

国 际 电 信 联 盟

**ITU-R**

国际电联无线电通信部门

**ITU-R P.2040 建议书**  
(09/2013)

**建筑材料和建筑物对约100 MHz  
以上的无线电波传播的影响**

**P 系列**  
**无线电波传播**



国际电信联盟

前言

无线电通信部门的职责是确保卫星业务等所有无线电通信业务合理、平等、有效、经济地使用无线电频谱，不受频率范围限制地开展研究并在此基础上通过建议书。

无线电通信部门的规则和政策职能由世界或区域无线电通信大会以及无线电通信全会在研究组的支持下履行。

知识产权政策（IPR）

ITU-R的IPR政策述于ITU-R第1号决议的附件1中所参引的《ITU-T/ITU-R/ISO/IEC的通用专利政策》。专利持有人用于提交专利声明和许可声明的表格可从<http://www.itu.int/ITU-R/go/patents/en>获得，在此处也可获取《ITU-T/ITU-R/ISO/IEC的通用专利政策实施指南》和ITU-R专利信息数据库。

ITU-R系列建议书	
(也可在线查询 <a href="http://www.itu.int/publ/R-REC/en">http://www.itu.int/publ/R-REC/en</a> )	
系列	标题
BO	卫星传送
BR	用于制作、存档和播出的录制；电视电影
BS	广播业务（声音）
BT	广播业务（电视）
F	固定业务
M	移动、无线电定位、业余和相关卫星业务
P	无线电波传播
RA	射电天文
RS	遥感系统
S	卫星固定业务
SA	空间应用和气象
SF	卫星固定业务和固定业务系统间的频率共用和协调
SM	频谱管理
SNG	卫星新闻采集
TF	时间信号和频率标准发射
V	词汇和相关问题

说明：该ITU-R建议书的英文版本根据ITU-R第1号决议详述的程序予以批准。

电子出版  
2014年，日内瓦

## ITU-R P.2040 建议书

**建筑材料和结构对约100 MHz以上的  
无线电波传播的影响**

(ITU-R第211/3号课题)

(2013)

**范围**

本建议书就建筑材料特性和结构对无线电波传播的影响提出指导，同时讨论相关基本原则以及由建筑材料和结构造成的建筑损耗的测量方法。

国际电联无线电通信全会，

**考虑到**

- a) 材料的电气特性及其结构极大地影响着无线电波的传播；
- b) 必须要了解由建筑材料和结构所引起的无线电波损耗；
- c) 需要为工程师提供避免来自从室外到室内和从室内到室外系统干扰的指导；
- d) 需要为用户提供计算建筑材料和结构影响的统一信息来源，

**注意到**

- a) ITU-R P.679建议书提供了对规划广播卫星系统的指导；
- b) ITU-R P.1238建议书提供了在900 MHz到100 GHz频率范围内进行室内传播的指导；
- c) ITU-R P.1406建议书提供了与VHF和UHF频段内地面陆地移动和广播业务相关的各类传播问题；
- d) ITU-R P.1411建议书提供了从大约300 MHz至100 GHz频率范围中室外情形下短路径的传播方法，

**建议**

附件1中的信息与方法应被用作对评估建筑材料特性和结构对无线电波传播损耗影响的指导。

## 附件1

### 1 引言

本建议书的目的是要为建筑材料的电气特性和结构对无线电波传播的影响提供指导。这个任务将分三个部分来完成。第一部分是引言，将对从室外到室内和从室内到室外传播应用场景提供一个高层次的讨论，并提供一些相关术语的定义。为了解释对材料特性值、频率、入射角度和极化性的相关性，第二部分将提供电磁平面波与有损半平面、平板、散射物质、孔洞和其他结构相互作用的详细定量理论结果。此外，将考虑来自在分离坐标系中形成边界的波导和谐振腔理论的结果。为了帮助了解材料电气/磁性特性的频率（及其他）相关性，第二部分还将提供来自材料电气/磁性特性理论的结果。最后，第三部分将提供测量和报告材料特性的方法，同时还有普通建筑材料实测特性的汇编。本文件将为用户计算建筑材料和结构对系统性能的影响提供一个统一的信息来源。

#### 1.1 应用场景描述

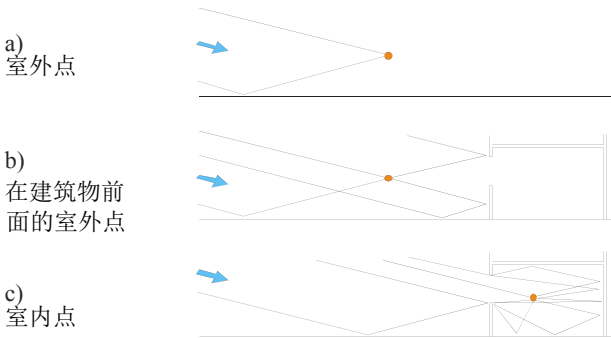
##### 1.1.1 从室外到室内传播：关于入射损耗参考场的问题

定义入射损耗参考场的一个困难是建筑物的存在将改变在其外面的信号强度。采用简单一些的形式，图1显示出所涉及的问题。该图的三个部分显示出：

- a) 一个相对孤立的室外点接收一个直接和地面反射射线。在一个城市环境下，这两个射线实际上可能从一个远距离的信号源通过在一个建筑物上绕射后充分地到达图的左侧。对于相对于水平面较小角度的传播，将会有相当简单和主要是垂直的波瓣，即，当该点垂直移动时有最大和最小值。
- b) 不移动该点，而仅仅在其后面有一个建筑物。它现在接收从该建筑物反射的两个额外射线，其中一个也是地面反射射线。波瓣图现在将在垂直和水平方向都有很好的结构。
- c) 该点现在在建筑物内移动。出于演示的目的，假设频率足够高，使得仅仅进入窗口的射线是明显的。而在一个较低的频率，穿过墙壁的透射是明显的，射线图将会改变。



图 1  
对室外和室内点的简化射线图

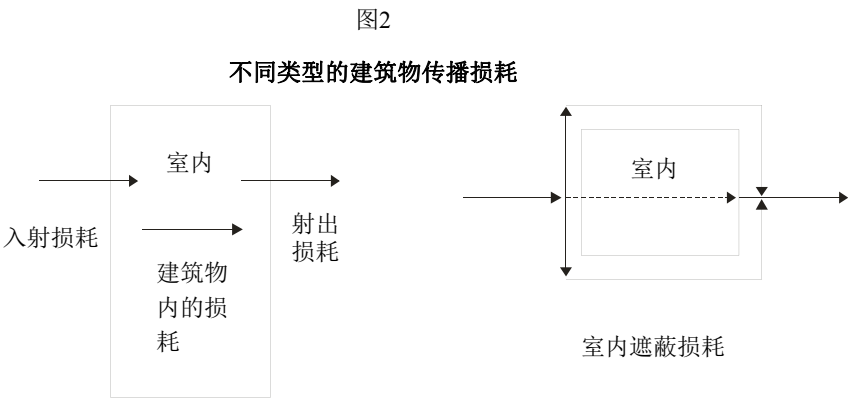


P.2040-01

尽管多径传播引起波瓣的形成，但是多径射线的功率和近似于空间平均场。因此，一般而言，可以预期在一个接收机后面存在一个建筑物将增加接收信号的强度。在建筑物内，特别是靠近受辐射的外墙时，很可能接收到大量的射线，尽管很多将会受到传输、反射或绕射的衰减。因此有可能在室内比在室外会有更强的信号。

1.1.2 建筑物传播损耗

图2显示了在一个从室外到室内和从室内到室外应用场景中遇到的不同类型的建筑物损耗。在后面几节中给出它们的定义。



P.2040-02

1.2 建筑物入射损耗的定义

建筑物入射损耗是在距离地面相同高度处一个建筑物被辐射表面外信号电平空间中值和该建筑物内信号电平之间的差值，对两个信号都进行了多径衰落空间平均。

1.3 建筑物遮蔽损耗的定义

建筑物遮蔽损耗是在距离地面相同高度处一个建筑物被辐射表面外信号电平随位置变化性中值和该建筑物相对表面外信号电平之间的差值，对两个信号都进行了多径衰落空间平均。它可以被视为通过一个建筑物的传输损耗。

## 1.4 透射（例如，墙壁）的定义

在一个建筑物外的信号主要通过穿过墙壁透射进入一个封闭的建筑物。对墙壁的透射也可以指对穿过建筑物内部部分的透射。在建筑物内，墙壁透射损耗是在距离地面相同高度处墙壁一侧的信号电平随位置变化性中值和该墙壁的相对侧的信号电平之间的差值，对两个信号都进行了多径衰落空间平均。它可以被视为通过一面墙传输损耗。

## 1.5 孔洞透射的定义

孔洞透射是信号从墙壁的一侧通过在墙壁上的开口透射到另外的一侧，例如窗口。

## 1.6 建筑物射出损耗的定义

作为建筑物入射损耗的相反定义，建筑物射出损耗是在距离地面相同高度处建筑物被辐射面内侧信号电平随位置变化性中值与该建筑物外信号电平之间的差值，对两个信号都进行了多径衰落空间平均。

# 2 基本原理和理论

与一个建筑物相互作用的无线电波将产生损耗，它取决于建筑材料和材料结构的电气特性。在本节中，将讨论材料电气特性和结构对无线电波传播的理论影响。

## 2.1 材料电气特性的理论

### 2.1.1 引言

本节描述了普通建筑材料介电常数和电导率的简单频率相关公式的产生。该公式以对多个已公布测量结果进行拟合的曲线为基础，主要在1-100 GHz频率范围内。目的是要为在室内和室外之间射线踪迹建模中使用找出一个简单的参数化方法。

在文献中以多种不同的方式提出了材料电气特性的表征。为了能够将测量的数据简化到一个通用的格式，将在第2.1.2节中对这些特性进行描述。

### 2.1.2 方法

#### 2.1.2.1 电气常数的定义

此方法仅仅用于处理非电离、非磁性材料，并且因此我们在这里通篇将自由电荷密度 $\rho_f$ 设为零，并将材料的磁导率 $\mu$ 设置为自由空间的磁导率 $\mu_0$ 。

所关心的基本量是电气介电常数 $\epsilon$ 和电导率 $\sigma$ 。在文献中有很多对这些参数进行量化的方式，所以，我们首先明确这些不同的表达方式以及它们之间的关系。

#### 2.1.2.2 推导

出发点是从麦克斯韦方程推演出来的波动方程。在以上假设的情况下，电场 $\vec{E}$ 的波动方程是：

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}_f}{\partial t} \quad (1)$$

此处:

$\vec{E}$ : (矢量)电场强度 (V/m)

$\vec{J}_f$ : 自由电荷的电流密度 (A/m<sup>2</sup>)

$\epsilon$ : 电介质介电常数 (F/m)

$\mu_0$ : 自由空间磁导率,根据定义为(N/A<sup>2</sup>)= $4\pi \times 10^{-7}$ 。

在一个导体中,  $\vec{J}_f$  通过欧姆定律与  $\vec{E}$  相关联:

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (2)$$

此处:

$\sigma$ : 电导率 (S/m)。

将方程(1)和(2)结合得出:

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

将  $\vec{E}$  写为指数表达形式:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

此处:

$\vec{E}_0$ :  $t = \vec{r} = 0$  (V/m)的  $\vec{E}$  值

$\vec{k}$ : (矢量)波数(m<sup>-1</sup>)量值= $2\pi/\lambda$ , 此处,  $\lambda$ 是波长, 单位是m

$\omega$ : 角频率(s<sup>-1</sup>)= $2\pi f$ , 此处 $f$ 是频率, 单位是s<sup>-1</sup>

将其代入方程式 (3)得出

$$k^2 - \epsilon \mu_0 \omega^2 + j \omega \mu_0 \sigma = 0 \quad (5)$$

此处 $k$ 是  $\vec{k}$  的量值。

方程式(5)显示出, 电场强度作为衰减的正弦波传播。

### 2.1.2.3 非导电电介质

在一个非导电电介质( $\sigma = 0$ )中, 电场不衰减, 并且从方程式(5)得出传播速度 $v (= \omega/k)$ 是:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0}} \quad (6)$$

$\epsilon$ 习惯上以相对介电常数 $\epsilon_r$ 和自由空间的介电常数 $\epsilon_0$ 的形式写为:

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (7)$$

由此得出传播速度为:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (8)$$

$c$ 是自由空间中的光速( $= 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ )。换句话说,  $\sqrt{\epsilon_r}$ 是电介质媒质的折射率。

### 2.1.2.4 导电电介质

当 $\sigma \neq 0$ 时, 波随着传播而衰减。我们可以通过利用方程式(8)定义一个复数相对介电常数 $\epsilon_r^c$ 来扩展方程式(8), 以便将这种情况包括在内, 此处 $v = \omega/k$ 更普遍地由方程式(5)给出:

$$\epsilon_r^c = \epsilon_r - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (9)$$

这显示出, 相对介电常数 $\epsilon_r$  (对一个纯电介质而定义)更一般地变为一个导电电介质而定义的复数相对介电常数 $\epsilon_r^c$ 的实数部分。一个问题是对这些术语没有普遍接受的符号, 文献中包含了很多不同的定义。符号 $\epsilon_r$ 自己有时被用于复数相对介电常数, 而有时又被用于其自身的实数部分。

为了避免这个歧义, 我们将 $\epsilon_r^c$ 写为以下形式:

$$\epsilon_r^c = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (10)$$

并将符号 $\epsilon_r^c$ 用于复数相对介电常数, 而将 $\epsilon_r'$ 用于其实数部分, 避免使用符号 $\epsilon_r$ 。利用方程式(9),  $\epsilon_r^c$ 的虚数部分就是:

$$\epsilon_r'' = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (11)$$

请注意,  $\epsilon_r^c$ 虚数部分的符号是任意的, 并且反映出我们在方程式(4)中的符号约定。在实际单位中, 方程式(9)给出了从 $\epsilon_r''$ 到 $\sigma$ 的一个变换:

$$\sigma = 0.05563 \epsilon_r'' f_{\text{GHz}} \quad (12)$$



$\epsilon_r^c$  虚数部分的另外一个公式是以损耗角正切来表示, 定义为:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \quad (13)$$

以及:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \quad (14)$$

从方程式 (10), 这立即得出:

$$\epsilon_r^c = \epsilon_r' (1 - j \tan \delta) \quad (15)$$

并且, 以实际单位表示:

$$\sigma = 0.05563 \epsilon_r' \tan \delta f_{\text{GHz}} \quad (16)$$

有时会遇到的另外一个术语是媒质的  $Q$ 。它被定义为:

$$Q = \frac{\epsilon \omega}{\sigma} \quad (17)$$

并且是位移电流密度  $\partial D / \partial t$  与传导电流密度  $J_f$  之比。对非导体,  $Q \rightarrow \infty$ 。从方程式 (14) 得出:

$$Q = 1 / \tan \delta \quad (18)$$

还会遇到的另外一术语是复数折射率  $n^c$ , 它被定义为  $\sqrt{\epsilon_r^c}$ 。以其实数和虚数部分的形式写出  $n^c$ :

$$n^c = n' - j n'' = \sqrt{\epsilon_r^c} \quad (19)$$

从方程式 (10) 和 (12) 可以用下式给出  $\epsilon_r'$ 、 $\epsilon_r''$  和  $\sigma$ :

$$\begin{aligned} \epsilon_r' &= (n')^2 - (n'')^2 \\ \epsilon_r'' &= 2 n' n'' \\ \sigma &= 0.1113 n' n'' f_{\text{GHz}} \end{aligned} \quad (20)$$

### 2.1.2.5 衰减率

一个导电电介质将使电磁波随着它们的传播而衰减。为了对此进行量化，将方程式(5)代入方程式(4)，并利用方程式(14)进行简化：

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left\{ j \left( \omega t - \sqrt{\epsilon'_r (1 - j \tan \delta)} \vec{k}_0 \cdot \vec{r} \right) \right\} \quad (21)$$

此处：

$\vec{k}_0$ ： (矢量)自由空间中的波数( $\text{m}^{-1}$ )。

在平方根符号下的虚数部分导致电场随着距离而按指数减小：

$$\vec{E} \propto \vec{E}_0 \exp(-|\vec{r}|/\Delta) \quad (22)$$

一个小代数式显示出，电场幅度下降 $1/e$ 的衰减距离 $\Delta$ 是：

$$\Delta = \frac{1}{k_0 \sqrt{\epsilon'_r}} \sqrt{\frac{2 \cos \delta}{(1 - \cos \delta)}} \quad (23)$$

这可以通过从 $\epsilon'_r$ 和 $\sigma$ 计算 $\tan \delta$ ，并转换得到 $\cos \delta$ 来进行计算。但是，在 $\sigma \rightarrow 0$  (电介质极限)和 $\sigma \rightarrow \infty$  (良好导体极限)二种极限情况下可以有一个更加直接的计算。通过对方程式(21)中平方根符号下的项选择适当近似，这些极限变为：

$$\Delta_{dielectric} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\epsilon'_r}} \frac{2}{\tan \delta} \quad (24)$$

和：

$$\Delta_{conductor} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\epsilon'_r}} \sqrt{\frac{2}{\tan \delta}} \quad (25)$$

方程式(24)和(25)对 $\tan \delta < 0.5$  (电介质)  $\tan \delta > 15$  (导体)准确到大约3%。 $\Delta_{conductor}$ 通常被称为“趋肤深度”。

出于实用的目的，衰减率是比衰减距离更加有用的参量，并且通过下式直接地与其相关联

$$A = \frac{20 \log_{10} e}{\Delta} = 8.686 / \Delta \quad (26)$$

此处：

$A$ ： 衰减率，单位是dB/m ( $\Delta$ 的单位是m)。

将方程式(24)和(25)代入方程式 (26)，并变换到实用单位，得出：

$$\begin{aligned} A_{dielectric} &= 1636 \frac{\sigma}{\epsilon_r} \\ A_{conductor} &= 545.8 \sqrt{\sigma f_{GHz}} \end{aligned} \quad (27)$$

### 2.1.3 材料特性的频率相关性

在文献中，总是给出电介质常数的实数部分  $\epsilon_r'$ ，但经常不指明频率。在实际中，对于很多材料，从直流到大约5-10 GHz  $\epsilon_r'$  是常数，之后它开始随频率下降。

$\sigma$  的值通常在关心的频段中是与频率密切相关的函数，随频率而增加。这可能就是为什么经常在文献中指明电介质常数的虚数部分或者损耗角正切的一个原因：方程式(12)和(16)显示出，与 $\sigma$ 的频率相关性相比，这些项消除了线性频率相关性。

对每种材料，可以通过对在多个频率上测量得到的 $\sigma$ 值进行拟合来得到 $\sigma$ 频率相关性的一个简单回归模型。

### 2.1.4 材料特性频率相关性的模型

为了推算出材料特性的频率相关性，可以根据测量频率、相对介电常数的实数部分( $\epsilon_r'$ )和虚数部分( $\epsilon_r''$ )、损耗角正切( $\tan \delta$ )和电导率( $\sigma$ )来描述材料电常数值特性。请注意，可以从电导率和相对介电常数的虚数部分推导出损耗角正切。

对电导率，通常在统计上有随频率增加的明显证据。在此情况下，已经采用简单公式对趋势进行了建模：

$$\sigma = \alpha f^\beta \quad (28)$$

此处， $f$ 是频率，单位是GHz。这在一个 $\log(\sigma)$ - $\log(f)$ 图上是一条直线。此趋势直线最好地适合了所有可以得到的数据。

对于相对介电常数，可以假设类似的频率相关性：

$$\epsilon_r' = a f_{GHz}^b \quad (29)$$

但是，几乎在所有情况下，都没有相对介电常数随频率变化趋势的证据。在这些情况下，可以在所有频率下采用一个常数值。这个常数值是所有所画数值的平均值。在第3节的表4中给出了一些实例。

## 2.2 材料结构对无线电波传播的影响

### 2.2.1 在单独一个界面处的平面波反射与透射

#### 2.2.1.1 在电介质媒质上的倾斜入射

考虑一个正弦平面波倾斜入射到将二种均匀电介质媒质分开的一个平面界面的情况。对这种情况，有三条出自几何考虑的重要定律。

- 1) 反射和透射（折射）波的矢量波数位于入射平面中，即，由入射波数 $k_1$ 和该界面法线所确定的平面。这个平面在图3中被作为 $x$ - $z$ 平面。
- 2) 入射角和反射角相等(在图3中都是 $\theta_1$ )。
- 3) 折射角 $\theta_2$ 根据斯涅尔定律与入射角相关联。

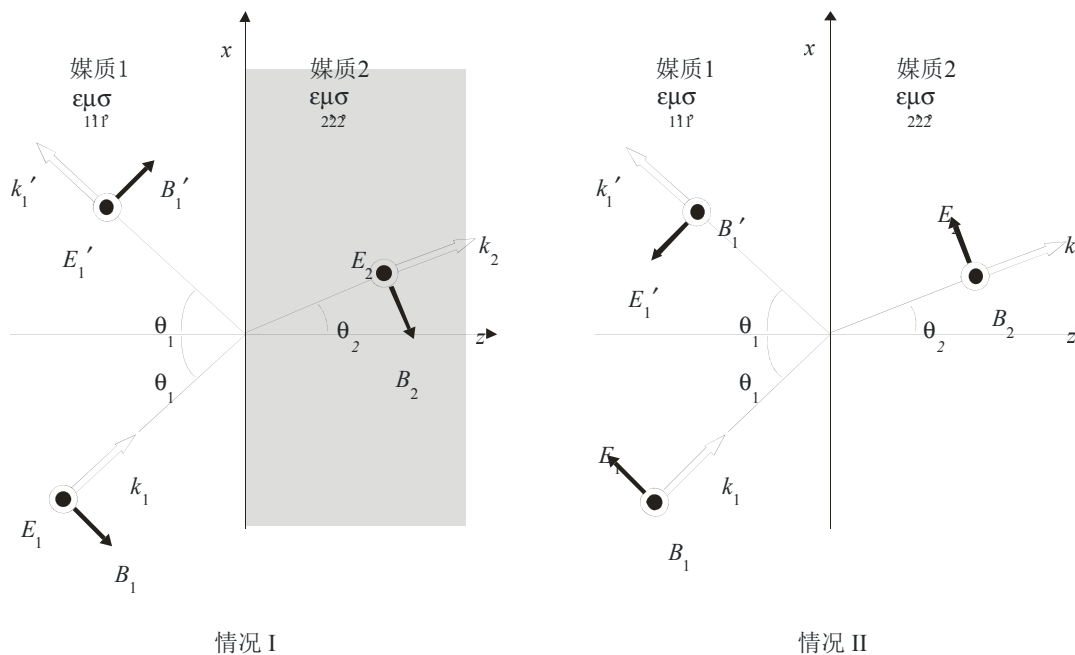
$$\frac{1}{c_1} \sin \theta_1 = \frac{1}{c_2} \sin \theta_2 \quad (30)$$

此处， $c_1 = c/(\epsilon_1 \mu_1)^{1/2}$  和  $c_2 = c/(\epsilon_2 \mu_2)^{1/2}$  分别是在二种媒质中的波速， $\epsilon_1$ 和 $\epsilon_2$ 表示这二种媒质的复数相对介电常数，而 $\mu_1$ 和 $\mu_2$ 表示这二种媒质的相对磁导率。

这些定律保证这三个波(分别是 $k \rightarrow k_1, k_1', k_2$ )的指数时空因子 $\exp\{j(\omega t - k \cdot r)\}$ 在该界面所有的点上相同。

图3

平面波在平面界面上的反射和折射



分别考虑了以下二种情况的反射和折射系数：

情况I —入射电场 $E_1$ 正交于入射平面。

情况II —入射电场 $E_1$ 平行于入射平面。

情况I — (E矢量正交于入射平面。)

根据电磁边界条件推导出反射和折射系数 $R_N$ 和 $T_N$ 如方程式(31a)和(31b)。

$$R_N = \frac{-\mu_1 \tan \theta_1 + \mu_2 \tan \theta_2}{\mu_1 \tan \theta_1 + \mu_2 \tan \theta_2} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (31a)$$

$$T_N = \frac{2\mu_2 \tan \theta_2}{\mu_1 \tan \theta_1 + \mu_2 \tan \theta_2} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{2\cos \theta_1 \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (31b)$$

对磁性相同材料显示的简化形式应用于非磁性材料的共同特殊情况。此外，角度 $\theta_1$ 和 $\theta_2$ 不是非相关的，而是如方程式（30）中所示根据斯涅尔定律相关联。这些系数可以被表示为：

$$R_N = \frac{\mu_1 \eta_{12}^2 \cos \theta_1 - \mu_2 \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}}{\mu_1 \eta_{12}^2 \cos \theta_1 + \mu_2 \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{\eta_{12}^2 \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}}{\eta_{12}^2 \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \quad (32a)$$

$$T_N = \frac{2\mu_2 \eta_{12} \cos \theta_1}{\mu_1 \eta_{12}^2 \cos \theta_1 + \mu_2 \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{2\eta_{12} \cos \theta_1}{\eta_{12}^2 \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \quad (32b)$$

情况II — (E矢量平行于入射平面。)

类似地根据电磁边界条件推导出情况II的反射和折射系数 $R_P$ 和 $T_P$ ：

$$R_P = \frac{-\epsilon_1 \tan \theta_1 + \epsilon_2 \tan \theta_2}{\epsilon_1 \tan \theta_1 + \epsilon_2 \tan \theta_2} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} \quad (33a)$$

$$T_P = \frac{2\epsilon_1 \sin \theta_1 / \cos \theta_2}{\epsilon_1 \tan \theta_1 + \epsilon_2 \tan \theta_2} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{2\cos \theta_1 \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (33b)$$

$$R_P = \frac{\mu_2 \cos \theta_1 - \mu_1 \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}}{\mu_2 \cos \theta_1 + \mu_1 \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{\cos \theta_1 - \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}}{\cos \theta_1 + \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \quad (34a)$$

$$T_P = \frac{2\mu_2 \cos \theta_1}{\mu_2 \cos \theta_1 + \mu_1 \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \xrightarrow{\mu_1 = \mu_2} \frac{2\cos \theta_1}{\cos \theta_1 + \sqrt{\eta_{12}^2 - \sin^2 \theta_1}} \quad (34b)$$

此处 $\eta_{12}$ 表示基于媒质1的媒质2的相对复数介电常数。

$$\eta_{12} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}} \sqrt{\frac{\epsilon_2 - j\sigma_2/\omega}{\epsilon_1 - j\sigma_1/\omega}} \quad (35)$$

$\sigma_1$ 和 $\sigma_2$ 表示二种媒质的电导率， $\omega$ 是角频率。

这些公式给出了在一个平面中电磁波的反射和折射系数。

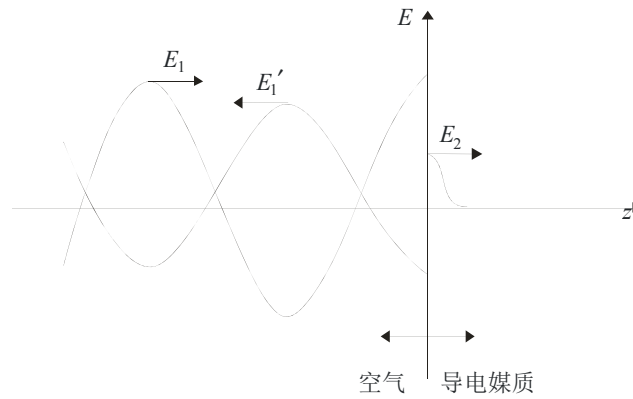
### 2.2.1.2 在一个导体上的正入射

考虑在真空中 ( $\approx$ 空气) 一个波以法线入射投向一个良好导体 ( $g \gg \omega \epsilon_0 \kappa_e$ ) 的特殊情况。此处,  $g$  是导电率,  $\omega$  是角频率,  $\epsilon_0$  是真空中介电常数, 而  $\kappa_e$  是相对介电常数。如图4中所建议, 在  $+z$  方向上行进的幅度为  $E_1$  的入射波建立起幅度为  $\tilde{E}_1'$  的反射波和(被衰减的)初始幅度为  $\tilde{E}_2$  的透射波。

当导电区足够厚时, 我们可以忽略从右侧接近界面的一个反射波。

图4

一个平面波在一个导体表面的反射(法线入射)



P.2040-04

三个线性极化、单频、平面波的电场表示如下:

$$\text{入射电场:} \quad E_1 e^{j(\omega t - \kappa_0 z)} \quad (36)$$

$$\text{反射电场:} \quad E_1' e^{j(\omega t + \kappa_0 z)} \quad (37)$$

$$\text{透射电场:} \quad \tilde{E}_2 e^{-\frac{z}{\delta_e} j \left( \omega t - \frac{z}{\delta} \right)} \quad (38)$$

此处,  $\kappa_0 = \omega/c$  是真空中波数,  $\delta$  是导体的趋肤深度参数并表示如下:

$$\delta = \left( \frac{2}{\omega \mu_0 \kappa_m g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (39)$$

此处,  $\mu_0$  是真空中磁导率,  $\kappa_m$  是媒质的相对磁导率。平面波场是横向的; 因此, 在边界平面 ( $z = 0$ ) 处仅仅存在切向分量。符号  $\tilde{E}_1'$  和  $\tilde{E}_2$  上的小杯子表示幅度是复数量, 即, 反射



和透射波可能不和预先描述了幅度和相位的入射波同相。

这三个波的磁场表示如下：

$$\text{入射磁场:} \quad B_1 e^{j(\omega t - \kappa_0 z)} = \frac{E_1}{c} e^{j(\omega t - \kappa_0 z)} \quad (40)$$

$$\text{反射磁场:} \quad \check{B}_1' e^{j(\omega t + \kappa_0 z)} = \frac{\check{E}_1'}{c} e^{j(\omega t + \kappa_0 z)} \quad (41)$$

$$\text{透射磁场:} \quad \check{B}_2 e^{-\frac{z}{\delta}} e^{j\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)} \approx (1-j) \frac{\check{E}_2}{\omega \delta} e^{-\frac{z}{\delta}} e^{j\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)} \quad (42)$$

同样，磁场矢量位于相同平面中，垂直于电矢量的平面，并且与边界相切。

以下对切向分量的等式是从  $z = 0$  处的边界条件推导出来的。

$$E_1 + \check{E}_1' = \check{E}_2 \quad (43)$$

$$E_1 - \check{E}_1' = (1-j) \frac{c}{\omega \delta \kappa_m} \check{E}_2 \quad (44)$$

这些产生出如下的电场幅度（复数）反射和透射系数：

$$\check{R}_E \equiv \frac{\check{E}_1'}{E_1} = \frac{-(1-j) \left( \frac{c}{\omega \delta \kappa_m} \right) + 1}{(1-j) \left( \frac{c}{\omega \delta \kappa_m} \right) + 1} \approx - \left[ 1 - (1+j) \frac{\omega \delta \kappa_m}{c} \right] \quad (45)$$

$$\check{T}_E \equiv \frac{\check{E}_2}{E_1} = \frac{2}{(1-j) \left( \frac{c}{\omega \delta \kappa_m} \right) + 1} \approx (1+j) \frac{\omega \delta \kappa_m}{c} \quad (46)$$

功率反射系数直接如下：

$$R_p = |\check{R}_E|^2 = \frac{1 + \left( 1 - \frac{\omega \delta \kappa_m}{c} \right)^2}{1 + \left( 1 + \frac{\omega \delta \kappa_m}{c} \right)^2} \approx 1 - \frac{2 \omega \delta \kappa_m}{c} \quad (47)$$

能量守恒要求功率透射系数（即，消失在导体中的那部分入射功率）表示如下：

$$T_p = 1 - R_p = \frac{\frac{4\omega\delta\kappa_m}{c}}{1 + \left(1 + \frac{\omega\delta\kappa_m}{c}\right)^2} \approx \frac{2\omega\delta\kappa_m}{c} \quad (48)$$

对良好的导体( $g \rightarrow \infty$ ,  $\delta \rightarrow 0$ ), 波几乎完全被反射。

## 2.2.2 通过单层和多层平板的平面波反射和透射

### 2.2.2.1 单层平板

#### 2.2.2.1.1 方法

如果我们假设, 建筑材料是具有平滑表面的均匀电介质单层平面, 利用在图5中显示的几何图形, 我们可以将建筑材料的透射系数 $T$ 表示为:

$$T = \frac{(1 - R'^2) \exp(-j(\delta - k_0 d))}{1 - R'^2 \exp(-j2\delta)} \quad (\text{透射系数}) \quad (49)$$

此处:

$$\delta = 2\pi d / \lambda \cdot \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda$$

$d$ : 建筑材料的厚度

$\lambda$ : 自由空间的波长

$\eta$ : 复数介电常数

$\theta$ : 入射线与垂直于反射表面的表面平面之间的角度( $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ ) (图5)。

在方程式(49)中,  $R'$ 由 $R_N$ 或 $R_P$ 给出,

$$R_N \text{ (垂直于反射平面的E矢量)} \quad (50)$$

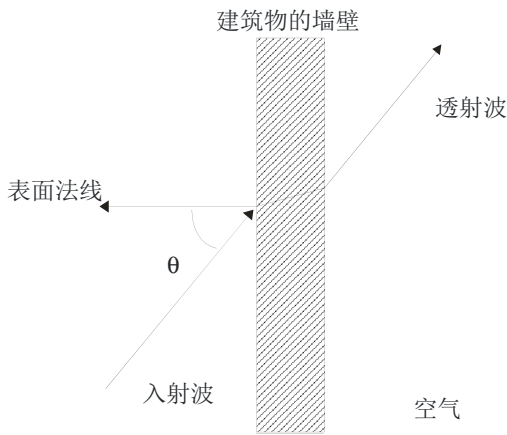
$$R_P \text{ (平行于反射平面的E矢量)} \quad (51)$$

此处,  $R_N$ 和 $R_P$ 分别是当电场垂直和平行于入射平面时空气和电介质媒质之间表面的菲涅尔反射系数。

#### 2.2.2.1.2 计算结果

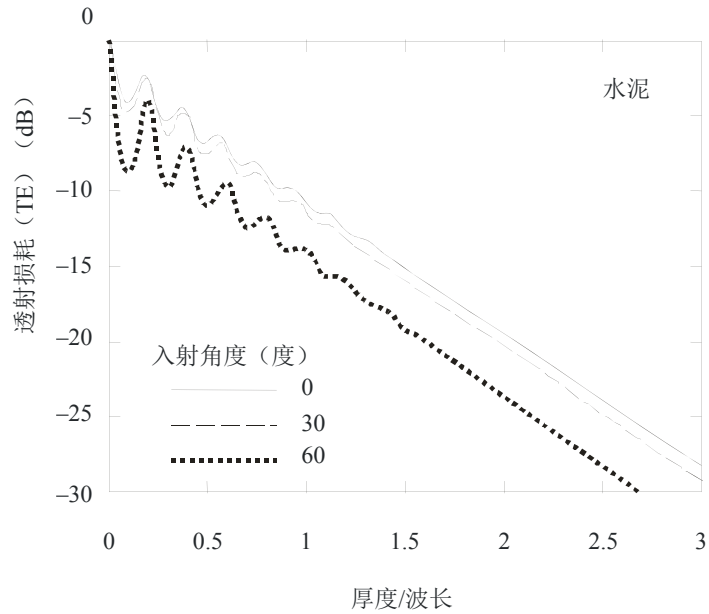
采用ITU-R P.1238建议书第7章所提供的水泥的复数介电常数计算了一个建筑物电介质墙壁的透射损耗。结果呈现在图6中。在此图中, 纵轴和横轴分别以dB为单位显示了透射损耗, 和以自由空间波长归一化的墙壁厚度( $d/\lambda$ )。画出了 $\theta = 0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、和 $60^\circ$ 的结果。

图5  
透射几何图形



P.2040-05

图6  
在TE入射情况下计算出来的单层水泥墙壁透射损耗  
在1 GHz处水泥材料的复数介电常数 $\epsilon = 7.0 - j0.85$



P.2040-06

### 2.2.2.2 多层平板

如果我们假设，建筑材料是具有平滑表面的一个均匀多层电介质平板，可以根据ITU-R P.1238建议书的反射和透射系数计算反射和透射特性，它们分别定义如下：

$$R_N = \frac{E_N^r}{E_N^i} \quad (52a)$$

$$R_P = \frac{E_P^r}{E_P^i} \quad (52b)$$

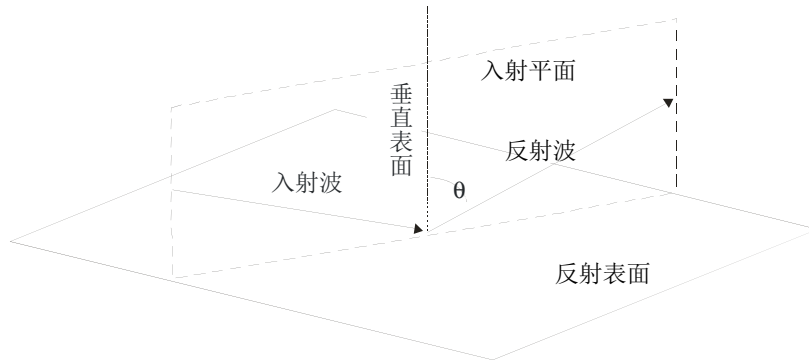
$$T_N = \frac{E_N^t}{E_N^i} \quad (52c)$$

$$T_P = \frac{E_P^t}{E_P^i} \quad (52d)$$

此处， $E$ 表示电场的复数幅度，上标 $i$ 、 $r$ 、和 $t$ 分别表示入射、反射和透射电场。下标 $N$ 和 $P$ 分别表示垂直于或平行于反射平面的电场分量，此处，反射平面是入射和反射射线所处的平面（几何图形参见图7）。入射和反射电场定义在反射平面上，而透射电场定义在与反射表面相对的表面上。 $E_P$ 和 $E_N$ 的参考方向与传播的方向总是以这样的顺序构成一个本地右手正交坐标系。入射、反射和透射电场 $E_N$ 的参考方向被定义为相同。

图7

计算反射特性的几何图形



P.2040-07

对复数介电常数 $\eta$ ，反射系数由下式给出：

$$R_N = \frac{\cos \theta - \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\eta - \sin^2 \theta}} \quad (\text{垂直于反射平面的电场分量}) \quad (53a)$$

$$R_P = \frac{\cos \theta - \sqrt{\eta - \sin^2 \theta / \eta^2}}{\cos \theta + \sqrt{\eta - \sin^2 \theta / \eta^2}} \text{ (平行于反射平面的电场分量)} \quad (53b)$$

此处， $\theta$ 是入射射线和反射平面法线之间的角度，如图7所示。

对于入射电场是圆极化的特殊情况，来自反射电场的接收信号幅度和相位的变化可以用下式所给出的圆极化反射系数 $R_C$ 来表示：

$$R_C = \frac{R_N + R_P}{2} \text{ (圆极化)} \quad (53c)$$

以上公式适用于建筑材料的透射损耗很大以至于没有明显的波被反射回反射表面的情况。当不是这种情况时，必须考虑在建筑材料内的多重内部反射。

当建筑材料由 $N$ 层电介质平板表示时，第 $m$  ( $m = 1, 2, \dots, N$ )层的厚度和复数介电常数分别给出为 $d_m$ 和 $\eta_m$ ，反射和透射系数由下式给出：

$$R_N = \frac{B_0}{A_0} \quad (54a)$$

$$R_P = \frac{G_0}{F_0} \quad (54b)$$

$$T_N = \frac{1}{A_0} \quad (54c)$$

$$T_P = \frac{1}{F_0} \quad (54d)$$

此处， $A_0$ 、 $B_0$ 、 $F_0$ 、和 $G_0$ 根据递推公式计算如下：

$$A_m = \frac{\exp(\delta_m)}{2} [A_{m+1}(1+Y_{m+1}) + B_{m+1}(1-Y_{m+1})] \quad (55a)$$

$$B_m = \frac{\exp(-\delta_m)}{2} [A_{m+1}(1-Y_{m+1}) + B_{m+1}(1+Y_{m+1})] \quad (55b)$$

$$F_m = \frac{\exp(\delta_m)}{2} [F_{m+1}(1+W_{m+1}) + G_{m+1}(1-W_{m+1})] \quad (55c)$$

$$G_m = \frac{\exp(-\delta_m)}{2} [F_{m+1}(1-W_{m+1}) + G_{m+1}(1+W_{m+1})] \quad (55d)$$

$$A_{N+1} = 1 \quad (56a)$$

$$B_{N+1} = 0 \quad (56b)$$

$$F_{N+1} = 1 \quad (56c)$$

$$G_{N+1} = 0 \quad (56d)$$

$$W_{m+1} = \frac{\cos \theta_{m+1}}{\cos \theta_m} \sqrt{\frac{\eta_m}{\eta_{m+1}}} \quad (57a)$$

$$Y_{m+1} = \frac{\cos \theta_{m+1}}{\cos \theta_m} \sqrt{\frac{\eta_{m+1}}{\eta_m}} \quad (57b)$$

$$\eta_0 = \eta_{N+1} = 1 \quad (57c)$$

$$\delta_m = j k_m d_m \cos \theta_m \quad (58a)$$

$$k_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\eta_m} \quad (58b)$$

$$k_0 = k_{N+1} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (58c)$$

此处：

$\lambda$ : 自由空间的波长

$\theta_m$ : 在第 $m$ 层中的折射角

$\theta_{N+1}$ : 在最后平面边界右侧空气中的折射角。

附录1提供了一个采用ABCD矩阵公式作为替代计算方法的计算反射和透射特性的一个方法。

### 2.2.2.3 总的内部反射

折射角 $\theta_2$ 通过在方程式(30)中所述的斯涅尔定律与入射角 $\theta_1$ 相关联

$$\frac{1}{c_1} \sin \theta_1 = \frac{1}{c_2} \sin \theta_2 \quad (59)$$

此处 $c_1$ 和 $c_2$ 分别是在二种媒质中的波速，如图3所示。

将折射指数 $n_1 = c/c_1$ 和 $n_2 = c/c_2$ 代入方程式(59)将得出：

$$\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 = \sin \theta_2 \quad (60)$$

如果 $n_1 > n_2$ ，则 $\sin \theta_1 < \sin \theta_2$ 。这意味着 $\sin \theta_2$ 将在 $\sin \theta_1$ 之前到达最大值1。则 $\theta_1$ 能够具有的最大值被限制为：

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (61)$$

此处， $\theta_c$ 被称为入射的临界角。

当入射角超过入射角的临界角时，入射波完全被反射；这种状态被称为“全内部反射”。



#### 2.2.2.4 波的发散与汇聚

考虑在图3媒质1中的入射和反射波总电场。对于情况I，考虑在媒质1中是自由空间，而在媒质2中是理想导体的特殊情况，此处，电场分量垂直于入射平面，如图3中所示。

入射波和反射波的电场可以表示如下：

$$\text{入射电场: } E_y^i = E_1 e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \quad (62)$$

$$\text{反射电场: } E_y^r = \tilde{E}_1' e^{-jk_o(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)} \quad (63)$$

此处， $k_0$ 是真空中的波数。

一个理想导体的反射系数是-1，因此

$$\tilde{E}_1' = -E_1 \quad (64)$$

在自由空间中入射波和反射波的总电场则可以表示为：

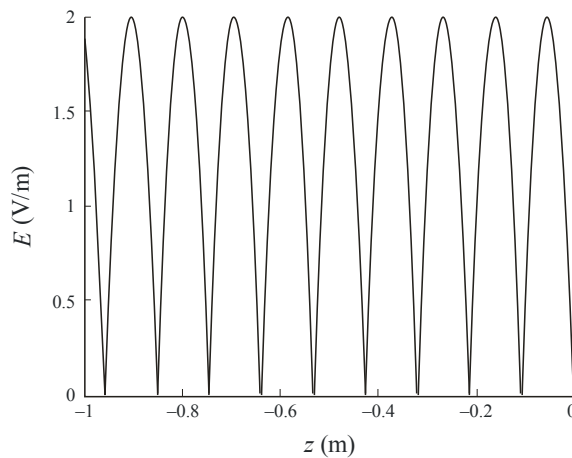
$$E = E_y^i + E_y^r = E_1 e^{-jk_o(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} - E_1 e^{-jk_o(x \sin \theta_1 - z \cos \theta_1)} \quad (65)$$

$$E = -2jE_1 \sin(k_o z \cos \theta_1) e^{-jk_o x \sin \theta_1} \quad (66)$$

在媒质1中，当 $x$ 值保持恒定时，电场在 $z$ 轴处的变化导致波的发散与汇聚与时间无关。这个波被称为驻波，并且是入射和反射波之间干涉的结果。为了演示这个效应，将 $E_1 = 1$ 、 $k_0 = 30$ 、 $x = 0$ 、及入射角 $= 10^\circ$ 时的总电场幅度画在图8中。

图8

媒质1情况I下的总电场幅度



### 2.2.3 非均匀结构的影响

#### 2.2.3.1 从周期性物体的散射 (规则结构)

如图9中所示，当一个平面电磁波入射到一个周期性结构上，并通过孔洞时，来自周期性孔洞的波功率在（67）的条件下最大，而在（68）条件下最小。

$$d(\sin \theta + \sin \varphi) = n\lambda \quad (67)$$

$$d(\sin \theta + \sin \varphi) = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (68)$$

此处：

$d$ : 孔洞之间的距离

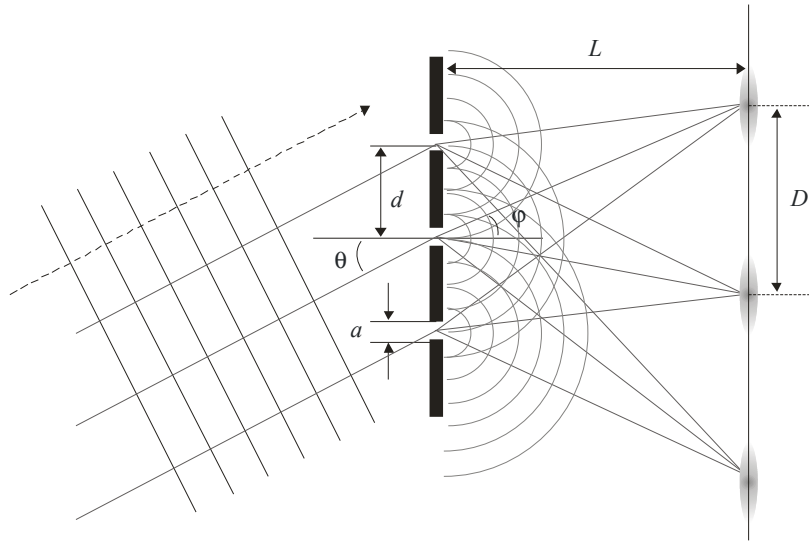
$\theta$ : 入射角

$\varphi$ : 出射角

$\lambda$ : 波长

$n$ : 一个整数。

图9  
从周期性物体的散射



P.2040-09

在 $L \gg d$ 条件下，可以采用方程式（69）估算最大周期。

$$D = \frac{\lambda L}{d} \quad (69)$$

在 $\theta = 0$ 的条件下，可以采用下式得出波的强度 $I$ ：

$$I = \frac{I_0}{m^2} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right) \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi\right)^2} \quad (70)$$

此处：

- $I_0$ :  $\theta = 0$ 时的强度
- $m$ : 孔洞的数量
- $a$ : 孔洞宽度。

2.2.3.2 电磁平面波通过孔洞和结构的透射

2.2.3.2.1 UTD模拟和测量结果

2.2.3.2.1.1 引言

在建筑物墙壁上的一个窗口通常可以被作为一个孔洞来对待，因为通过一个玻璃窗口的透射损耗通常小于通过由其他材料制成的周围表面墙壁，例如石头、砖和水泥。

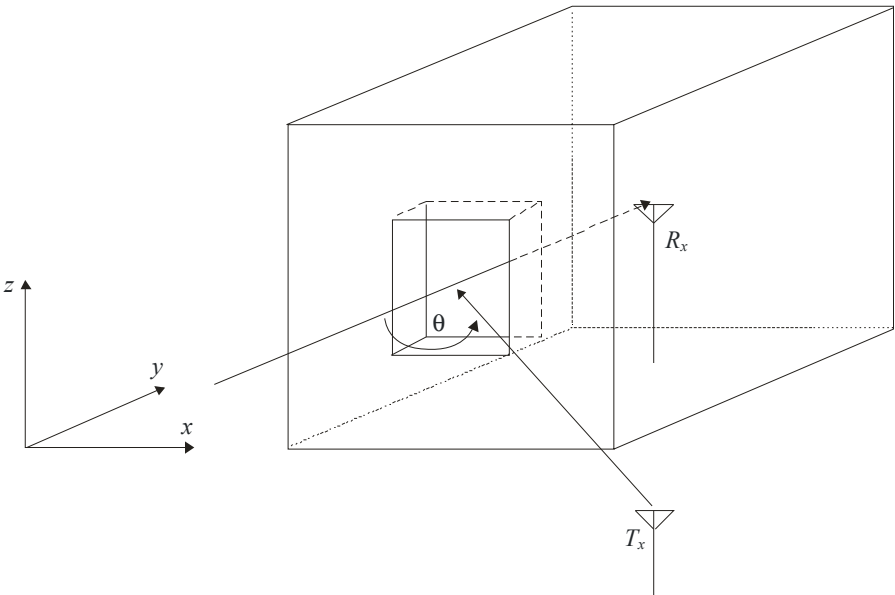
有很多依靠经验或理论上估算孔洞对建筑物入射损耗影响的方法。采用几何光学（GO）方式对下面的实例进行了估算。

定义一个带有一个开放孔洞的三维(3D)盒子，并对不同孔洞尺寸给出了计算结果。将这些计算值与测量值进行比较。

2.2.3.2.1.2 方法

在图10中给出了假设模型。角度 $\theta$ 是入射射线和垂直于孔洞的平面之间的角度 ( $0 \leq \theta \leq 90^\circ$ )。图11显示了估算孔洞对建筑物入射损耗影响的几何模型。假设了一个三维(3D)模型。图11上部和下部分别是平面图和立面图。

图10  
假设模型





在分析中考虑以下波：

- 1) 直达波 (视距(LoS)区域)。
- 2) 来自任何表面的1-4次反射波。
- 3) 来自孔洞边缘的绕射波。
- 4) 来自孔洞边缘和房间墙壁的绕射-反射波。
- 5) 来自房间墙壁和孔洞边缘的反射-绕射波。

### 2.2.3.2.1.3 计算结果

考虑了A和B二种情况。这二种情况之间的差别是孔洞的尺寸。孔洞和房间的尺寸显示在表1中。频率是5 GHz。考虑垂直极化的情况。假设材料和建筑物墙壁的复数介电常数分别是水泥和 $7.0-j0.85$ 。在3D几何光学中所用的反射和绕射系数分别是菲涅尔反射系数和UTD绕射系数。角度 $\theta$ 是 $40^\circ$ 。接收天线(Rx)沿着通过孔洞中心并与图11中y轴平行的一条直线移动。发射天线的高度与接收天线的高度相同。

结果显示在图12中。在这些图中，纵轴和横轴分别表示在 $d = 0$  m处相对于自由空间损耗的额外损耗和距离孔洞的距离 $d$ 。画出了情况A和B的结果。

表1  
计算中所用的尺寸

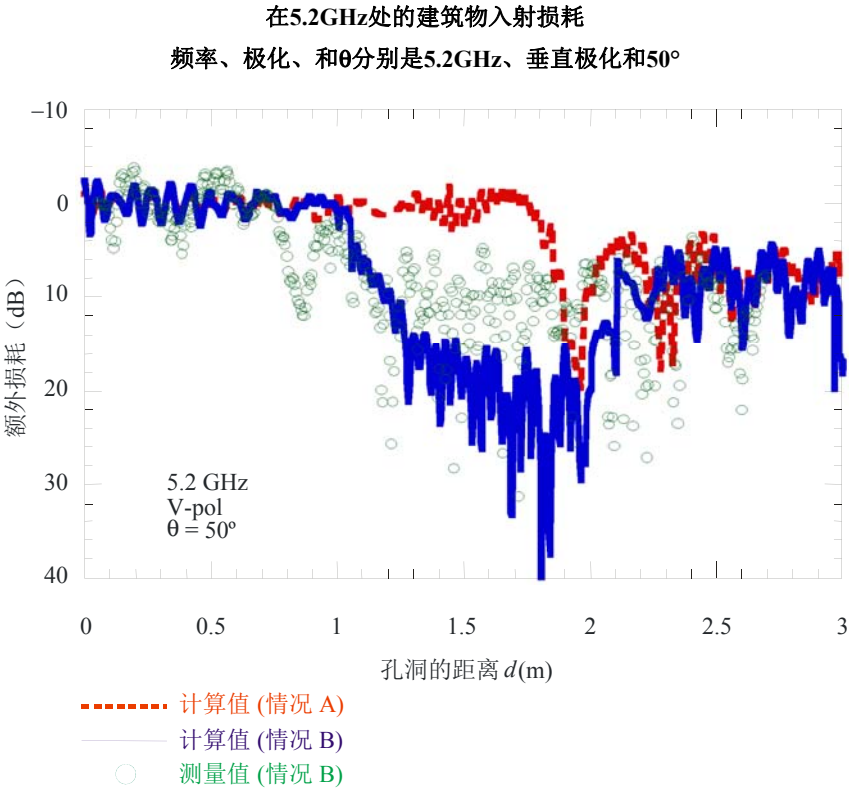
	情况A	情况B
$d$ (从孔洞移动的距离) (m)	0-3 (5-cm 步长)	0-3 (5-cm 步长)
$T$ (cm)	5	5
$a_1$ (m)	2.32	2.32
$a_2$ (m)	2.32	1.3
$b_1$ (m)	2.64	2.64
$b_2$ (m)	2.64	1.3s
$c$ (m)	3.6	3.6
$\theta$ ( $^\circ$ )	50	50
孔洞面积 ( $\text{m}^2$ )	6.12	1.69

### 2.2.3.2.1.4 测量

在一个一般公寓中对建筑物入射损耗进行了测量。测量的几何图形类似于图10和11中的几何图形。房间和孔洞的尺寸类似于表1中所给出的尺寸。但是，用于测量的假设孔洞类型仅仅用于情况B中。角度 $\theta$ 是 $50^\circ$ 。频率是5.2GHz。Tx和Rx天线分别是水平面上波束宽度为 $60^\circ$ 的一个方向性天线和一个全向天线。极化为垂直方向。测量结果与对情况A和B计算的结果一起显示在图12中。尽管对情况B计算的结果与测量结果相比似乎过度估计了在中等范围“ $d$ ”的额外损耗，但对情况B的计算结果从趋势上看与测量结果保持很好的一致。即，在NLoS区域中入射损耗随着“ $d$ ”变大而变小。

当然，这些现象极大地依赖于很多因素，例如房间尺寸或Rx天线的位置；但是，我们能够认识到孔洞对建筑物入射损耗影响的机理。

图12



P.2040-12

2.2.3.2.2 一个边缘障碍物的一致性几何绕射理论（UTD）

2.2.3.2.2.1 方法

一致性几何绕射理论可以用来预测由于有限导电边缘所引起的绕射损耗。适合的应用是绕过一个建筑物的墙角或一个房顶的屋脊，或者一个可以用楔形山峰描述其特征的地形的绕射。该方法要求障碍边缘的电导率和相对电介质常数，并假设没有发生通过边缘材料的透射。

在ITU-R P.526建议书中给出了计算由于有限导电边缘所引起的绕射损耗的方法。它考虑了在遮蔽和LoS区域中的绕射，并为这些区域之间的平滑过渡提供了一个方法。

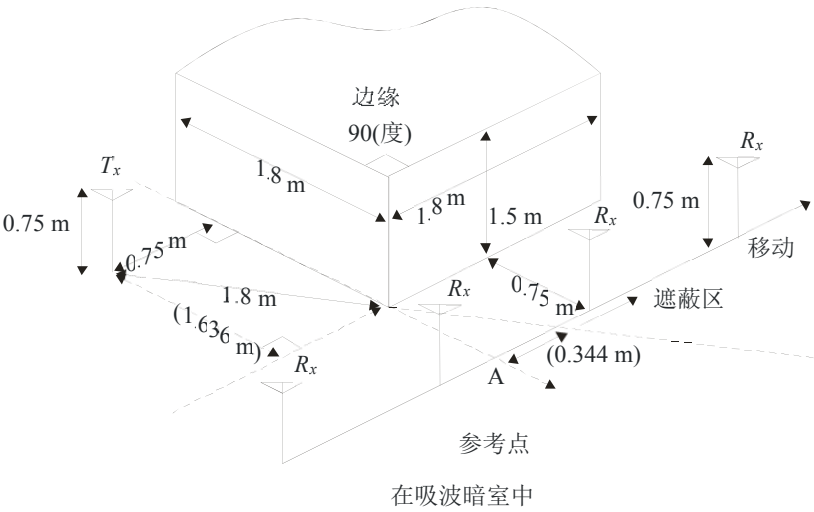
2.2.3.2.2.2 测量和计算结果的比较

对于一个90°导电边缘绕射的简单测量是在一个吸波暗室中进行的。测量装置的几何布置显示在图13中。发射天线Tx固定，而接收天线Rx从照射区移动到遮蔽区。频率是5.2GHz，并对垂直和水平极化情况都进行了测量。测量的结果与采用UTD计算的结果一起显示在图14中。



图13

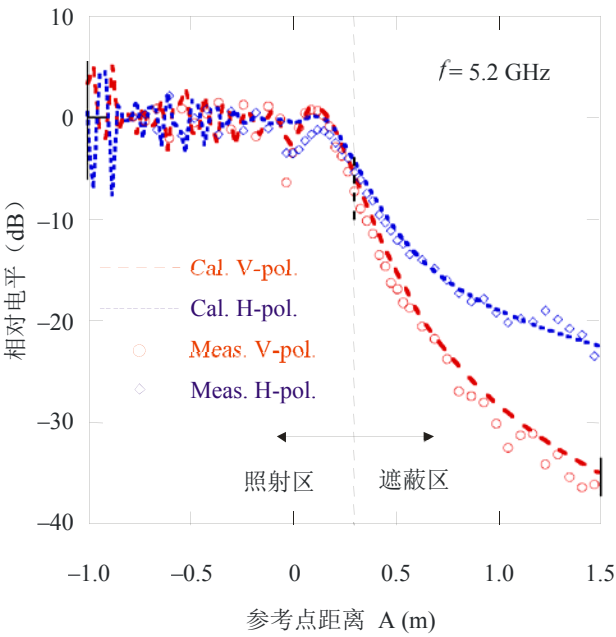
测量的几何布置



P.2040-13

图14

对导电边缘绕射损耗的测量和计算结果



P.2040-14

当考虑垂直和水平极化时，测量结果与采用UTD计算的结果都很好地吻合。

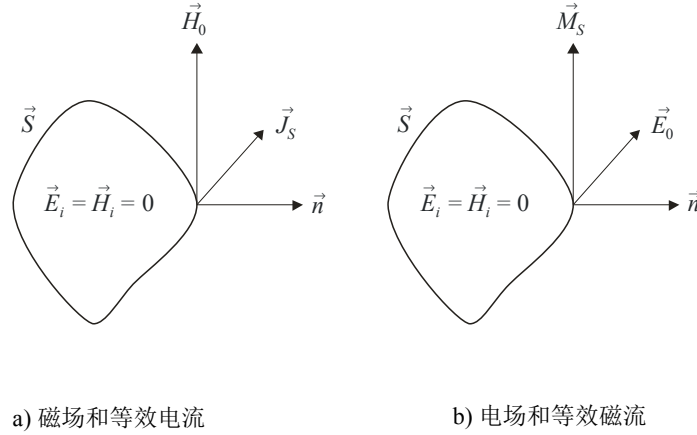
2.2.3.2.3 电磁场等效性原理

电磁场等效性原理被用来估算一个电磁场，其概念演示在图15中。

电场和磁场分别由虚拟边界 $S$ 中的一个电流和磁流辐射。此处，在虚拟边界 $S$ 中的电场和磁场分别用 $\vec{E}_i$ 和 $\vec{H}_i$ 来表示，而虚拟边界 $S$ 外的电场 $\vec{E}_0$ 和磁场 $\vec{H}_0$ 分别由 $\vec{E}_0$ 和 $\vec{H}_0$ 表示。

图15

等效电磁流



从边界条件，电场和磁场必须在虚拟边界 $S$ 处连续。给出以下方程式。

$$\begin{aligned}\vec{n} \times (\vec{H}_0 - \vec{H}_i) &= 0 \\ -\vec{n} \times (\vec{E}_0 - \vec{E}_i) &= 0\end{aligned}\tag{71}$$

此处，从边界 $S$ 处的电流和磁流和边界 $S$ 法线矢量的矢量积，等效电流 $\vec{J}_s$ 和等效磁流 $\vec{M}_s$ 可以表示为：

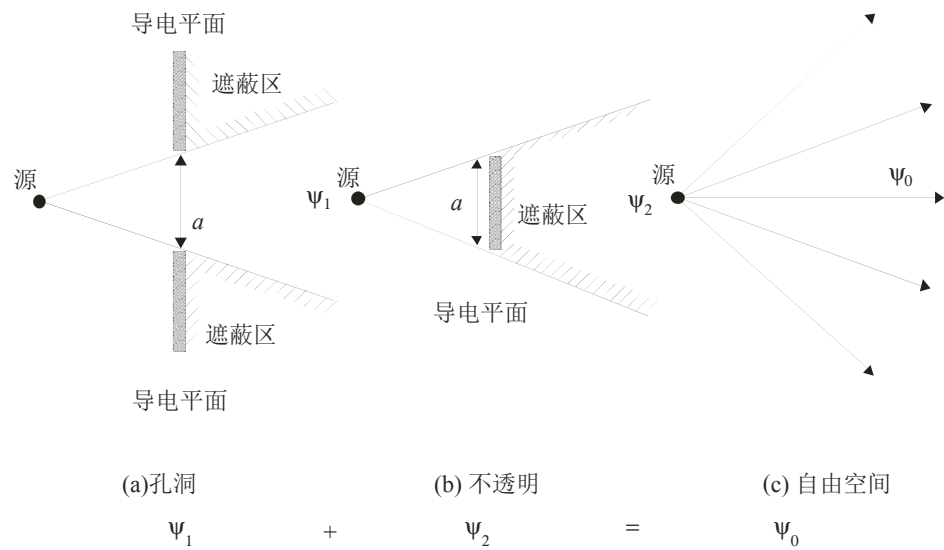
$$\begin{aligned}\vec{J}_s &= \vec{n} \times \vec{H}_0 \\ \vec{M}_s &= -\vec{n} \times \vec{E}_0\end{aligned}\tag{72}$$

因此，没有关于初始电磁场源的信息，可以从关于边界处电磁场的信息估算边界之外的电磁场。

#### 2.2.3.2.4 巴比涅原理

巴比涅原理提出，如图16中所示的二个互补屏幕（即，在一个屏幕上位于另外一个屏幕不透明的位置有一个孔洞，且反之亦然）的绕射图是这样的，在任意一点的各自绕射幅度 $\psi_1$ 和 $\psi_2$  (不是强度)的矢量和等于不存在屏幕时初始波的幅度 $\psi_0$ 。因此，如果一个确定孔洞的绕射图已知，就可以轻而易举地得到对应障碍物的绕射图。

图16  
巴比涅原理



P.2040-16

2.2.3.3 波导和谐振腔

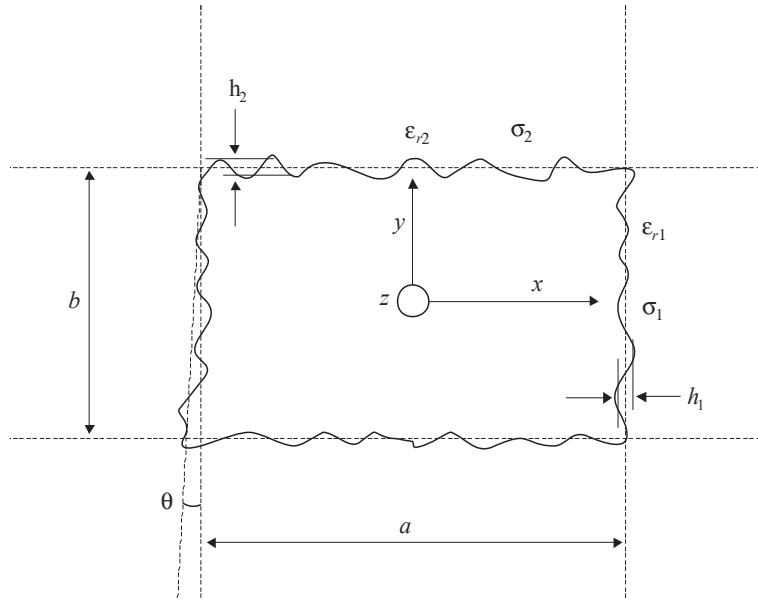
2.2.3.3.1 关于波导中衰减常数频率特性的理论

一个波导可以是由损耗电介质材料包围的一个空腔空间构成。在一个建筑物结构的情况中，一个走廊、地下购物中心、或者隧道可以被视为是一个波导。在一个波导中传播的无线电波功率随着距离被衰减。众所周知，一个波导具有频率特性，例如，根据形状变化的截止频率。在本节中，介绍了一个推导波导中衰减常数频率特性的公式。

图17中显示了一个正方形波导结构的横截面。在此情况下，损耗电介质材料的固有常数对边墙、天花板和地板是不同的。

图17

波导的横截面和材料常数



P.2040-17

在图17中， $a$ 是波导的宽度， $b$ 是高度(m)， $h_1$ 和 $h_2$ 是表面电平高斯分布的均方根粗糙度，而 $\theta$ 是均方根的倾角(rad)。材料的复数介电常数 $\epsilon_{ri}^*$ 计算如下。

$$\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri} - j \left( \epsilon_{ri}'' + \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0} \right), \quad i=1,2 \quad (73)$$

此处 $\epsilon_{ri}$ 是相对电介质常数，而 $\sigma_i$ 是电导率。量值 $\epsilon_{ri}''$ 是材料的损耗角正切， $\omega$ 是角频率，而 $\epsilon_0$ 是自由空间的介电常数。

基本衰减常数用公式表示如下。

$$L_{basic,h} = K_h \lambda^2 \left[ \operatorname{Re} \left( \frac{\epsilon_{r1}^*}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{1}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left( \frac{|\epsilon_{r1}^*|^2}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{1}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right] \quad (\text{dB/m}) \quad (74)$$

$$L_{basic,v} = K_v \lambda^2 \left[ \operatorname{Re} \left( \frac{1}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{\epsilon_{r2}^*}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left( \frac{1}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{|\epsilon_{r2}^*|^2}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right] \quad (\text{dB/m})$$

$K_h$ 和 $K_v$ 是取决于截面形状的常数值。在表2中给出了取决于截面形状的常数值。

表2  
各种横截面形状的常数值

形状	圆	椭圆	正方形	拱形
$K_h$	5.09	4.45	4.34	5.13
$K_v$	5.09	4.40	4.34	5.09

根据表述限制条件的方程式（75），以上所提到的公式有效。

$$\begin{aligned}\lambda &<< \frac{\pi a \sqrt{\epsilon_{r1}-1}}{\epsilon_{r1}} \\ \lambda &<< \pi b \sqrt{\epsilon_{r2}-1}\end{aligned}\quad (m) \quad (75)$$

### 正方形情况下的独特特性

由于粗糙度所造成的衰减常数用公式表达在方程式（76）中，它被认为是相对于一堵墙壁表面平均电平的表面电平的局部变化。

$$\begin{aligned}L_{roughness,h} &= K_h \pi^2 \lambda \left[ \left( \frac{h_1}{a^2} \right)^2 + \left( \frac{h_2}{b^2} \right)^2 \right] \\ L_{roughness,v} &= K_v \pi^2 \lambda \left[ \left( \frac{h_1}{a^2} \right)^2 + \left( \frac{h_2}{b^2} \right)^2 \right]\end{aligned}\quad (dB/m) \quad (76)$$

由于墙壁倾角所造成的衰减常数用公式表达在方程式(77)中。

$$\begin{aligned}L_{tilt,h} &= K_h \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda} \\ L_{tilt,v} &= K_v \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda}\end{aligned}\quad (dB/m) \quad (77)$$

因此，在一个正方形情况下的总衰减常数是如下所示的以上损耗之和。

$$\begin{aligned}L_h &= L_{basic,h} + L_{roughness,h} + L_{tilt,h} \\ L_v &= L_{basic,v} + L_{roughness,v} + L_{tilt,v}\end{aligned}\quad (dB/m) \quad (78)$$

### 2.2.3.3.2 波导理论的适用性

波导理论显示出与在走廊中没有行进人流的情况下在200 MHz到12 GHz频率范围内在走廊中所测量的传播特性很好地吻合。

行进人流对波导的影响

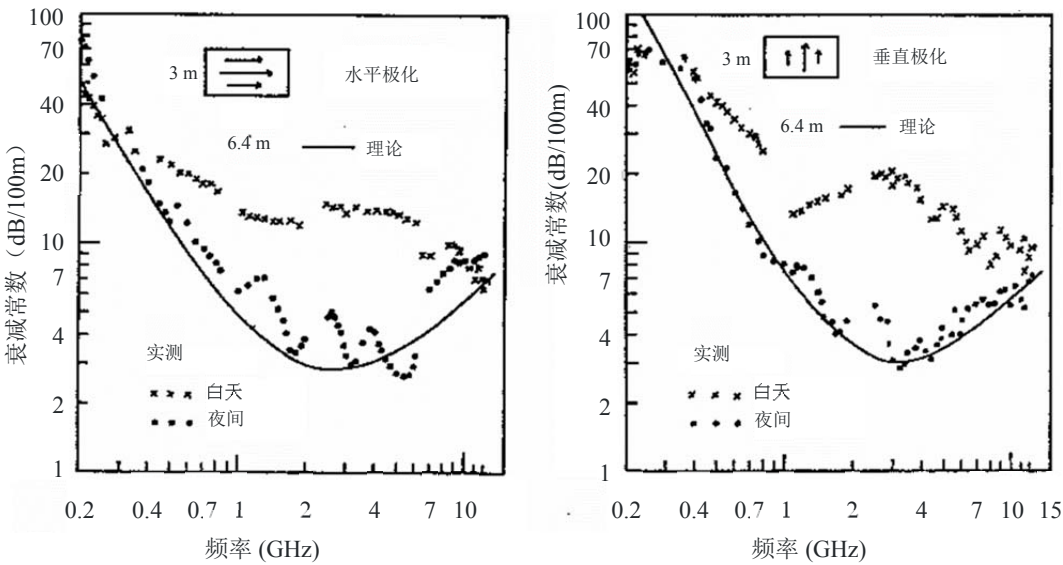
图18显示了在白天(有行进人流时)和在夜间(走廊里空无一人时)理论与实测衰减常数的比较。理论值是根据表3中所给参数计算出来的。

表3  
用于对地下空间进行计算的参数

	宽度 (m)	高度 (m)	倾角 (度)	粗糙度		材料常数			
				$h_1$	$h_2$	$\epsilon_{r1}$	$\epsilon_{r2}$	$\sigma_1$	$\sigma_2$
地下空间	6.4	3.0	0.35	0.4	0.2	15	10	0.5	0.1

图18

对白天与夜间衰减常数的比较



P.2040-18

图18显示出波导理论适用于夜间200 MHz到12 GHz频率范围内走廊中的现实传播特性。但是，波导理论不适用于白天的现实传播特性，因为接收功率受到行进人流的衰减。

因此，波导理论适用于没有来自遮蔽障碍物影响的情形。

2.3 频率选择性表面材料的理论和结果

2.3.1 频率选择性表面

散射波功率随表面的粗糙度变化。在本节中，描述了计算来自具有圆凸起阵列表面的散射场的一个理论。首先，为了特性化该表面的粗糙度，通过采用一个周期性排列圆柱体形成的圆凸起阵列定义粗糙的表面。其次，通过采用格形求和描述一个周期性排列的散射物体以及采用T矩阵描述圆柱阵列来定义散射场的反射系数。第三，显示了一个数值结果，它展示



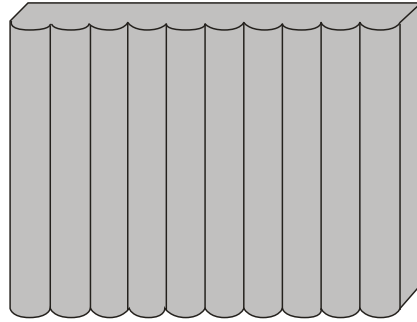
了来自圆凸起表面的反射的频率相关特性。最后，显示了一个实测结果来解释当在一个建筑物的表面上有一个圆凸起阵列时散射波功率随一个入射波的频率变化。

### 2.3.2 围绕圆凸起阵列表面的波传播理论

通过在一个建筑物的表面上做出周期性凸起阵列，如图19所示，可以比对平坦表面更好地控制反射/散射波。计算来自周期性圆柱体阵列的散射波的理论可以被用来定义围绕一个凸起阵列表面的传播波。

图19

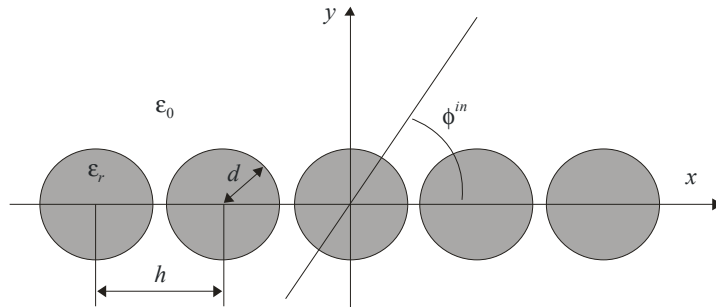
圆凸起阵列的表面



P.2040-19

图20

一个周期性圆柱体阵列的几何图形



P.2040-20

当如图20中所示将相同的圆柱体周期性地排列在一个x轴上时， $k_v > 0$ 的第 $v$ 阶传播模的功率反射系数 $R_v$ 给出如下：

$$R_v = \frac{k_v}{k_0 \sin \phi^{in}} |\mathbf{p}_v^T \cdot \mathbf{a}_0^{sc}|^2 \quad (79)$$

此处， $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ ， $\lambda_0$ 是以角度 $\phi^{in}$ 入射波的波长。在方程式(79)中，得到 $\mathbf{p}_v^T$ 和 $\mathbf{a}_0^{sc}$ 如下：

$$\mathbf{p}_v = \begin{bmatrix} \frac{2(j)^m (k_{xv} + jk_v)^m}{hk_v k_0^m} (m \geq 0) \\ \frac{2(-j)^{|m|} (k_{xv} - jk_v)^{|m|}}{hk_v k_0^{|m|}} (m < 0) \end{bmatrix} \quad (80)$$

$$\mathbf{a}_0^{\text{sc}} = (\bar{\mathbf{I}} - \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{L}})^{-1} \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{a}^{\text{in}} \quad (81)$$

此处， $\bar{\mathbf{I}}$ 是单位矩阵， $k_{xv} = -k_0 \cos \varphi^{\text{in}} + 2v\pi/h$ ， $k_v = \sqrt{k_0^2 - k_{xv}^2}$ ，而 $h$ 是每个圆凸起之间的周期性间隔。 $\bar{\mathbf{L}}$ 是一个正方形矩阵，其元素以如下的格形和形式定义：

$$L_{mn} = \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0 lh) e^{jk_0 lh \varphi^{\text{in}}} + (-1)^{m-n} \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0 lh) e^{-jk_0 lh \varphi^{\text{in}}} \quad (82)$$

此处， $H_m^{(2)}$ 是第一类第 $m$ 阶汉克尔函数。 $\bar{\mathbf{T}}$ 是散射场的T矩阵，并且分别由以下入射电场 $E_z^{\text{in}}$ 和入射磁场 $H_z^{\text{in}}$ 的对角线矩阵给出。

$$T_{mn}^E = - \frac{\sqrt{\epsilon_r} J'_m(kd) J_m(k_0 d) - J_m(kd) J'_m(k_0 d)}{\sqrt{\epsilon_r} J'_m(kd) H_m^{(1)}(k_0 d) - J_m(kd) H_m'^{(1)}(k_0 d)} \delta_{mn} \quad (83)$$

$$T_{mn}^H = - \frac{J'_m(kd) J_m(k_0 d) - \sqrt{\epsilon_r} J_m(kd) J'_m(k_0 d)}{J'_m(kd) H_m^{(1)}(k_0 d) - \sqrt{\epsilon_r} J_m(kd) H_m'^{(1)}(k_0 d)} \delta_{mn} \quad (84)$$

此处， $\epsilon_r$ 是电介质柱体的相对介电常数， $J_m$ 是第 $m$ 阶贝塞尔函数，主要部分表示对于自变量的导数， $\delta_{mn}$ 表示罗内克 $\delta$ 函数。 $\mathbf{a}^{\text{in}}$ 表示一个列矢量，其元素表示未知的入射场幅度。

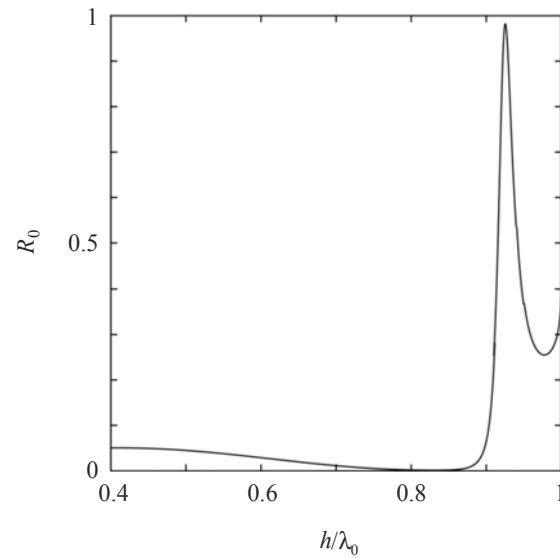
$$\mathbf{a}^{\text{in}} = [(j)^n e^{-jn\varphi^{\text{in}}}] \quad (85)$$

### 2.3.3 计算结果

在图21中显示了一个功率反射系数的计算结果。该结果是采用方程式（97）针对电场 $E_z^{\text{in}}$ 以角度 $\varphi^{\text{in}}=90^\circ$ 对直径和介电常数分别是 $d=0.3h$ 和 $\epsilon_r=2.0$ 的电介质圆凸起发射的情况计算的。在结果中，存在着入射波几乎完全被该表面反射的频段，即使其材料是一个无损电介质物质。

图21

在垂直入射电场 $E_z^{in}$ 情况下  
功率反射系数作为归一化波长 $h/\lambda_0$ 的函数



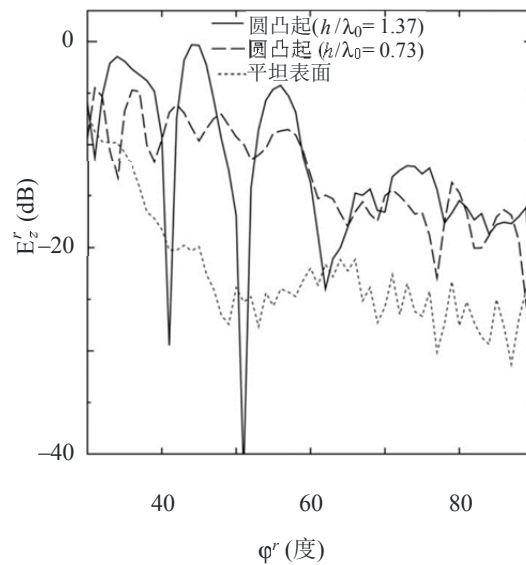
P.2040-21

### 2.3.4 测量

对来自具有圆凸起阵列的建筑物的散射波进行了测量。图22显示了来自平坦表面和具有圆凸起阵列表面建筑物的散射波之间的比较。当电场以角度 $\varphi^{in}$ 发射时，以 $30^\circ$ 到 $90^\circ$ 之间各种反射角测量了来自建筑物的散射波。入射角和反射角定义如图23所示。

图22

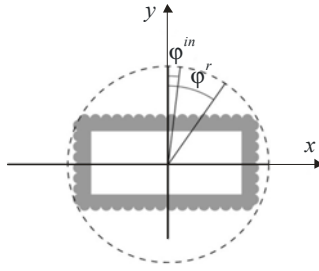
一个周期性圆柱体阵列的几何图形



P.2040-22

图23

测量组合图的平面图



P.2040-23

测量结果显示，来自具有圆凸起阵列表面的散射场功率大于来自平坦表面的散射场功率，而且可以受每个圆凸起之间间隔周期和直径的控制。请注意，建筑材料的相对介电常数和电导率分别被估计为 $\epsilon_r = 6.0$ 和 $\sigma = 0.1 \text{ S/m}$ 。

### 3 材料电气特性汇总

很难找到关于材料电气特性的代表性数据，因为特性是采用不同参数组合来表示的，而且所引用的相对介电常数可能不是在接近所关心的频率上。因此采用在2.1.4节所描述的曲线拟合方法汇总了一个代表性材料特性表。

已经对来自公开文献的8组材料电气特性的数据(总共超过90个分别的特性)进行了整理，转换成了一个标准的格式，并按材料分类进行了分组。对每一个分组，推导出了相对介电常数 $\epsilon_r'$ 和电导率 $\sigma$ 频率相关性的简单表达式。它们是：

$$\epsilon_r' = a f_{\text{GHz}}^b \quad (86)$$

和：

$$\sigma = c f_{\text{GHz}}^d \text{ S/m} \quad (87)$$

此处， $f_{\text{GHz}}$ 是以GHz为单位的频率，和以S/m为单位的 $\sigma$ 。（ $\epsilon_r'$ 无量纲。）在表4中给出了 $a$ 、 $b$ 、 $c$ 和 $d$ 的值。在缺少 $b$ 或 $d$ 值之处，这表示 $\epsilon_r'$ 或 $\sigma$ 是与频率无关的常数(具有 $a$ 或 $c$ 值)。这等效于将 $b$ 或 $d$ 设置为零。

如果需要，可以从电导率和频率得到相对介电常数 $\epsilon_r''$ 的虚数部分：

$$\epsilon_r'' = 17.98 \sigma / f \quad (88)$$

表4  
材料特性

材料分类	相对介电常数		电导率		频率范围
	<i>a</i>	<i>B</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	GHz
水泥	5.31	0	0.0326	0.8095	1-100
砖	3.75	0	0.038	0	1-10
石膏板	2.94	0	0.0116	0.7076	1-100
木材	1.99	0	0.0047	1.0718	0.001-100
玻璃	6.27	0	0.0043	1.1925	0.1-100
天花板	1.50	0	0.0005	1.1634	1-100
纤维板	2.58	0	0.0217	0.7800	1-100
木塑地板	3.66	0	0.0044	1.3515	50-100
金属	1	0	$10^7$	0	1-100
非常干燥的地面	3	0	0.00015	2.52	仅仅1-10
中等干燥的地面	15	-0.1	0.035	1.63	仅仅1-10
潮湿地面	30	-0.4	0.15	1.30	仅仅1-10

在表4中给出的频率限制不是硬性限制，而是对推导模型所用数据频率限制的陈述。对三种地面是例外，对它们不得超过1-10 GHz的频率限制。在ITU-R P.527建议书中给出了不同种类地面相对介电常数和电导率作为0.01 MHz至100 GHz范围中的频率函数的典型值。

表4中所有电介质材料在所指明频率范围上的损耗角正切小于0.5。因此，可以采用对方程式（24）和（27）中所给出衰减率的电介质极限近似来估算通过这些材料的电磁波的衰减：

$$A_{dielectric} = 1636 \frac{\sigma}{\epsilon_r} \text{ dB/m} \quad (89)$$

此处， $\epsilon_r'$  和  $\sigma$  由方程式(86)和(87)给出。

## 4 建筑物损耗测量

### 4.1 建筑物入射损耗

#### 4.1.1 建筑物入射损耗测量(欧洲)

已经在德国和英国进行了测量，以确定规划室内广播业务接收中所用的建筑物入射损耗和其他参数值。

德国的测量是在用于数字音频广播的VHF频段的二个频率和在UHF频段的二个频率上进行的。对在典型的德国建筑物中所进行的所有测量，建筑物入射损耗的中间值在220 MHz时是9.1dB，在223 MHz时是8.5 dB，在588MHz时是7.0 dB，以及在756MHz时是8.5dB。

从建筑物前方(具有较高信号电平一侧)进入相对侧一个房间的透射损耗在220MHz时具有14.8dB的中间值, 在223MHz时是13.3dB, 在588 MHz时是17.8dB, 以及在756MHz时是16dB。

在所有测量上, 位置变化标准偏差的中间值对具有1.5 MHz带宽的220和223MHz信号是3.5 dB, 而对具有120 kHz带宽的588和756MHz信号是5.5 dB。

英国的测量是在UHF频段的多个频率上进行的。

发现在UHF频段上建筑物入射损耗的中值为8.1dB, 标准偏差为4.7dB。但是, 对建筑物离发射机最远一侧房间的数值是10.3dB, 而对建筑物离发射机最近一侧房间的相应数值是5.4 dB; 大约5dB的一个差值。

对介于1.5至10米之间的室外高度增益测量到一个13.5dB的中间值。测量位置是在城郊。

发现一层和二层房间场强之间差值的中间值是5.4 dB。

在房间之内场强变化的标准偏差大约是3 dB。

对一幢房屋的一层楼所测量的场强变化标准偏差大约是4 dB。

尽管在测量频率和带宽上有差别, 但是德国和英国的测量之间非常一致。

#### 4.1.2 建筑物入射损耗测量(日本)

在日本, 入射损耗测量是在距离发射机最远达1公里处的12座写字楼上进行的。

到一个建筑物内测量点的附加路径损耗是相对于沿着在1.5米高度上围绕该建筑物的一条路径进行平均的室外场进行测量的。请注意, 使用固定高度参考不同于在1.2节中所给出的建筑物入射损耗的定义, 并将导致对建筑物的较高楼层出现负的入射损耗。

来自这些测量的数据已经通过以下表达式对相对于平均1.5米高度值的额外路径损耗进行了拟合:

$$\Delta Loss \text{ (dB)} = 0.41 \cdot d - 0.5 \cdot h - 2.1 \cdot \log(f) - 0.8 \cdot LoS + 11.5 \quad (90)$$

此处:

$d$ : 0至20 m; 距离窗口的距离(m)

$h$ : 1.5至30 m; 距离地面的高度(m)

$f$ : 0.8至8 GHz; 频率(GHz)

$LoS$ : 对视距是1, 对非视距 $LoS=0$ 。

#### 4.1.3 建筑物入射损耗—倾斜路径测量

##### 4.1.3.1 UHF卫星信号测量(860 MHz-2.6 GHz)

表5中汇总了在木质框架私人住宅中位于靠近一面外墙的房间内观测到的代表性UHF卫星信号的衰减。对内部房间, 必须对列表的数值增加0.6dB。对木质框架建筑物, 这些衰减显示出随天气或路径仰角的微小变化, 但是, 如表中所示, 具有随频率、极化方向、建筑材

料、保温和结构内位置的系统性变化。一些衬铝的保温和建筑材料贡献了高达20dB的损耗。

表5  
穿过木质框架建筑物的UHF信号衰减\*

建筑物条件		频率(MHz)和极化方向 (水平极化: H, 垂直极化: V)			
外表面	保温 (非金属类型)	860 H	860 V	1 550 V	2 569 V
木质壁板	仅仅天花板	4.7	2.9	5.0	5.8
	天花板和墙壁	6.3	4.5	6.6	7.4
砖质贴面	仅仅天花板	5.9	4.1	6.2	7.0
砖	天花板和墙壁	7.5	5.7	7.8	8.6

\* 此表是针对位于靠近外墙的房间;对于内部房间, 应增加0.6 dB。

#### 4.1.3.2 到高塔或高层建筑物的倾斜路径测量

采用18至20米高塔来模拟一个卫星发射机对建筑物入射损耗的测量是在700 MHz至1.8 GHz频段及500 MHz至3 GHz频段上进行的, 以确定在各种建筑物中的平均损耗和空间变化性。没有足够的可以给出精确的预测方法, 但在表6至7中的数据具有指示性。

表6  
在建筑物中平均位置和最佳位置的信号分布  
(在700至1 800 MHz频率范围上)

建筑物编号	结构	仰角	平均位置		最佳位置	
			平均损耗 (dB)	标准偏差 (dB)	平均损耗 (dB)	标准偏差 (dB)
1	拐角办公室、大窗户、单层建筑物。水泥预制块、石膏板、双层玻璃。钢梁上的水泥屋顶	27.5° (通过窗口的LoS, 墙壁和LoS之间的方位角是50°)	7.9	5.5	4.2	4.2
2	窗户为外墙5/8的小房间	18° (通过窗口的LoS, 墙壁和LoS之间的方位角是50°)	9.1	4.4	5.4	3.7

表6(结束)

建筑物编号	结构	仰角	平均位置		最佳位置	
			平均损耗 (dB)	标准偏差 (dB)	平均损耗 (dB)	标准偏差 (dB)
3	拐角门厅、占外墙一半的大反射性玻璃门。水泥外墙、金属框架上的石膏板内墙	16° (通过窗口的LoS，一面墙壁和LoS之间的方位角是45°，二面外墙都受到发射机的辐射)	15.4	8.4	9.7	6.7
4	带有三合板内墙的铁皮小屋。二侧墙每侧上有一个小的无遮蔽窗户，外包金属的门	25° (墙壁和LoS之间的方位角是60°)	9.7	6.3	5.2	4.9
5	二层木质侧墙房屋，石棉保温层(墙壁和屋顶); 石膏板，无金属隔热层。窗户上没有金属帘。木瓦屋顶。	25° (墙壁和LoS之间的方位角是45°)	9.0	4.5	5.4	3.7
6	空的金属皮移动拖车房屋，带有金属帘的金属框架窗户	25° (墙壁与LoS之间的方位角是45°)	24.9	3.8	19.8	3.4

表7

在建筑物内平均位置和最佳位置处的作为频率函数的中值损耗  
(与表9中相同的结构详情和仰角)

建筑物编号	平均位置	最佳位置
(如表6所示)	750-1 750 MHz	750-1 750 MHz
1	5-11 dB	2-6 dB
2	5-14 dB	2-5 dB
3	17-18 dB	12-13 dB
4	9-11 dB	5-6 dB
5	5-11 dB	3-5 dB
6	20 至 > 24 dB	16-22 dB



表8

**在建筑物内平均位置处的信号分布  
(在500-3 000 MHz频率范围上的估值)**

建筑物编号	结构	仰角 (度)	平均位置	
			平均损耗 (dB)	标准偏差 (dB)
1	单层建筑物的入口大厅—水泥斜墙，沥青屋顶	18	13	10
2	单层建筑物中的办公室—砖砌预制块，沥青屋顶	38	9	7
3	二层木质框架农舍，金属屋顶，无铝质隔热层	33	5	4
4	二层木质框架房屋的门廊和起居室，金属屋顶，铝质隔热层	41	19.5	12
5	二层建筑物中的汽车旅店房间，具有复合材料屋顶的砖砌结构	37	13	6
6	二层建筑物的门厅，玻璃和水泥结构，沥青屋顶	26	12	5

在第一组测量中(表6和7)，前三个建筑物带有仰角，因此房间通过窗户受到来自发射机直接LoS的辐射。仰角在30°以下，使建筑物可以受到侧面辐射。

在这些表中建筑物3的情况下，通过反射性玻璃门的损耗比门敞开时大约高15 dB。

另外一个研究的结果类似，一个带有金属屋顶并且没有铝质隔热层的木质框架房屋的平均衰减水平（在500至3 000MHz频率范围中）在5 dB之间变化，对一个具有铝质隔热层的类似房屋则是20 dB。表11显示了测量平均衰减值的汇总。

请注意，对某些测量，靠近窗口或敞开的门得到的数值被包括在平均过程中。在汽车旅馆(建筑物6)中，穿透一面砖墙的直接路径情况下的衰减在LoS的数值之下15至30 dB。由于金属屋顶和铝质隔热层的原因，在建筑物4中的电平在LoS的数值之下25至45dB变化。

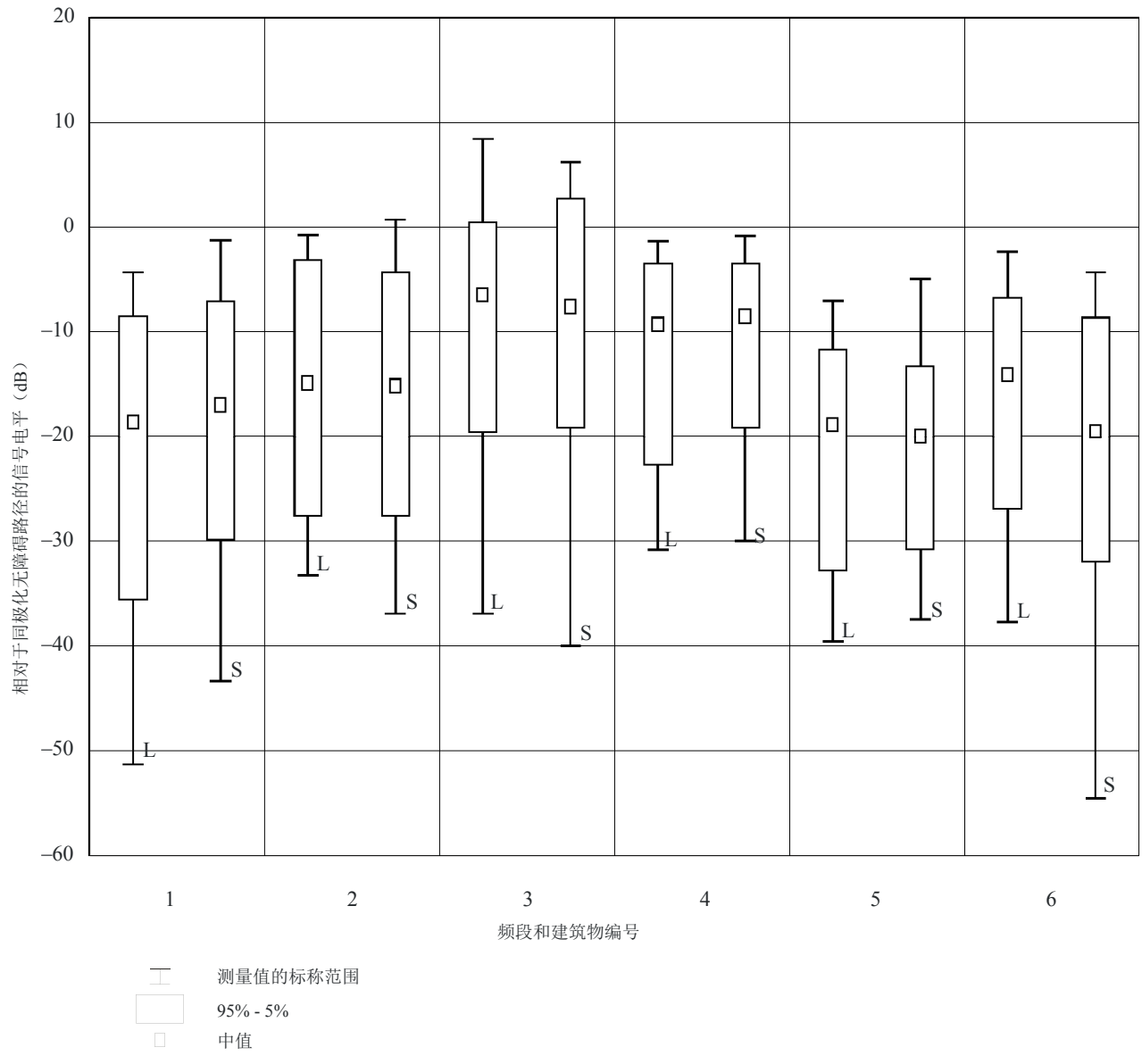
还请注意，测量是在稳态路径上进行的。有证据表明，一旦发射机或接收机移动时，短时延多径效应将引起接收信号电平波动上升。这对发射机相对于接收机快速移动情况的低地球轨道（LEO）系统是特别有意义的。

测量显示，在建筑物1、2、4、和6中的衰减随频率增加大约1至3 dB/GHz，而在最小衰减建筑物（建筑物3）中则是6dB/GHz，并在玻璃墙壁建筑物5中几乎显示出没有随频率的变化。因为以上所给出的数值是在500 MHz至3 GHz频率范围上进行平均的，预期它们对1至3 GHz范围可以稍微好些。

对表8中指出的6个建筑物，进行了1.6GHz和2.5GHz的测量，并分析确定中值、当天线水平移动通过多个80 cm间隔时相对信号损耗5%和95%的水平。从侧面对建筑物进行辐射，

而信号是在外墙之内接收的（从一面墙入射）。采用了方位全向性天线来接收发射信号。从这些测量得出的统计数字汇总在图24中。这些数据显示出对穿过建筑物墙壁的信号传输可能发生衰落的幅度和变化。请注意，多径条件偶尔产生超过0 dB的相对信号电平。

图24



对表5中所指出的6个建筑物（在图中以1至6标示），在1.6GHz和2.5GHz处相对于无障碍LoS的建筑物入射功率损耗的中值、5%和95%水平。分别显示了每个建筑物1.6GHz（L）和2.5GHz（S）的统计数据。

在3 GHz以下频段的有效测量中没有提供一个提供41°以上仰角的信息。但是，穿过金属结构（表6和7中的建筑物6；表8中的建筑物4）的较大损耗提示，穿过金属屋顶的直接路径的衰减将在20 dB的量级。表8中建筑物4砖墙的15至30 dB损耗对更高的仰角也有意义。

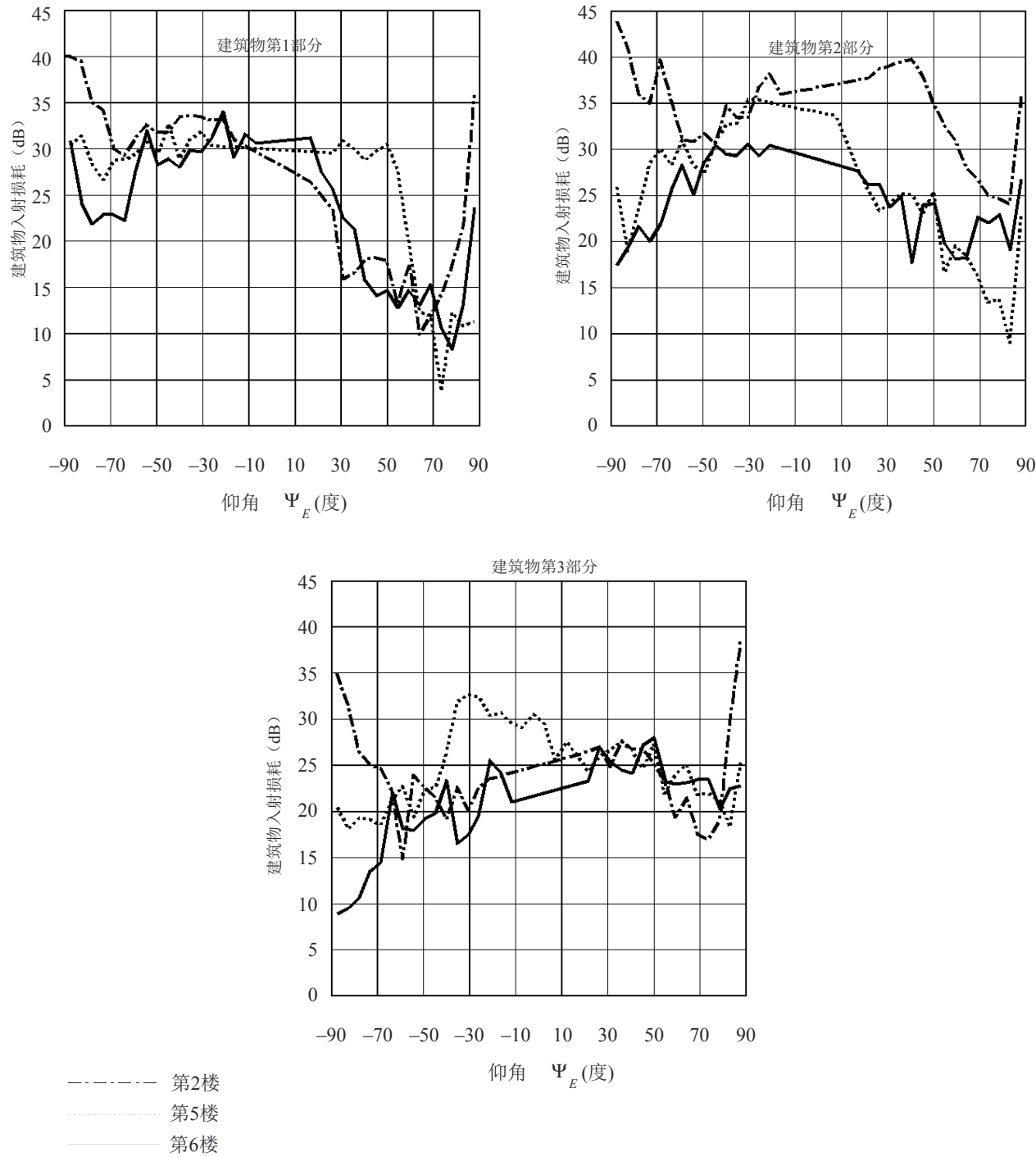
通过采用高层建筑物来模拟卫星信号接收，在5 GHz以二个不同仰角测量建筑物入射损耗的仰角相关性。在一间办公室类型的房间中，额外建筑物入射损耗的实测中值对15°和55°仰角分别是20 dB和35 dB。

#### 4.1.3.3 对写字楼的直升机测量

在一幢8层楼的不同三层的不同位置测量了5 GHz左右建筑物入射损耗的仰角和方位角相关性。采用了一架直升机来模拟一个卫星发射机。对接收信号进行了连续记录，并借助一个差分全球定位系统（GPS）接收机记录了直升机的位置。在表9中汇总了实验条件和平均测量结果。在图25中显示了建筑物入射损耗相对于路径仰角的特性，并在图26中显示了仰角为15°和30°时相对于方位角的特性。

图25

在5.1 GHz上在第3、6和7层的1、2和3部分的建筑物入射损耗。  
当向北观看时，角度 $\Psi_E$ 定义为正，而向南观看时定义为负  
 $|\Psi_E| = 90^\circ - \epsilon$  此处， $\epsilon$ 是仰角



建筑物第1部分：带有朝向直升机发射机的窗口的房间。  
建筑物第2部分：走廊中央。  
建筑物第3部分：带有不朝向直升机发射机的窗口的房间。

图26

在4个不同室内天线位置对于15°和30°仰角在5.1 GHz的建筑物入射损耗。  
位置1和2位于靠近一面外墙，而位置3和4位于走廊中

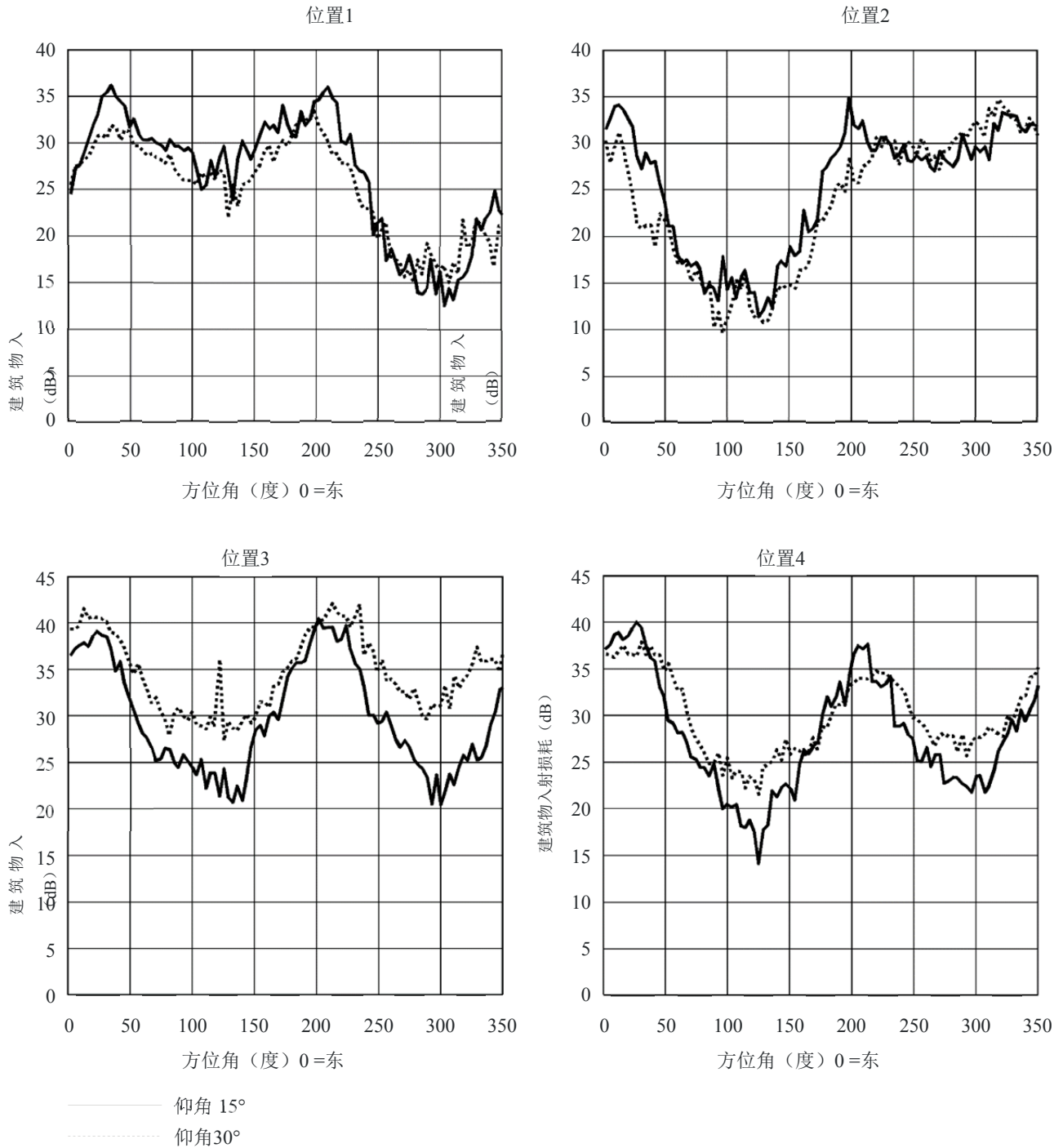


表9

在一幢写字楼中不同位置对5.1 GHz频率测量的  
平均中值建筑物入射损耗和中值建筑物  
入射损耗的观测到的范围

	测量类型(直升机 飞行轨迹)	在建筑物中不同接 收机位置的中值建 筑物入射损耗的平 均值 (dB)	中值建筑物入射损 耗的观测到的范围 (dB)
有7层在地面以上且在以前屋顶上 附加一层的8层建筑物，砖墙，窗 口排列成行：在砖墙后面是一层10 cm厚的水泥墙；窗户是二层平坦非 热玻璃，楼层间距3.5 m，地板到 天花板是2.5 m，中间有木条板的 二层石膏分将房间分隔开；面对走 廊的内墙大多数情况下是由玻璃构 成，房间一般配置了桌子和书架； 每一楼层有三个部分，一条走廊每 侧有办公室	仰角测量(线性， 垂直于建筑物的 长边)	19.1	~ 5-45
	方位角测量 (在 15°和30°仰角情况 下成环形)	22.3	~ 10-42

采用一个圆顶形状飞行路线图形在2.57 GHz和5.2 GHz向着三座建筑物内进行了测量，其中之一在奥地利的格拉茨地区，另外二个在奥地利的维也纳地区，涵盖了各种建筑物类型。发射机由一架直升机携带，在上面安装了一个可操纵的螺旋天线。测量是采用一个具有100 Mcps码片速率和200 MHz带宽的高分辨率、基于伪随机序列的信道探测仪来进行的。发射天线是右旋圆极化(RHCP)，而用于信道探测仪情况的接收天线由一组贴片天线构成，具有二个正交线性极化，覆盖了几乎一个半球的表面。

表10给出了向着建筑物位置内部的概述。

表10  
对所测量建筑物的概述

建筑物		位置	#RX 位置	立面/屋顶材料
千禧塔 摩天大厦	第23层 第45层	维也纳	2 2	金属网格和玻璃镶板，具有太阳防护层的镀膜玻璃/钢筋水泥
格拉茨机场	登机口区域 会议室	靠近格拉茨的费尔德基兴	4 1	钢、金属构件单元、带有太阳防护层的镀膜玻璃/钢、金属片、砂石层
写字楼FFG	内城写字楼，最高楼层	维也纳	2	钢筋水泥/镀膜窗户

显示在表11中的建筑物入射损耗是通过从建筑物内平均功率时延分布测量减去来自一个室外参考测量的平均功率时延分布计算出来的。在表12中给出了在5.2 GHz距离朝向发射机的窗口不同远近情况下的建筑物入射损耗。

表11  
在2.57和5.2 GHz的不同仰角和相对方位角的入射损耗(dB)

建筑物	到立面 法线的 相对方位角	2.57 GHz				5.2 GHz			
		仰角				仰角			
		15	30	45	60	15	30	45	60
千禧塔第 45层	0	22.86	24.42	21.53	23.95	30.40	27.65	32.09	29.77
	-30	22.13	22.17	25.21	24.59	28.34	30.42	32.43	33.31
	-60	24.44	23.71	25.91	24.60	29.00	31.31	33.57	34.97
	-90	25.40	29.24	27.21	26.77	32.65	34.23	37.24	38.21
千禧塔第 23层	0	28.04	28.31	28.13	28.28	36.53	37.55	35.38	39.45
	-30	28.70	29.60	29.60	27.59	31.84	36.57	37.51	35.34
	-60	32.26	33.17	33.66	35.38	35.19	37.12	35.90	39.65
	-90	35.30	42.22	37.80	—	43.20	43.80	47.02	46.52
写字楼	0	21.69	29.23	26.18	31.40	26.52	31.13	34.13	35.28
	30	26.49	34.90	31.10	33.00	33.12	33.49	36.51	34.08
	60	27.43	—	35.90	36.13	34.29	34.16	36.30	35.73
	90	—	38.09	—	—	—	—	—	—
机场登机 口区域	0	18.18	—	23.68	23.00	28.36	35.76	—	37.97
	-30	15.09	21.12	19.11	27.10	—	—	—	37.98
	-60	18.25	26.13	21.96	25.42	27.67	37.76	—	—
	-90	—	27.71	23.69	24.61	34.31	—	—	—

表11 (结束)

在2.57和5.2 GHz的不同仰角和相对方位角的入射损耗(dB)

建筑物	到立面 法线的 相对方 位角	2.57 GHz				5.2 GHz			
		仰角				仰角			
		15	30	45	60	15	30	45	60
机场会议室	0	11.81	12.62	—	10.84	15.19	19.68	19.37	19.09
	−30	11.69	—	15.05	13.63	17.73	19.37	20.03	—
	−60	16.65	17.87	17.66	16.35	22.79	—	24.70	22.38
	−90	18.52	20.10	17.43	—	25.17	24.32	23.43	—

表12

在5.2 GHz相对于到朝向发射机窗口距离的不同仰角的入射损耗(dB)  
发射机位于相对于立面法线0度的方位角

建筑物	到窗口的 距离 (m)	仰角			
		15	30	45	60
千禧塔第45层	1.4	—	25.30	31.41	27.80
	2.4	—	27.34	31.16	27.81
	3.4	—	29.72	31.64	30.58
	4.4	—	25.6	32.19	28.88
	5.4	30.40	29.08	33.43	30.34
机场登机口区域	0.5	30.63	35.07	—	38.72
	2.5	30.28	35.01	—	37.09
	4.5	29.97	35.96	—	38.03
	6.5	16.40	36.85	—	—

4.1.3.4 对居住建筑物采用气球测量(1-6 GHz)

在英国已经测量了很多进入传统结构居住建筑物的建筑物入射损耗。这些测量在1.4 GHz、2.4 GHz和5.8 GHz进行，并采用了一个系留气球来研究一系列仰角。  
在表13中给出了测量位置的详细情况。



表13

建筑物	日期	测量位置
小办公室/公寓 (3层)	1985	在2个办公室中测量(第2层)
独立式房屋(3层)	1905	厨房(第1层)和卧室(第2层)
联排式房屋(2层和阁楼)	1880	起居室(第1层)、卧室(第2层)和书房(第3层)
联排式房屋 (2层)	1965	餐厅和起居室(第1层)、走廊(第2层)

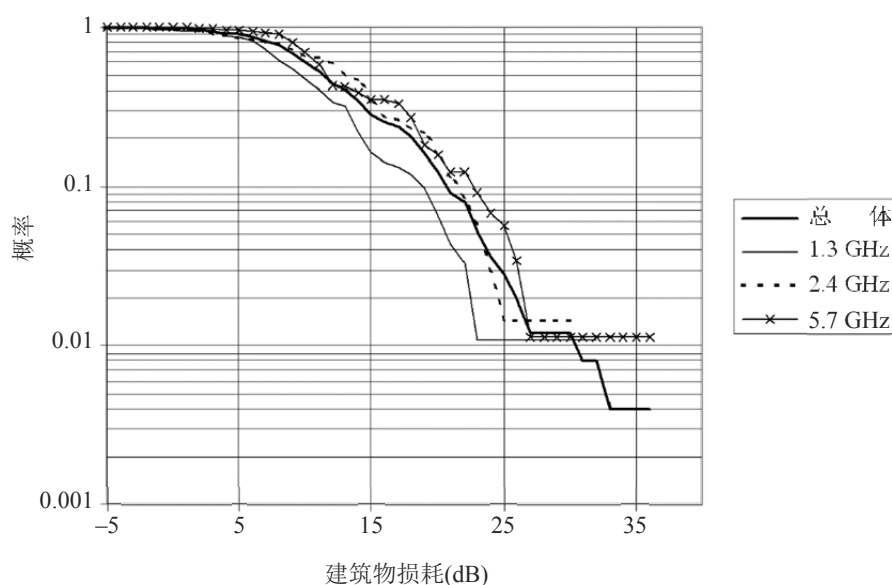
测量是采用悬挂在一个系留氦气球上的CW发射机来进行的，它使得能够测量最高大约到70°的仰角。接收机在一个室内测量天线与一个外部参考天线之间切换。测量天线在计算机控制下沿着一条1米长的轨道移动，以便能够对测量进行空间平均。

在发射机和接收机都采用了全向天线，对天线垂直辐射图和参考天线与测量天线之间在自由空间的差别进行了修正。

在以上所描述的修正之后，得到了一组数据，它为每个测试位置提供平均透射损耗。在图27中显示了这些结果的累积分布函数，并给出了对于所有11个接收机位置在所有仰角的平均局部损耗的统计数据。接收机位置是随机选取的，并且对气球几乎是完全NLoS的。

图27

建筑物透射损耗总的统计数据

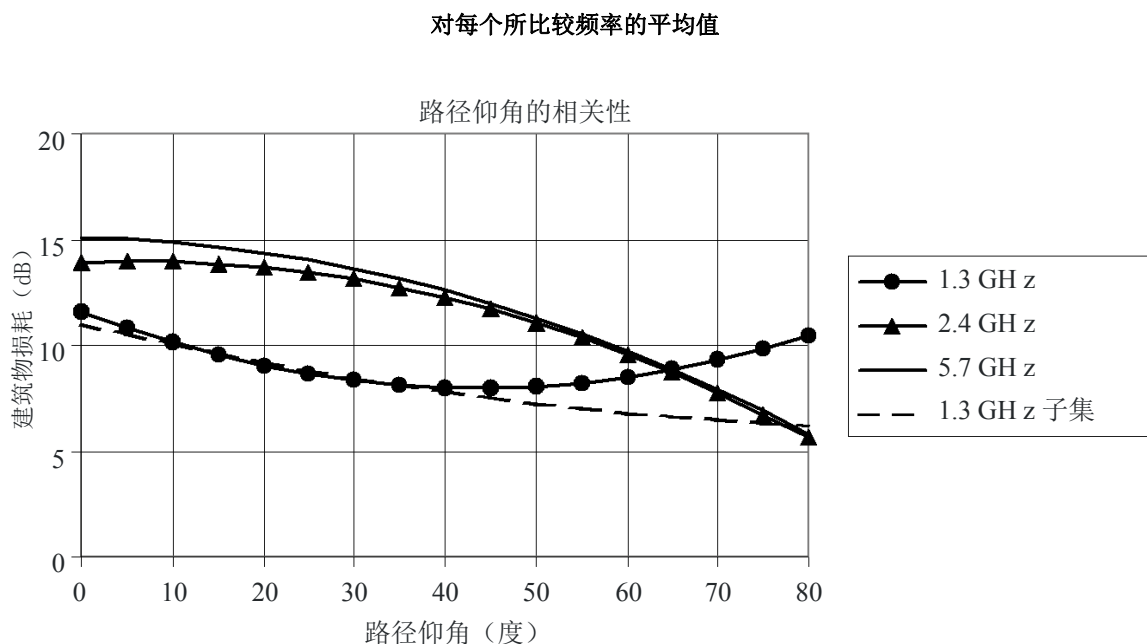


P.2040-27

在所有频率下，建筑物透射损耗的平均值是11.2dB。图27中所示结果显示结果中有轻微的频率相关性。透射损耗的平均值在1.3 GHz是9.2 dB，在2.4 GHz是11.2 dB，而在5.7 GHz是12.7 dB。

图28显示了测量的仰角相关性(对测量点拟合的多项式曲线)。

图28



P.2040-28

在1.3 GHz的结果显示出透射损耗对更高仰角的一个异常增加。对测量数据的检验显示出这是由于一组测量数据造成的影响，以虚线显示了排除这个数据后的影响。

可以看出，除了在最低频率处，对更高的仰角有一个轻微的透射损耗减少。这个建筑物损耗随仰角的减少违背了在前面一些模型中所做的假设。这有可能是居住建筑物特性的表现，它们的地板和天花板通常是较轻的木质结构。

在平均结果中，对建筑物地板的一些相关性是明显的，第1层和第2层的结果一般显示出比第3层的结果大约高5-8 dB的损耗。但是，应该牢记的是，在第3层仅仅进行了一组测量，并且位置是一个转换的屋顶空间，用作家庭办公室。

## 4.2 在建筑物内的损耗

对在建筑物内地面传播的研究显示，在2 GHz在一个写字楼中，透过楼层的损耗(dB)由  $15 + 4(n - 1)$  给出，此处， $n$ 是所穿透楼层的数量。对一个住宅建筑物，损耗通常是每层4 dB，它用于估算一颗卫星的信号以高仰角进入并向下通过一个建筑物的附加损耗。

## 4.3 建筑物射出损耗的测量

### 4.3.1 测量布置

图29显示了在此测量中所用房屋的一张图片。它是日本的一个典型双层框架房屋。面积大约为11 m × 12 m。每侧的外墙有2到3扇窗户。外墙的外面覆盖了涂过漆的木板，墙的内侧覆盖了石膏板。玻璃纤维保温层填充在墙的内部之间。一个发射天线放置在靠近下层中间。天线高度是在地板之上1.5 m处。从一个垂直极化双极天线发射一个5.2-GHz连续波。连接到

一个双极天线的接收机被放置在一个推车上，并围绕房屋移动。接收天线的高度设置为距离地面2.2 m处，以使它等于发射天线的高度。在进行外部测量之前，在房屋内部的多个点测量了接收电平。

#### 4.3.2 测量结果

图30是一个接收电平的等位线图。以深色表示高电平，以浅色表示低电平。此图显示出强烈的无线电波通过窗户扩散出来，并传播到相对远的距离。在此图中，在右上角的白色部分表示由于一个谷仓使我们不能进行测量的位置。在左上侧的其他白色部分是由于一个灌木篱笆。

图29

房屋的照片



P.2040-29

图30

接收电平的等位线图

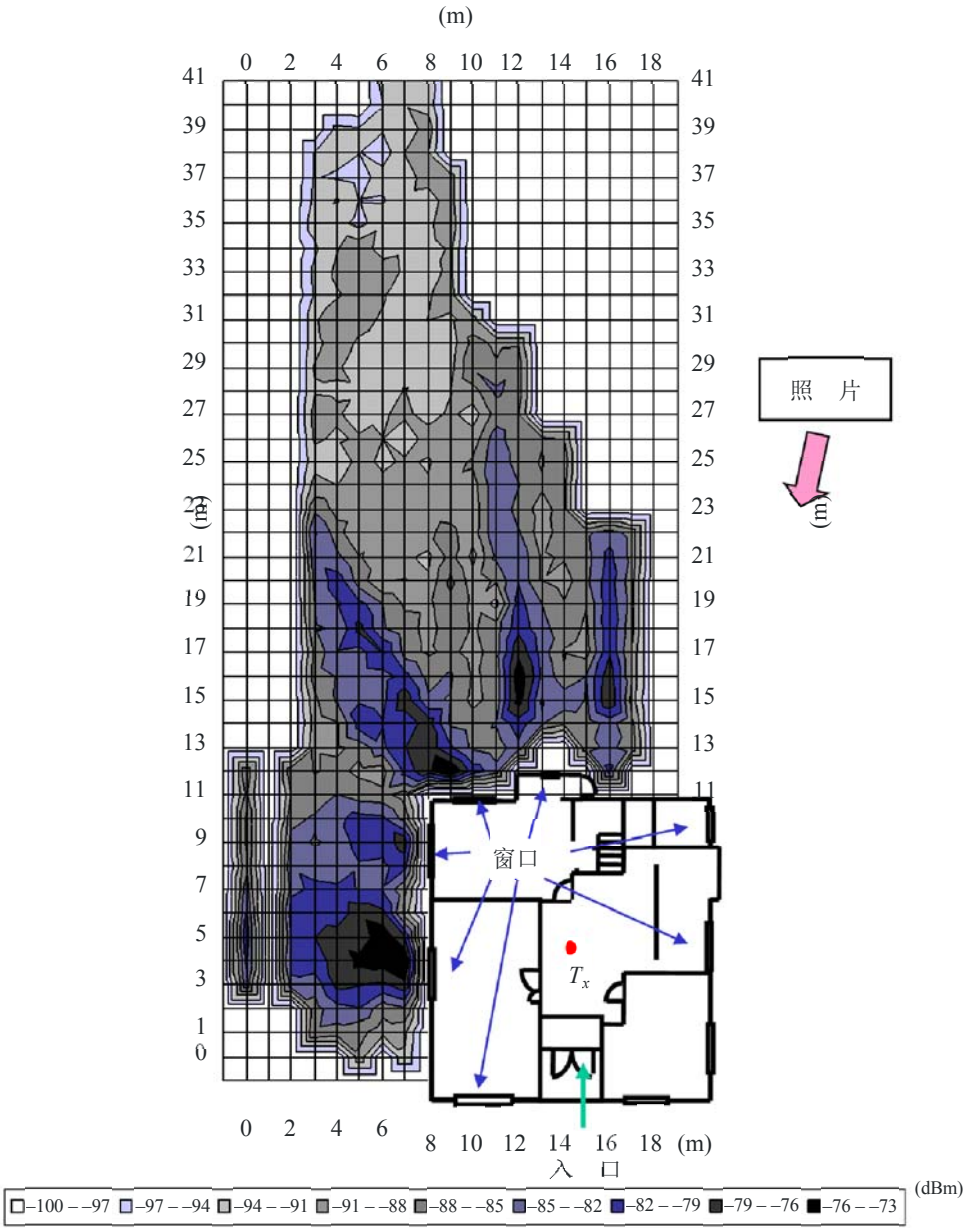


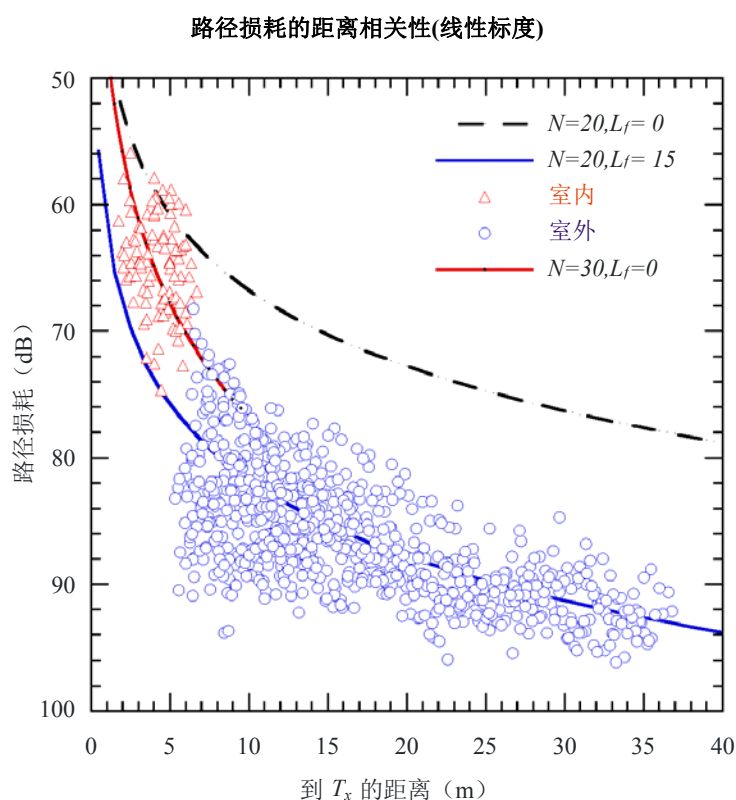
图31显示了路径损耗的距离相关性。横坐标是一个线性标度。蓝色圆点表示室外数据，红色三角表示室内数据。采用以下方程式近似计算路径损耗。

$$L(\text{dB})=20\log(f(\text{MHz}))+N\log(d(\text{m}))-27.55+L_f(\text{dB}) \quad (91)$$

此处， $N$ 是对距离的衰减系数， $L_f$ 是由实例中墙壁透射所引起的附加衰减。当 $N$ 和 $L_f$ 分别等于20和0时，此方程式表示了自由空间的路径损耗。

在图31中显示了三条计算的曲线。黑色虚线是在5.2 GHz的自由空间损耗。红色实线近似了室内数据组。其 $L_f$ 等于0，但是 $N$ 等于30，与自由空间相比是一个大的衰减。蓝色实线的 $N=20$ 和 $L_f=15$ 。该曲线平行于自由空间曲线，但降低了15 dB。这个结果显示，路径损耗随着房屋内部大的 $N$ 值而增加，并且这个增加在它射出房屋后变得平缓。在图31中可以清楚地观察到这个特性。

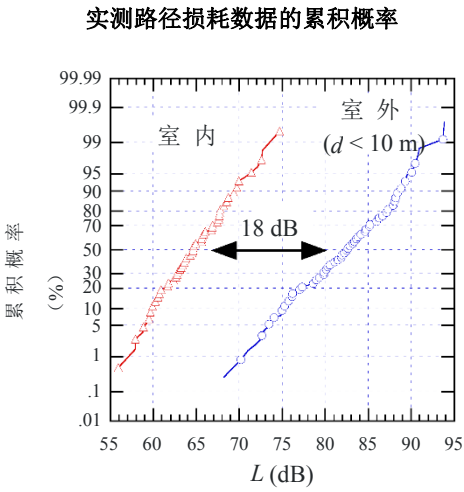
图31



P.2040-31

根据这些数据，在图32中推算出了路径损耗的累积概率。在这二个概率之间的差值近似为18 dB。这表示，无线电波以大约18 dB的衰减从房屋射出并以和自由空间相同的衰减系数随着距离传播。

图32



P.2040-32

4.4 建筑物遮蔽损耗测量

在澳大利亚进行了测量，以确定在规划固定卫星业务与固定业务之间共享频率中所采用的建筑物遮蔽损耗的数值。

建筑物遮蔽损耗被定义为穿过一个建筑物的传输损耗。

频率为11 GHz。极化方向是垂直和水平极化。

表14显示了在11 GHz穿过不同类型建筑物的平均测量结果。

表14

由于极化和建筑物类型所引起的损耗平均值和标准偏差

测试地点	平均损耗 (垂直极化)	标准偏差	平均损耗 (水平极化)	标准偏差
1. 木质建筑物(纵向)	26.4 dB	7.1	—	-
1A. 木质建筑物(横向)	10.0 dB	7.0	8.3 dB	5.0
2. 水泥/砖建筑物	30.1 dB	5.0	28.6 dB	5.5
3. 金属棚	36.4 dB	4.1	35.0 dB	3.2

测量显示出在以下计算中对建筑材料的高相关性：

- 传播的主要模式；和
- 障碍物所引起衰减的量。

木质建筑材料引起10.0至25.0 dB的最低平均衰减，砖和水泥介于25.0至35.0 dB之间，而金属则是35.0至40.0 dB之间。对于木质和水泥结构的主要传播模式是透射，而对金属结构的主要传播模式是通过绕射的传播。

在通过绕射进行传播期间，对绕射角有很高的相关性。随着从拐角处绕射角(即，朝向建筑物遮蔽的中心)的增加，由于绕射所引起的衰减量也增加(5.0至10.0dB量级)。

尽管在每个测量点都有极化相关性，但是从平均数据的观点看，与没有极化相关性或路径长度相关性相差无几。在水平和垂直极化方向之间的平均衰减变化小于1.5 dB。

## 附录1 (针对2.2.2.2节)

### 根据ABCD矩阵公式得到由N层电介质平板所表示的 建筑材料的反射和透射系数的替代方法

下面给出了对第2.2.2.2节中方程式(54)至(58)的替代公式，根据ABCD矩阵公式来得到以N层电介质平板所表示的建筑材料的反射(R)和透射(T)系数。假设在建筑材料的二侧的区域都是自由空间。请注意，这个替代方法产生出与在第2.2.2.2节中所给出的完全相同的结果。

$$R_N = \frac{B/Z_N - CZ_N}{2A + B/Z_N + CZ_N} \quad (92a)$$

$$R_P = -\frac{B/Z_P - CZ_P}{2A + B/Z_P + CZ_P} \quad (92b)$$

$$T_N = \frac{2}{2A + B/Z_N + CZ_N} \quad (92c)$$

$$T_P = \frac{2}{2A + B/Z_P + CZ_P} \quad (92d)$$

此处，A、B、和C是由下式给出的ABCD矩阵的元素：

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{bmatrix} \quad (93a)$$

此处：

$$A_m = \cos(\beta_m d_m) \quad (93b)$$

$$B_m = jZ_m \sin(\beta_m d_m) \quad (93c)$$

$$C_m = \frac{j \sin(\beta_m d_m)}{Z_m} \quad (93d)$$

$$D_m = A_m \quad (93e)$$

$$\beta_m = k_m \cos(\theta_m) = k_m \left[ 1 - \left( \frac{\eta_0}{\eta_m} \sin \theta_0 \right)^2 \right]^{1/2} \quad (93f)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (93g)$$

$$k_m = k_0 \sqrt{n_m} \quad (93h)$$

在方程式(93b)-(93h)中,  $\lambda$ 是自由空间波长,  $k_0$ 是自由空间波数,  $\eta_m$ 和 $k_m$ 是在第 $m$ 层平板中的复数介电常数和波数,  $\beta_m$ 是垂直于平板平面方向上的传播常数,  $d_m$ 是第 $m$ 层平板的宽度。

垂直和平行于反射平面电场的波阻抗 $Z_N$ 和 $Z_P$ 由下式给出:

$$Z_N = \chi_m / \cos \theta_m \quad (94a)$$

和:

$$Z_P = \chi_m \cos \theta_m \quad (94b)$$

此处,  $\chi_m$ 是由下式给出的第 $m$ 层平板的固有阻抗:

$$\chi_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\eta_m}} \quad (94c)$$

此处:

$$\eta_0 = \eta_{N+1} = 1 \quad (94d)$$

$$\theta_0 = \theta_{N+1} = \theta \quad (94e)$$

$$Z_0 = Z_{N+1} \quad (94f)$$

---