

宽频带天线

程芙蓉 刘石选 编



武汉大学出版社

前 言

继“赫兹波”发现之后，1887年赫兹又发明了世界上第一个天线——“赫兹振子”，并提出了振子辐射的精确理论。1895年以后，马可尼对表面波和空间波作了一系列的研究和实验，认识到无线电波对无线电通讯的特殊意义，发明了新的天线型式。为了使米波通讯适应电离层随机特性变化的影响，后又产生了宽频带行波天线。1945年以后，随着广播电视、通讯、空间探测、电子侦察等事业的发展，米波频段的应用越来越拥挤，于是不得不向微波频段扩展（先是分米波范围，后是厘米波范围）。这一时期，天线应用相当广泛，新型天线不断出现，其中以频率无关天线的发展尤为迅速。继美国伊利洛斯大学研究频率无关天线之后，苏联、英国和我国也有不少研究成果。

近几十年来，传播复杂宽频带信号用的中继卫星的陆续出现，导致了许多新型天线的研制，超宽频带天线是其中重要的一种。法国的杜波斯特和齐斯列等人在这方面获得了突出进展。

随着电子计算机的发展和广泛使用，天线理论中“近似算法”和“数值解法”得到了很大发展。在很多情况下，计算机近似计算的精度可以和实验相比拟，甚至和模型测量的方法一样令人满意，这就给任意形状的宽频带天线的理论研究打下了基础。

近二十多年来，半导体技术的发展，提供了新的“有源元件”，如隧道二极管、双极晶体管等，这些元件能集装在天线结构内构成“有源天线”，这样就能改善天线的结构和性能，因此给宽频带天线开辟了更广阔的应用前途。日本江崎在1957年发明的隧道二极管装在接收天线内能使天线抗干扰，而且能改善米波

和厘米波段的接收灵敏度，这在接收调频发射或电视发射信号方面具有独特的优越性。

宽频带天线正是在国内外广播、电视、通讯、半导体、计算机、天线理论等新技术、新工艺、新理论的发展下产生和完善的。所谓宽频带天线就是在很宽的频率范围内，用最佳效率定向或全向辐射的天线。为了全面地了解、研究和应用新型宽频带天线，让它更好地为四化服务，我们收集了近几十年国内外在这方面科研、生产和应用的大量资料，参考了杜波斯特等教授、专家编的有关书籍，编写了这本“宽频带天线”。在写法上，力图简明清晰，使读者能够加深对天线理论和设计的专业知识的理解。本书资料丰富，有近代天线的理论分析、数值计算，也有大量新型宽频带天线的模型设计、测试数据和图表。理论和实用兼顾，以应用为主。在每章的后面列出了参考文献，书末备有附录，以利参考。

在编写过程中我们受到了电子工业部南京雷达研究中心方能航、黄志标高级工程师，南京工学院章文勋教授，武汉大学鲁述教授，航天部23所谢胜斌工程师等同志的关心和帮助，重庆电子工业局陈鸿同志也给予了大力支持，尤其是桂林工学院周朝栋教授给予了我们很大的帮助和鼓励，他审阅了全文，提出了很多宝贵的修改意见，在此一并表示衷心的感谢。

由于我们水平有限，书中难免有不当之处，恳切希望读者批评指正。

编 者

1986年5月15日于珞珈山

目 录

前 言

第一章 基本概念	(1)
§ 1.1 带宽	(1)
1. 扩展带宽受到的限制	(1)
2. 扩展天线频带范围的方法	(2)
§ 1.2 方向性系数和增益	(4)
1. 坡印廷矢量和辐射功率	(4)
2. 方向性系数与增益	(6)
3. 增益	(9)
§ 1.3 辐射电阻	(11)
§ 1.4 天线孔径	(12)
1. 一般情况下的有效孔径	(12)
2. 最佳状态下天线的有效面积和有效高度	(14)
3. 天线的会聚孔径	(16)
§ 1.5 极化	(26)
1. 极化的一般表达式	(26)
2. 各种极化场的表达式	(27)
§ 1.6 互易定理	(30)
1. 互易定理的积分和微分表达式	(30)
2. 收、发天线的互易定理	(32)
§ 1.7 谢昆洛夫等效原理	(34)
§ 1.8 天线的噪声温度	(41)
1. 噪声统计学	(41)
2. 在黑体温度为 T 的辐射影响下的天线	(43)
3. 天线噪声温度的定义	(44)

4. 接收站的品质因数	(44)
§ 1.9 耦合阻抗	(47)
1. 两天线的耦合	(47)
2. 几个接收天线的耦合	(50)
参考文献	(53)
第二章 天线的理论	(55)
§ 2.1 引言	(55)
§ 2.2 海伦积分方程	(66)
1. 任意形状天线的积分方程问题	(66)
2. 等效源和扩展边界条件的说明	(67)
§ 2.3 海伦积分方程的解法	(75)
1. 对称馈电圆柱振子的积分方程	(75)
2. 连续叠代解法	(77)
3. 数值解法: 三项电流理论和分段法	(83)
§ 2.4 细导线的辐射	(90)
1. 赖尔积分方程	(90)
2. 哈林登矩量法	(92)
§ 2.5 反射器天线的辐射	(98)
参考文献	(102)
第三章 基本天线元	(104)
§ 3.1 圆柱天线	(104)
§ 3.2 最佳圆形辐射天线	(117)
1. 圆锥天线	(118)
2. 盘锥天线	(123)
§ 3.3 平面薄片天线和缝隙天线	(125)
1. 平面薄片天线	(125)
2. 缝隙天线	(134)
3. 背腔体平面圆极化天线	(138)
§ 3.4 在有限尺寸平面上的垂直天线	(142)

§ 3.5	喇叭天线	(144)
1.	常用喇叭	(144)
2.	对数双脊喇叭	(152)
3.	波纹喇叭	(157)
§ 3.6	螺旋线天线	(163)
§ 3.7	平面螺旋型天线	(169)
1.	双臂阿基米德螺旋型天线	(171)
2.	带有反射器的双臂阿基米德螺旋型天线	(175)
§ 3.8	折叠振子	(180)
1.	非对称折叠振子	(180)
2.	带有反射器的非对称折叠振子	(184)
3.	扁平非对称折叠振子	(188)
§ 3.9	有源天线	(191)
1.	有源天线的概念	(192)
2.	有源天线的特点和用途	(204)
3.	有源天线的实例	(214)
	参考文献	(238)

第四章 频率无关天线..... (243)

§ 4.1	引言	(243)
§ 4.2	等角天线	(244)
1.	等角锥螺旋型天线	(246)
2.	等角平面螺旋型天线	(266)
§ 4.3	对数周期天线	(278)
1.	一般性质	(279)
2.	对数周期天线的结构	(284)
3.	自补偿平面对数周期天线	(289)
4.	对数周期偶极子阵天线	(294)
5.	高增益对数周期天线	(313)
	参考文献	(345)

第五章 宽频带天线阵..... (349)

§ 5.1 等角螺旋型天线阵 (349)

1. 等角锥螺旋型天线阵 (349)

2. 带有平面反射器的等角平面螺旋型天线 (252)

3. 带平面反射器的等角锥螺旋型天线 (356)

4. 带锥形反射器的平面等角螺旋型天线 (366)

§ 5.2 对数周期天线阵 (369)

1. 二元对数周期天线阵 (370)

2. 多元对数周期天线阵 (376)

3. 对数周期天线阵的应用 (381)

§ 5.3 非对称折叠振子阵 (390)

§ 5.4 粗振子和薄片天线阵 (392)

§ 5.5 有源环天线阵 (398)

参考文献 (402)

第六章 天线罩..... (404)

参考文献 (419)

附 录

A 波段名称表 (420)

B 常数表、量纲表 (421)

C 矢量恒等式和矢量微分算子 (422)

D 麦克斯韦方程的积分解 (424)

E 远场的圆柱坐标表示 (431)

F 平面导电屏衍射的巴俾涅原理 (435)

G 海伦积分方程的级数解 (445)

第一章 基本概念

§ 1.1 带 宽

天线的带宽是指天线工作的频带宽度，在这个频带范围内，天线显示出某种特性或标志，它们满足天线系统的工作要求。

1. 扩展带宽受到的限制

天线带宽受到对天线要求的限制，这些限制主要是^{1,2,3}：

(1) 方向特性——方向图的形状或最大值指向的改变；边瓣电平值的降低；方向性系数和增益的下降。

(2) 阻抗特性——辐射电阻和输入阻抗值的增大。

(3) 极化特性——极化的改变和交叉极化的增大。

(4) 接收站的品质因数—— G_n/T 的下降。

满足前三种特性的天线，增益或阻抗特性决定工作频带的低频极限，而另一些因素（如方向图形状的改变）决定频带高端的极限。一般地说，一个特定的天线带宽的最适当定义就是：天线在这一频带中工作时能符合一系列预先给定的技术要求的频带宽度。例如，在对称振子的长度小于或等于半波长的情况下，带宽受振子输入阻抗的匹配质量要求的限制，而且它是确定带宽的主要因素，因为极化与频率无关，并且方向性特性随频率的变化很小。对许多圆极化天线来说，其极化特性是限制带宽的主要因素；对端馈线型天线阵来说，方向图的最大辐射方向是主要的限制因素；在射电天文或与宇宙飞船通讯的天线的情况下，频带范

围又是由天线系统的品质因数 G_{max}/T 来决定的, 此处 G_{max} 是整个接收系统的最大增益, T 是整个接收系统的噪声温度。受激励器输入阻抗匹配限制的带宽一般来说是很大的。

2. 扩展天线频带范围的方法

针对影响带宽的几个因素, 我们可以从以下几方面探讨扩展某一特定要求的天线带宽:

(一) 对尺寸较小的线天线

在此情况下, 影响带宽的主要因素是阻抗特性的限制, 即输入阻抗的匹配质量的问题。当一天线在中心频率谐振时, 回路的品质因数为

$$Q = \frac{f_0}{2R_A} \left(\frac{\partial X_A}{\partial f} \right) f = f_0 \quad (1.1)$$

式中

R_A 是天线的输入电阻;

X_A 是天线的输入电抗;

f_0 是频带的中心频率。

对称天线的输入阻抗为

$$Z_A = R_A + jX_A$$

$$= Z_0 \frac{\frac{\text{sh} 2\beta h - \frac{\beta}{\alpha} \sin 2\alpha h}{\text{ch} 2\beta h - \cos 2\alpha h} - j z_0 \frac{\frac{\beta}{\alpha} \text{sh} 2\beta h + \sin 2\alpha h}{\text{sh} 2\beta h - \cos 2\alpha h}}{\quad} \quad (1.2)$$

式中

α 是相位常数;

β 是衰减常数;

Z_0 是对称天线的平均特性阻抗, 它与天线的结构有关

$$Z_0 = 120 \ln \frac{2h}{a} - 1 \quad (1.3)$$

式中

h 是天线的臂长;

a 是天线的半径。

由式(1.1) — (1.3)可见, 天线半径 a 愈大, 特性阻抗 Z_0 愈小, 天线的输入电阻和电抗随 $\frac{h}{\lambda}$ 变化愈平缓, 回路的 Q 值愈低, 所以天线的带宽就愈大。

在短波波段, 为了增加天线的工作带宽, 常用一种粗直径的笼形天线。它是用多根导线围成空心的粗圆柱体(即笼形), 这种粗圆柱的等效半径为

$$a_e = a \sqrt{\frac{n}{a} \frac{nr}{a}} \quad (1.4)$$

式中

n 是导线的数目;

r 是导线的半径;

a 是导线围成的圆柱半径。

这种笼形天线之一的分支笼形与500欧姆馈线匹配时, 能在五倍频带的波段内使行波系数大于0.3。

为了改善天线输入阻抗与馈线的匹配, 可以在其间采用匹配网络来改善失配状态, 使馈线上的行波系数尽量接近1, 以保证在一定带宽内正常工作。但由于在设计上、元件质量上、调试技术上的困难, 使用网络只能对天线阻抗起补偿作用, 要达到几倍, 甚至十几倍的带宽扩展是难得做到的。

(二) 采用行波天线^{2, 3, 6, 7, 11}

对于大尺寸的线天线, 常在终端加吸收负载的办法使天线呈现在行波工作状态。因为驻波天线有明显的谐振特性, 当其尺寸固定后, 频率变化时, 天线上的电流分布就随频率的变化而改变, 随之天线的输入阻抗和辐射电阻也发生变化, 总之, 驻波天线是对频率敏感的天线。如果采用行波天线, 天线上的电流处于行波状态, 频率改变时, 尽管天线尺寸固定不变, 其输入阻抗也

近似不变, 所以其工作带宽比驻波天线的要宽得多。这种天线有行波单导线天线、菱形天线、 Δ 形天线、鱼骨形天线等。当菱形天线的边长 $L=3\lambda$ 时, 可做到3:1的带宽。

另一类行波天线具有慢波结构, 波在这种结构上前进时相速小于光速。这种结构的天线有长鞭天线、波导上的长缝隙天线、螺旋天线、离散的长八木天线、背波形的周期加载天线等, 它们也具有宽频带性质。

(三) 采用新型的宽频带天线

为了扩展频带, 近几十年来, 人们做了大量的工作, 终于研制出了一些新型的频率无关天线^{1, 8}。它包括频率无关的对数周期天线和等角螺旋型天线、粗直径天线和薄片天线。频率无关天线的方向图和阻抗等特性基本上不随频率变化。理论上带宽可以做到任意宽, 但实际上受到结构的限制, 天线的带宽可以做到10:1, 甚至20:1。这方面的内容在第四章详细介绍。薄片天线的带宽可以做到在20:1的频带内驻波系数小于5.6, 它放在第三章中介绍。

(四) 采用“有源天线”

天线与有源元件组合成的有源天线的带宽不受天线尺寸的限制, 它的带宽与有源元件组成的网络有关, 当有源网络满足功率匹配、噪声匹配时, 有源天线的带宽可做到几十倍甚至上百倍的扩展, 它可以称作与频率无关的天线, 这在第三章介绍。

§ 1.2 方向性系数和增益

天线向周围辐射电磁波, 这些电磁波遵从电磁辐射原理。下面介绍电磁辐射原理的几个结论。

1. 坡印廷矢量和辐射功率

在无损耗的空间, 电磁波是时间的谐波函数, 它在时间 t 内

流入空间某一体积 V 内的能量应等于坡印廷矢量 $\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 描述的能流, 这能流在同样的时间内又从体积 V 的表面流出。

在空间每一点与矢量 $\mathbf{P}$ 相切的曲线看作能量轨迹线, 在远离天线的远场中, 每一时刻的电场矢量 $\mathbf{E}$ 和磁场矢量 $\mathbf{H}$ 都是处在与传播方向垂直的平面内, 并且坡印廷矢量 $\mathbf{P}$ 和波矢量方向相同, 在这种情况下, 波前具有平面结构, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 始终彼此垂直且同相。

在理想的各向同性介质中, 每一点的坡印廷矢量 $\mathbf{P}$ 均垂直于电矢量 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 决定的波前。当波是线极化时, 电矢量总是具有相同的方向, 在圆极化情况下, 电矢量在所考虑的点的波前平面内以不变的振幅和角频率 $\omega = 2\pi f$ 旋转。一个左旋或右旋的椭圆极化波可以分解为两个不同振幅的左旋和右旋圆极化波^{2, 5, 7, 8}。

复数坡印廷矢量通过闭合面 S 流入的能流的实部是由热或辐射消耗的平均功率, 其虚部是 2ω 乘以平均储存的磁能和电能之间的差, 按格林公式它满足表面上必须连续的条件, 用于天线, 这公式可计算辐射功率

$$Pr = \iint_S \mathbf{I}_n \cdot \mathbf{P}^* ds = \frac{1}{2} \iint_S \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{I}_n ds \quad (1.5)$$

式中

$\mathbf{P}^*$ 是复数坡印廷矢量的共轭矢量;

$\mathbf{H}^*$ 是磁场矢量的共轭矢量;

$\mathbf{I}_n$ 是闭合面 s 的外法线方向的单位矢量;

S 是包围天线的任意表面。

将式(1.5)对具有大半径 r_0 (与波长相比)的圆面 s_0 积分, 就可获得相对于天线馈入点的辐射阻抗, 在 r_0 的远区 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 同相, 并且在空间互相垂直, 即

$$\frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{H}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = Z_c \quad (1.6)$$

式中

Z_c 是介质的特性阻抗;

μ 是介质的导磁率;

ϵ 是介质的介电常数。

在自由空间, $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨利/米, $\epsilon = \epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ 法拉/米, 特性阻抗 $Z_0 = 120\pi = 377$ 欧姆。天线辐射的功率变为

$$P_r = \frac{1}{2Z_c} \iint_{s_0} E^2 dS = \frac{1}{240\pi} \iint_{s_0} E^2 dS \quad (1.7)$$

在自由空间, 远区的场强为:

$$E = \frac{60\pi h_e I_0}{\lambda r} r(\theta, \phi) = \frac{I_0}{r} K \quad (1.8)$$

式中

h_e 是天线的有效高度;

I_0 是天线参考点的电流;

r 是源点到远区场点的距离;

$r(\theta, \phi)$ 是天线的方向性特征。

$$K = \frac{60\pi h_e}{\lambda} r(\theta, \phi)$$

由式(1.7)得到实部为

$$P_r = \frac{1}{2} R_r |I_0|^2 \quad (1.9)$$

式中 R_r 为辐射电阻, 可表示为

$$R_r = \frac{1}{120\pi} \iint_{s_0} |K|^2 d\Omega \quad (1.10)$$

2. 方向性系数与增益

天线的方向性系数表示天线集中辐射的程度, 其定义为: 在相同的总辐射功率下, 某天线产生于最大辐射方向的辐射强度与一理想的无方向性天线(理想点源)产生于同一点的辐射强度之比; 或者说, 一天线在某一方向上的辐射功率与均匀地向一切方

向辐射的平均功率之比。天线辐射愈集中，方向性系数愈大。

根据互易定理，无源天线的方向性系数，在发射和接收情况下是相同的。把发射天线放在图1-1的直角坐标系中， θ 、 ϕ 方向上的单位立体角辐射的功率为 $P(\theta, \phi)$ ，则在 θ 和 ϕ 的方向上的方向性系数按定义为

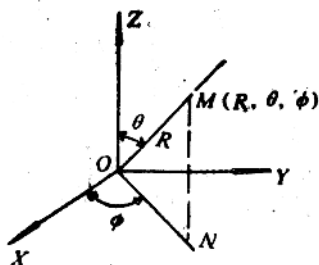


图 1-1 直角坐标系

$$D(\theta, \phi) = \frac{P(\theta, \phi)}{P_t / 4\pi} \quad (1.11)$$

式中 P_t 是均匀向四周辐射的理想点源的总辐射功率；方向性系数 D 是无量纲的，以分贝表示

$$D(\text{dB}) = 10 \lg D \quad (1.12)$$

一个天线的方向性系数，一般以 $D(\theta, \phi)$ 的最大值 D_m 来表征。 $D_r = D(\theta, \phi) / D_m$ 是空间归一化的方向性系数，通常称为方向性特征，为了方便， D_r 往往用主平面的平面剖面图描述。这两个主平面称为 E 面和 H 面， E 面是通过天线最大辐射方向并平行于电场矢量的平面； H 面是通过天线最大辐射方向并垂直于 E 面的平面。

方向性系数、方向性特征和辐射功率是以下列关系联系的

$$D_r(\theta, \phi) = \frac{D(\theta, \phi)}{D_m} = \frac{P(\theta, \phi)}{P_m} \quad (1.13)$$

式中 P_m 是在最大辐射方向上单位立体角内的辐射功率，并有

$$P = \int_{\Omega} P(\theta, \phi) d\Omega = P_m \int_{\Omega} D_r(\theta, \phi) d\Omega$$

$\therefore$

$$\frac{P}{P_m} = \int_{\Omega} D_r(\theta, \phi) d\Omega = \frac{D_m}{4\pi} \quad (1.14)$$

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D_r(\theta, \phi) d\Omega} \quad (1.15)$$

用方向性特征 $D_r(\theta, \phi)$ 能表示最大方向性系数 D_m 。当方向性特征具有一个唯一的在两个主平面内的半功率宽度 $\theta_{0.5}$ 和 $\phi_{0.5}$ 的方向性图形时，积分 $\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D_r d\Omega$ 可以近似等于 $\theta_{0.5}$ 和 $\phi_{0.5}$ 之积^{1, 8, 17}，而方向性系数(1.15)式变为

$$D_m \approx \frac{4\pi}{\theta_{0.5} \cdot \phi_{0.5}} \quad (1.16)$$

式中 $\theta_{0.5}$ 和 $\phi_{0.5}$ 以球面度为单位，用度为单位时，上式变为

$$D_m \approx \frac{41253}{\theta_{0.5} \cdot \phi_{0.5}} \quad (1.17)$$

按照图1-2有

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D_r(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi} \quad (1.18)$$

当方向性特征可以表示为

$$D_r(\theta, \phi) = D_r(\theta) \cdot D_r(\phi) \quad (1.19)$$

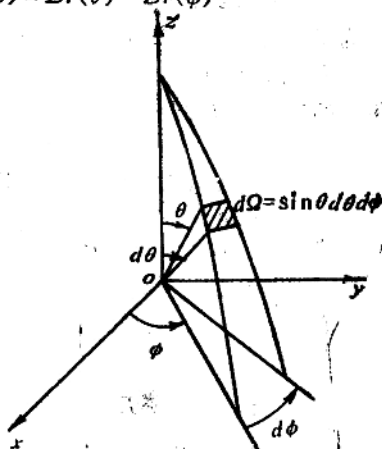


图 1-2 直角坐标系中的主体角

时, (1.18)式可表示为

$$D = \frac{4\pi}{\int_0^\pi D_r(\theta) \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} D_r(\phi) d\phi} \quad (1.20)$$

在特殊情况下, 方向性特征与 ϕ 无关, 即

$$D_r(\theta, \phi) = D_r(\theta) \quad (1.21)$$

相应的方向性系数为

$$\begin{aligned} D_m &= \frac{4\pi}{\int_0^\pi D_r(\theta) \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi} \\ &= \frac{2}{\int_0^\pi D_r(\theta) \sin\theta d\theta} \end{aligned} \quad (1.22)$$

例如, 一个在全长上具有均匀电流分布的与波长相比很短的短天线, 习惯称为“赫兹振子”, 当接OZ轴取向时, 它的方向性特征为

$$D_r(\theta, \phi) = D_r(\theta) = \sin^2\theta \quad (1.23)$$

而方向性系数由(1.22)式得到

$$D_m = \frac{3}{2} \approx 1.76\text{dB}$$

在 θ, ϕ 方向上方向性系数, 由方向性特征推得

$$D_r(\theta, \phi) = \frac{D(\theta, \phi)}{D_m} = \frac{P(\theta, \phi)}{P_m} = \frac{E^2(\theta, \phi)}{E_m^2} \quad (1.24)$$

式中 $E(\theta, \phi)$ 是在远区 θ, ϕ 方向的电场, 在自由空间得到

$$E(\theta, \phi) = \frac{\sqrt{240\pi}}{r} \sqrt{P(\theta, \phi)} \quad (1.25)$$

式中 r 是场点到源点的距离, 则最大的方向性系数 D_m 可表示为

$$D_m = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} E^2(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi} \quad (1.26)$$

3. 增益

对于有损耗的天线(导线和绝缘材料的电阻损耗), 增益定义

为：在同一输入功率下，某天线在最大辐射方向的辐射强度与一理想的无方向性天线产生于同一点的辐射强度的比值。由于天线的总辐射功率等于天线的输入功率乘上效率，所以天线的增益等于天线的方向性系数乘上天线的效率，即

$$G = \frac{E^2(\theta, \phi)}{E_0^2} \quad \left(\text{输入功率相同} \right) = \frac{\eta P(\theta, \phi)}{P_i / 4\pi} = \eta D \quad (1.27)$$

式中

E 是某天线在远处一点产生的辐射场；

E_0 是理想点源天线在上面同一点产生的辐射场；

η 是天线效率， $\eta = \frac{P_r}{P_r + P_L} = \frac{P_r}{P_i}$ ， P_L 是损耗功率， P_i 是天线的输入功率，所以 η 的值一般为 $0 < \eta < 1$ 。在分米波以上，天线尺寸大并用良导体做成，所以 $\eta \approx 1$ ；

G 是天线增益，无量纲，用 dB 表示。

当天线相对于理想点源的增益已知且要求该天线相对于半波天线的增益时，可用下式求出

$$G' = \frac{G}{1.64} \quad (1.28)$$

或者用 $G'(\text{dB}) = G(\text{dB}) - 2.15(\text{dB})$ 。

方向性系数 D 能用测量方向性特征图形积分的办法来确定，而增益则通过与标准天线（半波对称天线或均匀口径分布的喇叭天线）的增益比较来测定。

一个各向同性的理想点源天线，它的方向性特征 $D_r(\theta, \phi) = 1$ ， $D_m = 1$ ， $\eta = 1$ ， $G = 1$ 或者 0 dB。

上面定义的方向性系数和天线的增益是与相同极化的各向同性天线相比较而言的，当天线在空间任一方向是椭圆极化时，在这一方向上的方向性系数和增益可以与其线性极化各向同性天线相比较来确定，此天线应具有和前者相同的总辐射功率。每个椭圆极化可以分解为两个在空间彼此正交的、具有适当相位的振荡波，使它的一个方向的极化与线性各向同性天线极化一致，或与