原书缺页

原书缺页

D011/7

3.7 地面对于天綫阻抗的影响 …… 98
3.8 天綫的输入阻抗 …… 99
3.9 圓柱天綫理論 …… 101
第四章 天綫的特性参数 …… 103
4.1 实效長度 …… 103
4.2 方向性系数 …… 105
4.3 增益 …… 109
第五章 接收天綫的理論 …… 111
5.1 外电場与感应电势 …… 111
5.2 接收天綫的等值电路与最大輸出功率 …… 114
5.3 接收天綫的有效面积 …… 115
第六章 長中波天綫 …… 116
6.1 概論 …… 116
6.2 天綫上的电流分佈和方向性圖 …… 117
6.3 天綫的輻射电阻和輸入阻抗 …… 121
6.4 天綫的电容量和特性阻抗 …… 126
6.5 天綫的最大电压和最大功率 …… 137
6.6 天綫的損失与效率——地網 …… 139
6.7 天綫迴路的頻率响应和通頻帶——多路調諧式天綫 …… 149
6.8 鉄塔天綫——抗衰落天綫 …… 154
6.9 天綫的饋电——接地鉄塔天綫 …… 162
6.10 例題 …… 166
6.11 接收天綫 …… 170
第七章 短波天綫 …… 180
7.1 概論 …… 180
7.2 对称天綫 …… 181
7.3 同相水平天綫 …… 199
7.4 倍波天綫 …… 210
7.5 長綫天綫——諧波天綫陣、V 形天綫 …… 215
7.6 菱形天綫 …… 220
7.7 專用接收天綫——魚骨形天綫 …… 237

7.8 可控制方向性的天綫 …… 243
7.9 广播接收天綫——全波天綫 …… 245
第八章 超短波天綫 …… 246
8.1 概論 …… 246
8.2 旗桿式天綫——板地式天綫 …… 246
8.3 折合天綫 …… 249
8.4 波渠天綫 …… 252
8.5 平面反射器和夾角反射器 …… 260
8.6 对称变换器 …… 264
8.7 旋轉場天綫 …… 266
8.8 环天綫 …… 272
8.9 圓筒开槽天綫 …… 280
8.10 接收天綫 …… 282
第九章 波导 …… 284
9.1 概論 …… 284
9.2 兩平行面內的波 …… 284
9.3 長方形波导 …… 303
9.4 圓柱形波导 …… 316
9.5 波导与波式的选擇 …… 320
9.6 輸入阻抗和匹配 …… 323
9.7 激励的方法 …… 328
9.8 諧振腔 …… 332
第十章 微波天綫 …… 335
10.1 概論 …… 335
10.2 磁流 …… 335
10.3 惠更斯原理、感应原理和等値原理 …… 338
10.4 惠更斯源的輻射場 …… 340
10.5 通过导体面內开口面的輻射 …… 342
10.6 号角天綫的輻射 …… 344
10.7 抛物面天綫 …… 347
10.8 号角天綫 …… 355
10.9 透鏡天綫 …… 366
10.10 介質天綫 …… 374
10.11 开槽天綫 …… 378
附录

第一章 饋电綫

饋电綫是連接天綫与收發訊机之間的电能傳輸綫。

对于饋电綫我們提出下列几点要求。

1.饋电綫沒有天綫的作用：連接發射机的饋电綫不应該輻射能量；連接接收机的饋电綫不应該受外电場的感应拾取能量。

2.饋电綫輸送电磁能量的效率应很高，換句話說，在饋电綫上的損失应仅可能小。

3.饋电綫上的电压不应太大。这一点对連接發射机的饋电綫尤其重要，因为当电压过大时絕緣子的損失旣加大，而且容易产生击穿或电暈等現象。

在这一章里我們將叙述饋电綫的一般理論、饋电綫与天綫的阻抗匹配和实际上应用的几种饋綫的特性参数。

1·1 均匀饋电綫的一般理論

沿長度方向沒有变化的饋电綫称为**均匀饋电綫**。

在电工基础或無綫电基础的教科書中，我們可以找到表示饋电綫上电压与电流分佈情况的**电报方程式**：

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial z}&=R_1 I+L_1\frac{\partial I}{\partial t}\\ \frac{\partial I}{\partial z}&=G_1 V+C_1\frac{\partial V}{\partial t}\end{aligned}\right\}\tag{1·1}$$

式中 V 和 I 分别代表饋电綫上某一点的电压与电流，z 代表由末端算起的距离，R_1、L_1、G_1 和 C_1 是饋电綫的分佈常数，分别代表饋电綫每單位長度的电阻、电感、电导和电容。

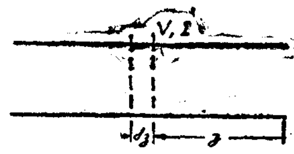


圖 1·1 均匀饋电綫

当电压和电流作正弦变化时，电报方程式的解是

$$\left.\begin{aligned} V &= Ae^{\gamma z}+Be^{-\gamma z} \\ I &= \frac{1}{W}(Ae^{\gamma z}-Be^{-\gamma z}) \end{aligned}\right\} \tag{1·2}$$

式中
$$\gamma=\sqrt{(R_1+j\omega L_1)(G_1+j\omega C_1)} \tag{1·3}$$

$$W=\sqrt{\frac{R_1+j\omega L_1}{G_1+j\omega C_1}} \tag{1·4}$$

常数 A 和 B 是由边界条件决定的。假設饋电綫的末端負載是 Z_2，电压是 V_2，电流是 I_2(圖1·2)，則以 $z=0, V=V_2, I=I_2$ 代入(1·2)式，可得

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{1}{2}(V_2+I_2W) \\ B &= \frac{1}{2}(V_2-I_2W) \end{aligned}\right\} \tag{1·5}$$

將(1·5)式的 A 和 B 代回(1·2)式，可得

$$\left.\begin{aligned} V &= V_2 ch\gamma z+I_2W sh\gamma z \\ I &= I_2 ch\gamma z+\frac{V_2}{W} sh\gamma z \end{aligned}\right\} \tag{1·6}$$

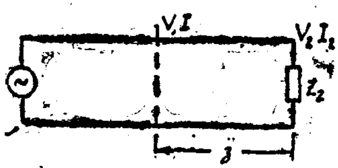


圖 1·2 饋电綫末端有負載 Z_2

由(1·2)式可知，电压和电流是由兩部分組成的：等式右边第一項随着 z 的增大而增大，可以看作入射波；因为入射波是从电源向負載方向傳播时逐漸減幅的。第二項随着 z 的增大而減小，可以看作反射波；因为反射波是从負載向电源方向傳播时逐漸減幅的。

γ 可以說明傳播的情况，称为傳播常数。由(1·3)式可知，它是一个复数：

$$\gamma=\sqrt{(R_1+j\omega L_1)(G_1+j\omega C_1)}=\sqrt{Z_1Y_1}=\beta+j\alpha \tag{1·7}$$

式中
$$\left.\begin{aligned} Z_1 &= R_1+j\omega L_1 \\ Y_1 &= G_1+j\omega C_1 \end{aligned}\right\} \tag{1·8}$$

$$\left.\begin{aligned}\beta&=\sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{(R_1^2+\omega^2L_1^2)(G_1^2+\omega^2C_1^2)}+\frac{1}{2}(R_1G_1-\omega^2L_1C_1)}\\ \alpha&=\sqrt{\frac{1}{2}\sqrt{(R_1^2+\omega^2L_1^2)(G_1^2+\omega^2C_1^2)}-\frac{1}{2}(R_1G_1-\omega^2L_1C_1)}\end{aligned}\right\}\tag{1·9}$$

傳播常数 γ 是复数説明入射波或反射波不但沿着饋电綫有幅値的变化，而且还有相位的变化。我們称 β 为**衰減常数**，称 α 为**相位常数**。它們分別代表沿饋綫每單位長度的幅値和相位的变化。

电波在饋电綫上傳播的速度是

$$v=f\cdot\lambda_l=f\cdot\frac{2\pi}{\alpha}=\frac{\omega}{\alpha}\tag{1·10}$$

式中 f 是电波的頻率，λ_l 是电波在导綫上傳播时的波長。

假設我們用 V_i 代表电压入射波，V_r 代表电压反射波，I_i 代表电流入射波，I_r 代表电流反射波，則(1·2)式可簡写成

$$\left.\begin{aligned}V&=V_i+V_r\\ I&=I_i-I_r\end{aligned}\right\}\tag{1·11}$$

式中

$$V_i=Ae^{\gamma z}\qquad V_r=Be^{-\gamma z}\tag{1·12}$$

$$I_i=\frac{A}{W}e^{\gamma z}\qquad I_r=\frac{B}{W}e^{-\gamma z}\tag{1·13}$$

电压与电流的入射波或反射波的比值都是 W：

$$\frac{V_i}{I_i}=\frac{V_r}{I_r}=W\tag{1·14}$$

由(1·4)式看出，W 仅与饋电綫的参数和使用的頻率有关，它的量綱是阻抗，因此我們称它为饋电綫的特性阻抗，由它决定饋电綫上入射波或反射波的电压与电流的比值。

在饋电綫上任何一点的电压或电流的反射波与入射波的比值称为饋电綫在該点的反射系数：

$$p=\frac{V_r}{V_i}=\frac{I_r}{I_i}=\frac{B}{A}e^{-2\gamma z}=\frac{V_2-I_2W}{V_2+I_2W}e^{-2\gamma z}=\frac{Z_2-W}{Z_2+W}e^{-2\gamma z}=p_0e^{-2\gamma z}\tag{1·15}$$

式中
$$p_0=\frac{Z_2-W}{Z_2+W} \tag{1·16}$$
是饋电綫在末端負載点($z=0$)的反射系数。

由(1·16)式可得
$$Z_2=W\frac{1+p_0}{1-p_0} \tag{1·17}$$

饋电綫上任何一点的輸入阻抗可以由(1·6)式求得:
$$Z_{in}=\frac{V}{I}=W\cdot\frac{Z_2ch\gamma z+Wsh\gamma z}{Wch\gamma z+Z_2sh\gamma z} \tag{1·18}$$

假使我們用反射系数来表示輸入阻抗，可得
$$Z'_{in}=\frac{V}{I}=\frac{V_i+V_r}{I_i-I_r}=\frac{V_i(1+p)}{I_i(1-p)}=W\frac{1+p}{1-p} \tag{1·19}$$

現在讓我們来討論三种特殊情况:

1)饋电綫的末端开路，$Z_2=\infty$

由(1·15)式，在饋电綫的末端($z=0$)
$$p=p_0=1,\quad V_r=V_i,\quad I_r=I_i$$

$$\left.\begin{aligned}&\text{末端电压}\quad V_2=V_i+V_r=2V_i\\&\text{末端电流}\quad I_2=I_i-I_r=0\end{aligned}\right\} \tag{1·20}$$

这是說，当饋电綫的末端开路时，末端电压是入射波电压的兩倍，而末端电流是零。

輸入阻抗可以由(1·18)式令 $Z_2=\infty$ 求得:
$$Z_{in}=Z_{\infty}=Wcth\gamma z \tag{1·21}$$

2)饋电綫的末端短路，$Z_2=0$

由(1·15)式，在饋电綫的末端($z=0$)
$$p=p_0=-1,\quad V_r=-V_i,\quad I_r=-I_i$$

$$\left.\begin{aligned}&\text{末端电压}\quad V_2=V_i+V_r=0\\&\text{末端电流}\quad I_2=I_i-I_r=2I_i\end{aligned}\right\} \tag{1·22}$$

这是說，当饋电綫的末端短路时，末端电流是入射波电流的兩倍，而末端电压是零。

饋电綫上任何一点的輸入阻抗是

$$Z_{in}=Z_0=W th\gamma z \tag{1·23}$$

3)饋电綫的負載阻抗等于它的特性阻抗，$Z_2=W$

由(1·15)式，無論在饋电綫上那一点

$$p=0, \quad V_r=I_r=0$$

$$\left.\begin{array}{ll}\text{末端电压} & V_2=V_i \\ \text{末端电流} & I_2=I_i\end{array}\right\} \tag{1·24}$$

这是說，当饋电綫的負載阻抗等于它的特性阻抗时，末端电压和末端电流分别等于入射波在末端的电压和电流。在这种情况下，只有入射波沒有反射波，称为**行波狀态**，以区别于前面兩种旣有入射波也有反射波的**駐波**狀态。

由(1·18)式可以看出，輸入阻抗

$$Z_{in}=W \tag{1·25}$$

这个式子与被討論的地点無关，換句話說，此时饋电綫上任何一点的輸入阻抗是一常数，等于饋电綫的特性阻抗。使饋电綫的特性阻抗与負載阻抗相等，因而可在饋电綫上获得行波时，称为**饋电綫与負載相匹配**。

將(1·21)与(1·23)式相乘后再开方可得

$$W=\sqrt{Z_\infty Z_0} \tag{1·26}$$

在測定饋电綫的特性阻抗时常利用这个式子。

1·2 損耗可以忽略不計的均勻饋电綫——电压和电流的分佈、輸入阻抗

当頻率很高的时候，在大多数情况下$\omega L_1 \gg R_1, \omega C_1 \gg G_1$，(1·4)式簡化为

$$W=\sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \tag{1·27}$$

饋电綫的特性阻抗变成純电阻。

衰減常数和相位常数可以由(1·9)式化簡为

$$\left.\begin{aligned}\beta&=\frac{R_1}{2W}+\frac{G_1W}{2}\\ \alpha&=\omega\sqrt{L_1C_1}\end{aligned}\right\}\tag{1·28}$$

傳播速度 v 按(1·10)式应为

$$v=\frac{\omega}{\alpha}=\frac{1}{\sqrt{L_1C_1}}\tag{1·29}$$

当 R_1、G_1 很小时也可取 $\beta=0$，此时电压和电流沿饋綫分佈的情况可在(1·6)式中令 $\gamma=j\alpha$ 代入求得：

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2\cos\alpha z+jI_2W\sin\alpha z\\ I&=I_2\cos\alpha z+j\frac{V_2}{W}\sin\alpha z\end{aligned}\right\}\tag{1·30}$$

相应的輸入阻抗是

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=W\cdot\frac{Z_2\cos\alpha z+jW\sin\alpha z}{W\cos\alpha z+jZ_2\sin\alpha z}\tag{1·31}$$

当 $z=(2n+1)\frac{\lambda}{4}$ 时($n=0,1,2\cdots\cdots$)，$\cos\alpha z=0,\sin\alpha z=1$

$$Z_{in}=\frac{W^2}{Z_2}\tag{1·32}$$

这是說，饋电綫上离开負載阻抗为 $\frac{\lambda}{4}$ 奇数倍地点的輸入阻抗等于特性阻抗的平方除以負載阻抗。

其次，当 $z=2n\cdot\frac{\lambda}{4}=n\cdot\frac{\lambda}{2}$ 时($n=1,2,\cdots\cdots$)，$\cos\alpha z=\pm1,\sin\alpha z=0$，

$$Z_{in}=Z_2\tag{1·33}$$

这是說，饋电綫上离开負載阻抗为 $\frac{\lambda}{4}$ 偶数倍地点的輸入阻抗等于負載阻抗。

(1·32)与(1·33)式都是重要公式。它們不仅适用在离开負載阻抗为 $\frac{\lambda}{4}$ 整数倍地点求輸入阻抗，而且表明了在饋电綫上相隔 $\frac{\lambda}{4}$ 整数倍的綫段兩端的輸入阻抗之間的关系。

現在讓我們来分析几种不同負載下的情况

1)饋电綫的末端开路，$Z_2=\infty$

当饋电綫末端开路时，$I_2=0$，(1·30)与(1·31)或簡化成

$$\left.\begin{aligned} V &= V_2 \cos \alpha z \\ I &= j\frac{V_2}{W} \sin \alpha z \end{aligned}\right\} \tag{1·34}$$

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=-jW \operatorname{ctg} \alpha z \tag{1·35}$$

圖1·3示饋电綫末端开路时，綫上电压、电流和輸入阻抗的分佈情况。由圖看出，电压和电流的相位差90°，在饋电綫的末端($z=0$)，电流为零。

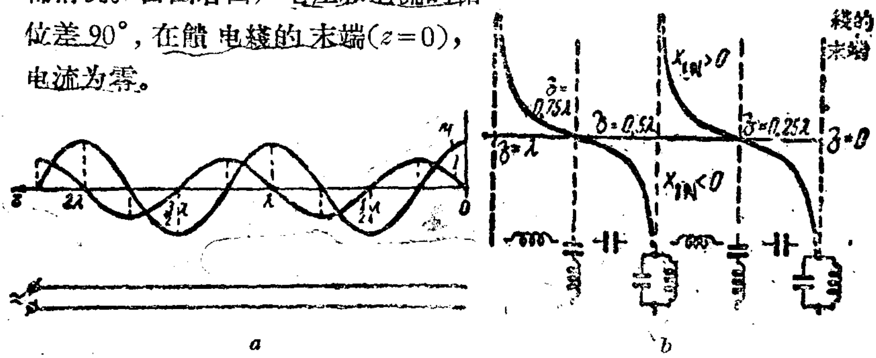


圖1·3 饋电綫末端开路时，綫上电压、电流和輸入阻抗的分佈情况。

2)饋电綫的末端短路，$Z_2=0$

当饋电綫的末端短路时，$V_2=0$，(1·30)与(1·31)式簡化成

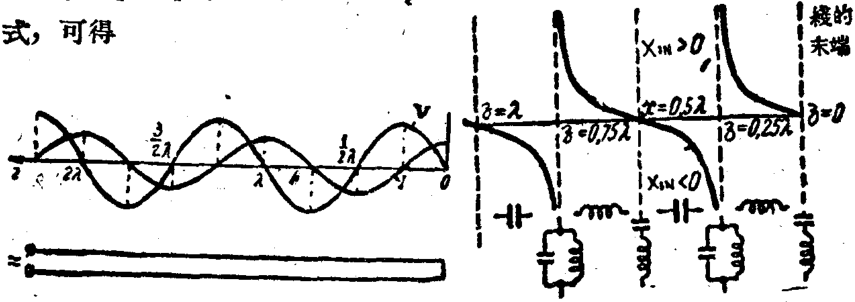
$$\left.\begin{aligned} V &= jI_2 W \sin \alpha z \\ I &= I_2 \cos \alpha z \end{aligned}\right\} \tag{1·36}$$

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=jW \operatorname{tg} \alpha z \tag{1·37}$$

圖1·4示饋电綫末端短路时，綫上电压、电流和輸入阻抗的分佈情况。电压和电流的相位差90°，在饋电綫的末端($z=0$)电压为零。

3)負載阻抗是純电阻，$Z_2=R_2$

以 $V_2=I_2Z_2=I_2R_2$ 代入 (1·30) 式，可得

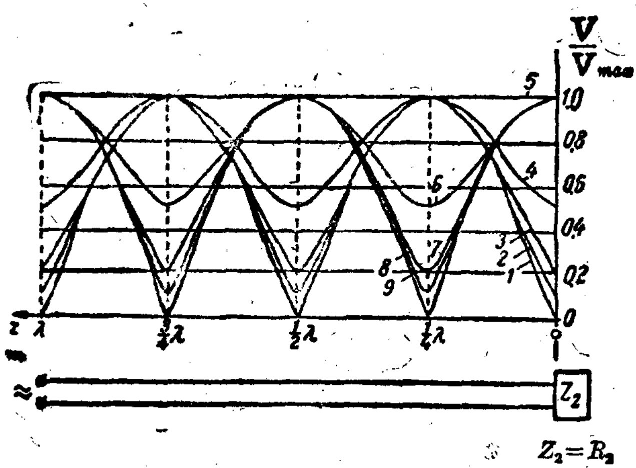


a　　　　b

圖 1·4　饋电綫末端短路时，綫上电压、电流和輸入阻抗的分佈情況。

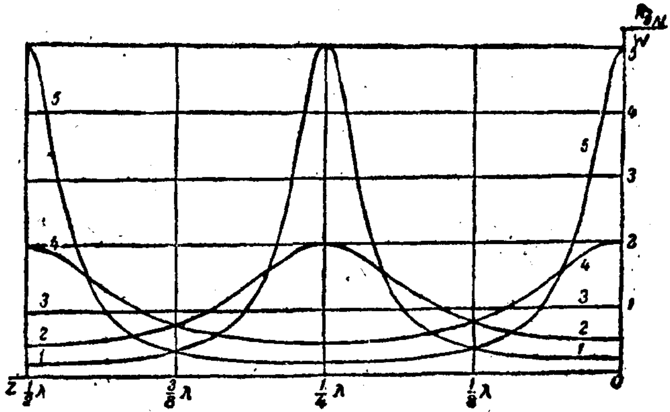
$$
\left.\begin{aligned}
V&=V_2\left(\cos\alpha z+j\frac{W}{R_2}\sin\alpha z\right)\\
I&=I_2\left(\cos\alpha z+j\frac{R_2}{W}\sin\alpha z\right)
\end{aligned}\right\}
\qquad (1\cdot 38)
$$

相应的輸入阻抗是

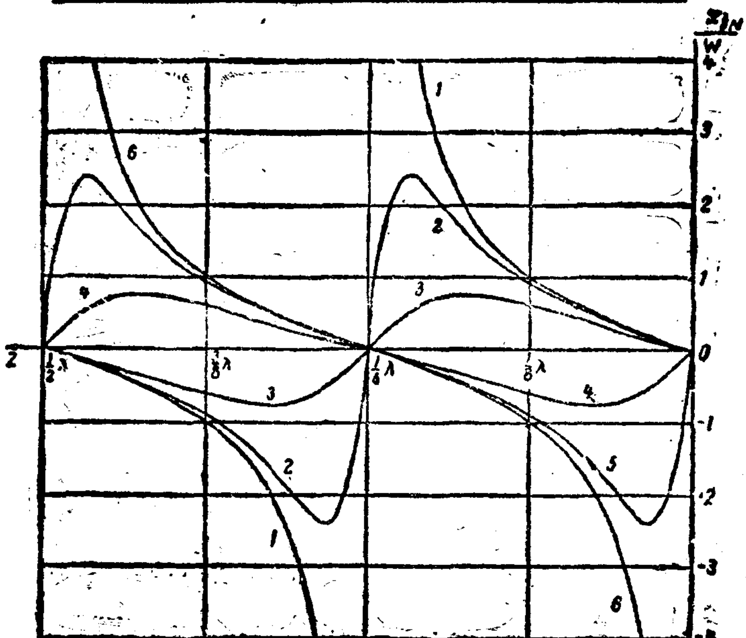


曲綫号数	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\frac{R_2}{W}$	0	0.1	0.2	0.5	1	2	5	10	∞

圖 1·5　$X_2=0$，R_2/W 等于不同數值时綫上电压的分佈。



曲線号数	1	2	3	4	5
$\frac{R_2}{W}$	0.2	0.5	1	2	5



曲線号数	1	2	3	4	5	6
$\frac{R_2}{W}$	0	0.2	0.5	2	5	∞

圖 1·6　$X_2=0$，R_2/W 等于不同数值时，R_{in}/W 和 X_{in}/W 的变化情况。

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=W\cdot\frac{R_2\cos\alpha z+jW\sin\alpha z}{W\cos\alpha z+jR_2\sin\alpha z} \tag{1·39}$$

圖1·5示当 $R_2/W=0$，0.1，0.2，0.5，1，2，5，10，∞时，綫上电压的分佈情况。电流分佈的情况完全相同，只不过与电压分佈曲綫錯开$\frac{\lambda}{4}$。

由圖可見，当 $R_2>W$ 时，饋电綫的末端电压最大；当 $R_2<W$ 时，饋电綫的末端电压最小。

圖1·6示 $R_2/W=0.2,0.5,1,2,5$ 时，輸入电阻与輸入电抗沿饋綫的变化情况。

4)負載阻抗等于特性阻抗，$Z_2=W$

以 $Z_2=W$ 代入(1·30)(1·31)式，并利用 $V_2=I_2Z_2$，可得

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2e^{j\alpha z}\\ I&=I_2e^{j\alpha z}\end{aligned}\right\} \tag{1·40}$$

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=W \tag{1·41}$$

此时饋电綫上的电压和电流是行波。綫上任何一点的輸入阻抗等于饋电綫的特性阻抗。

5)負載阻抗是純电抗，$Z_2=jX_2$

以 $V_2=I_2Z_2=jI_2X_2$ 代入(1·30)式，可得

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2\left(\cos\alpha z+\frac{W}{X_2}\sin\alpha z\right)\\ I&=j\frac{V_2}{W}\left(\sin\alpha z-\frac{W}{X_2}\cos\alpha z\right)\end{aligned}\right\} \tag{1·42}$$

在上式內引入 $\sqrt{X_2^2+W^2}/X_2$ 因子：

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2\frac{\sqrt{X_2^2+W^2}}{X_2}\left(\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2+W^2}}\cos\alpha z+\frac{W}{\sqrt{X_2^2+W^2}}\sin\alpha z\right)\\ I&=j\frac{V_2}{W}\frac{\sqrt{X_2^2+W^2}}{X_2}\left(\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2+W^2}}\sin\alpha z-\frac{W}{\sqrt{X_2^2+W^2}}\cos\alpha z\right)\end{aligned}\right\} \tag{1·43}$$

令
$$\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2+W^2}}=\cos\alpha z_0$$

则
$$\sin\alpha z_0=\sqrt{1-\cos^2\alpha z_0}=\sqrt{1-\frac{X_2^2}{X_2^2+W^2}}=\frac{W}{\sqrt{X_2^2+W^2}}$$

(1•43)式可化成

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2\frac{\sqrt{X_2^2+W^2}}{X_2}(\cos\alpha z_0\cos\alpha z+\sin\alpha z_0\sin\alpha z)\\&=V_2\frac{\sqrt{X_2^2+W^2}}{X_2}\cos[\alpha(z-z_0)]\\I&=j\frac{V_2}{W}\cdot\frac{\sqrt{X_2^2+W^2}}{X_2}(\cos\alpha z_0\sin\alpha z-\sin\alpha z_0\cos\alpha z)\\&=j\frac{V_2}{W}\cdot\frac{\sqrt{X_2^2+W^2}}{X_2}\sin[\alpha(z-z_0)]\end{aligned}\right\}\tag{1•44}$$

將(1•44)与(1•34)式相比較可知，負載阻抗是純电抗时，綫上电压与电流的分佈情況和末端开路时的相似：电压与电流的振幅較末端开路的大$\sqrt{X_2^2+W^2}/X_2$倍，电压与电流波沿饋綫分佈的情況和末端开路的錯开一段距离z_0；綫的末端不再是电压波腹（电流波节），第一个电压波腹（电流波节）离开末端的距离是（圖1•7）

$$Z_0=\frac{1}{\alpha}\,\mathrm{arc}\cos\frac{X_2}{\sqrt{X_2^2+W^2}}\tag{1•45}$$

由(1•44)式，輸入阻抗

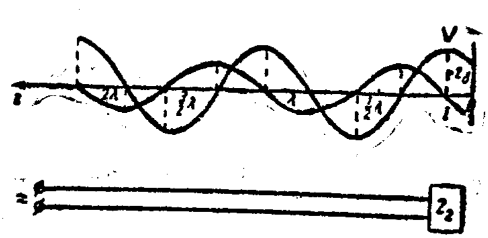


圖 1•7 $R_2=0$，$X_2=W$ 时綫上电压与电流的分佈。

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=-jW\operatorname{ctg}[\alpha(z-z_0)] \tag{1•46}$$

6)負載阻抗是一般阻抗，$Z_2=R_2+jX_2$

以$V_2=I_2Z_2$代入(1•30)式，可得

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2\left(\cos\alpha z+j\frac{W}{Z_2}\sin\alpha z\right)\\ I&=I_2\left(\cos\alpha z+j\frac{Z_2}{W}\sin\alpha z\right)\end{aligned}\right\} \tag{1•47}$$

(1•47)与(1•38)式的区别在于 $\sin\alpha z$ 的系数現在是复数。

与上节相仿，我們也可將(1•47)式經过适当的变换变到与(1•38)式相似，使正弦項的系数不是复数：

$$\left.\begin{aligned}V&=V_2\left[\cos\alpha(z-z_0)+j\frac{W}{R_e}\sin\alpha(z-z_0)\right]Ce^{j\psi}\\ I&=\frac{V_2}{R_e}\left[\cos\alpha(z-z_0)+j\frac{R_e}{W}\sin\alpha(z-z_0)\right]Ce^{j\psi}\end{aligned}\right\} \tag{1•48}$$

式中

$$C=\frac{2R_2W}{\sqrt{(R_2^2+X_2^2+R_2W)^2+(X_2W)^2}}-\frac{2R_2W}{\sqrt{(R_2^2+X_2^2-R_2W)^2+(X_2W)^2}} \tag{1•49}$$

$$Re=W\cdot\frac{2R_2W}{(R_2^2+X_2^2+W^2)-\sqrt{(R_2^2+X_2^2+W^2)^2-(2R_2W)^2}} \tag{1•50}$$

$$\psi=\frac{1}{2}arc\operatorname{tg}\frac{2R_2X_2W^2}{(R_2^2+X_2^2)^2-(R_2^2-X_2^2)W^2} \tag{1•51}$$

$$z_0=\frac{1}{2\alpha}arc\operatorname{tg}\frac{2X_2W}{R_2^2+X_2^2-W^2} \tag{1•52}$$

因为$(R_2^2+X_2^2+W^2)^2\geqslant(2R_2W)^2$，由(1•50)式可知，$R_e$是实数，而且$R_e>W$。將(1•48)与(1•38)式相比較可知，由$z=z_0$一点起，电压与电流的分佈和在該点接有純电阻$R_e>W$的情况相同。所以对于負載为任意阻抗的情况，在饋电綫的末端($z=0$)，电压既不是波腹，也不是波节。

圖 1·8 示 $R_2=X_2=W$ 时饋电綫上电压与电流的分佈情况。

輸入阻抗可仍用(1·31)式計算:

$$Z_{in}=\frac{V}{I}=W\cdot\frac{Z_2\cos\alpha z+jW\sin\alpha z}{W\cos\alpha z+jZ_2\sin\alpha z} \tag{1·53}$$

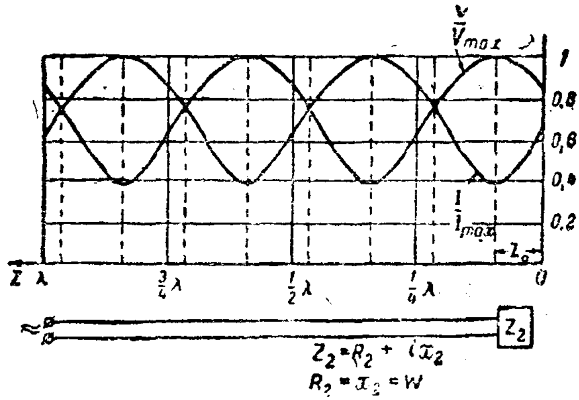


圖 1·8　$R_2=X_2=W$ 时，綫上电压与电流的分佈。

以上都是就沒有損耗的饋电綫来进行討論的。显然，在这种饋电綫上沿饋綫推进的电压波或电流波的振幅保持不变。綫上任何一点的电压或电流的反射波与入射波的絕对比值与末端負載上电压或电流的反射波与入射波的絕对比值相等，即

$$|p|=|p_0| \tag{1·54}$$

反之，对于有損耗的饋电綫，沿饋綫推进的电压波或电流波，無論是反射波或入射波，它們的振幅是以指数律 $e^{\pm\gamma z}$ 衰減的(正号是入射波的，負号是反射波的)。

1·3　無損耗綫的行波系数、阻抗的最大与最小值、最大电压与电流

饋电綫上的电压或电流的分佈情况可以用行波系数这一概念来說明。行波系数的定义是电压或电流在波节与波腹的振幅比。由(1·48)式可知，在电压波腹(电流波节)，$z=z_0+2n\cdot\frac{\lambda}{4}(n=0,1,2\cdots)$，