利的因素，因为丧失了应用可以建造具有大增益系数天线的高频率的可能性。

另一个不利因素为太阳本身是强发射源。当接收天线指向它的时候，在接收设备内产生很高的噪声电平。假如天线的有效噪声温度高于接收设备输入元件的温度，那末在接收设备内的噪声强度可用天线的有效噪声温度来衡量。在相反情况下，

用输入元件的温度来衡量。

在从[31]中引来的图10.4上，指出了“安静的”太阳的有效噪声温度和宇宙发射与频率的关系。正如上面所指出的，太阳的角直径为 $30'$ 。假如接收天线的方向性图的宽度等于或小于上述数值，那末天线的噪声温度将等于“安静的”太阳的噪声温度。假如方向性图的宽度大大超过 $30'$ ，那末天线的有效噪声温度可由下式决定：

$$T_s = T_C \frac{\Omega_C}{\Omega} + T_{\text{косм}} \frac{\Omega - \Omega_C}{\Omega}. \quad (10.9)$$

式中 Ω 为与接收天线方向性图相应的立体角， Ω_C 为在其范围内可以看见太阳的立体角 T_C 为根据图 10.4 决定的已知频率的太阳噪声温度，而 $T_{\text{косм}}$ 为同样由图 10.4 决定的天空温度。

假如 $\Omega \gg \Omega_C$ ，那末，从公式 (10.9) 得出，总温度由天空温度决定。

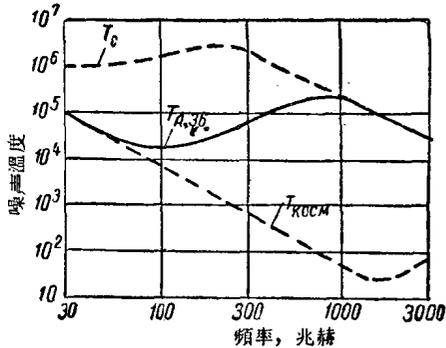


图 10.4

在图 10.4 上，实线表示直径为 36 米的天线的有效温度—— $T_{A,30}$ 。从曲线的趋势看出，在低频率上（方向性图相当宽），天线温度被天空温度决定；而在高频率上（方向性图的宽度小于 $30'$ ），由太阳温度决定。

下面的例子，说明了应用太阳反射的超短波通信线路的计算程序。

例 10.1 决定应用太阳表面反射通信的发射机的必需功率。已知条件如下：

工作频率 250 兆赫。

发射和接收天线的直径 $d=36$ 米。

信号噪声比 $c/u=6$ 分贝。

通信系统的通频带 $\Delta f=100$ 赫。

象在其他情况一样，先从决定接收设备输入端的必需功率开始计算。从图 10.4 上看到，对于给定的天线，在 250 兆赫上的噪声温度 $T=0.5 \cdot 10^6$ K。

把 c/u 、 T 和 Δf 的值代入 (1.17)，并假定 $N=0$ (因为主要的噪声源是太阳发射)，则得

$$P_2 = -228.9 + 6 + 51.8 + 20 = -151.1 \text{ 分贝, 瓦。}$$

传播损耗可按照公式 (9.5) 决定。为了把这个公式应用到太阳反射的情况，把它写成下面的形式较为合适：

$$L = 10 \lg \left(\frac{4 r^4 \lambda^2}{A_1 A_2 a_c^2} \right) + \delta_{\text{d}\delta} \quad (10.10)$$

式中 $r = 1.495 \cdot 10^{11}$ 米， $\lambda = \frac{3 \cdot 10^8}{250 \cdot 10^6} = 1.2$ 米， $A_1 = A_2 = \frac{\pi d^2}{4} \cdot 0.6 = 610 \text{ 米}^2$ 。

太阳的有效半径根据图 10.2 决定。对于所给的频率 $a_c = 7.2 \cdot 10^8$ 米。

对于所给频率，太阳大气层中的衰耗系数 $\delta = 10$ 分贝 (根据图 10.3 决定)。

把所有的数值代入公式 (10.10)，则得

$$L = 221.6 \text{ 分贝。}$$

所需的发射机功率为

$$P_1 = P_{2\text{d}\delta, \text{d}m} + L_{\text{d}\delta} = 70.5 \text{ 分贝, 瓦,}$$

这相当于很难实现的巨大功率

$$P_1 = 1.12 \cdot 10^4 \text{ 千瓦。}$$

计算结果指出，应用太阳反射在单位时间内只能传送不大的信息量。

例如, 当频带宽 $\Delta f = 1$ 赫时, 所需功率为 112 千瓦, 而当频带宽为 0.1 赫时, 只要 11.2 千瓦。

第十一章 应用人造地球卫星 (ИСЗ) 的超短波远距离传播

§ 11.1 关于人造地球卫星绕地球旋转的基本知识

在 1957 年 10 月 4 日, 苏联顺利地把第一个人造地球卫星送上了轨道。在这方面的成就, 把应用人造地球卫星作为增加超短波通信距离的问题提到了议事日程上。

当人造地球卫星沿圆轨道旋转时, 在人造地球卫星的离地高度和它的旋转周期间存在着很简单的关系。这关系由下列情况得出: 在每一给定时刻, 吸力

$$F = k \frac{Mm}{r^2}, \text{ 牛顿}$$

应该被离心力

$$F_u = \frac{mv^2}{r}, \text{ 牛顿}$$

平衡。

在这些公式中采用了以下符号:

$k = 6.67 \cdot 10^{-11}$ 米³/公斤·秒² 为重力常数;

$M = 5.98 \cdot 10^{24}$ 公斤为地球质量;

m 为人造地球卫星的质量;

r 为圆轨道的半径;

v 为人造地球卫星绕圆轨道旋转的速度。

令 F 与 F_u 的表示式相等, 则得人造地球卫星沿圆轨道转

动的綫速度

$$v = \sqrt{\frac{kM}{r}}, \text{ 米/秒。}$$

从上式看出，这个速度和人造地球卫星的质量无关。

人造地球卫星的旋轉周期可用下式計算：

$$T = \frac{2\pi r}{v} = 2\pi \sqrt{\frac{r^3}{kM}}, \text{ 秒。}$$

得到的公式是克普勒 (Кеплер) 第三定律的数学表示式。这个定律指出，行星旋轉周期的平方正比于它們至太阳的平均距离的立方。

把 k 和 M 的数值代入上式，并以分作为 T 的单位，則得到圓軌道半径和旋轉周期間的关系：

$$T = \frac{1}{6.02 \cdot 10^3} (r_{KM})^{3/2} = 1.66 \cdot 10^{-4} (r_{KM})^{3/2}, \text{ 分。}$$

人造地球卫星的高度可按下式計算：

$$H = (r_{KM} - 6370), \text{ 公里。}$$

H 和 T 的公式指出，“两小时”人造地球卫星应该在高度 $H \approx 2000$ 公里上旋轉，而“24小时”或者叫做固定人造地球卫星（因为它对于地面的观察者而言，似乎是不动地悬挂在天空中），应该在高度 $H = 35810$ 公里处沿赤道軌道旋轉。

在推导 T 的公式时，曾假定人造地球卫星是在沒有空气的空間旋轉的 O 大气层会产生阻尼作用，因而略微改变計算結果。

当人造地球卫星沿椭圆軌道旋轉时，距离 r 被理解为人造地球卫星在近地点和在远地点时距离之和的一半。这距离也等于椭圆軌道的长半軸。

在表 11.1 中給出了苏联的人造地球卫星刚发射后的軌道参数。表中还給出了作为超短波反射体的美国人造地球卫星回

表 11.1

发射日期	人造地球卫星的名称	IC3重量(公斤)	远地点高度(公里)	近地点高度(公里)	旋 转 周 期
1957年10月4日	第一个苏联人造地球卫星	83.6	947	227	96.2分
1957年11月3日	第二个苏联人造地球卫星	508.3	1671	225	103.7分
1958年5月15日	第三个苏联人造地球卫星	1327	1880	226	106分
1960年5月15日	第一个卫星式宇宙飞船	4540	320	320	91分
1960年8月12日	美国的«回声-1»	70.4	1700	1500	—
1960年8月19日	第二个卫星式宇宙飞船	4600	320	320	90.6分
1960年12月1日	第三个卫星式宇宙飞船	4563	265	187.3	88.6分
1961年2月4日	重型人造地球卫星	6483	327.6	223.5	89.8分
1961年3月9日	第四个卫星式宇宙飞船	—	—	—	—
1961年4月12日	宇宙飞船«东方号»	4725	302	175	89.1分
1961年8月6日	宇宙飞船«东方2号»	4725	244	183	88.5分
方 案	固定人造地球卫星	—	35810	35810	24小时
月 球			407000	358000	27.3昼夜

声——1的参数，以及固定人造地球卫星和月球的参数。

对射入轨道的人造地球卫星的观察指出，位于高度1500公里以下的较密集的大气层产生阻尼作用。位于离地面很远的人造地球卫星几乎没有受到阻尼作用，并能够在几十年内绕地球旋转。沿椭圆轨道发射的人造地球卫星在近地区受到空气阻力，在这个阻力的作用下首先减小了远地点的高度，使轨道接近于圆形。根据克普勒第三定律，这也减小了旋转周期。当进入浓密大气层时，人造地球卫星强烈发热，然后烧毁。

为了无线电通信的目的，引起人们主要兴趣的是能够存在几十年的人造地球卫星。这种类型的卫星应该旋转在大于1500公里的高度上。在表11.2内列出了在200—7000公里高度区间内沿圆轨道运动的人造地球卫星的旋转周期。固定人造地球卫星的数据在表11.1内给出。

表 11.2

离地高度 公里	綫速度 米/秒	旋轉周期 分
200	7791	88
300	7732	90
400	7675	92
500	7619	94
1000	7356	105
2000	6903	127
3000	6525	151
4000	6203	175
5000	5924	201
6000	5679	228
7000	5473	257

从地面各不同点同时看到人造地球卫星的时间长度,对实现通信很有关系,因而人造地球卫星的轨道相对于地球轴的取向甚为重要。从这一点出发,人造地球卫星的轨道分为极轨道、赤道轨道和傾斜轨道。

沿极轨道旋轉的人造地球卫星,每圈都經過两极的上空。假如人造地球卫星的旋轉周期 T 除以昼夜长度,得到的商数不是整数,那末人造地球

卫星的轨道在地面的投影,每一圈都經過新的地区,因而人造地球卫星迟早会出现在地面上任何給定点的上空。相反,赤道卫星将永远在赤道上空旋轉,只在一定的北緯和南緯所限制的地带內可以看見。具有和赤道成 ψ 角的傾斜轨道的人造地球卫星則出现在緯度 $+\psi$ 与 $-\psi$ 之間各点上空。

§ 11.2 应用人造地球卫星实现超短波 远距离通信的一般原則

人造地球卫星能作为远距离信号的有源和无源轉播器。

在第一种情况下,人造地球卫星应该包含有由接收和发射设备、天綫系統和电源組成的无綫电电子装备;在某些有源人造地球卫星中,还有記憶和程序装置。在第二种情况下,人造地球卫星是金属的或金属化的球体或其它形状的物体,它們能够很好地向地球方向反射无綫电波。

通信卫星的最简单的形式是按下述原则工作的、带记忆装置的有源人造地球卫星。当人造地球卫星飞过地面发射台的上空时，向人造地球卫星发送信息，这信息在卫星上用录音带记录下来或用其它方法记了下来。当卫星飞过地面接收点的上空时，用程序装置或根据地面的询问，把积存的信息发送到地面。

从电波传播的观点来看，这种发送方法是最简单的，此时的任务只是在视线距离内传递信息。

即使当人造地球卫星的飞行高度 $H = 5000$ 公里时，它的最远距离不超过(图11.1)

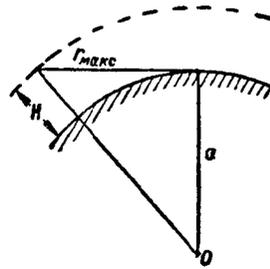


图 11.1

$$r_{\text{max}} = \sqrt{(a + H)^2 - a^2} = 9400 \text{ 公里。}$$

粗略的估计指出，在波长 $\lambda = 10$ 厘米上（在这个波长上对流层的衰耗还没有显示出来），在人造地球卫星上采用无方向性的发射天线 ($D_1 = 1$) 和采用增益系数 $D_2 = 10^5$ 的地面天线时，传播损耗不超过

$$L = 130 \text{ 分贝。}$$

从例 1.1 中得出，当频带 $\Delta f = 5$ 兆赫和 $c/\Delta f$ 比值等于 20 分贝时，接收机输入端所需功率约为 $P_2 = -115$ 分贝，瓦。

在这些条件下，发射机应该发射的功率

$$P_1 = P_{2\text{dB}, \text{em}} + L_{\text{dB}} = 15 \text{ 分贝，瓦，}$$

即相当于功率 30 瓦。

这个例子表明，在上述条件下，应用功率很小的发射机和简单类型的天线，即可很容易地实现通信。

另一种形式的通信卫星是一般类型的有源人造地球卫星。在这些人造地球卫星上有按一般无线电中继站原则工作的无线

电电子设备，当它收到信息后，立刻把信息发送到地面，没有时间延迟。这种人造地球卫星应该位于两地面站视距范围之内。因此，上面所作的功率计算，对这种情况也是正确的。

从无线电波传播的观点上来说，最为复杂的是无源人造地球卫星的情况。在最简单的情况下，它是金属化的球。在地面无线电台的发射的作用下，这种人造地球卫星变为二次发射源，二次发射被地面接收站所接收。很明显地，此处能量的利用远非象在有源人造地球卫星情况那么有利。为了保证可靠的通信，在本情况需要大功率的发射机和自动指向人造地球卫星的复杂的发射天线和接收天线。

§ 11.3 决定从地面给定点看到 人造地球卫星的时间

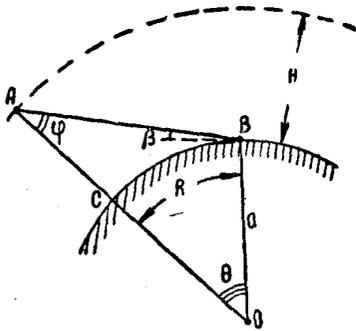


图 11.2

在离地面 H 高度上飞行的人造地球卫星，可以从地面上以人造地球卫星的投影点为中心的圆域内看到。上述这个圆域的半径可用图 11.2 决定。为了减少无线电波在对流层中和在地面附近传播时的衰耗，以及减小至人造地球卫星的最大距离，一般把相当于仰角 β 为 $7-10^\circ$ 的距离 AB 认为是极限的距离。

由三角形 OAB 得到

$$\sin \varphi = \frac{a}{a+H} \cos \beta, \quad (11.1)$$

式中 $a=6370$ 公里,

$$\theta = 90^\circ - (\varphi + \beta), \quad (11.2)$$

$$r_{\text{max}} = AB = \sin \theta \frac{a + H}{\cos \beta}. \quad (11.3)$$

地面上的圆周半径 R 可按下式决定:

$$R \approx a\theta. \quad (11.4)$$

对于五个高度值 $H=1000, 2000, 3000, 4000$ 和 5000 公里与对于仰角 $\beta=7^\circ$ 的倾斜距离 AB 和半径 R 的计算结果 [按照公式(11.1)—(11.4)]列在表 11.3 内。

表 11.3

H , 公里	1000	2000	3000	4000	5000
R , 公里	2663	3774	4510	5051	5472
r_{max} , 公里	3013	4710	6139	7444	8674
F , 公里 ²	$2.19 \cdot 10^7$	$4.34 \cdot 10^7$	$6.12 \cdot 10^7$	$7.59 \cdot 10^7$	$8.86 \cdot 10^7$
$(F/4\pi a^2)$, %	4.3	8.5	12	15	17

在这个表的最后两行中, 给出了从地面可以看到人造地球卫星的地区面积值 (可见区面积) 和这面积与整个地球面积的比值。

还可以对可见区的概念作另一种解释。假如以地面上一给定点作中心, 以半径 R 画一个圆, 那末只有当人造地球卫星的投影在这个圆的范围以内时, 才能实现上述点与人造地球卫星间的通信 (或者利用它进行通信)。

计算从地面上给定点看到人造地球卫星的相对时间虽简单, 但很烦琐。计算的进行, 或者借助于地球仪, 或者借助于世界地图, 特别是借助于均匀直角投影的地图。设计短波通信

线路时也应用这种地图。

计算原则如下。正如所指出的，由于一般人造地球卫星的旋转周期和地球昼夜的长度是不同级量，因此人造地球卫星轨道在地面上的投影是曲线族。它们在相当长的时间内均匀地围绕地球。这使得有可能在相当长的时间内，把人造地球卫星的轨道看作是等距离的平行曲线。

对于技术计算所要求的精确度，可以假定在相邻两圈时间内，地球转过 15° ，换言之，只要研究人造地球卫星旋转 $\frac{360}{15} = 24$ 圈已足够了。借助于地球仪或地图，编制每圈经过可见区的长度（以公里或度表示）的表。很明显，某些圈的轨道根本不穿过可见区。因为大圆的圆周长度为 40000 公里（或 360° ），所以不难计算每圈的相对可见时间和人造地球卫星的平均可见时间，在这段时间内，从地面上的给定点能够和人造地球卫星进行通信。

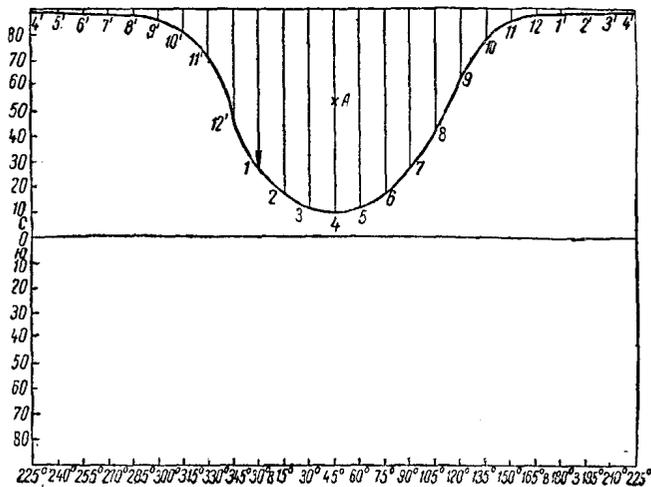


图 11.3

除作上述计算外, 还必需根据人造地球卫星的实际运行轨道, 计算它在可见区内出现和消失的时刻。苏联首批人造地球卫星飞行时会公布过这种数据。

上述计算方法可用下例来说明。

例 11.1 计算人造地球卫星的平均可见时间, 已知数据如下:

地面点位于北纬 50° 。

人造地球卫星的高度 $H=3000$ 公里。

人造地球卫星沿圆形极轨道转动。

图11.3给出了均匀投影的世界地图, 图上画出了人造地球卫星的可见区。由于这种投影方式的特点, 在图上可见区的边缘成为失真的圆形。在图上每隔 15° 画子午线。任意以某子午线作为第一根, 开始编号。根据此图可决定各子午线与可见区交割的纬度值 φ_1 与 φ_2 。

纬度的读数列在表 11.4 中。

知道了纬度差 $\Delta\varphi^\circ$ (在这范围内所给子午线交割可见区), 根据公式 $\frac{\Delta\varphi^\circ}{360}$ 决定人造地球卫星沿所给子午线转动时的相对可见时间。

相对平均可见时间由下式决定:

$$p = \frac{2 \sum (\Delta\varphi^\circ)}{24 \cdot 360} = 0.166 = 16.6\%$$

用相似的方法决定人造地球卫星沿倾斜轨道转动时的平均可见时间。进行这些计算时, 应用大地球仪和直接测量可见区内的每圈的长度较为方便。

表 11.4

子午线 号 数	相交点的纬度		纬度差 $\Delta\varphi$
	φ_1°	φ_2°	
1	27	-88	65
2	17	-88	75
3	11	-89	80
4	9	-89	82
5	11	-89	80
6	17	-88	75
7	27	-88	65
8	42	-88	50
9	62	-86	32
10	78	-81	21
11	86	-62	32
12	87	-42	51
			$\sum \Delta\varphi = 713^\circ$

§ 11.4 决定从线路两终端点同时看到人造地球卫星的时间

这是一个较局部的、即在地面上一点决定人造地球卫星的可见时间的问题的推广。同时可见区可画在地球仪或者世界地图上，它是线路两终端点的两个可见区的共同部分。同时可见区有球交两角体的形状，在图 11.4 上用双重斜线标出。

人造地球卫星的同时可见平均时间可用 § 11.3 中所叙述的方法决定，即用把纬度差加起来（在沿极轨道旋转的人造地球卫星情况中）和用把通过同时可见区的轨道各段长度加起来（在沿倾斜轨道旋转的情况下）的方法来决定。显然，随着线路长度 AB 的增加，同时可见时间急剧地减小。

用下例来说明计算方法。

例 11.2 在下列条件下，决定从线路两终端点同时看到人造地球卫星的平均时间。

线路终端点位于北纬 30° 和 50° 。线路长度为 4000 公里。人造地球卫星在高度 3000 公里上沿圆形极轨道旋转。

人造地球卫星的同时可见区在图 11.5 上用斜线标出。各子午线交割

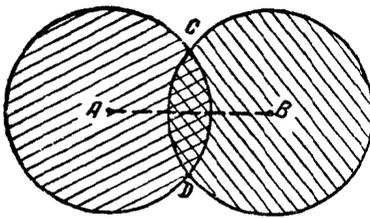


图 11.4

表 11.5

子午线 号 数	相交点的纬度		纬度差 $\Delta\varphi^\circ$
	φ_1°	φ_2°	
1	12	62	50
2	11	69	58
3	17	71	54
4	27	71	44
5	42	70	28
6	61	65	4
			$\Sigma\Delta\varphi = 238^\circ$

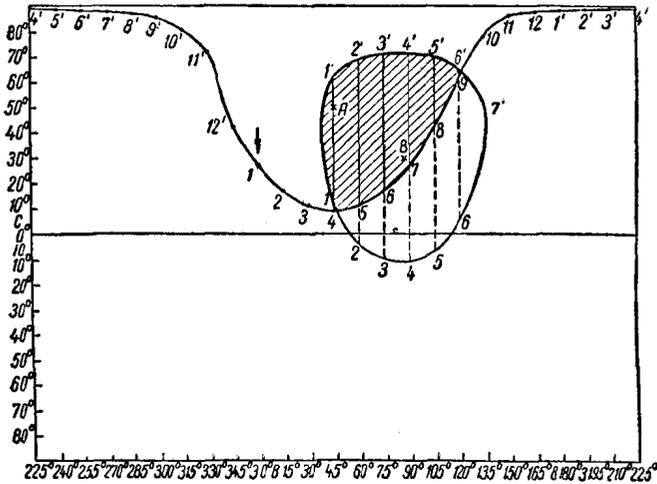


图 11.5

同时可见区的纬度值 φ_1 与 φ_2 列在表 11.5 内。

相对平均可见时间为

$$p = \frac{2 \sum (\Delta \varphi^\circ)}{24 \cdot 360} = 0.055 = 5.5\%$$

当人造地球卫星沿倾斜轨道旋转时，平均可见时间可用通过同时可见区的轨道投影长度的和来决定。

§ 11.5 应用人造地球卫星作为有源转播站的超短波通信线路的能量计算¹⁾

在 § 11.2 内，决定了应用有时延地发送信息的人造地球卫星发射机的必需功率。对于一般类型（即发送信息没有时间延迟）的有源人造地球卫星，需要相同数量级功率的发射

1) 关于用作有源转播站的人造地球卫星的较详细的数据，可以在文献[32]和[33]中找到。

机。

但是，如果說对用作上面所研究的带有時間延迟的有源人造地球卫星，固定式人造地球卫星沒有意义的話，那末对用作一般类型的有源人造地球卫星，这种固定式人造地球卫星却具有特别的意义。当应用这种卫星时，沒有必要利用跟踪天綫系統，因为固定式人造地球卫星的地平角座标不随時間变化。在下面的例 11.3 中給出了固定有源人造地球卫星发射机必需功率的計算。

例 11.3 在下列条件下，决定固定有源人造地球卫星上的发射机的必需功率：

$$\lambda = 10 \text{ 厘米.}$$

人造地球卫星上的方向性天綫的增益

$$D_1 = 10^8 = 30 \text{ 分貝.}$$

地面天綫的方向性系数 $D_2 = 10^4$ ($D_2 = 40$ 分貝)。

在接收設備輸入端的功率和例 1.1 中一样，即 $P_2 = -95$ 分貝，瓦 ($\Delta f = 5$ 兆赫， $c/u = 40$ 分貝， $N = 3$ 分貝)。

从表 11.1 中得出，固定人造地球卫星位于离地面 35810 公里处。把此值代入公式(1.6)，得：

$$L = 193.0 - 30 - 40 = 123 \text{ 分貝.}$$

所需的发射机功率

$$P_1 = -95 + 123 = 28 \text{ 分貝, 瓦,}$$

这相当于功率

$$P_1 \approx 600 \text{ 瓦.}$$

这个例子指出，从功率上看，用这种固定有源人造地球卫星的方案是完全可以实现的。

§ 11.6 应用人造地球卫星作为无源轉播站的 超短波通信线路的能量計算

当应用人造地球卫星作为无源轉播站时,应用公式 (9.2) 計算传播損耗最为方便[不是公式(9.5)].当 $R=1$ 和 $a_x=d/2$ 时,这个公式采取以下形式:

$$L = \left(\frac{16 \pi r_1 r_2}{\lambda d} \right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}. \quad (11.5)$$

当用分貝表示損耗时,可把(11.5)式写成

$$L_{\text{dB}} = 20 \lg \left(\frac{16 \pi r_1 r_2}{\lambda d} \right) - D_{1\text{dB}} - D_{2\text{dB}}. \quad (11.6)$$

当人造地球卫星位于球交两角体的頂点 C 或 D 的上空时(图 11.4),条件最为不利。此时 $r_1=r_2$ 将等于由表 11.3 确定的已知飞行高度下至人造地球卫星的最大距离。

当 H 与 d 已知时,应用公式(11.6)可以毫无困难地决定必需的发射机功率。

由于无源人造地球卫星的体积不大,討論多射綫性問題沒有实际意义。应用人造地球卫星的反射,可以传递包括电视和多路电话在内的所有形式的信息。

通信的最佳频段是在对流层中不致受到显著衰耗的最高频段。

考虑到从地面看到人造地球卫星的角直径不大(当 $d=30$ 米和 $H=5000$ 公里时,最大的角直径为 $1.2''$),这显然使发射机所发射功率的利用效率十分低。为了传递寬頻带信息(特别是电视),应该采用最现代化的通信体系。接收机輸入元件須用分子或参量放大器。

由于上面所讲的理由,所以在下面的例子里,讲的是寬带

信号传递的最现代化的方法。

例 11.4 在下列条件下, 求以人造地球卫星作为无源轉播站的无线綫电通信发射机的必需功率。

工作波长 $\lambda = 6$ 厘米。

綫路长度 $d = 4000$ 公里。

人造地球卫星在高度 $H = 3000$ 公里上沿圓形极軌道旋轉。

通信体系能传递帶寬 $\Delta f = 5$ 兆赫的寬帶信息。

在接收設備中应用具有等效噪声溫度 $T_0 = 150^\circ\text{K}$ 的分子放大器。

所需信号噪声比 $c/w = 5$ 分貝。

发射和接收天綫的增益系数 $D_1 = D_2 = 60$ 分貝。

无源人造地球卫星是直径 $d = 30$ 米的剛性结构的金属化球。

人造地球卫星离綫路終端点的最大距离可从表 11.3 中找出 (对于 $H = 3000$ 公里),

$$r_1 = r_2 = 6139 \text{ 公里.}$$

接收設備輸入端的必需功率基本上可以按照公式 (1.17) 决定, 区别只在于此处等效溫度已考虑了噪声系数, 即在該公式內可令 N 等于零, 得

$$P_2 = -228.9 + \left(\frac{c}{w}\right)_{\text{dB}} + 10 \lg \Delta f + 10 \lg T_0 = -135.1 \text{ 分貝, 瓦.}$$

把所給的各个数值代入公式 (11.6), 得到

$$L = 304.2 - 120.0 = 184.2 \text{ 分貝.}$$

由此所需的发射机功率为

$$P_1 = P_2 + L = -135.1 + 184.2 = 49.1 \text{ 分貝, 瓦,}$$

这相当于功率

$$P_1 = 81.3 \text{ 千瓦.}$$

計算指出, 在高度 35810 公里上沿圓軌道繞地球旋轉的固定人造地球卫星, 当其余条件相同时, 所需功率比上面算得的功率大 $\left(\frac{35810}{3000}\right)^4 = 2600$ 倍, 因此无源固定人造地球卫星是不可能做到的。

采用带有强方向性反射器的高稳定度固定人造地球卫星也不一定能对此有多么显著的改进。

§ 11.7 应用无源人造地球卫星体系实现全球范围内无线电通信的途径

一方面,把用作无线电波反射体的金属化球送到轨道上去的费用很大;另一方面,从地面上两定点看到人造地球卫星的相对时间不长,所以应用一个人造地球卫星来保持一条固定线路的通信是不合适的。

从这个观点出发,较合适的是发射一系列的反射体到轨道上去,用以保持全球范围内的超短波远距离通信。人造地球卫星的数目和它们的旋转轨道应该选择得使在给定的无线电线路上空,至少有一个人造地球卫星。

有两个根本不同的解决这个问题的方法: a) 发射一组同步的人造地球卫星和 b) 依赖于组不同步的人造地球卫星。在第一种情况下,应该发射一组有严格的固定时间间隔和严格地沿着圆轨道旋转的人造地球卫星。人造地球卫星的数目和它们的轨道参数应该选择得使它们尽可能“均匀地围绕地球”或者至少是围绕准备组织通信的区域。这是耗费巨大并且在技术上也很难做到的事,因为正确地把人造地球卫星发射到轨道上去需要极其复杂的装备。此外,由于大气层的阻碍,人造地球卫星的轨道将不可避免地要发生变化,这也将破坏整个系统的工作。

第二方案需要大量的反射体,但是在技术方面比较简单,在目前的火箭技术状况下,是能够做到的。

作为第二方案的基础的概念是由皮尔斯 (Пирс) 和康泼富涅尔 (Компфнер) 提出的^[34],^[35]。它的内容是从地面上经过

任意時間間隔，发射 n 个沿近似相同的軌道旋轉的人造地球卫星。保持无綫电通信的可能性在于：当人造地球卫星的数量足够多时，一个人造地球卫星位于給定綫路上空的或然率是經常存在的。

保証在給定綫路上具有所需通信可靠性的人造地球卫星数 n 的計算，非常簡單。計算步驟如下。用 p 表示人造地球卫星在本綫路同时可見区上空出現的或然率。这个量（相对同时可見時間）如何計算在上面 §11.4 中已經討論过了。

量 $(1-p)$ 是看不到人造地球卫星的或然率。根据独立事件的或然率重合的定律，我們得到 n 个人造地球卫星中任何一个都看不到的或然率

$$S = (1-p)^n. \quad (11.7)$$

此处 S 实质上是通信中斷的或然率，而 $(1-S)100\%$ 是通信可靠性。

对 (11.7) 式两边取对数，可以决定为保証一定通信可靠性所必需的人造地球卫星数 n 。

相应的公式为：

$$n = \frac{\lg S}{\lg(1-p)}. \quad (11.8)$$

我們用下例來說明这个公式的应用。

例 11.5 在例 11.2 的情况下，决定保証 90%，99% 和 99.9% 時間內通信的非同步人造地球卫星数。

在例 11.2 中，同时可見或然率 $p=0.055$ 。

和給出的可靠性相应的 S 值为

$$S=0.10; 0.01 \text{ 和 } 0.001.$$

把这些值和 p 的值代入公式 (11.8)，得：

保証 90% 時間內通信的人造地球卫星数 $n=40$ ，

保証 99% 時間內通信的人造地球卫星数 $n=80$,

保証 99.9% 時間內通信的人造地球卫星数 $n=120$ 。

§ 11.8 依靠人造地球卫星作为反射体的 通信的某些特点

人造地球卫星沿軌道的快速运动要求采用特殊装备, 以使发射和接收天綫按預定的程序自动地对准人造地球卫星。看起来, 在将来要用快速电子计算机来为这些装备服务。控制天綫的程序应由天文专家編制。

如果說当月球以比較慢的角速度运动时, 需要考虑多普勒频率变化的修正, 那末, 当人造地球卫星在空中快速轉动的情况下, 这个修正就更需要考慮了。有关这一点, 我們將提一提下面的事实, 即当人造地球卫星在高度 $H=3000$ 公里处旋轉时, 从地面上一固定点看到它的最大時間不超过30分钟。从綫路兩終端点同时看到人造地球卫星的時間更短。

用 R_1 和 R_2 表示綫路的終端点至人造地球卫星的距离, 而用 v_{R1} 和 v_{R2} 表示相应的射綫速度值 (換言之, 人造地球卫星的速度向量 \vec{v} 在 \vec{R}_1 和 \vec{R}_2 方向上的投影)。

假如用 f_1 表示发射机的频率, 那末在人造地球卫星所在地的二次发射的频率 f_c 可用下式計算:

$$f_c = f_1 \left(1 + \frac{v_{R1}}{c} \right), \text{赫}, \quad (11.9)$$

式中 c 为真空中的光速。

相似地可求出接收点的无綫电波频率

$$f_2 = f_c \left(1 + \frac{v_{R2}}{c} \right) \approx f_1 \left(1 + \frac{v_{R1} + v_{R2}}{c} \right), \text{赫}. \quad (11.10)$$

在公式 (11.10) 中忽略了数量 $\frac{v_{R1} v_{R2}}{c^2}$ 。

多普勒频率移动由下式决定:

$$\Delta f = f_2 - f_1 = f_1 \frac{v_{R1} + v_{R2}}{c}, \text{ 赫.} \quad (11.11)$$

由公式(11.11)可见,求多普勒频率的移动可归结为计算射线速度 v_{R1} 和 v_{R2} 。

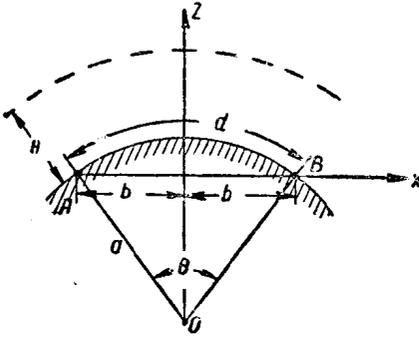


图 11.6

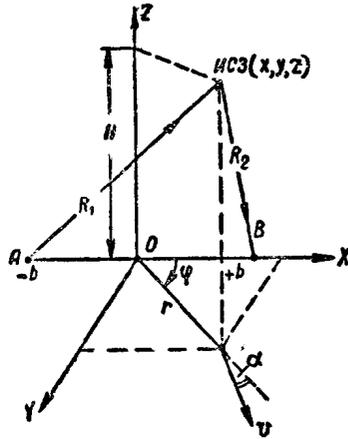


图 11.7

引入一直角坐标系,使它的中心位于连接线路终端点的弦 AB 的中点(图 11.6), X 轴和弦重合,而 Z 轴沿地面的法线方向。用 θ 表示中心角后,我们得到线路长度 d 和弦长 $2b$ 间的关系:

$$\theta = \frac{d}{a}; \quad (11.12)$$

$$b = a \sin \frac{\theta}{2} = a \sin \frac{d}{2a}. \quad (11.13)$$

假如人造地球卫星位于线路两终端点的可见范围内,那末我们将认为它离 XOY 平面的距离和离地面的距离差别很小,

因而可以忽略这个差别。此时人造地球卫星的速度向量 \bar{v} 可以认为是平行于座标面 XOY 的，这使得我们可以把人造地球卫星的位置用图 11.7 所示的位置来表示。

至人造地球卫星的距离 R_1 与 R_2 可由下列公式决定：

$$R_1^2 = H^2 + y^2 + (x+b)^2, \quad (11.14)$$

$$R_2^2 = H^2 + y^2 + (x-b)^2. \quad (11.15)$$

把上两式对时间微分，即可决定人造地球卫星的径向速度，

$$R_1 v_{R1} = y \frac{dy}{dt} + (x+b) \frac{dx}{dt}, \quad (11.16)$$

$$R_2 v_{R2} = y \frac{dy}{dt} + (x-b) \frac{dx}{dt}. \quad (11.17)$$

我们现在从直角坐标系转换到圆柱坐标系。在这个坐标系内人造地球卫星的位置由 φ , r 和 H 三个座标决定。此时

$$x = r \cos \varphi \quad (11.18)$$

和

$$y = r \sin \varphi. \quad (11.19)$$

假定人造地球卫星的瞬时速度向量(它平行于 XOY 平面)和方向 r 成 α 角，那末，显然地，它和 OX 轴成 $(\varphi + \alpha)$ 角(见图 11.7)。

那末

$$\frac{dx}{dt} = v \cos(\varphi + \alpha) \quad (11.20)$$

和

$$\frac{dy}{dt} = v \sin(\varphi + \alpha). \quad (11.21)$$

把公式(11.18)–(11.21)代入关系式(11.14)–(11.17)，

得,

$$R_1^2 = H^2 + r^2 + b^2 + 2br \cos \varphi, \quad (11.22)$$

$$R_2^2 = H^2 + r^2 + b^2 - 2br \cos \varphi, \quad (11.23)$$

$$R_1 v_{R_1} = rv \cos \alpha + bv \cos(\varphi + \alpha), \quad (11.24)$$

$$R_2 v_{R_2} = rv \cos \alpha - bv \cos(\varphi + \alpha). \quad (11.25)$$

包含在公式(11.11)中的径向速度和的表示式为

$$v_{R_1} + v_{R_2} = \frac{rv}{R_1 R_2} \left[(R_1 + R_2) \cos \alpha + (R_2 - R_1) \frac{b}{r} \cos(\varphi + \alpha) \right], \text{ 米/秒}, \quad (11.26)$$

由此, 多普勒频率移动的表示式可写成以下形式:

$$\Delta f = \frac{f_1 r v}{R_1 R_2 c} \left[(R_1 + R_2) \cos \alpha + (R_2 - R_1) \frac{b}{r} \cos(\varphi + \alpha) \right], \text{ 赫}. \quad (11.27)$$

知道了人造地球卫星的位置(坐标 z 与 φ) 与它的速度的数量和方向(数量 v 与 α), 我们就可以根据公式(11.22)和(11.23)计算至人造地球卫星的距离, 而根据公式(11.27)可以计算多普勒频率移动量。

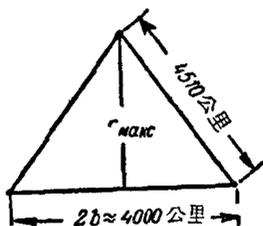


图 11.8

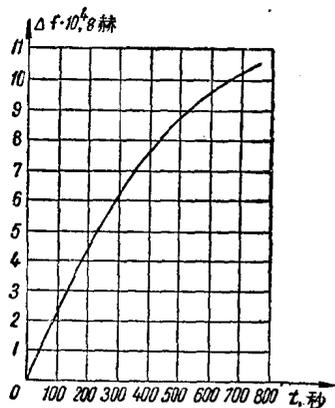


图 11.9

下列討論多普勒頻率移动的計算方法。

例 11.6 計算在下列条件下的多普勒頻率移动值:

綫路长度 $d=4000$ 公里。

发射頻率 $f_1=3000$ 兆赫。

人造地球卫星在高度 $H=3000$ 公里处沿圓軌道旋轉, 它的綫速度(見表 11.2)

$$v=6525 \text{ 米/秒。}$$

人造地球卫星軌道的投影垂直于綫路, 并經過它的中点。

由图 11.7 可知, 在此情况下 $\varphi=90^\circ$, $\alpha=0$, 而且 r 与 v 有下列关系:

$$r=vt, \text{ 米,} \quad (11.28)$$

式中 t 为以秒計的从人造地球卫星通过綫路中点上空那一瞬間算起的时间。

根据公式(11.13)得到

$$b=1970 \text{ 公里。}$$

这样, 弧长 d 与弦长 AB 之間的差达 60 公里。

从表 11.3 查出, 当人造地球卫星在高度 $H=3000$ 公里上旋轉时, 可見区的半径为 4510 公里。在此情况下, r 的最大值可由其在平面上的投影决定(图 11.8):

$$r_{\text{max}} = \sqrt{4510^2 - 2000^2} = 4000 \text{ 公里,}$$

由此

$$t_{\text{max}} = \frac{r_{\text{max}}}{v} = \frac{4000}{6.525} = 610 \text{ 秒。}$$

人造地球卫星位于綫路两終端点的可見范围内的時間約为 1200 秒。

从公式(11.22)和(11.23), 我們有

$$R_1 = R_2 = 3 \cdot 10^6 \sqrt{1.43 + \left(\frac{vt}{3 \cdot 10^6}\right)^2}, \text{ 米。}$$

把此值代入公式(11.27), 得到

$$\Delta f = \frac{2f_1 v^2 t}{3 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^6 \sqrt{1.43 + \left(\frac{vt}{3 \cdot 10^6}\right)^2}}, \text{ 赫。} \quad (11.29)$$

在图 11.9 上，按上式画出了多普勒频率移动和时间的关系曲线。

上述计算是近似的，因为此处用人造地球卫星的投影沿 XOY 平面的运动代替了人造地球卫星的真正运动。

其它有关用作反射体的人造地球卫星的详细报导，可以在拉依尔松 (Ра́йерсон) 的文章中找到^[36]。

第十二章 宇宙无线电通信问题

§ 12.1 概 述

地面电台和位于地球大气层外的目标间的通信，以及宇宙飞船间的通信，都叫做宇宙无线电通信。

从上述定义可知：如果说地面上两点间通信是要尽量利用地球大气层作为导致能量沿地面传输的媒质（由于在电离层和对流层中的反射和散射），那末在宇宙无线电通信中却应该采用这样频率的无线电波，对它们来说，地球大气层是完全可以穿透的，而且当它们穿过大气层时，它们受到最小的衰减和散射损耗。

实现宇宙无线电通信时，有两个主要问题：*a*) 当给定条件时，求最佳通信频率和 *b*) 当给定天线尺寸和接收设备灵敏度时，计算发射机的必需功率。此外还有下列附带任务：

- 1) 考虑通过地球大气层时极化平面的法拉第旋转；
- 2) 考虑通过地球大气层时射线轨道的弯曲现象；
- 3) 考虑多普勒频率变化和某些其它因素。

由于某些宇宙目标远离地面，因而采用具有最大灵敏度的接收设备问题具有特别重要的意义。正因为如此，宇宙通信这一章是从讨论接收设备输入端的噪声电平问题开始。我们略为

提前一些指出 (這個問題下面將較詳細地研究), 可利用約在 30—10000 兆赫範圍內的頻率作為宇宙通信的頻率。更低的頻率一般被電離層 F_2 層反射, 而更高的頻率在對流層中受到很大的衰耗。我們就研究在這個頻段內接收設備輸入端的噪聲電平。

應該指出, 超短波不是把信息傳送到宇宙目標上去的唯一的能量攜帶者。在專門的技術文獻中, 指出了應用超長波的原則可能性; 這些電波象無線電哨聲一樣地沿地磁場的力綫傳播, 並能穿過地球大氣層^[37]。在應用光波頻率 (包括紫外綫和紅外綫) 作為宇宙通信的可能性的研究領域中發表了大量著作^[38]。假如發射設備安裝在位於地球大氣層外的人造地球衛星上, 那末, 當用超短波通信綫路使它和地面電台建立聯繫之後, 我們得到採用倫琴和 γ 射綫通信的新的可能性^[38]。但是, 無可置疑地, 在現代的技术發展情況下, 最有前途和可以最快實現的通信手段是應用超短波波段傳遞信息。

§ 12.2 接收設備輸入端的噪聲電平的計算

接收設備的內部和外部噪聲電平的各种不同計算方法中, 最方便的是借助於等效噪聲溫度概念的計算方法。溫度為 T 、並與接收設備輸入端匹配的電阻的噪聲功率

$$P_u = k T \Delta f, \text{瓦}, \quad (12.1)$$

式中 k 為波茨曼常數 (見第一章);

T 為溫度 $^{\circ}\text{K}$;

Δf 為接收設備的有效通頻帶。

假如接收設備的輸入元件本身是附加噪聲源, 那末, 正如在第一章中所做的那樣, 這個附加噪聲可借助於噪聲系數 N [公式(1.14)]加以考慮, 即

$$P_{m} = N k T \Delta f, \text{ 瓦}, \quad (12.2)$$

乘积 $NT = T_e$ 可以解释为某等效噪声温度, 这样, 公式 (12.2) 采取以下形式:

$$P_{m} = k T_e \Delta f, \text{ 瓦}. \quad (12.2 a)$$

这样, 接收设备本身产生的噪声可以用与接收设备输入端匹配的电阻的温度的增加来考虑。

借助于等效噪声温度的概念, 可以考虑电子管放大器, 晶体混频器 (包括被冷却的)、分子和参量放大器所产生的噪声电平。所有上述装置的噪声温度数值将在下面列出。

直到最近, 一般认为在超过 150 兆赫的频率上, 内部噪声是远大于外部噪声的。但是, 由于创造了分子和参量放大器, 这一说法已经不正确了。

外部噪声源包括有:

大气干扰;

宇宙噪声;

“安静的”和“骚动的”太阳所产生的噪声;

地球和天线周围物体的热发射所产生的噪声;

水蒸汽和氧分子的热发射所产生的噪声。

此处不讨论工业干扰, 因为宇宙通信的接收天线应安装在远离工业干扰的地区。

在较详细地讨论这些噪声源之前, 我们先研究几个共同的问题。

不连续 (点) 源的宇宙无线电发射, 由它们在地面上所产生的能量流密度 (S) 表示, 单位是瓦/米²。用 $A_e = \frac{D \lambda^2}{4 \pi}$ 表示接收天线的有效面积后, 接收设备输入端的噪声功率可用下式决定:

$$P_{uu} = S \frac{D \lambda^2}{4 \pi}, \text{ 瓦.} \quad (12.3)$$

此公式指出，噪声功率随接收天綫的增益系数的增加而增加。这个正比关系至少一直繼續到天綫的方向性图的宽度比不連續源的角直径小为止。

連續的源的发射（銀河系的宇宙发射）用地面上单位立体角的能量流（ S' ）表示，单位是瓦/米²·立体弧度。用 $A_s = \frac{D \lambda^2}{4 \pi}$ 表示接收天綫的有效面积，而用 $\Omega = \frac{10.3}{D}$ 立体弧度表示相当于接收天綫方向性图的最大值的立体角后，那末在接收設備輸入端的噪声功率可用下式決定：

$$P_{uu} = S' A_s \Omega = \frac{10.3 S' \lambda^2}{4 \pi}, \text{ 瓦.} \quad (12.4)$$

上式指出，对宇宙無線电发射的連續源而言，噪声功率和天綫的增益系数无关，由此在这里应用等效温度的概念特别方便。

天綫的噪声温度用下式計算：

$$T_s = \frac{1}{4 \pi} \int_{4 \pi} T(\varphi, \theta) D(\varphi, \theta) d \Omega, \quad (12.5)$$

此处 φ 与 θ 为以天綫所在点为中心的球座标系的角座标，

$T(\varphi, \theta)$ 为在 (φ, θ) 方向的天綫周围媒质的等效温度，

$D(\varphi, \theta)$ 为在 (φ, θ) 方向的天綫的增益系数，

$d \Omega = \sin \varphi d \varphi d \theta$ 为立体角单元。

在立体角 4π 范围内进行积分。

从公式(12.5)得出，假如天綫被放置于周围温度 $T =$ 常数的封閉空間內，那末 $T_s = T$ ，因为根据天綫增益的定义

$$\int_{4 \pi} D(\varphi, \theta) d \Omega = 4 \pi.$$

公式(12.5)的实际应用如下。在实际情况下主要的外部噪

声源是：温度为 T_g 的地面、天綫周围物体的热发射、具有等效温度 T_k 的宇宙无线电发射和具有等效温度 T_c 的太阳发射（假如它位于地平綫之上，而且落在接收天綫的方向图之内）。

在图12.1上，繪出了当天綫軸和地平面成 β 角时的天綫方向图的截面和主要的噪声源（相应的温度注在图上）。此外必需請讀者注意，所有现实的天綫的方向图是有副瓣的，即在某种程度上能接收从侧面、甚至从反面来的发射。

在立体角 2π 范围内的下半个空间具有温度 T_g ；上半个空间除正对日冕方向的立体角 Ω_c 外，具有温度 T_k 。

用 Ω 表示相当于方向图主瓣的立体角，而它的低于地平綫的一部分用 Ω_β 表示。

那时公式(12.5)可表示为更便于計算的形式：

$$T_g = \frac{1}{4\pi} \left[T_g \int_{\Omega_\beta} D(\varphi, \theta) d\Omega + T_g \int_{2\pi - \Omega_\beta} D(\varphi, \theta) d\Omega + T_k \int_{\Omega - \Omega_\beta - \Omega_c} D(\varphi, \theta) d\Omega + T_c \int_{\Omega_c} D(\varphi, \theta) d\Omega + T_k \int_{2\pi - \Omega + \Omega_\beta} D(\varphi, \theta) d\Omega \right] \quad (12.6)$$

我們把公式写成这样的形式是为了得到分开主瓣（第一、第三和第四項）和各副瓣的影响的可能性。当粗略地估計天綫噪声温度时，可以近似地把实际的方向图取为图12.2所示的繞軸 OO' 旋轉的图形。在相当于立体角

$$\Omega = \frac{\pi\alpha^2}{4}, \text{ 立体弧度} \quad (12.7)$$

的 α 角范围内，天綫具有相同的增益系数值 D ，在所有其它方向，天綫也具有相同的增益值 D' ，这就表明了副瓣的影响。

在理想化方向图情况下，图12.1变成为图12.3a的形状。为了簡單起见，把太阳的影响除开后，我們得到噪声温度的表示式：

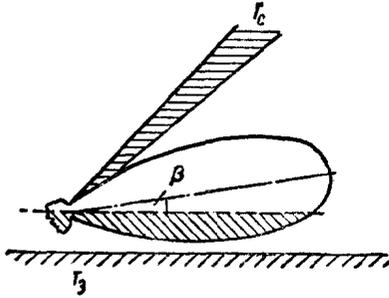


图 12.1

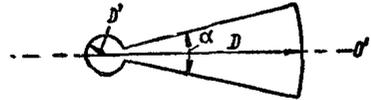


图 12.2

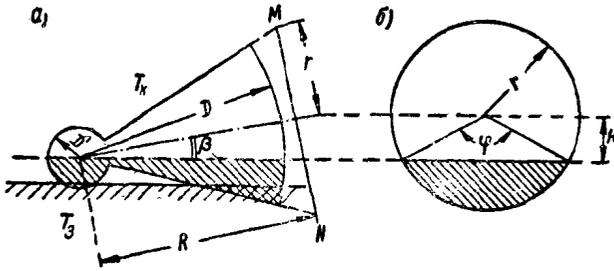


图 12.3

$$T_g = \frac{1}{4\pi} [T_g D \Omega_\beta + T_g D' (2\pi - \Omega_\beta) + T_k D (\Omega - \Omega_\beta) + T_k D' (2\pi - \Omega + \Omega_\beta)], \text{ } ^\circ\text{K}, \quad (12.8)$$

式中用 Ω_β 表示仰角为 β 时的立体角(在 β 角范围内可“看到”地球)。

用下列說明公式(12.8)的应用。

例 12.1 計算下列条件时天綫的噪声温度和仰角 β 的关系。

工作于頻率 $f=1000$ 兆赫的、直径 3 米的天綫，具有理想化的方向性图 $D=10^4 D'$ 。换言之，在各副方向的发射比主方向的发射低 40 分貝。

地球温度 $T_g=290^\circ\text{K}$ 。

上半球的温度(天空) $T_k=50^\circ\text{K}$ 。

忽略太阳的影响。

方向图的主瓣宽度可按下面的近似公式计算:

$$\alpha^\circ = \frac{70\lambda}{d} = 7^\circ \text{ 或 } 0.122 \text{ 弧度。}$$

我们把方向图理想化,认为在主瓣范围内增益系数 D 不变;而在所有其余方向的增益系数 $D' = \frac{D}{10^4}$, 即比主方向低 40 分贝。

相当于 α 角的立体角可按公式(12.7)决定:

$$\Omega = \frac{\pi\alpha^2}{4} = 0.011 \text{ 立体弧度。}$$

从关系式

$$D \cdot 0.011 + \frac{D}{10^4}(4\pi - 0.011) = 4\pi$$

决定 D 值,由此 $D=1050$ 。

为了计算与仰角 β 相应的立体角 Ω_β , 让我们看一下图 12.3。在这图上繪出了方向图主瓣截面的两个投影。这截面是由垂直于主瓣锥体轴的平面 MN 切割而成。

假如平面 MN 离天线的距离为 R , 那末 $r = \frac{\alpha}{2}R$ 和 $H = \beta R$ 。

假如图 12.3 6 上圆的面积相当于立体角 Ω , 那末画斜线的部分就相当于所求的 Ω_β 值, 由此

$$\Omega_\beta = \frac{S}{\pi r^2} \Omega,$$

式中 $S = \frac{\pi r^2 \varphi}{2\pi} - \frac{r^2}{2} \sin \varphi$ 为画斜线部分的面积。

把 S 值代入 Ω_β 的公式中, 则得

$$\Omega_\beta = \frac{\varphi - \sin \varphi}{2\pi} \Omega,$$

而且

$$\cos \frac{\varphi}{2} = \frac{H}{2} = \frac{2\beta}{\alpha}.$$

立体角 Ω_β 和噪声溫度与仰角 β 的关系的計算結果列在表 12.1 中。

按照表 12.1 中的数据画出的天綫等效溫度与它的仰角的关系曲綫見图 12.4。

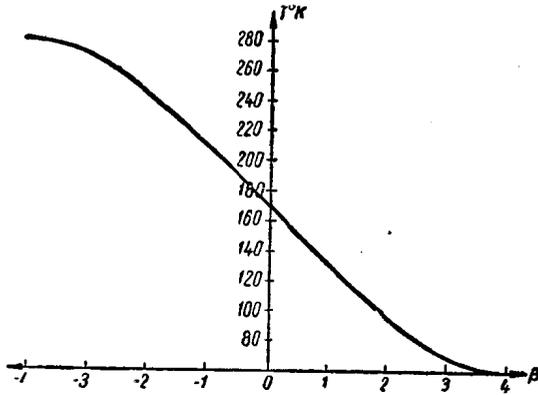


图 12.4

在第十章图 10.4 中，曾繪出了指向太阳的、直径 36 米的天綫的等效溫度与頻率的关系曲綫。上面的虛綫表示太阳的等效溫度与頻率的关系，而下面的虛綫表示宇宙無線電发射(天空)的等效溫度与頻率的关系。实綫表示天綫的等效溫度。在低頻率上，天綫主瓣的立体角比可以看到太阳的立体角大得多，因而天綫的溫度被天空的溫度所决定。在高頻率上，方向图的寬度較太阳的角直

表 12.1

β°	Ω_β , 立体弧度	$T_e, ^\circ\text{K}$
-3.5	0.0117	278.3
-3	0.0113	270.0
-2	0.0099	245.0
-1	0.0080	209.8.
0	0.0059	170.9
1	0.0037	130.2
2	0.0018	95.0
3	0.0004	69.0
3.5	0	61.6

径为小，因而天线的温度由太阳温度决定。

在图 12.5 上繪出了从泼拉脱(Ппарт)著作^[28]中引来的曲线。它们表示内部和外部噪声源的等效温度。大气干扰所产生的噪声电平是根据数据[39]画出的。沿横轴标出了频率，而沿纵轴标出了噪声源的等效噪声温度 $^{\circ}\text{K}$ 。

曲线 1 反映了白天和黑夜的大气干扰的等效温度。因为大气干扰是由连续源产生的，而且在超短波波段内应用定向天线，因而关于噪声温度的概念，对大气干扰来说是完全可用的。在不超过 16—18 兆赫的频率上，总噪声电平由大气干扰所决定。在更高的频率上，噪声电平由宇宙无线电发射决定。

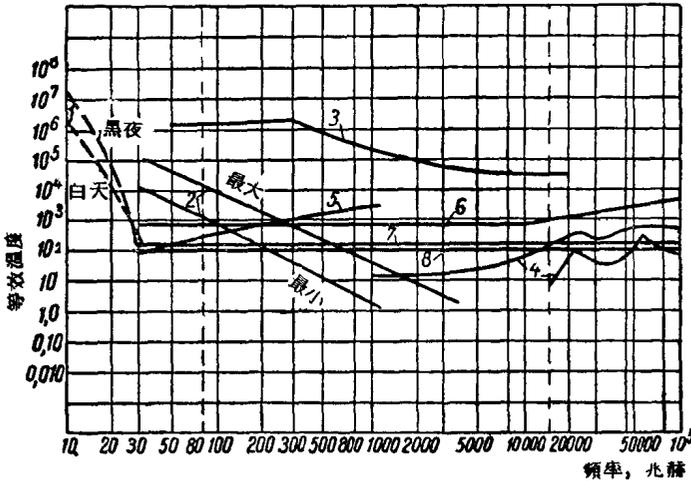


图 12.5

曲线 2 反映了宇宙无线电发射的等效温度的最大和最小值。众所周知，最大发射出现在银河赤道平面内和银河系中心方向上。远离银河赤道平面的空间发射强度较弱。由于地球的

昼夜旋轉，到达地面上某一点的宇宙发射的强度是不同的，这就决定了宇宙噪声的昼夜变化。

曲綫 3 表示“安靜的”太阳的发射（假定色球的温度为 10^4 °K）。因为太阳是不連續的源，所以当談起等效温度时，还必需指明这温度是属于有什么样方向性的天綫。在所討論的情况下，等效温度是属于方向图宽度約为 0.5° 的天綫的。曲綫 3 和图 10.4 的上面虛綫的形状相同。

“騷动的”太阳的发射可能超过“安靜的”太阳的发射很多倍。

曲綫 4 表示水蒸汽和氧分子的噪声温度，而且上面的曲綫表示沿地面切綫方向来的发射，而下面的曲綫表示从垂直方向来的发射。从分子物理学知道，假如气体有着有选择地衰耗某些频率的电波的性能，那末，当它受热后，它将在同样的频率上发射。在厘米波段有两个諧振吸收区域：水蒸汽对 1.35 厘米 ($f=22200$ 兆赫) 波的衰耗和氧分子对 0.5 厘米 ($f=60000$ 兆赫) 波的衰耗。受热的大气就在这些频率上发射，它們被接收設備作为噪声而接收。因为大气是連續的源，所以对它完全可以采用等效温度的概念。在曲綫 4 的两条曲綫上清楚地看到在 22200 兆赫和 60000 兆赫有最大值。当射綫斜度小时，产生发射的地球大气层很厚，所以相应的曲綫的位置較高。

在图 12.5 上沒有繪出地面的等效温度，一般认为它等于 290°K 。

这就是全部的外部噪声源。

至于内部噪声，在图 12.5 上画出了現代低噪声电子管放大器的曲綫(曲綫 5)，現代晶体混頻器的曲綫(曲綫 6)，冷却的晶体混頻器的曲綫(曲綫 7)，以及分子和参量放大器的曲綫

(曲线 8)。

必须指出, 在所有情况中, 内部噪声源的等效温度是接收设备输入元件的实际温度和它的噪声系数的乘积。此外, 当编制图 12.5 时, 考虑了当应用分子放大器时, 限制灵敏度的因素是天线接收的地面的热发射。

总的结论是, 限制接收设备灵敏度的因素, 在 30 至 200 兆赫的频段内是宇宙发射, 在 200 至 300 兆赫范围内是放大器的噪声, 而在 300 至 100000 兆赫范围内是晶体混频器的噪声。

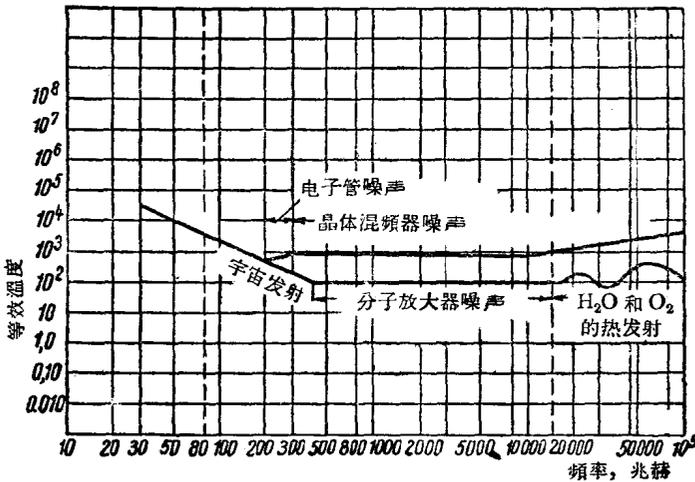


图 12.6

当应用分子放大器时, 情况略有改变, 此时在 30 至 450 兆赫频段内, 灵敏度被宇宙无线电发射所限制, 在 450 至 18000 兆赫频段内, 灵敏度被分子放大器的噪声和地球的热发射所限制, 而在 18000 至 100000 兆赫频段内, 灵敏度被水蒸汽和氧

分子的热发射所限制。从著作[28]引来的图 12.6 很好地说明了这种情况，在这图上指出了现代接收设备的极限灵敏度和限制灵敏度的因素。

§ 12.3 地面电台和宇宙飞船通信时 最佳频率的选择

我們首先看一下从下面和从上面限制宇宙無線電通信頻段的因素。

在低頻方面，这频段被地面通信的最大可用频率值所限制。众所周知，这频率和季度、昼夜时间、地理位置及 11 年太阳活动性周期有关。下限的中等数值约为 10 兆赫。在太阳活动性高的时期，频率的下限增高至 80 甚至 100 兆赫，而在极区的极夜期间此频率降低至 2 兆赫。上限的中等数值约为 10000 兆赫。在暴雨期间，频率的上限降低至 5000 或 6000 兆赫，而在高山区的无雨期间增高至 50000 兆赫。

即使是高于临界值的频率，当穿过电离层时，仍然受到衰耗，而且主要的衰耗发生在穿过 *D* 层和 *E* 层时。衰耗的绝对值可以利用计算短波通信线路的方法来计算。当频率比临界值略为增加时，衰耗急剧地减小，这从表 12.2 中可以清楚地看出来。

此外，当通过电离层时，由于极化平面的旋转而引起的损耗问题，已经相当详细地在第九章 §3 中讨论过了。根据图 9.12 中绘出的曲线族可以决定损耗的绝对值。

表 12.2

频率, 兆赫	30	50	100
衰耗, 分貝	2.5	1.0	0.3

宇宙無線電通信頻段的上限被对流层中的衰耗所决定。此

处应该区分在雨滴中、雾中、雪中及雹中的衰耗。在[4]中206—208頁上詳細地討論了考虑这些衰耗的方法。在水汽中和氧分子中的衰耗程度可由图12.7的曲綫決定。沿这图的橫軸标出了頻率，而沿纵軸标出了不同仰角时在对流层中的衰耗值。

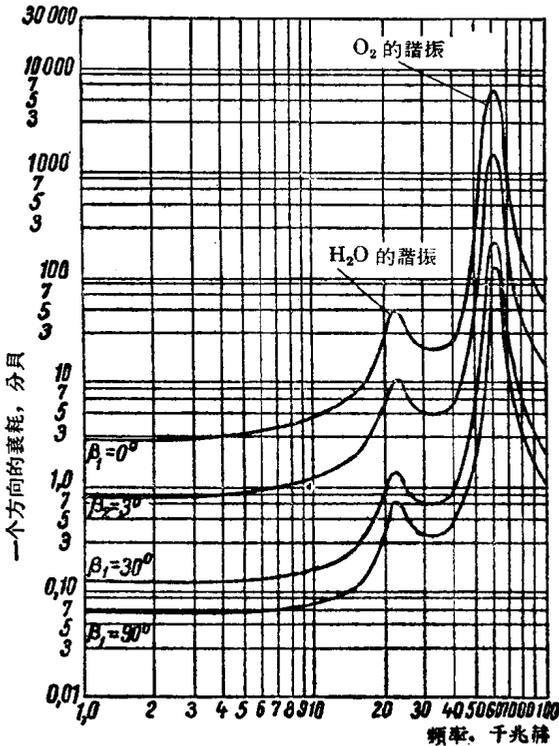


图 12.7

根据定义，一般把在给定条件下接收设备输入端的信号功率和噪声功率比达到最大值的频率叫做最佳频率。决定最佳频

率的方法是在图上画噪声功率的«频率——接收设备输入端的功率»曲线和相似的信号功率的曲线。这两根曲线是根据给定的发射机功率、发射和接收天线的增益、接收设备的通频带和线路长度画出的。接收设备输入端的信号功率按公式(1.12)决定。同时必须附带地考虑通过电离层和对流层时的损耗。

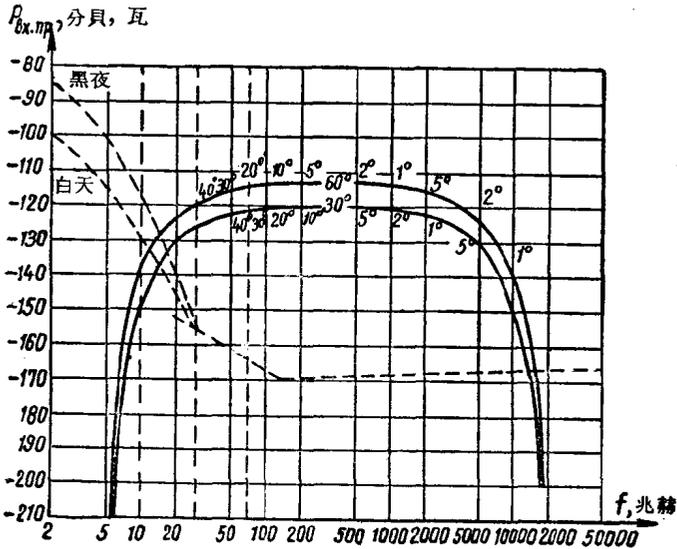


图 12.8

在图 12.8, 12.9 和 12.10 上绘出了三条宇宙通信线路的上述曲线^[37]。

图 12.8 是为长 1600 公里 (至人造地球卫星的典型距离) 的宇宙线路绘制的。宇宙飞船上发射机的功率为 1 瓦, 并用无方向性天线。通频带为 1 千赫。采用直径 9 米和 18 米的接收天线。虚线表示噪声功率, 而实线表示两种接收天线的信号功率。实线附近的数字表示接收天线的方向性图的宽度。此图指

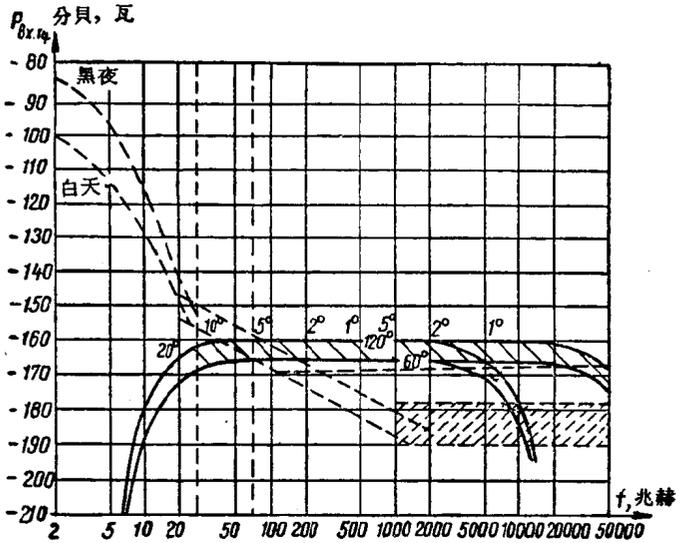


图 12.9

出，在本情况最佳频率是 100—1000 兆赫范围内的频率。

图 12.9 是为—长 480000 公里的宇宙线路绘制的，采用直径为 18 米与 36 米的天线作为接收天线。其余参数与上一线路相同，即在宇宙飞船上发射机的功率为 1 瓦，天线是无方向性的，通频带为 1 千赫。与上图的区别在于此处表明应用了分子放大器的情况。此外，此处既有雨雪量大的潮湿地区的信号功率曲线也有干燥地区的信号功率曲线。在潮湿地区最佳频率位于 2000—3000 兆赫范围内，而在干燥地区最佳频率位于 2000—20000 兆赫范围内。

图 12.10 和图 12.8 及 12.9 的区别只在于，在本情况中宇宙飞船上采用直径 4.5 米的抛物面天线，而接收天线的直径为 18 米。对于潮湿区域，最佳频率约为 5000 兆赫，而对于干燥

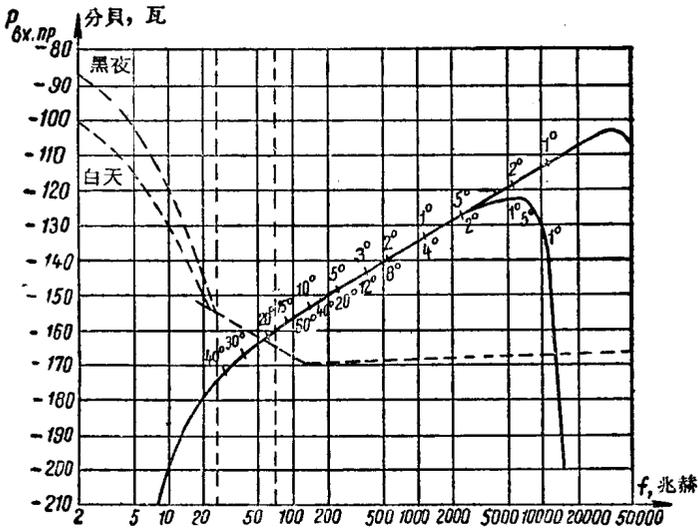


图 12.10

区域，最佳頻率約为 40000 兆赫。

所有計算是专为“宇宙飞船——地面电台”通信方向的。这是因为，实现相反方向的通信非常简单，因为可以应用大功率的发射机和复杂的发射天綫系統。

§ 12.4 宇宙飞船間通信頻率的选择

当实现地面电台与宇宙飞船間通信时，地球大气层是限制使用頻段的因素，因为只有一定頻段的無線电波才能通过大气层。当位于地球大气层外的两宇宙飞船間或宇宙飞船与太阳系的行星間通信时，地球大气层的限制沒有了，因而可以应用現代技术水平能够产生足够大功率的頻段进行通信，在这方面采用毫米波很受人注意。在毫米波波段內，即使天綫的尺寸不

大，它們的方向性仍然很高。

由于这个原因，借助于装在人造地球卫星上的无线电中继站，实现宇宙无线电通信的可能性，无疑是很有兴趣的。在此情况下，可以在分米波上用普通方法把信息从人造地球卫星发送到地球上；而在毫米波段上，把信息从宇宙飞船发送到人造地球卫星。由于这些原因，保证宇宙通信的无线电台希望安装在干燥地区的高山顶上。

§ 12.5 宇宙通信线路的能量计算

在正确选用的频率上，对流层和电离层的衰耗可以忽略，因此，可用自由空间的公式计算发射机的必需功率。因为关于噪声功率问题，上面已经足够详细地讨论过了，所以当给出了必要的比值 c/μ 后，必需功率可用公式(1.13)决定。按现在的符号，这个公式可写成下面的形式：

$$P_{1\delta\sigma,am} = P_{2\delta\sigma,am} + L_{0\delta\sigma} - D_{1\delta\sigma} - D_{2\delta\sigma}, \quad (12.9)$$

式中

$$P_{2\delta\sigma,am} = -228.9 + \left(\frac{c}{\mu}\right)_{\delta\sigma} + 10\lg T_s + 10\lg \Delta f, \quad (12.10)$$

此处 T_s 为按图 12.5 决定的等效温度，它相当于接收设备的极限灵敏度。

下面的例子说明公式(12.9)和(12.10)的用法。

例 12.2 决定为实现在距离 10^3 , 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 , 10^8 , 10^9 和 10^{10} 公里上通信的宇宙飞船上发射机的必需功率。已知数据如下：

通信在 $f=3000$ 兆赫上进行。

发射天线的增益系数 $D_1=20$ 分贝。

接收天线的增益系数 $D_2=60$ 分贝。

比值 $c/\mu=6$ 分贝。

通頻帶 $\Delta f = 100$ 赫。

从图 12.5 知道，当頻率 $f = 3$ 千兆赫时， $T_s \approx 100^\circ\text{K}$ 。

把已知数值代入公式(12.10)，得 $P_2 = -172.9$ 分貝，瓦。

按公式(12.9)計算的必需功率值列在表 12.3 中。

表 12.3

r , 公里	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	10^8	10^9	10^{10}
P_1 分貝, 瓦	-70	-50	-30	-10	+10	+30	+50	+70

用类似的方法能够决定在其它宇宙無線電通信情况下的发射机的必需功率。

§ 12.6 发现宇宙中有理智生物发送的無線 电信号問題

我們的行星决不是宇宙中惟一有生物的地方，这是完全可能的。可以假定，在某些譜級近似于太阳的星球附近旋轉着行星，在这些行星中，有某几个以这种或另一种形式存在着文明。假如文明的水平接近或超过人类发展的現阶段水平，那末试图发现由这些行星上有理智的生物发送的信号，不是幻想。

在这种科学臆測下，不妨提一提下述事实：人类存在的時間，特别是人类文明社会存在的時間是行星存在時間的很小的一部分。

我們的太阳是譜級 $G 3$ 的黄矮星。按照最新的估計，地球的寿命达 3.5 亿年，人类的存在約一百万年。假如把古埃及作为文明的开端，那末它有 10000 年的历史。可以把 1850 年作为电工技术的工业发展的开端，而無線電技术的发展始于 1900 年。人們能够提出发现从宇宙中有信号发来的問題 只是 1960

年的事。

所有以上的叙述指出，发现信号的问题比初看起来要复杂得多。因为重要的不只是在遥远的行星上存在有生物，而且在这些行星上还要有必要的文明发展水平。

关于选择最佳通信频率的设想和本章 § 3 中所讨论的一般想法没有区别。

在著作[40]中提出了这样一种看法，即处于高度文明阶段的理智生物，可能知道 1420 兆赫($\lambda = 21$ 厘米)的中性氢放射线，这频率似乎是天然的标准频率。因此认为，就是这个频率将被选用来发送信号和应该在这个频率附近收听信号。

让我们近似地决定遥远星系上的发射机应有的功率(当它具有这功率时，它的信号在地面上能够被发现)。

下面列出离地球不超过 15 光年的星球名称。

在银河赤道的旁边(就宇宙无线电发射电平来说，这是较优越的地位)有：

τ 天鲸星座(τ Кита)(11 光年)

O_2 波江星座(O_2 Эридана)

ε 波江星座(ε Эридана)(11 光年)

ε 印第安星座(ε Индейца)

在银河赤道平面中有：

α 半人马星座(α Центавра)

70 蛇夫星座(70 Змееносец)

61 天鹅星座(61 Лебедя)

假定至通信目标的距离为 10 光年，这相当于距离 $r = 10^{17}$ 米。工作波长为 20 厘米。

假定在地面上和行星上都采用具有有效面积 $A_{эфф} \approx 4 \cdot 10^4$ 米²的天线系统，这相当于天线孔径的几何面积 $A_{geom} \approx 5.7 \cdot 10^4$

米² 或每边为 260 米的正方形，这絕不是幻想。

这种天綫的增益系数为

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{\text{有效}} \approx 10^7 = 70 \text{ 分貝。}$$

从图 12.5 查得分子放大器的等效溫度 $T = 100^\circ \text{K}$ 。在帶寬 $\Delta f = 1$ 赫的情况下，輸入端的噪声功率

$$P_w = -228.9 + 20 = -208.9 \text{ 分貝，瓦。}$$

在自由空間內，距离 10^{17} 米的損耗为

$$L_0 = 20 \lg \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right) = 376 \text{ 分貝。}$$

发射机的必需功率为：

$$P_1 = 376 - 208.9 - 70 - 70 = 27 \text{ 分貝，瓦/赫}$$

或

$$P_1 = 500 \text{ 瓦/赫。}$$

总的結論是：如各个附近星球上的文明水平相当于我們社会的发展情况，那末和它們进行無線電通信是完全可能的。

有根据假定，地球附近星系中的行星上的居民，可能发现从 1937 年开始工作的大功率調頻发射机发射的無線電信号 和从 1940 年开始工作的大功率雷达站发射的信号。但是，要接收到它們回答的信号，必需經過 20 年左右（信号到那里須花 10 年，回来也要花 10 年）時間。这样只有从 1960 年开始，即在我們生活的时代里，才有可能等待回答信号。

俄、中文单詞与詞組对照表

А

азимут светила	天体方位角
Аквариды	宝瓶座流星群
активный ИСЗ	有源人造地球卫星
активный ретранслятор	有源轉播站
ансамбль	集
антициклон	反气旋
апогей	(月球或人造地球卫星距地的) 远地点
атмосферная рефракция	大气折射

Б

бином Ньютона	牛頓二項式
блок-схема	方块圖
большой круг	大圓

В

вектор Пойнтинга	波印庭向量
вероятность	或然率
вертикально-поляризованная волна	垂直极化波
вертикальный градиент	垂直梯度
вихрь	旋渦
водород	氫
волновая оптика	波动光学
вспышка	激发
всход луны	月出
высота светила	天体高度

Г

Галактика	銀河
гелий	氦
геомагнитная широта	地磁緯度
геометрическая оптика	几何光学
геоцентрический угол	地心角
гладкая поверхность	光滑表面
глобус	地球仪

горизонтальная система небесных координат	地平天体座标系
горизонтально-поляризованная волна	水平极化波
гравитационная постоянная	重力常数

Д

действующая площадь антенны	天綫有效面积
декретное время	标准時間
диаграмма направленности	方向性图
диаграмма уровней	电平图
дифракция	繞射
диффузия	扩散
диэлектрическая проницаемость	介电系数
долгота	經度
доплеровское изменение частоты	多普勒頻率变化
Дракониды	天龙座流星群

Ж

жёлтая звёзда-карлик	黄矮星
----------------------	-----

З

закон Релея	瑞利定律
замирание	衰落
запоминающее устройство	记忆装置
запрос	詢問
заход Луны	月沒
звёздное время	恒星時間
звуковое сопровождение	伴音
зенит	天頂
70 Змееносец	70 蛇夫星座
зона видимости	可見区
зона молчания	靜寂区
зона френеля	弗累涅尔区

И

изотропный	各向同性的
• Индейца	• 印地安星座
индекс преломления	折射指数
интегратор	积分計
интенсивность флуктуации	起伏强度

информация	信息
инфракрасные лучи	紅外線
ионизированный след метеоров	流星电离遺跡
ионосфера	电离层
ионосферная карта	电离图
ионосферное возмущение	电离层騷动
искусственный спутник Земли (ИСЗ)	人造地球卫星

К

квазигладкая поверхность	准光滑表面
☛ Кита	☛ 天鯨星座
кислород	氧
когерентное рассеяние	相干散射
корабль-спутник	卫星式飞船
космическая пыль	宇宙尘埃
космическая связь	宇宙通信
космический шум	宇宙噪声
космическое радиоизлучение	宇宙无线电发射
Космос	宇宙
коэффициент направленности	方向性系数
коэффициент отражения	反射系数
коэффициент поглощения	衰耗系数
коэффициент преломления	折射系数
коэффициент усиления	增益系数
коэффициент шума	噪声系数
кристаллография	結晶学
критическая атмосферная рефракция	临界大气折射
критическая длина волны	临界波长
критическая частота	临界频率
круглосуточная связь	全时通信
круговая орбита	圓軌道
кульминация	中天

Л

61 Лебедя	61 天鵝星座
либрация	天平动
Лириды	天琴座流星群
логарифмически-нормальный закон	对数正态律
локальный	局部的
лучевая скорость	射线速度

М

максимально применимые частоты (МПЧ)	最高可用頻率
масштаб высот	高度標準
масштаб расстояний	距離標準
медианное значение	中值
меридиан	子午綫
местное время	本地時間
метеор	流星
метеорология	氣象學
многоканальная телефония	多路電話
многолучённость	多射綫性
молекулярный усилитель	分子放大器

Н

наземная связь	地面通信
небесный экватор	天球赤道
недоуплотнённый метеорный след	“疏”流星遺跡
независимое событие	獨立事件
некогерентность	不相干性
неоднородность	不均勻性
нормальная атмосферная рефракция	正常大氣折射

О

область диссипации	散逸區
общий объём	共同體積
орбита	軌道
ординарный приём	普通接收
основные потери при распространении	傳播基本損耗
ослабление	衰減
ось мира	天軸
отражение	反射

П

параллактический треугольник	視差三角形
параллель	緯度綫
параметр	參數
параметрический усилитель	參量放大器
пассивный ИСЗ	無源人造地球衛星

пассивный ретранслятор	无源轉播站
переуплотнённый метеорный след	“密”流星遺迹
перигей	(月球或 ИСЗ 距地的) 近地点
период обращения	旋轉周期
Персеиды	英仙座流星群
плазма	等离子区
плазменная частота	等离子区頻率
планета	行星
побочные лепестки	副瓣
поглошение	衰耗
полоса пропускаемых частот	通頻带
полюс мира	天极
полярный район	极区
помеха	干扰
поправка	修正
поступательное движение	前进运动
потери при распространении	传播損耗
поясное время	地带時間
приёмное устройство	接收設備
приземный тропосферный волновод	地面对流层波导
приподнятый тропосферный волновод	离地对流层波导
программирующее устройство	程序裝置
пространственная избирательность	空間选择性
пространственный спектр	空間譜
прямое восхождение	赤經

Р

радиант	流星雨中心
радиационное охлаждение	輻射冷却
радиолокационное отражение	雷达反射
радиорелейная связь	无綫电中继通信
радиорефрактометр	无綫电折射計
радиосвист	无綫电哨音
радиус кривизны	曲率半径
разброс	分散度
разнесение в пространстве	空間集分
разнесение по частоте	頻率集分
разумное существо	理智生物
ракетная техника	火箭技术
распространение	传播

рассеяние
расстояние прямой видимости
регулярный слой
рентгеновские лучи

散射
視線距離
正常層
倫琴射綫

С

сверхгруппа
светил
световой год
сверхрефракция
сдвоенный приём
сила света
сила тяготения
синхронизированный
склонение
следающая антенная система
слоистая неоднородность
случайная функция
собственные шумы
созвездие
солнечная активность
солнечная корона
солнечные пятна
сообщение
специалист-астроном
спорадические образования
среда
стандарт
стандартное отклонение
статистическая закономерность
статистическая связь
стационарный ИСЗ
стерадиан
строенный приём
счётверённый приём

超群
天體
光年
超折射
双重分集接收
光度
引力
同步的
赤緯
跟踪天綫系統
層狀不均勻性
随机函数
固有噪音
星座
太阳活动性
日冕
太阳黑子
消息
天文专家
不穩定結構
媒質
标准
标准偏差
統計規律性
統計联系
固定人造地球卫星
立体弧度
三重分集接收
四重分集接收

Т

телевидение
телесный угол
температурная инверсия

电视
立体角
溫度逆增

теорема совмещения вероятностей	或然率重合定理
тепловое излучение	热发射
токи проводимости	传导电流
токи смещения	位移电流
топографические карты	地形图
траектория	軌道
тропосфера	对流层
тропосферный волновод	对流层波导
турбулентная тропосфера	湍流性对流层
турбулентное движение	湍流运动
турбулентность	湍流性

У

угловой диаметр	角直径
угол возвышения	仰角
угол наклона	傾斜角
угол скольжения	滑角
удельная площадь рассеяния	比散射面积
узкополосный фильтр	窄带滤波器
ультракороткая волна (УКВ)	超短波
ультрафиолетовые лучи	紫外綫
уровень помех	干扰电平
усиление за счёт препятствия	障碍增益

Ф

фарадеевское вращение плоскости поляризации	极化平面的法拉第旋轉
флуктуация	起伏
функция корреляции	相关函数
фотосфера	光球

Х

хромосфера	色球
------------	----

Ц

α Центавра	α 半人马星座
центробежная сила	离心力
цивилизация	文明
цирк	环谷

Ч

часовое изменение	每时变化
часовой угол	时角
частотная избирательность	频率选择性
чувствительность	灵敏度

Ш

шаровой сегмент	球截
шероховатая поверхность	粗糙表面
шероховатость	粗糙性
широкополосный сигнал	宽带信号
широта	緯度
шум	噪声
шумовая температура	噪声温度

Э

экваториальные координаты Луны	月球赤道座标
эксцентриситет	偏心率
электронная концентрация	电子密度
электронная счётная машина	电子计算机
эллиптическая орбита	椭圆轨道
энергетическая проницаемость	能量系数
энергетический спектр	能譜
эргодическая теорема	埃尔过得定理
O ₂ Эридана	O ₂ 波江星座
•Эридана	ε 波江星座
Эфемерида Луны	月历表
эффективная площадь рассеяния	有效散射面积

参 考 文 献

- [1] Инженерно-технический справочник по электросвязи. Выпуск VII. Радиорелейные линии. Связьиздат, М., 1956.
- [2] А. З. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот. «Советское радио», М., 1957.
- [3] Н. И. Чистяков, В. М. Сидоров, В. С. Мельников. Радио-приёмные устройства. Связьиздат, 1959.
- [4] М. П. Долуханов. Распространение радиоволн. Издание

второе, Связьиздат, М., 1960.

[5] M. S. Wong. „Electromagnetic Wave Propagation“, Ed. by M. Desirant, J. L. Michiels. London, Akademic Press, 1960, 37—48.

[6] T. J. Cazzoll and R. M. Ring. „Proc. IRE“, 43, oct. 1955, 1384—1390.

[7] T. J. Cazzoll, R. M. Ring. „L'Onde Electrique“, 37, 1957, 471—479.

[8] Л. М. Пономаренко. «Радиотехника и электроника», 4, июнь 1956, 930—935.

[9] H. G. Booker and E. Gordon. „Proc. IRE“, 38, apr. 1950, 401.

[10] E. C. S. Megaw. „Nature“, 166, dec. 1950, 1100.

[11] F. Villars and V. F. Weisskopf. „Phys. Rev.“, 94, № 2, apr. 1954, 232.

[12] Вилларс и Вейскопф. «Вопросы дальней связи на ультракоротких волнах». Сборник статей. «Советское радио», М., 1957, стр. 9—33.

[13] Бин. «Вопросы радиолокационной техники», № 5, 1956.

[14] L. P. Yeh. „Communications and Electronics“, nov. 1958, 707—716.

[15] «Широкополосная система связи, использующая дальней тропосферное распространение ультракоротких волн». «Электросвязь», № 4, апрель 1958, 75—77.

[16] Тидд. «Вопросы дальней связи на ультракоротких волнах». Сборник статей. «Советское радио», М., 1957, стр. 266—272.

[17] Д. М. Высоковский. Некоторые вопросы дальнего тропосферного распространения ультракоротких радиоволн. Изд. АН СССР, М., 1958.

[18] Radio Transmission by Ionospheric and Tropospheric Scatter. A Report of the Joint Technical Advisory Committee, „Proc. IRE“, 48, jan. 1960, 4—44.

[19] Ch. D. La Fond. „Missiles and Rockets“, 5, № 26, 1959.

[20] V. R. Eshleman and L. A. Manning. „Proc. IRE“, march 1954, 530—536.

[21] F. A. Forsyth и др. „Proc. IRE“, 45, dec. 1957, 1642—1657.

[22] Н. Д. Паналекси. «Успехи физических наук», 29, вып. 3—4, 1946, 250—268.

[23] D. D. Grieg, S. Metzger, R. Waer. „Proc. IRE“, 36, may

1948, 652—663.

[24] J. H. Trexler. „Proc. IRE“, 46, jan. 1958, 286—292.

[25] B. S. Yaplee, R. H. Bruton, K. J. Grieg, N. G. Roman. „Proc. IRE“, 46, jan. 1959, 293—297.

[26] G. H. Pettengill. „Proc. IRE“, may 1960, 933—934.

[27] R. L. Leadabrand и др. „Jorn of Geophys. Res., 65, oct. 1960, 3071—3078.

[28] H. G. Pratt. „IRE Transactions on Communications Systems, CS-8“, dec. 1960, 214—221.

[29] Астрономический ежегодник СССР на 1961 год. Изд. АН СССР, М., 1959.

[30] B. R. Bean. „Electromagnetic Wave Propagation“, Ed. by, M. Desirant, J. L. Wichiels, London, 1960, 163—198.

[31] D. J. Blatner. „IRE Transactions on Communications Systems, CS-8“, sept. 1960, 169—172.

[32] D. L. Jacoby. „Proc. IRE“, 48, apr. 1960, 602—607.

[33] S. P. Brown, G. F. Senn. „Proc. IRE“, 48, apr. 1960, 624—630.

[34] J. R. Pierce, R. Kompfner. „Proc. IRE“, 47, march 1959, 372—380.

[35] J. R. Pierce. „Bell Laboratories Record“, 37, sept. 1959, 323—329.

[36] „Passive Satellite Communication“, „Proc. IRE“, 48 apr. 1960, 613—619.

[37] G. W. Haydon. „Jorn. Res. Nat. Bur. Stand“, 64D, march—apr. 1960, 105—109.

[38] C. B. Elis. „IRE Transmission on Communications Systems, CS-8“, sept. 1960, 164—168.

[39] S. Perlmon, L. C. Kelley, W. J. Russel, W. D. Stuart „IRE Transmission on Communications System CS-7“, sept. 1959, 167—173.

[40] G. Cocconi, P. Morrison. „Nature“, 184, № 4690, sept. 1959.

[General Information]

书名=超短波远距离传播

作者=苏联 . .多路哈诺夫

页数=189

SS号=10131380

出版日期=1964年07月北京第1版

前言

目录

目 录

译者序

序言

符号表

第一章引言

§ 1.1. 基本概念

§ 1.2. 超短波无线电通信线路的计算原理

第二章视线距离外超短波绕射传播

§ 2.1. 绕射公式

§ 2.2. 无线电波绕射传播时衰减因子的决定

§ 2.3. 无线电波绕射传播时通信距离的决定

第三章超短波在山峰附近的绕射。“障碍增益”现象

§ 3.1. “障碍增益”现象的初步解释

§ 3.2. 在传播道路上有屏蔽障碍时衰减因子的近似

计算法

第四章超短波在电离层的正常结构和不稳定结构上的

远距离反射传播

§ 4.1. 电离层的各正常分层在超短波远距离传播中

的作用

§ 4.2. 电离层中各种不稳定结构在超短波远距离传

播中的作用

第五章当产生对流层波导时的超短波远距离传播

§ 5.1. 基本概念

§ 5.2. 在对流层波导条件下传播时衰减因子的决定

§ 5.3. 在超折射条件下传播时的临界波长概念

§ 5.4. 产生对流层波导的条件

第六章超短波远距离对流层散射传播

§ 6.1. 由于对流层散射引起的超短波远距离传播的

物理过程

§ 6.2. 对流层散射通信线路损耗计算概述

- § 6.3 . 有效比散射面积的决定
- § 6.4 . 有效地参与散射的对流层体积的决定
- § 6.5 . 对流层无线电波传播的某些特点
- § 6.6 . 对流层通信线路的工程计算方法

第七章超短波远距离电离层散射传播

- § 7.1 . 超短波远距离电离层散射传播的物理过程
- § 7.2 . 有效比散射面积的决定
- § 7.3 . 散射体积的决定
- § 7.4 . 电离层散射时的传播损耗
- § 7.5 . 超短波远距离电离层散射传播的特点
- § 7.6 . 电离层散射通信线路的工程计算方法

第八章超短波远距离流星电离遗迹散射传播

- § 8.1 . 由流星电离遗迹散射所引起的超短波远距离传播的物理过程
- § 8.2 . 无线电波由疏流星遗迹的散射
- § 8.3 . 无线电波由密流星遗迹的反射
- § 8.4 . 关于流星反射的相对强度和相对时间的统计

数据

- § 8.5 . 流星无线电通信线路的计算

第九章远距离超短波月球表面反射传播

- § 9.1 . 应用月球表面反射信号以实现无线电通信的一般原则
- § 9.2 . 关于月球表面反射特性的实验数据
- § 9.3 . 月球通信线路上无线电波传播的特点
- § 9.4 . 月球无线电通信线路的计算基础
- § 9.5 . 通信线路两终端点同时看到月球时间的决定
- § 9.6 . 月球角座标的决定

第十章超短波远距离太阳反射传播

- § 10.1 . 无线电波从太阳大气层反射时的物理过程
- § 10.2 . 关于应用太阳反射的超短波通信线路的计算意见

算意见

- 第十一章应用人造地球卫星 () 的超短波远距离

传播

§ 11.1 . 关于人造地球卫星绕地球旋转的基本知识

§ 11.2 . 应用人造地球卫星实现超短波远距离通信的一般原则

§ 11.3 . 决定从地面给定点看到人造地球卫星的时间

§ 11.4 . 决定从线路两终端点同时看到人造地球卫星的时间

§ 11.5 . 应用人造地球卫星作为有源转播站的超短波通信线路的能量计算

§ 11.6 . 应用人造地球卫星作为无源转播站的超短波通信线路的能量计算

§ 11.7 . 应用无源人造地球卫星体系实现全球范围内无线电通信的途径

§ 11.8 . 依靠人造地球卫星作为反射体的通信的某些特点

第十二章宇宙无线电通信问题

§ 12.1 . 概述

§ 12.2 . 接收设备输入端的噪声电平的计算

§ 12.3 . 地面电台和宇宙飞船通信时最佳频率的选择

§ 12.4 . 宇宙飞船间通信频率的选择

§ 12.5 . 宇宙通信线路的能量计算

§ 12.6 . 发现宇宙中有理智生物发送的无线电信号问题