

超 高 频 天 线

下 册

[苏] Г. 3. 爱金堡 等著

汪 茂 光 等译

人 民 邮 电 出 版 社

Г. З. АИЗЕНБЕРГ
В. Г. ЯМПОЛЬСКИЙ
О. Н. ТЕРЕШИН
АНТЕННЫ УКВ
В Двух частях часть II
Издательство «Связь» Москва 1977

内 容 提 要

本册对广泛用于宇宙通讯、无线中继通讯、射电天文等领域的双镜面天线、潜望镜天线、角形天线和波导裂缝天线作了分析计算并提出了改善性能的方法。本册还研究了制造这些天线的一些重要问题并阐述了用于超高频频段的各种行波天线。本书对象是设计制造天线的工程技术人员,也可供高等学校有关专业师生参考。

超 高 频 天 线

下 册

[苏] Г. З. 爱金堡 等著
汪 茂 光 等译

*

人民邮电出版社出版
北京东长安街27号
北京印刷一厂印刷
新华书店北京发行所发行
各地新华书店经售

*

开本: $850 \times 1168 \frac{1}{32}$ 1981年12月第一版
印张: $10 \frac{4}{32}$ 页数: 162 1981年12月北京第一次印刷
字数: 267 千字 印数: 1—5,300 册
统一书号: 15045·总2525-无6157
定价: 1.25元

前 言

本册是《超高频天线》上册的续篇。第一章讲述广泛用于宇宙通讯、无线电中继通讯、射电天文等领域中的双镜面天线的分析、计算及改进方法，重点是轴对称天线的参数的最优化问题。也研究了制作这些天线的某些重要问题。用单独的一章叙述无源转发天线和天线增音器的应用问题。有三章讲述潜望镜天线、角形天线和波导裂缝天线的分析及工程计算方法。

有一章专门讲述用各种形状的元件构成不连续的金属面以代替整块金属反射面的问题。有三章分别叙述超高频频段的行波型天线（波道天线，介质天线，螺旋天线）。

有一章研究镜面天线和阻抗天线的综合问题。阻抗天线的综合是以严格的前提条件为基础的，而镜面天线的综合则以几何绕射理论为基础。

最后一章阐述构成相控阵天线的一些问题。

本册第一章是 IO·A·耶鲁希莫维奇编写的；第六章-Γ·З·爱金堡和 A·Л·艾普什钦；第十一章-A·Φ·恰普林；§ 11.3-§ 11.6-Γ·K·加里莫夫和 A·Φ·恰普林编写的。

本册的内容以工程师和科学工作者为对象，但对高等学校有关专业的学生无疑是有用的。

本书作者对 Γ·A·耶罗欣和 IO·B·皮缅诺夫表示衷心的感谢，因为他们对本书作了重要的修改。

作 者

目 录

第一章 双镜面天线	1
1.1 工作原理。卡塞格伦型和格里高利型	1
1.2 卡塞格伦天线和格里高利天线的分析	6
1.3 抛物线焦轴偏移的轴对称双镜面天线	33
1.4 双镜面天线参数的最优化	58
1.5 双镜面天线的照射器	75
1.6 其它类型的双镜面天线	89
**1.7 天线技术中采用新工艺和新材料的一些结果	95
第二章 潜望天线系统	102
2.1 潜望天线的工作原理和电路图	102
2.2 潜望天线系统的增益系数	103
2.3 当下镜口径场是同相场时潜望天线系统的效率	107
2.4 辐射器调整到最佳状态时潜望天线系统的效率	112
2.5 潜望天线系统的方向性	115
**2.6 上镜口径的场分布	116
**2.7 潜望天线系统的再辐射器的水平平面方向图	118
**2.8 潜望天线系统在铅垂方向附近的方向图	121
2.9 潜望天线的实际应用	123
第三章 角形天线	128
3.1 天线示意图	128
3.2 方向性	129
3.3 在 $ \varphi > \frac{\psi}{2}$ 区域中天线的方向性	134
3.4 天线的方向系数	136
**3.5 角形天线尺寸选择	139
**3.6 照射器的选择	139

3.7 角形天线方向图的严格分析结果	140
第四章 无源转发器, 环形引向器	144
4.1 障碍式无源转发器	144
4.2 障碍式无源转发器的效率和方向性	149
4.3 环形的天线引向器	156
4.4 表面不均匀激励时环形引向器的增益	159
4.5 具有环形引向器的天线的方向性	162
第五章 电磁波通过不连续金属面	164
5.1 引言	164
5.2 单线金属栅的反射特性	167
5.3 凿孔平面的反射特性	184
**5.4 有选择性的表面	187
第六章 波导裂缝天线	191
6.1 波导上的裂缝	191
6.2 波导裂缝天线的形式	192
6.3 谐振天线	193
6.4 非谐振天线	196
6.5 匹配的偏斜裂缝天线	198
6.6 方向性、方向系数和增益系数	199
**6.7 波导上裂缝的导纳和阻抗	201
**6.8 反射系数的变换。辐射功率与通过功率之间的关系和裂缝上场 的相位	211
6.9 多裂缝天线计算的几个问题	213
**6.10 偏斜裂缝天线的一些实验数据	221
第七章 介质天线	223
7.1 说明和工作原理	223
7.2 波型的选择、介质棒直径和长度的选择	223
7.3 介质天线的方向性	225
7.4 方向系数、效率和增益系数	226
7.5 介质天线的特性	227
7.6 介质棒的制作及其激励	229

第八章 引向天线	231
8.1 图形和工作原理	231
**8.2 引向天线中各振子电流分布的计算	233
8.3 引向天线的方向图	234
8.4 方向系数	235
8.5 根据方向图计算方向系数和增益系数	236
8.6 引向天线的计算数据和实验数据	237
**8.7 引向天线的结构	240
第九章 螺旋天线	242
9.1 图形和工作原理	242
9.2 在螺旋天线中 T_1 波存在的条件	244
9.3 螺旋的几何尺寸的选择	245
9.4 计算公式	247
第十章 按给定的方向图综合天线	249
10.1 天线综合理论的普遍关系	249
**10.2 用同相天线阵的形式综合天线。道尔夫-切比雪夫方法	255
**10.3 阻抗天线的综合	268
**10.4 应用几何光学方法综合镜面天线	289
第十一章 相控天线阵	295
11.1 相控天线阵的工作原理和方向性	295
11.2 相控阵各单元的相互影响及其分析方法	302
11.3 采用均匀移相器和离散移相器的相控天线阵	305
11.4 有源相控天线阵	310
11.5 移相器	310
11.6 具有波束形成矩阵的相控天线阵	312
11.7 自定相天线阵	315

第一章 双 镜 面 天 线^①

1.1 工作原理。卡塞格伦型和格里高利型

近十年来，在宇宙通讯、无线电中继通讯、射电天文等领域内广泛采用了双镜面天线。

和单镜面天线比较，轴对称双镜面天线的主要优点是：

1. 改善了天线的电特性，尤其是提高了天线的口径利用系数，因为有了第二镜面后，主镜表面振幅分布的最优化容易实现。
2. 结构上较方便，特别是馈线系统易于引入。
3. 由于接收设备可放在主镜的顶点附近，照射器与收发设备之间的波导大大缩短。

双镜面天线的工作原理是，通过具有适当轮廓的副镜和主镜的接连反射，把初级源辐射的球面电磁波变成天线口径的平面波。

古典的卡塞格伦反射镜和格里高利反射镜是利用了二次曲面反射球面波时的几何光学性质，即初级馈源以二次曲面任一焦点为相心发出的球面波经曲面反射后变为以曲面另一焦点为相心的球面波。

下面，根据几何光学定律来说明轴对称古典卡塞格伦天线和格里高利天线的工作原理。为了方便，先研究天线在发射状态的工作原理。

卡塞格伦型（图 1.1）。1672 年，为制造光学望远镜提出了这种方案。当天线口径对波长的比值足够大时，可用这种方案作为制造超高频天线设备的基础。

① 第一章是由 IO·A·耶鲁希莫维奇写的。

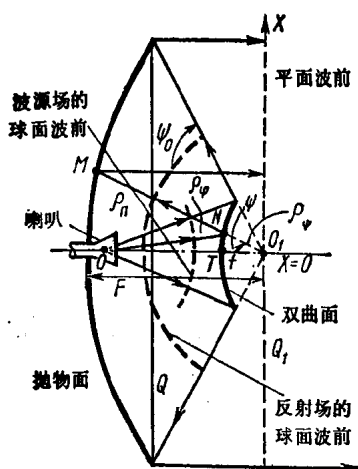


图 1.1

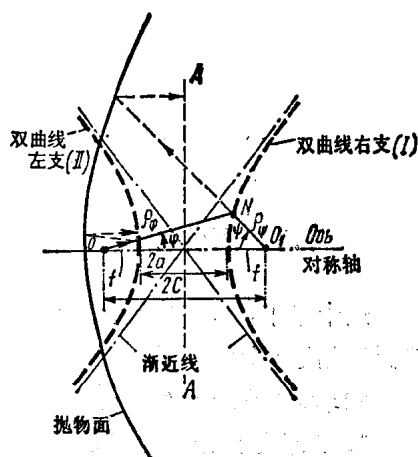


图 1.2

因为天线是轴对称的，只须研究任意一个包含天线对称轴的截面就行了。

卡塞格伦天线的主镜是对称切割的旋转抛物面，其焦点在 O_1 ，焦距等于 F 。割面（口径平面） Q 与抛物面的焦轴 OO_1 垂直。抛物面的焦轴同时又是天线的对称轴。

卡塞格伦天线的副镜是对称切割的旋转双曲面。双曲面和抛物面在 O_1 点共焦，双曲面的焦轴和抛物面的焦轴重合。双曲面的第二焦点 O 在焦轴上，通常靠近抛物面顶部。

图 1.1 中的符号表示： ψ_0 ——抛物面的半张角，也是双曲面的半张角； F 和 f ——分别为抛物面和双曲面的焦距； $\rho_n \equiv O_1M$ ； $\rho_p \equiv O_1N$ ； $\rho_q \equiv O_1T$ 。

图中以带箭头的细实线表示从馈源的相位中心 O 发出的射线路径。

图 1.2 表示卡塞格伦天线中抛物线和两支双曲线的相对位置。请注意，双曲面是双叶的曲面，它既对焦轴对称，也对过 OO_1 的中点且垂直于焦轴的平面 A 对称。

图中以虚线表示双叶双曲面在图平面中的截面，一般是用右边的那支双曲线（I）作为副镜的母线，因为左边那支双曲线（II）是凹形的，这种副镜只在抛物面焦距很长时才能工作，这在结构上是很不方便的。

已经知道，从两个焦点到双曲面上任意一点的距离之差是一个常数，即 $\rho_F - \rho_{F'} = 2a$ ，式中 $2a$ 是双曲面两个顶点间的距离（图 1.2）。双曲面两个焦点间的距离 $2C = 2a + 2f$ ，双曲面母线的偏心率 $e = C/a \geq 1$ 。

在卡塞格伦天线中，馈源的相位中心和双曲面的第二焦点 O 重合。由于前面提到的二次曲面对波的反射性质，从馈源发出的球面波经双曲面反射后，又重新变为以 O_1 点为虚相位中心的球面波。但是，由于这个相位中心和抛物面的焦点重合，因而此后的射线路径就和从焦点辐射电磁波的普通单镜面抛物面天线相同。因此，在所研究的双镜面天线的口径平面上就形成了平面波前。在卡塞格伦天线中，从相位中心 O 出发到达过抛物面焦点 O_1 且平行于抛物面口径平面 Q_1 的任一射线路径的光学长度 L_{onr} （图 1.1）等于

$$L_{\text{onr}} = \rho_F + \rho_H - \rho_{F'} + \rho_H \cos \psi$$

利用前面指出的双曲线的焦点的性质和抛物线的基本性质 $\rho_H + \rho_H \cos \psi = 2F$ 得

$$L_{\text{onr}} = 2F + 2a \quad (1.1)$$

不出所料， L_{onr} 是一个常数。 $2a$ 可以用双曲线的焦距 f 和偏心率 e 表示为 $2a = 2f/(e-1)$ 。

卡塞格伦天线的特例之一是副镜被平面波照射。图 1.3 表示用两个共焦抛物面反射镜 1 和 2 构成的双镜面天线，它的照射器是一个喇叭抛物面天线。这种天线形式上和双曲面的第二焦点移到无穷远处的卡塞格伦天线相同。这时，作为副镜的双曲面变为焦点在 O_1 的抛物面 ($e=1$)，并被沿焦轴传播的平面波照射。由于前面指出的二次曲面对波的反射性质，反射波好象是从虚焦点 O_1 发出的球面波。实际的平面波源可以是不大的喇叭抛物面天线。

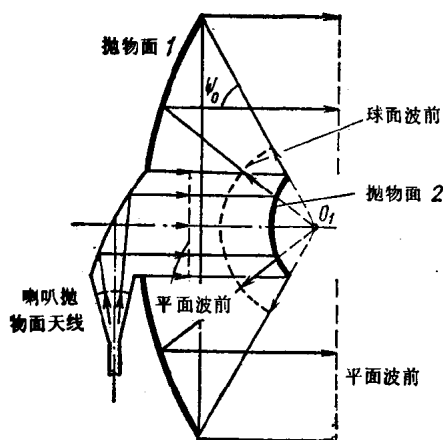


图 1.3

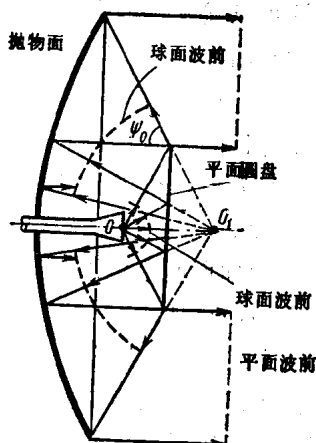


图 1.4

当偏心率 e 等于无穷大时，双曲面退化为平面。此时，卡塞格伦天线的副镜是平面盘，照射器相位中心 O 和反射波的虚焦点 O_1 到平面盘的距离相等（平面镜反射，图 1.4）。

格里高利型 1663 年，为制造光学望远镜提出了这一方案。和卡塞格伦天线一样，这种天线的主镜是对称切割的抛物面。副镜（图 1.5）是对称切割的旋转椭球面，其焦轴和抛物面焦轴 OO_1 重合，并和抛物面在 O_1 点共焦。椭球的第二焦点 O 在抛物面焦轴上，一般是在抛物面顶点附近，而且馈源的相位中心和这个焦点重合。

已经知道，从椭球面的两个焦点到椭球面上任意一点的距离之和是一个常数并等于椭球的两顶点间的距离 $2a$ ，而椭球两顶点间的距离 $2a$ 和两个焦点间的距离 $2C$ 之差等于其焦距 $f \equiv O_1T$ 的二倍。此外，表明椭圆特征的是偏心率 e ，它总是小于 1。

由于前述的二次曲面对波的反射性质，在格里高利天线中，馈源从 O 点发出的球面波经副镜反射后又重新变为实相位中心在 O_1 点的球面波。因此，以后的射线路径就和一般单镜面抛物面天线一样。

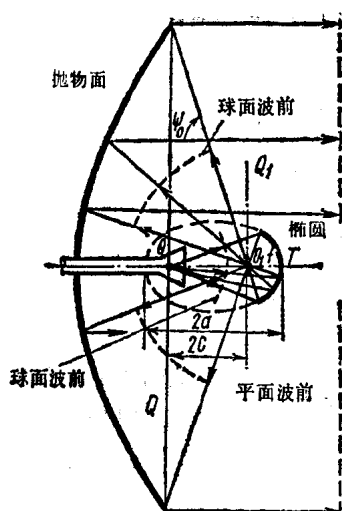


图 1.5

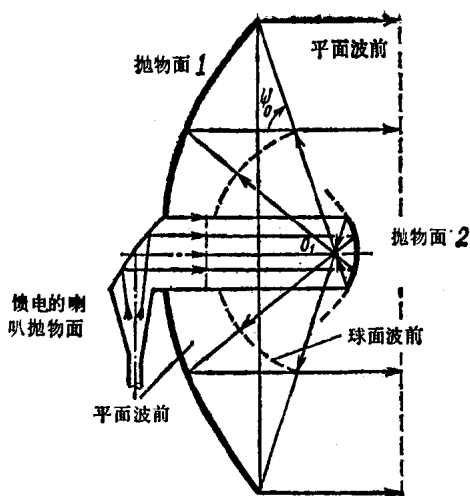


图 1.6

和卡塞格伦天线的研究相似，可以证明，在格里高利天线中，到达平行于天线口径且过抛物面主镜焦点的平面 Q_1 的所有射线都同相，且从 O 点开始到平面 Q_1 的光路长度为

$$L_{\text{opt}} = 2F + 2a; \quad a = f/(1-e) \quad (1.2)$$

需要指出，当抛物面的焦距①相同时，格里高利天线的轴向尺寸比卡塞格伦天线的轴向尺寸大些。

当椭圆的第二焦点 O 移到无穷远处时，变成一种特殊情况下的格里高利天线（图 1.6），这时副镜是一个和主镜共焦且焦轴重合的切割抛物面 2，照射副镜的是一个平面波源，例如小喇叭抛物面天线。

卡塞格伦天线和格里高利天线的一些重要特点 由图 1.2 看出，抛物面母线的张角 ψ_0 的选择是不受任何限制的，因为抛物线和“凸”的双曲线 I 永远不会相交。不管 ψ_0 的数值多大，由小的副镜反射的射线都可无阻挡地到达主镜再反射到自由空间。两个镜面

① 译注——原文为“张角相同”。

上和 ψ_0 相对应的点组成两个镜面的边框。因此，卡塞格伦天线既可做成长焦距的，也可做成短焦距的。

格里高利天线的情况则不同。由图 1.5 可看出，当 $\psi_0 \geq 90^\circ$ 时，由半个副镜反射的部份射线将碰到另外半个副镜，即被遮挡。因此，在格里高利天线中， ψ_0 必须小于 90° ，即只能做成长焦距的。

在卡塞格伦天线中，入射到半个副镜上的射线，反射到相邻的半个主镜上，但在格里高利天线中情况相反：入射到半个副镜上的射线，反射到对面半个主镜面上。

在实践中，卡塞格伦天线应用最广泛，一方面是由于它的轴向尺寸小，另一方面是由于它可以做成短焦距的，因为在许多场合，短焦距系统的电特性优于长焦距系统。

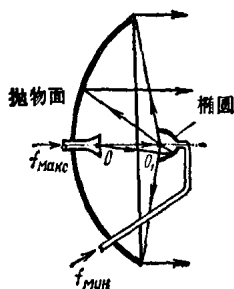


图 1.7

有时一个天线兼有两种工作型式：单镜面工作和双镜面工作（图 1.7）。在超高频频段的高频端，这种天线是格里高利型天线，其照射器在抛物面顶点附近，而在低频端，这种天线则是单镜面天线，此时，高频端的副镜被用作低频端的喇叭照射器的一部份，馈线则通过天线口径连接到喇叭上。

1.2 卡塞格伦天线和格里高利天线的分析

镜面的几何特性公式 上述天线中作为反射面母线的那些二次曲线有一些普遍的规律。

若以近焦点 O_1 为原点，用极坐标 ρ, ψ 表示的二次曲线的方程是（图 1.8 a, б）

$$\rho_{\psi} = \frac{f(1+e)}{1+e \cos \psi} \quad (1.3)$$

式中， f 是曲线的焦距，即由曲线的顶点到近焦点的距离； e 是曲

线的偏心率。随偏心率 e 的数值不同，这个方程可以表示下列曲线：

$e=0$ ——圆； $e=1$ ——抛物线； $0 < e < 1$ ——椭圆曲线族； $1 < e < \infty$ ——双曲线族； $e = \infty$ ——直线。

二次曲线方程也可用以远焦点 O 为原点的极坐标表示为

$$\rho_{\varphi} = \frac{f(1+e)}{|1-e \cos \varphi|} \quad (1.4)$$

由曲线顶点到远焦点的距离为

$$\rho_0 = f \left| \frac{1+e}{1-e} \right|$$

φ 角和 ψ 角由图 1.8 中的对称轴起算。在卡塞格伦天线（图 1.8 a）和格里高利天线（图 1.8 b）中， φ 角代表从馈源到副镜的

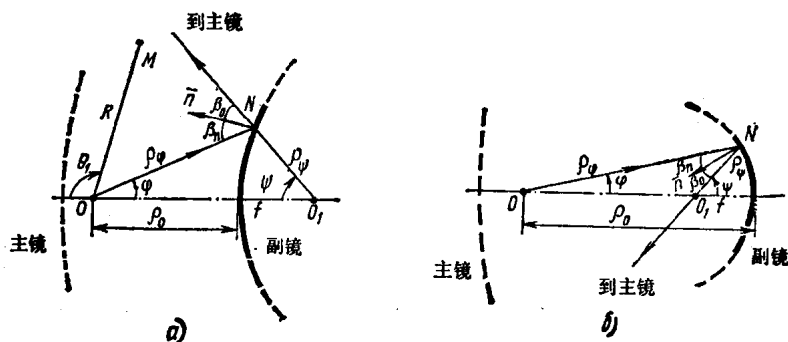


图 1.8

入射线的方向， ψ 角则代表反射线的方向。在反射点 N ，入射线和反射线与表面法线 $\bar{n}$ 之间的夹角 β_n 和 β_o 彼此相等。 φ 、 ψ 与曲线偏心率 e 的关系为

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \left| \frac{e+1}{e-1} \right| \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \quad (1.5)$$

图 1.9 中用曲线表示 φ 与 ψ 的关系，图中以双曲线的偏心率作参数 ($e > 1$ ，卡塞格伦型)。从 (1.5) 式可看出，如果用 $\frac{1}{e}$ 代换

e , 公式形式不变。因此, 图 1.9 的曲线对于格里高利天线仍然是正确的, 不过图中的 e 值要取其倒数 (括号内的数字)。

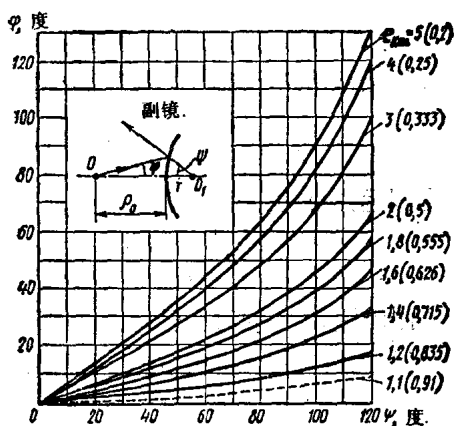


图 1.9

等效抛物面 在几何光学近似中, 双镜面天线可等效为直径及口径场分布都和它相同的单镜面天线。下面用卡塞格伦天线来证明这一点 (图 1.10)。把初级馈源发出的任一射线 1 向副镜后面延长。这条延长线 1' 在某点 Q 与从主镜反射的实际射线 1 相交。要证明的是: 延长线与实际反射线的交点 $Q(\varphi)$ 的集合构成一条抛物线。由图 1.10 得

$$\rho_n \sin \psi = \rho_0 \sin \varphi \quad (1.6)$$

由 (1.3) 式知 (当 $e=1$), $\rho_n = 2F / (1 + \cos \psi)$ 。将 ρ_n 代入 (1.6)

式并计及 $\sin \psi / (1 + \cos \psi) = \tan \frac{\psi}{2}$, 得

$$\rho_0 = 2F \frac{\tan \frac{\psi}{2}}{\sin \varphi} \quad (1.7)$$

利用 (1.5) 式, 经简单变换后得

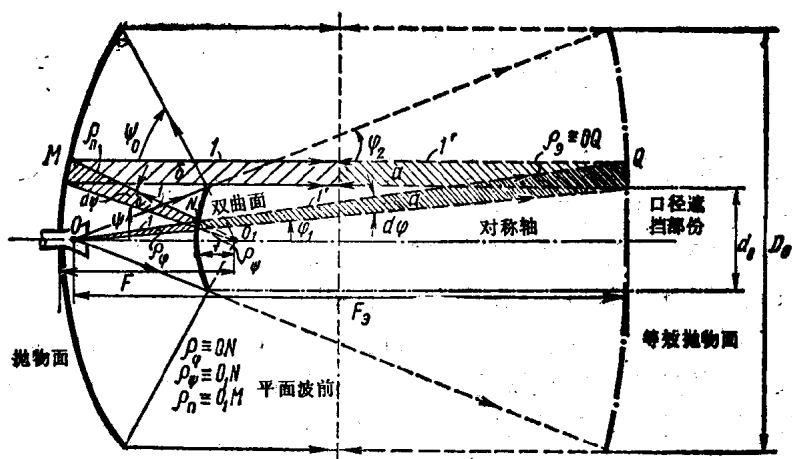


图 1.10

$$\rho_0 = \frac{2 F_0}{1 + \cos \varphi} \quad (1.8)$$

式中

$$F_0 = F \frac{(e+1)}{(e-1)} \quad (1.9)$$

e 是双曲线的偏心率。

与(1.3)式对照(当 $e=1$)，可以看出方程(1.8)表示焦距为 F_0 的抛物线，这样构成的抛物线就是所谓等效抛物面的母线。

由(1.9)式可知，等效抛物线的焦距总是比原始抛物线的焦距要长。

下面来求等效的单镜面天线的口径场振幅分布和原始双镜面天线口径场振幅分布的关系。初级源仍是位于等效抛物面焦点的原始照射器。

电磁波在均匀媒质中传播时，沿射线管的能量守恒律是

$$E^2 \cdot d\sigma = \text{常数} \quad (1.10)$$

式中 E ——射线管截面上电场强度矢量的模；

$d\sigma$ ——射线管截面的面积元。

请看图(1.10)，沿张角为 $d\varphi$ 的射线管 a 投射到等效抛物面上的能流应和沿张角为 $d\psi$ 的射线管 b 投射到原始主镜面上的能流相等。根据前面的等效方法，这两根射线管分别经实际抛物面和等效抛物面反射后应会合成一根射线管，即两根射线管面积相等，因此，通过实际双镜面天线口径上任意点的能流的密度和通过等效抛物面口径上对应点的能流的密度相等。结果，实际双镜面天线和等效的单镜面天线的口径场振幅分布也相同。

因为双镜面天线可以等效为口径直径和场分布相同的单镜面天线，所以在许多情况下对双镜面天线的分析可以简化并可更好地理解双镜面天线的工作特点。应当指出，如把一个单镜面天线改装为双镜面天线，就相当于用另一个直径相同，但焦距增大的单镜面天线来代替原来的单镜面天线。这是双镜面天线的一个重要优点，因为增大焦距就易于提高口径利用系数并可降低对照射器安装精度的苛刻要求等等。但是还必须指出，这种等效方法是由几何光学定律得出的，因此是有局限性的。特别是双镜面天线的绕射效应（交叉极化，远区副瓣电平）不可能用等效的单镜面天线准确计算。

格里高利天线的等效方法与上类似，它的等效焦距是

$$F_0 = F \left(\frac{1+e}{1-e} \right)$$

式中， e 是副镜椭圆母线的偏心率。

格里高利天线的分析结果和卡塞格伦天线相似，即等效抛物面有较长的焦距，原始双镜面天线的口径场振幅分布和等效的单镜面天线相同。

经副镜和主镜接连两次反射后电磁场振幅的变换 双镜面天线口径上的振幅分布由两个因素决定：在副镜反射时，在反射点射线管张角改变，即 $d\psi/d\varphi$ 在各反射点不同(图 1.10)，另外，从馈源到副镜和从副镜到主镜的路上，电波有空间衰减。下面计算这两个因素的影响。

根据能量守恒律(1.10)式，有

$$|E_{\text{пад}}|^2 d\sigma_{\text{пад}} = |E_{\text{отр}}|^2 d\sigma_{\text{отр}} \quad (1.11)$$

式中 $E_{\text{пад}}$ ——副镜上任意点的入射波电场强度；

$E_{\text{отр}}$ ——同一射线在反射后的电场强度；

$d\sigma_{\text{пад}}$ 和 $d\sigma_{\text{отр}}$ ——入射时和反射后射线管的截面积。

计算时认为馈源是线极化的。

由几何关系可得

$$d\sigma_{\text{пад}} = \rho_\varphi^2 \sin \varphi d\varphi d\zeta, \quad d\sigma_{\text{отр}} = \rho_\psi^2 \sin \psi d\psi d\zeta$$

式中 ζ ——在垂直于天线轴的平面内射线的座标角

把 $d\sigma_{\text{пад}}$ 和 $d\sigma_{\text{отр}}$ 代入(1.11)式，得

$$\left| \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}} \right| = \frac{\rho_\varphi}{\rho_\psi} \sqrt{\frac{\sin \varphi d\varphi}{\sin \psi d\psi}}$$

对(1.5)式微分，得 $\frac{d\varphi}{d\psi} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi}$ ，由此得到副镜反射点的场强变换关系式

$$\left| \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}} \right| = \frac{\rho_\varphi \sin \varphi}{\rho_\psi \sin \psi} = q_1 \quad (1.12)$$

由图(1.10)可看出， $\rho_\varphi \sin \varphi = \rho_\psi \sin \psi$ ，即 $q_1 = 1$ 。对椭圆面副镜，也可求得相同结果。因此，从二次曲面反射时，反射点的场强数值不变。根据边界条件容易证明，从抛物面上反射也有这个规律。

副镜反射场方向图公式可用下式求得：

$$F_1(\psi) = \frac{\rho_0}{\rho_\varphi} \frac{\rho_\psi}{\rho_{\psi 0}} F_0(\varphi) \quad (1.13)$$

式中 $F_0(\varphi)$ ——馈源的归一化方向图，为简单起见假定是轴对称的

ρ_0 和 $\rho_{\psi 0}$ —— $\varphi = \psi = 0$ 时 ρ_φ 和 ρ_ψ 的值

由这个关系式可看出， $q(\psi) = \rho_\psi \rho_0 / \rho_\varphi \rho_{\psi 0}$ 是两个方向图之间的变换系数。

由(1.5)式得 $\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{\sqrt{1-\mu^2}}{1+\mu \cos \psi}$ ，式中 $\mu = \frac{2e}{1+e^2}$ 。利用这个关