U.D.C. 621.372.829-463

ミリ波用 20 mmφ らせん導波管

20 mm ID Helical Waveguide at Millimeter Wave Regions

御子柴 晃一* Kôichi Mikoshiba　高木賢二郎* Kenjirô Takagi　遠藤輝雄* Teruo Endô

内　容　梗　概

最近ミリ波測定系の伝送路として，円形導波管における TE_{01} 波の低損失性を利用する傾向にある。測定系回路では低損失であることと同時に小形であることが要求される。本報告では，これに適すると考えられる遮へい形らせん導波管の伝播定数の計算，TE_{01} 波の曲がりにおける伝送理論および実験結果につき報告し，最後にプラズマ測定用遅延線として用いた場合につき紹介した。

1. 緒　　言

新しい通信方式としてミリ波の導波管伝送の研究が内外各地で盛んに行なわれている。これに利用される導波管は円形電界波（TE_{01} 波）を伝送できる円形導波管でその低損失性，広帯域性が注目されている。最近，ミリ波測定系の一部として，この低損失性を利用する傾向にあり，一例としてプラズマのミリ波帯における測定系の遅延線がある。また，将来導波管によるミリ波通信が実現すれば，中継所内も当然 TE_{01} 波伝送の導波管を用いることになるであろう。

これらの用途には，小形であること，曲げやすいこと，曲げても特性がよいことなどが要求される。しかしながら，円形導波管による TE_{01} 波の伝送で特性上一番問題になるのは，この曲がり部分である。すなわち，銅管導波管のように完全導体に近いもので構成されている円形導波管では TE_{01} 波と TM_{11} 波の位相定数が等しいうえに，曲がり部分では TE_{01} 波が TM_{11} 波に結合しているために特に伝送特性を悪化させる。曲がり用としては，TE_{01} と TM_{11} の縮退を解くために，らせん導波管または誘電体内装導波管が用いられ，51 mmφ 導波管で曲げ半径が 20～30 m 程度の大きな曲がりに対してはよい特性であることが発表されている。しかしこの大きなサイズの導波管で曲げ半径を 1m とか 2m にすることは不可能であり，たとえ，反射形エルボを用いて使用床面積を小さくしても，反射形エルボが高価なため実用性に乏しい。

筆者らは，この点を考慮して導波管管径を 20 mm 程度に細くして，たわみ性をもたせるために，らせん導波管構造として外部の補強層にたわみ性をもたせるように工夫した。従来の TE_{01} の曲がり部分における伝送理論では，導波管はできるだけ直線状態で使用するのが常識であったために，曲がり部分の長さによる伝送特性の考察はなされていなかった。しかし長い導波管をできる限り使用床面積を小さく収容するためには必然的に小さい半径でドラム状にすることになり，この点の考察が必要になった。

さらに，曲げによる特性を改良するために遮へい形らせん導波管とした。遮へい形らせん導波管の理論的検討も設計上必要であるため，これの伝播定数の検討も行なった。

2. 曲がりにおける TE_{01} 波の伝送

曲がりにおける TE_{01} 波の伝送については多くの論文が報告されているが[1][2]，ここでは伝送の長さに注目して TE_{01} 波の特性が悪化しない条件について検討を進める。導波管をドラム状にまくことから，導波管軸は一様に曲がっていると考えてさしつかえない。このような一様曲がりでは TE_{01} 波は TM_{11}, TE_{1n} ($n=1, 2, 3, \cdots\cdots$) 波と結合することが知られており，このような多くの結合がある場合の TE_{01} 波の伝送特性は次式のいわゆる結合方程式を解くことにより与えられる。

この結合方程式は

$$\begin{pmatrix} \frac{dI_0}{dZ} \\ \frac{dI_1}{dZ} \\ \vdots \\ \frac{dI_n}{dZ} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma_0 & jC_{01} & jC_{02} & \cdots & jC_{0n} \\ jC_{10} & -\Gamma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & & \\ jC_{n0} & 0 & 0 & \cdots & -\Gamma_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots(1)$$

となる。

ここに，I_0: TE_{01} 波の複素振幅

I_i: TM_{11}, TE_{1n} 波の複素振幅

$C_{0i}=C_{i0}$: TE_{01} 波と i 波との結合係数

Γ_i: i 波の伝搬定数

複素振幅を伝搬定数で規格化して

$$I_0(Z)=e^{-\Gamma_0 Z}G_0(Z),\quad I_i(Z)=e^{-\Gamma_i Z}G_i(Z) \quad \cdots\cdots(2)$$

と置き(1)式に代入すれば

$$\begin{pmatrix} \frac{dG_0}{dZ} \\ \frac{dG_1}{dZ} \\ \vdots \\ \frac{dG_n}{dZ} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & jC_{01}e^{\Delta\Gamma_1 Z} & jC_{02}e^{\Delta\Gamma_2 Z} & \cdots & jC_{0n}e^{\Delta\Gamma_n Z} \\ jC_{10}e^{-\Delta\Gamma_1 Z} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & & \vdots \\ jC_{n0}e^{-\Delta\Gamma_n Z} & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} G_0 \\ G_1 \\ \vdots \\ G_n \end{pmatrix} \quad \cdots\cdots(3)$$

ここに，

$$\Delta\Gamma_i=\Gamma_0-\Gamma_i \quad \cdots\cdots(4)$$

また

$$C_{0i}=C_{i0}=C_i \quad \cdots\cdots(5)$$

とおき初期条件

$$G_0(0)=1,\quad G_i(0)=0 \quad (i=1, 2, 3, \cdots\cdots, n) \quad \cdots\cdots(6)$$

で(3)式を逐次近似法で解く[3]。具体的計算はここでは省略するが，m 次近似による振幅を $G_{0(m)}(Z)$, $G_{i(m)}(Z)$ とするとそれぞれ

$$\left.\begin{aligned} G_{0(m)}(Z)&=1+j\sum_{i=1}^{n}C_i\int_0^Z e^{\Delta\Gamma_i Z_1}G_{i(m-1)}(Z_1)\,dZ_1 \\ G_{i(m)}(Z)&=jC_i\int_0^Z e^{-\Delta\Gamma_i Z_1}G_{0(m-1)}(Z_1)\,dZ_1 \end{aligned}\right\} \quad \cdots(7)$$

と求められ，G のかわりに新しい関数 g_0, g_i を用いる。

$$\left.\begin{aligned} G_{0(m)}(Z)-G_{0(m-1)}(Z)&=g_{0(m)}(Z) \\ G_{i(m)}(Z)-G_{i(m-1)}(Z)&=g_{i(m)}(Z) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(8)$$

(7)，(8)式からわかるように g の関数は次の性質を持つ。

$g_{0(m)}(Z)=0$

m: 奇　　数

$g_{i(m)}(Z)=0$

m: 偶　　数

* 日立電線株式会社日高工場

このgを用いると(7)式の振幅は

$$G_{0(m)}(Z)=\sum_{m=0}^{\infty} g_{0(m)}(Z),\quad G_{i(m)}(Z)=\sum_{m=0}^{\infty} g_{i(m)}(Z) \qquad \cdots\cdots(9)$$

のようにg_0およびg_iの無限級数和となる。ここにg_0, g_iは(7), (8)式から

$$\left.\begin{aligned} &g_{0(0)}(Z)=1,\quad g_{i(0)}(Z)=0\\ &g_{0(m)}(Z)=j\sum_{i=1}^{n}\int_0^Z C_i e^{\Delta\Gamma_i Z_1} g_{i(m-1)}(Z_1)\,dZ_1 \quad m\geqq 1\\ &g_{i(m)}(Z)=j\int_0^Z C_i e^{-\Delta\Gamma_i Z_1} g_{0(m-1)}(Z_1)\,dZ_1 \quad m\geqq 1 \end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots(10)$$

となる。求めるべきものは$G_{0(m)}(Z)$であり，$g_{0(m)}(Z)$が求まればよい。さきの逐次近似法で$g_{0(m)}(Z)$は求まるがその解はたいへん複雑であるので，ここでは省略して大きさだけを検討する。初めにn重積分を評価するのに$\int_0^Z e^{\pm\Delta\Gamma_i Z}\,dZ$を単位として行なうと，

$$\begin{aligned} g_{0(m)}(Z)\leqq &\sum_{i=1}^{n}\frac{|C_i|^{2m}\left[\int_0^Z |e^{\Delta\Gamma_i Z_1}|\,dZ_1\right]^{2m}}{(2m)!}\\ &+\sum|C_i|^{2m-2}\cdot|C_j|^2\frac{\left[\int_0^Z |e^{\Delta\Gamma_i Z_1}|\,dZ_1\right]^{2m-2}\cdot\left[\int_0^Z |e^{\Delta\Gamma_i Z_1}|\,dZ_1\right]^2}{(2m)!}\\ &+\cdots+\sum|C_i|^2\cdot|C_j|^{2m-2}\frac{\left[\int_0^Z |e^{\Delta\Gamma_i Z_1}|\,dZ_1\right]^2\left[\int_0^Z |e^{\Delta\Gamma_i Z_1}|\,dZ\right]^{2m-2}}{(2m)!}\\ =&\frac{Z^{2m}}{(2m)!}\left(\sum_{i=1}^{n}|C_i|\right)^{2m} \end{aligned} \qquad \cdots\cdots(11)$$

これから$|C_i|Z\ll 1$では$g_{0(4)}(Z)$以上は無視できて，$|G_0|(Z)$は一次近似で与えられる。簡単な二つの波が結合している場合で$[C_iZ]^{2m}$が無視できなくなると(12)式は$\cos|C_i|Z$の級数展開式と一致し従来の関係が得られる。したがって，結合係数が小さくとも伝送距離が長くなると，結果的には結合係数が大きい場合の現象があらわれてくる。さらに伝播定数の影響を調べるために

$$\int_0^Z e^{\Delta\Gamma_i Z_1}\,dZ_1\int_0^{Z_1} e^{-\Delta\Gamma_i Z_2}dZ_2$$

を単位として$g_{0(m)}(Z)$を評価すると

$$|g_{0(m)}(Z)|\leqq\frac{Z^m}{(2m)!}\left\{\sum_{i=1}^{n}|C_i|\sqrt{\frac{e^{2\Delta\alpha_i Z}+1-2\,e^{2\Delta\alpha_i Z}\cos\Delta\beta_i Z}{\Delta\alpha_i{}^2+\Delta\beta_i{}^2}}\right\}^{2m} \qquad \cdots\cdots(12)$$

となるから，$\dfrac{|C_i|^2 Z}{\sqrt{\Delta\alpha_i{}^2+\Delta\beta_i{}^2}}\ll 1$，または$|\Delta\alpha_i Z|\ll 1$であれば

$2\left|\dfrac{C_i^2\Delta\alpha}{\Delta\beta}\right|Z^2\ll 1$の条件が満足されるときには$G_0(Z)$はさきの場合と同様一次近似で与えられる。すなわち

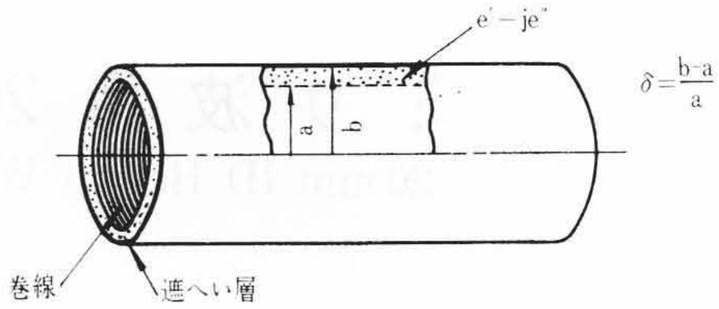
$$G_0(Z)=1-\sum_{i=1}^{n}C_i^2\int_0^Z e^{\Delta\Gamma_i Z_1}\,dZ_1\int_0^{Z_1} e^{-\Delta\Gamma_i Z_2}\,dZ_2 \qquad \cdots(13)$$

となるが第2項は微小項であるから，第2項の実数部が曲がりにおけるTE_{01}波の増加損失となる。さきにも述べたように，上述の条件が満足されない場合には増加損失は伝送距離と線形関係ではなくなり複雑となる。

3. 遮へい形らせん導波管の伝播定数

遮へい形らせん導波管の基本構造を第1図に示す。図の巻線は0.23 mmϕ程度のエナメル線を密巻きにしたものでそのうえにたわみ性の補強プラスチック層をもうけ，さらにたわみ性を保つように遮へいをほどこしてある。以下の考察では，遮へい層の導電率は無限大と考えられている。

導波管内での電磁界の境界条件から伝播定数を決定する特性方程式が次式のように求められる[4]。



第1図　遮へい形らせん導波管の構造

$$\left(\frac{nha}{\zeta_1 a}\right)^2\frac{J_n(\zeta_1 a)}{J_n'(\zeta_1 a)}-(\beta_0 a)^2\frac{J_n'(\zeta_1 a)}{J_n(\zeta_1 a)}=\frac{\zeta_1 a}{\zeta_2 a}(\beta_0 a)^2(\varepsilon'-j\varepsilon'')\cot\zeta_2\delta a \qquad \cdots\cdots(14)$$

ここに，　a：導波管半径
　　b：遮へい層までの径
　$\delta=\dfrac{b-a}{a}$, h：軸方向伝播定数
　　ζ_1, ζ_2：導波管内，遮へい層内半径方向伝播定数

(14)式を完全導体の導波管から摂動（せつどう）として求める。$\zeta_1 a$の摂動項をxとすれば$\zeta_1 a=\chi+x$と置ける。ここにχは完全導体の場合の固有値である。伝播定数hを一次近似まで求めれば

$$jh=\alpha+j(\beta_{nm}+\Delta\beta)=j\beta_{nm}-\frac{j\nu x}{a(1-\nu^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \cdots\cdots(15)$$

(14)式よりxを求めれば

$$\left.\begin{aligned} &TM_{nm}\text{波に対して}\\ &\quad x=-\frac{\zeta_2 a}{\chi}\cdot\frac{\tan\zeta_2\delta a}{\varepsilon'-j\varepsilon''}\\ &TE_{nm}\text{波に対して}\\ &\quad x=-\frac{n^2(1-\nu^2)}{\chi^2-n^2}\cdot\frac{\zeta_2 a\tan\zeta_2\delta a}{\chi(\varepsilon'-j\varepsilon'')} \end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots(16)$$

ここに$\nu=\lambda_0/\lambda_c$でλ_cは遮断波長である。(15)式のβ_{nm}は完全導体の場合の位相であり，$\alpha+j\Delta\beta$が遮へい形らせん導波管であるための摂動項であって，αが減衰を与える。この摂動項を(15), (16)式から求めると

TM_{nm}波

$$\alpha+j\Delta\beta=\frac{j\eta-\xi}{(1-\nu^2)^{\frac{1}{2}}a}\cdot\tan\beta_0 a\delta(\varepsilon'-1-j\varepsilon'')^{\frac{1}{2}} \qquad \cdots\cdots(17)$$

TE_{nm}波

$$\alpha+j\Delta\beta=\frac{j\eta-\xi}{(\chi^2-n^2)a}(1-\nu^2)^{\frac{1}{2}}\cdot n^2\tan\beta_0 a\delta(\varepsilon'-1-j\varepsilon'')^{\frac{1}{2}} \qquad \cdots\cdots(18)$$

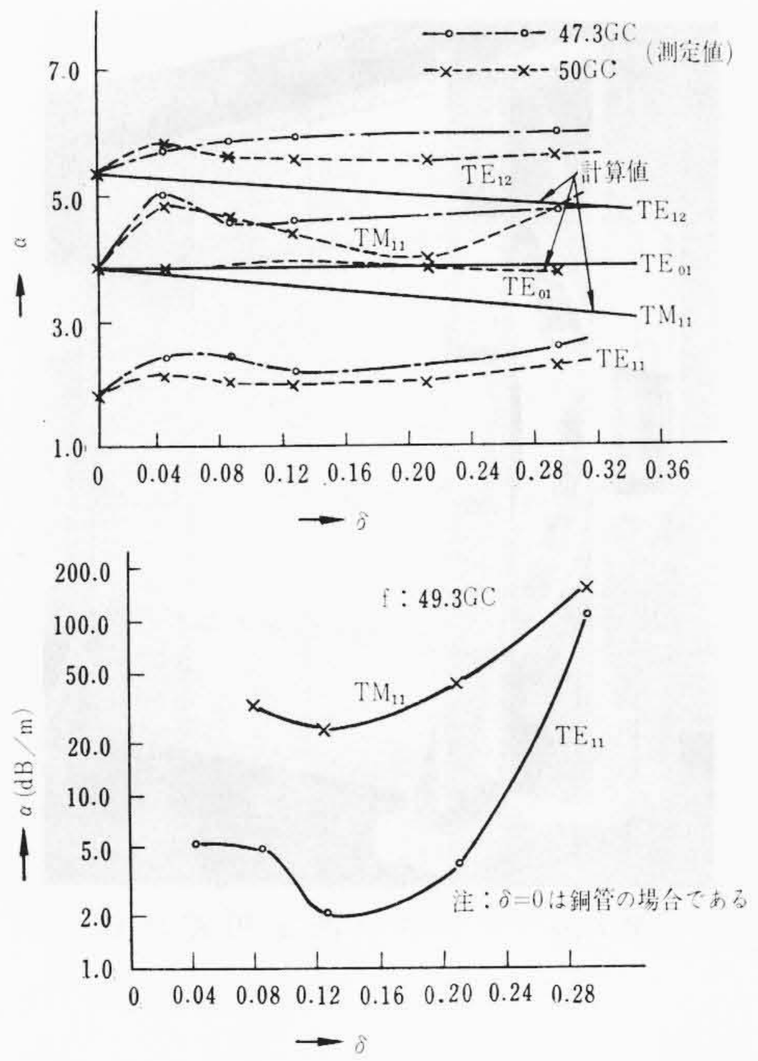
で与えられる。ここに$\eta+j\xi=(\varepsilon'-j\varepsilon'')^{\frac{1}{2}}$，$\beta_0=2\pi/\lambda_0$である。

無損失の誘電体を補強層に用いれば(17), (18)式の実数部は零となり，したがってαは零となり，位相差だけが得られる。この位相差によりTE_{01}とTM_{11}の縮退を解くことができる。実際の導波管の減衰量は遮へい層の熱損失と巻線による熱損失が(17), (18)式に加算されることになり，巻線による熱損失は導波管径により決ってしまうから，遮へい形らせん導波管における各波の減衰定数はδの影響を強く受けることになる。

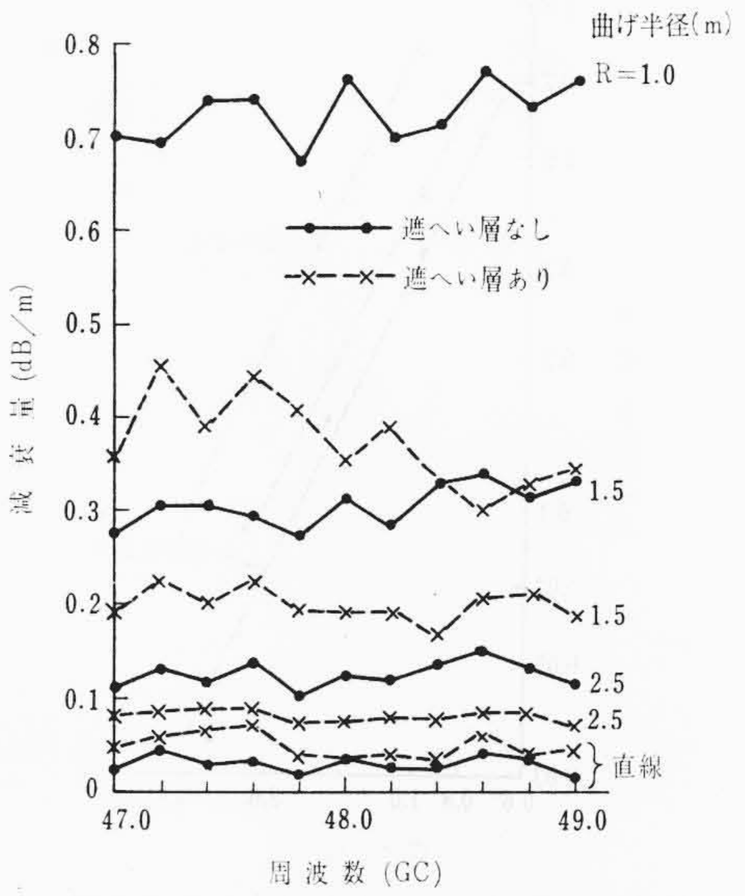
しかし，伝送波であるTE_{01}波に対しては，(18)式で$n=0$の場合に相当するゆえ，遮へいによる影響はない。このことからTE_{01}波を除いた不要波に対しては，遮へい層の距離により伝播定数の選定が比較的容易に行なわれる。

4. 20 mmϕらせん導波管の曲がりにおける特性

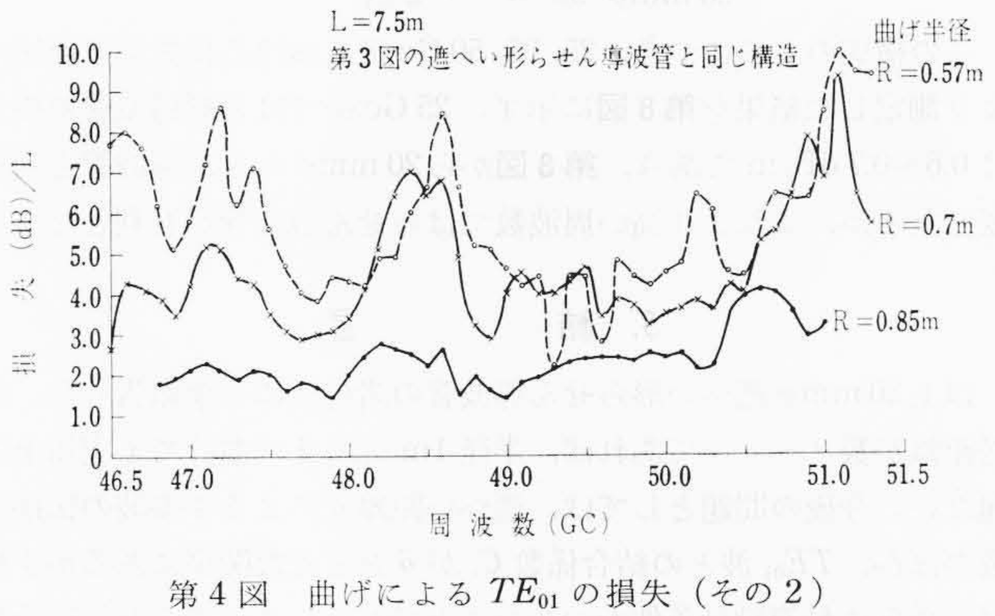
曲げて用いる場合，導波管径をいくらにしたら伝送特性を最適にできるかを初めに検討しなければならないが，この決定はパラメータが多くむずかしい。ここでは従来の51 mmϕ導波管のデータを参考にして20 mmϕを選定した。



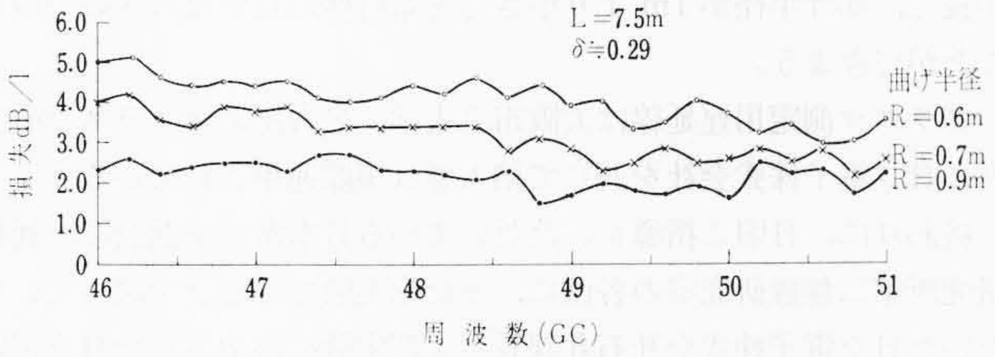
第2図　20 mmφ 遮へい形らせん導波管の伝播定数



第3図　曲げによる TE_{01} の損失（その1）



第4図　曲げによる TE_{01} の損失（その2）



第5図　曲げによる TE_{01} の損失（その3）

4.1　伝播定数の測定結果

2. で述べたように TE_{01} 波の曲がりにおいては不要波との伝播定数差 $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$ が問題になる。ここでは内径 20 mmφ の遮へいらせん導波管の 50 Gc 帯における TE_{01}, TE_{11}, TE_{12}, TM_{11} 波などの損失と管内波長とを遮へい層までの距離 δ を変えて測定した結果につき説明する。**第2図**はこの結果を示したものである。20 mmφ では TE_{01}, TE_{11}, TE_{12} などの管内波長にかなりの差があるので測定も比較的容易で精度もよい。位相は(16)式において $\varepsilon'=4$, $\varepsilon''=0$（比誘電率で示した）として，固有値を求めたので，測定結果も固有値に換算して示すことにする。

位相定数は計算値と実験値が違っているが，計算値には巻線の容量が考慮してないためである。TE_{01} 波に対しては遮へい層の影響がないことが実験的にも確かめられた。

4.2　曲げによる TE_{01} 波の損失

測定の対象とした導波管は前述した遮へい形と遮へいのない積層形らせん導波管の2種類である。これらはいずれもたわみ性をもたせるように工夫されており，できあがり寸法精度は直径偏差が 20～30 μ，だ円偏差 50～80 μ（いずれも rms である）のものである。

損失特性の測定はストーレルの方法および置換法で行ない，測定周波数は 47 Gc から 49 Gc を 0.2 Gc おきにとった。被測定導波管長は 10m で，これを直線状および曲げ半径 2.5，1.5，1m に一様に曲げた場合の TE_{01} 波の損失の周波数特性を**第3図**に示す。

曲げの半径をさらに小さくして行くと 2. で述べたように $|C|Z$ が大きくなるために周波数特性は悪化してくる。この様子は**第4図**に示すとおりである。2.3 で検討したように，曲がりにおいては不要波の特性が TE_{01} 特性に与える影響は大である。この点を考慮すると $\delta=0.04$ 程度が適当と考えられるが，これは製作上やや困難なので，多少減衰は大きくなるが位相差が大きくとれる $\delta=0.28$ 近くのものについて，曲げ半径 1m 以下にした場合の TE_{01} 波の損失を測定した。この結果を**第5図**に示す。これは**第4図**に比べて，周波数特性がはるかに良くなっており，曲げ半径 0.6m においてもメータ当たり約0.6 dBであり方形導波管の約半分の損失にすぎない。

4.3 曲げによる TE_{01} 波の減衰増加

曲げによる TE_{01} 波の減衰増加分は 2. で述べた条件の成立する範囲では(13)式により求められてこれを $\alpha_c Z$ とすると

$$\alpha_c Z \simeq \sum_{i=1}^{n} C_i^2 \cdot \frac{1-\Delta\alpha_i Z-e^{\Delta\alpha_i Z}\cos\Delta\beta_i Z}{\Delta\beta_i{}^2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (19)$$

ただし $|\Delta\alpha_i| \ll |\Delta\beta_i|$ とする。このように増加損失はかならずしも伝送距離 Z と線形の関係にはないが $|\Delta\alpha_i Z| \ll 1$ が成立つときは(19)式は

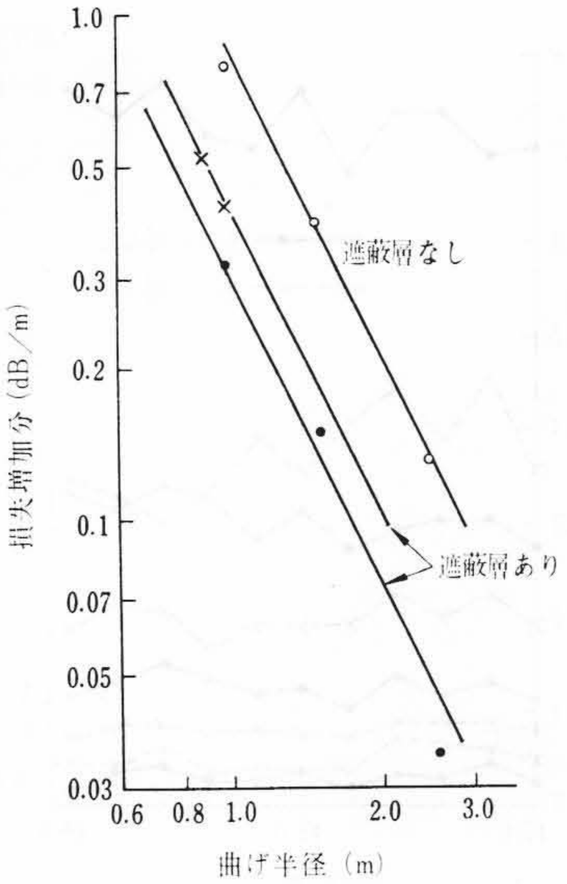
$$\alpha_c Z \simeq \sum_{i=1}^{n} C_i^2 \cdot \frac{-\Delta\alpha_i Z}{\Delta\beta_i{}^2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (20)$$

となる。一方結合係数 C_i は導波管の曲げ半径 R に逆比例するために(20)式の成立する範囲では増加損失 $\alpha_c Z$ は曲げ半径 R の2乗に逆比例する。**第4図**のような場合には(20)式が成立することは考えられず**第3図**の周波数平均値から増加損失と曲げ半径の関係を求めると**第6図**が得られ，曲げ半径の −2 乗の曲線にほぼのっている。

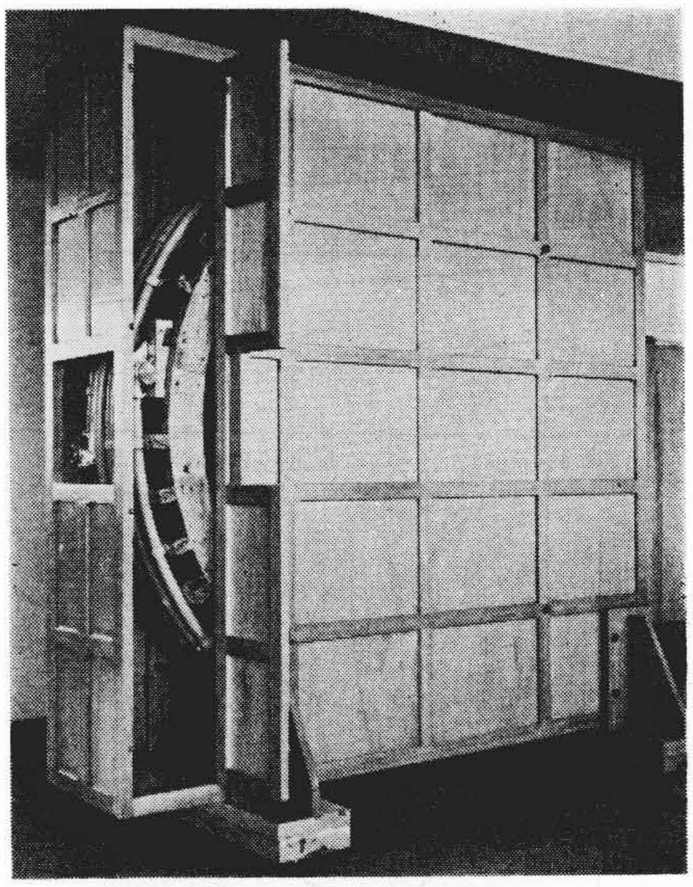
4.4　プラズマ測定用遅延線としての損失特性

以上の検討の結果，遮へい形らせん導波管を用いてプラズマ測定に使用する遅延線を構成した。この外観写真を**第7図**に示す。

構　　成　　曲り部　28m（直径 1.8m のドラムに巻いてある）
　　直線部　2.5m



第6図　曲げによる減衰増加と曲げ半径



第7図　プラズマ測定用遅延線

20 mmϕ 90° コーナ2個

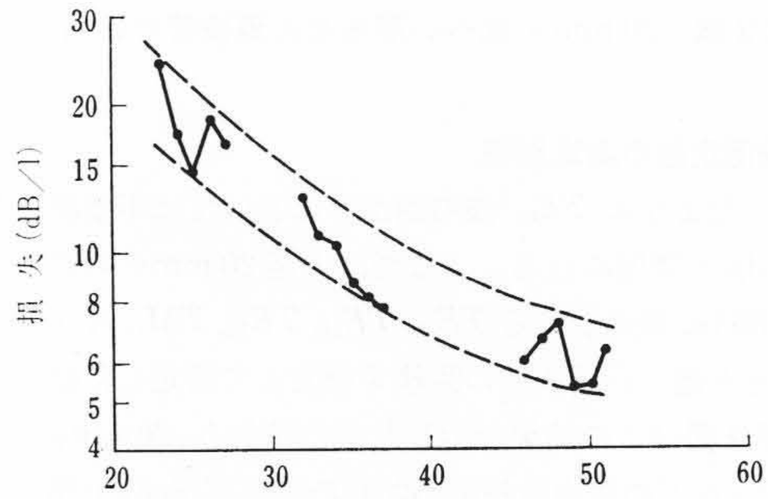
この構成のものにつき，25, 35, 50 Gc 帯における損失を置換法により測定した結果を**第8図**に示す。25 Gc 帯では方形導波管の損失は 0.6～0.7 dB/m であり，**第8図**から20 mmϕらせん導波管と同程度となるが，これより高い周波数ではらせん導波管が有利となる。

5. 結　　言

以上20 mmϕ遮へい形らせん導波管の諸特性につき報告した。伝送距離が数メートルであれば，半径1m 近くまで曲げても実用上問題ない。今後の問題としては，遮へい距離δによる不要波の伝播定数のほか，TE_{01}波との結合係数C_iがδとどんな関係にあるかを検討しさらに最適設計条件をつかむことである。これにより伝送距離が長く，曲げ半径が1m より小さくとも特性の良好な伝送系を得ることができよう。

プラズマ測定用遅延線は大阪市立大学，名古屋大学プラズマ研究所に日立電子株式会社を通じて納入され実際運用されている。

終わりに，日頃ご指導をいただいている日本電信電話公社，通信研究所第二無線研究室の各位に，また本実験でご便宜を図っていただいた日立電子株式会社石井課長および実験に協力された日立電線株式会社研究部の関係各位に感謝の意を表するものである。



第8図　遅延線の損失周波数特性

参　考　文　献

(1) M. Jouguet: Cables & Trans. I, 2, 133 (1947)
(2) 小口文一，加藤緑: 信学誌 41, 35 (1958)
(3) H. E. Rowe: B. S. T. J., 41, 1011 (1962)
(4) H. G. Unger: B. S. T. J., 37, 1599 (1958)

新案の紹介

登録新案 第711399号

小　型　継　電　器　接　点

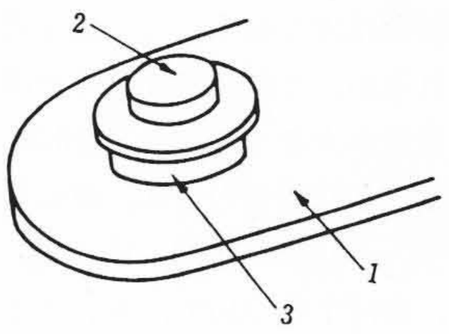
森岡　健・渡辺　晃

電気的諸装置の増加に伴いこの電気回路にそう入される継電器などの接点も大容量のものが要求される。しかし接点の容量を大きくするためには火花発生による焼損を防止する消弧装置を設けなければならないので接点の機構が大形化するきらいがある。

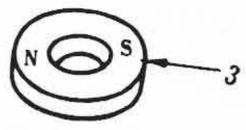
しかるに本考案は図面に示すように，固定導体片1に設けられた柱状の接点2に輪状の永久磁石3を嵌合した。

したがって接点2は永久磁石3による磁場に突出しているために，電流遮断時に接点2に発生した火花はすみやかに消弧され，接点2を焼損するに至らない。

以上のように本発明接点はきわめて簡単な小形の構造で火花消去ができて大容量の接点が得られかつ堅固で安価である。（仙波）



第1図



第2図