

<APMC 2010 基礎講座>

3. ミリ波考学特論 —基本的な考え方とその実態—

呉工業高等専門学校
黒木太司氏

12月9日(木) 11:00~12:30

ミリ波考学特論

— 基本的な考え方とその実態 —

黒木 太司

(独)国立高専機構 呉工業高等専門学校

広島県呉市阿賀南2-2-11

kuroki@kure-nct.ac.jp

あらまし — 周波数が30GHzから300GHzと広いスペクトラム域を有するミリ波電磁波の理解には、電波と光双方の知識習得が必要になる。本基礎講座の前半はこの観点からミリ波の伝送と放射の理論を解説する。なおミリ波は、先行して実用化されたセンチ波と光波の谷間に位置し、旧来より何度か華々しく開発プロジェクトが立ち上がりつつも、決まって終焉を迎えるという歴史を繰り返してきた。講座の後半は、この悲しき電磁波の実態と、それを如何に扱うべきかをテーマに、議論する。

キーワード— ミリ波、伝送、放射。

I. ミリ波概説

A. 歴史(過去から現代へ)

ミリ波の研究開発はここ数10年前からのように思われがちであるが、その歴史は古く、1890年代に逆のぼる[1]。その後、表1に示すように1930年代に入りミリ波源の開発が行われるようになったが、とりわけこの分野の進展に大きく貢献したのはマグネトロンとクライストロンの発明であろう。これらの発振電子管及び関連した電磁波回路技術は、直ちに第二次世界大戦に利用された[2]。

ミリ波技術開発を牽引した第一の応用分野は、大戦後、米軍付置研究所を中心として本格的に展開されたミリ波レーダである。とりわけミリ波の発生と検出に重点が置かれ、進行波管やガンダイオード[3]、インパットダイオード[4]の発明や、鉱石検波器の開発と相俟って、1950年代から1970年代にかけて、Ka帯では雲面や海面クラッタ、地形などの計測やミサイル追尾、W帯では監視・検知を目的としたレーダが開発された[5]。またこれらの研究で蓄積されたレーダ技術の民生応用として、1970年なかばより自動車衝突防止レーダの研究が欧米からスタートした。

一方トランジスタやFET、HEMT[6]の発明に端を発した3端子半導体デバイスや、プレーナICの発想を基礎としたモノリシック集積回路などは、民生用ミリ波開発に先鞭を付け、1980年代あたりから、これらの技術を車載レーダや無線LANなどに応用すべく、世界中

で多くの成果が得られている[7]。国内にあっても、総務省や経産省などが主導する、各種のミリ波に関する国家プロジェクトの推進が記憶に新しい。

表.1 ミリ波に関わる歴史的トピック

| 年 | トピック |
|--------|---|
| 1927 | 岡部金治郎(東北大)氏による多分割陽極マグネトロンの発明 |
| 1937 | Varian 兄弟によるクライストロンの発明 |
| 1939 | Boot、Randall 両氏による高出力空洞マグネトロンの発明 |
| 1942 | ベル研究所による鉱石ミキサの開発 |
| 1946 | ベル研究所による進行波管の発明 |
| 1947 | 米国海軍・空軍研究所によるKa帯レーダの開発 |
| 1948 | ベル研究所によるトランジスタの発明 |
| 1960 | 米国陸軍研究所によるミリ波帯クライストロン・マグネトロンの開発 |
| 1961 | Fairchild Semiconductor 社によるシリコンプレーナICの開発 |
| 1962 | J. B. Gunn によるガン効果の発見 |
| 1964 | ベル研究所によるIMPATT発振器の開発 |
| 1970年代 | 日本電信電話公社による円形導波管長距離ミリ波伝送実験 |
| 1975～ | 欧米・日本各機関における自動車衝突防止レーダの研究 |
| 1979 | 三村高志氏(富士通)によるHEMTの発明 |
| 1981 | 米山務(東北大)氏によるNRDガイドの発明 |
| 1990年代 | (財)電波システム開発センタによるミリ波利用調査研究会(化合物MMIC、車載レーダ、無線LANなど) |
| 2000年代 | NICT主導によるミリ波利用システム開発の推進(Si-CMOSMMIC、レーダセンサ、高精細映像伝送) |

B. 特徴

ミリ波の利点としては、通信用途としての搬送周波数が30GHzを越える高い値を有することから、扱う情報の帯域がセンチ波と比べて広くとれることであり、これは搬送波をトラックの荷台に例えた図1(a)で容易に想像がつくであろう。また光源と比べてミリ波源のコヒーレンス性は良好なため、高密度な変調方式も採用できる。一方、波長が数ミリオーダーと短いため、手頃な大きさで鋭い指向性のアンテナが実現できるため、レーダの分解能が高くなる点も利点の一つといえる。この原理についてはIII章で概説する。

～情報伝送の仕組み～

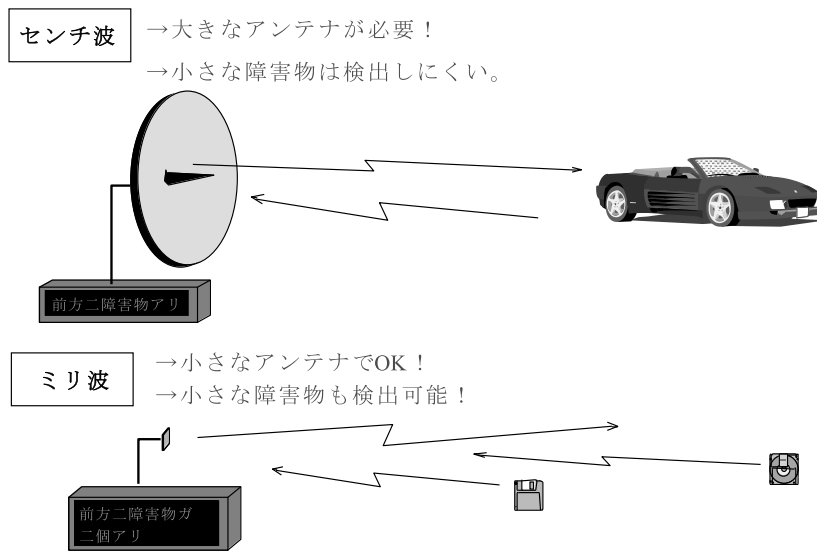
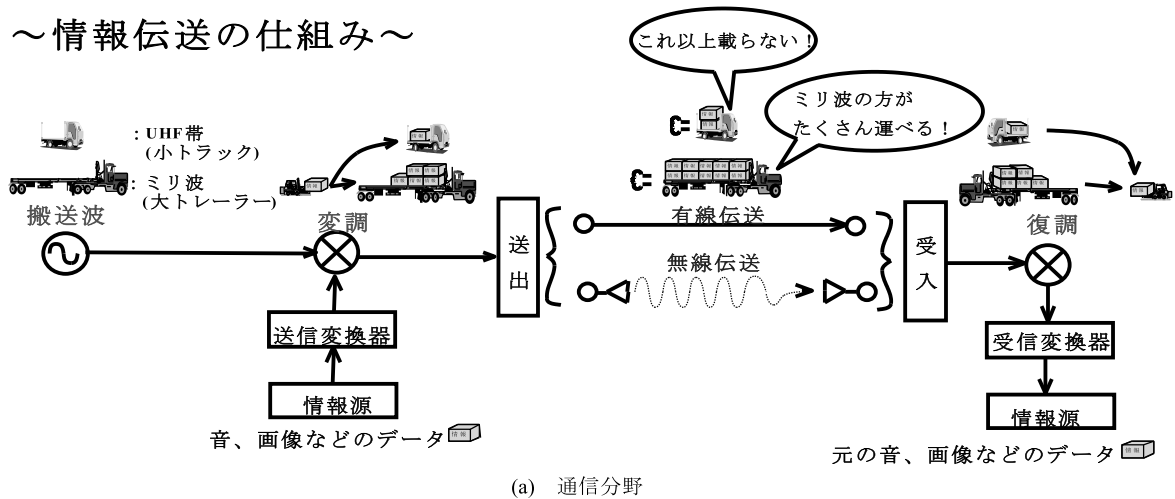


図1 ミリ波の特徴

その他、晴天下におけるミリ波の伝搬特性では、60GHz や 120GHz の電磁波は大気中の酸素分子に吸収されるため伝搬損失が大きくなるが、この欠点がむしろ電磁波の空間干渉の低減、ひいては同一周波数の空間再利用という利点につながる。

なお欠点としては、光波と同様に伝搬の直進性が強く、障害物などで遮断される他、降雨減衰が大きいことがあげられる。

II. 電磁波伝送理論

A. 伝送波の分類

任意断面形状からなる、図2のような一様で無限に長い無損失な伝送線路を考える。この伝送線路の横方向を x 、 y 軸、伝送方向を z 軸にとり、角周波数 ω で変化する定常交流界を仮定すると、 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} を電界および磁

界の強度、 ϵ 、 μ を媒質の誘電率及び透磁率として、波源のないマクスウェルの式は、

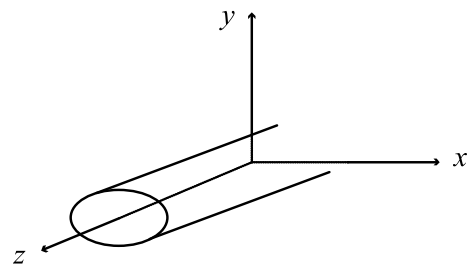


図2 任意断面形状からなる一様な伝送路

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (1.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (1.b)$$

で表される。各成分を z 方向と横方向 \mathbf{t} に分けて

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + \mathbf{a}_z E_z \quad (2.a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + \mathbf{a}_z H_z \quad (2.b)$$

$$\nabla = \nabla_t + \mathbf{a}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.c)$$

とおき、これを式(1)に代入し、z 方向の単位ベクトル \mathbf{a}_z との外積を計算すると、

$$\nabla_t E_z - \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_t = j\omega\mu \mathbf{H}_t \times \mathbf{a}_z \quad (3.a)$$

$$\nabla_t H_z - \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{H}_t = j\omega\epsilon \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t \quad (3.b)$$

になる。上式と \mathbf{a}_z の外積をとり、かつ上式を z に対して偏微分することで、式(3)から \mathbf{H}_t および \mathbf{E}_t を消去すると、次式が得られる。

$$\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{E}_t = \frac{\partial}{\partial z} \nabla_t E_z + j\omega\mu \mathbf{a}_z \times \nabla_t H_z \quad (4.a)$$

$$\left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{H}_t = -j\omega\epsilon \mathbf{a}_z \times \nabla_t E_z + \frac{\partial}{\partial z} \nabla_t H_z \quad (4.b)$$

ここで k は媒質中の波数で、

$$k = \omega\sqrt{\epsilon\mu} \quad (5)$$

で与えられる。

なお伝送波の進行方向位相定数が β の場合、すなわち電界が進行方向に $e^{-j\beta z}$ で変化する場合、式(4)は

$$\mathbf{E}_t = -\frac{j\beta}{h^2} (\nabla_t E_z - Z_H \mathbf{a}_z \times \nabla_t H_z) \quad (6.a)$$

$$\mathbf{H}_t = -\frac{j\beta}{h^2} (Y_E \mathbf{a}_z \times \nabla_t E_z + \nabla_t H_z) \quad (6.b)$$

になる。ここで h 及び Z_H 、 Y_E は、

$$h^2 = k^2 - \beta^2 \quad (7)$$

及び

$$Z_H = \frac{\omega\mu}{\beta} \quad (8.a)$$

$$Y_E = \frac{\omega\epsilon}{\beta} \quad (8.b)$$

である。

式(4)、(6)の意味するところは、 E_z 、 H_z が求まればこれらの式により伝送波の全電磁界が決定されるということである。

一方、 E_z と H_z は

$$\nabla_t^2 E_z + h^2 E_z = 0 \quad (9.a)$$

$$\nabla_t^2 H_z + h^2 H_z = 0 \quad (9.b)$$

なるヘルムホルツの式で与えられ、上式が伝送線路の境界条件に対して解をもつためには、h がある特定の値をとるときに限られる。

この h を伝送線路の固有値、また固有値に対応して定まる伝送波をモードという。

以上より、伝送波はモードで規定され、かつ E_z と H_z の有無により、以下の 4 種に分類されることになる。

(1) TEM 波(Transverse Electric and Magnetic Waves)

$E_z = 0$ および $H_z = 0$ であるような、電磁界が横成分によってのみ構成される伝送波で、同軸線路やマイクロストリップ線路などのように二つ以上の導体から構成される伝送線路を伝送する。

(2) TE 波(Transverse Electric Waves)

$E_z = 0$ および $H_z \neq 0$ であるような、電界が横成分のみで構成される伝送波で、導波管のような閉じた伝送線路や誘電体スラブ線路などに存在する。また式(8.a)で与えられる Z_H を TE モードの波動インピーダンスという。

(3) TM 波(Transverse Magnetic Waves)

$E_z \neq 0$ および $H_z = 0$ であるような、磁界が横成分のみで構成される伝送波で、TE 波と同様に導波管のような閉じた伝送線路や誘電体スラブ線路などに存在するが、特殊な用途にしか利用されない。また式(8.b)で与えられる Y_E を TM モードの波動アドミタンスという。

(4) 混成波(Hybrid Waves)

$E_z \neq 0$ および $H_z \neq 0$ であるような、電界と磁界がともに進行成分を有する伝送波で、光ファイバや NRD ガイドなどのような断面内で媒質が不均質な場合に存在する。

B. TEM 伝送線路

(1) 電磁界分布

まず TEM 波伝送線路の電磁界を与える式を導出する。式(1)と \mathbf{a}_z との内積を計算すると、

$$\nabla_t \cdot (\mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t) = j\omega\mu H_z \quad (10.a)$$

$$\nabla_t \cdot (\mathbf{H}_t \times \mathbf{a}_z) = j\omega\mu E_z \quad (10.b)$$

であり、TEM 波では $E_z = H_z = 0$ なので上式は

$$\nabla_t \cdot (\mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t) = 0 \quad (11.a)$$

$$\nabla_t \cdot (\mathbf{H}_t \times \mathbf{a}_z) = 0, \quad (11.b)$$

また式(6)より、 $E_z = H_z = 0$ で横方向電磁界が存在するためには $h = 0$ 、すなわち、 $\beta = k$ として、式(3)から

$$\mathbf{E}_t = \zeta \mathbf{H}_t \times \mathbf{a}_z \quad (12.a)$$

$$\mathbf{H}_t = \eta \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t \quad (12.b)$$

になる。ここで ζ および η は媒質の波動インピーダンス及び波動アドミタンスで、

$$\zeta = \frac{1}{\eta} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (13)$$

で与えられる。これらの ζ および η は媒質の電波インピーダンス及び電波アドミタンスと呼ばれることもある。また媒質が真空の場合の波動インピーダンスは

$$\zeta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cong 120\pi \text{ } [\Omega] \quad (14)$$

である。

ところで式(11)、(12)は

$$\begin{cases} \mathbf{E}_t = -\nabla_t \phi e^{-jkz} \\ \mathbf{H}_t = \mathbf{Y} \mathbf{a}_z \times \nabla_t \phi e^{-jkz} \end{cases} \quad (15.a)$$

$$(15.b)$$

と2次元ラプラスの式

$$\nabla_t^2 \phi = 0 \quad (16)$$

を満足する。従って、このラプラスの式によりポテンシャル ϕ を求め、これを式(15)に代入することによりTEM伝送波の電磁界が求まる。

(2) 伝送方程式と線路定数

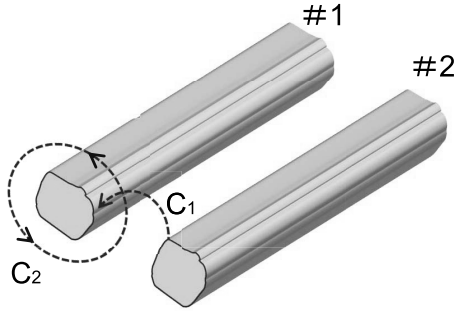


図3 任意の伝送線路と積分路 C_1 、 C_2

図3のような、2導体からなる任意の伝送線路を伝送するTEM波の伝送方程式を導出する。TEM波では、式(3)は

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_t = -j\omega \mu \mathbf{H}_t \times \mathbf{a}_z \quad (17.a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{H}_t = -j\omega \epsilon \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t. \quad (17.b)$$

ここで図3のように、断面内で導体を結ぶ積分路 C_1 と、一つの導体を囲む積分路 C_2 をとり、TEM波の電磁界を線積分すると、

$$V(z) = -\int_{C_1} \mathbf{E}_t \cdot d\mathbf{C} \quad (18.a)$$

$$I(z) = \oint_{C_2} \mathbf{H}_t \cdot d\mathbf{C} \quad (18.b)$$

$$\Phi(z) = L_0 I(z) = -\int_{C_1} \mu \mathbf{H}_t \times \mathbf{a}_z \cdot d\mathbf{C} \quad (18.c)$$

$$Q(z) = C_0 V(z) = \oint_{C_2} \epsilon \mathbf{a}_z \times \mathbf{E}_t \cdot d\mathbf{C}. \quad (18.d)$$

になる。ここで $V(z)$ 、 $I(z)$ は二導体間の電圧と線電流、 $\Phi(z)$ 、 $Q(z)$ は単位長さあたりの、二導体間に鎖交する磁束と導体に分布する電荷、また L_0 、 C_0 は単位長さあたりの直列インダクタンスと分布容量である。

式(17.a)を C_1 に沿って、また式(17.b)を C_2 に沿って積分し、式(18)を代入すると、

$$-\frac{dV(z)}{dz} = j\omega L_0 I(z) \quad (19.a)$$

$$-\frac{dI(z)}{dz} = j\omega C_0 V(z) \quad (19.b)$$

なる伝送方程式が得られる。これは分布定数回路における電信方程式と同一であり、伝送線路の特性インピーダンス Z_c は分布定数回路理論と同様に、

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad (20)$$

で表される。

従って、TEM伝送線路の特性インピーダンスは、式(15)により求められた電磁界をもとに線路の直列インダクタンスと分布容量を式(18.c)、(18.d)により計算し、上式に代入することにより決定される。

以上の式は無損失を仮定して得られたものであるが、ミリ波帯では導体の導電率 σ_c や媒質の導電率 σ_d (実際は誘電正接 $\tan \delta = \sigma_d / \omega \epsilon$ として評価する) は無視できない。そこで単位長さあたりの直列抵抗 R_0 と並列漏れコンダクタンス G_0 を用いて伝送方程式を拡張すると、

$$-\frac{dV(z)}{dz} = (R_0 + j\omega L_0) I(z) \quad (21.a)$$

$$-\frac{dI(z)}{dz} = (G_0 + j\omega C_0) V(z) \quad (21.b)$$

になる。またこのときの伝搬定数 γ は、上式を解き、かつミリ波帯を考慮して $\omega L_0 \gg R_0$ 、 $\omega C_0 \gg G_0$ を仮定すると、

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (22)$$

但し

$$\alpha \cong \frac{1}{2} \left(\frac{R_0}{Z_c} + Z_c G_0 \right) \text{ [Np/m]} \quad (23.a)$$

$$\beta \cong \omega \sqrt{L_0 C_0} \text{ [rad/m]} \quad (23.b)$$

と求まる。ここで α は減衰定数、 β は位相定数である。

ところで伝送波の伝送電力 P は線路の特性インピーダンスを用いて表すと、

$$P = \frac{1}{2} \frac{|V(z)|^2}{Z_c} = \frac{1}{2} Z_c |I(z)|^2 \quad (24)$$

なので、これを式(23.a)に代入すると、減衰定数は

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d \quad (25)$$

但し

$$\alpha_c \cong \frac{1}{2P} \left(\frac{1}{2} R_0 |I(z)|^2 \right) \quad (26.a)$$

$$\alpha_d \cong \frac{1}{2P} \left(\frac{1}{2} G_0 |V(z)|^2 \right) \quad (26.b)$$

で与えられる。上式で R_0 が導体の表面抵抗 $R_s = \sqrt{\omega \mu / 2 \sigma_c}$ 、 G_0 が $\omega \epsilon \tan \delta$ に相当することから、 α_c を導体損失、 α_d を誘電体損失という。

従って式(15)で得られた電磁界をもとに式(18.a)、(18.b)から線路の電圧と電流を計算し、式(26)を用いることで、TEM波の減衰定数が求まる。ミリ波帯ではセ

センチ波帯に比べて線路の損失が無視できなくなるため、式(26)はミリ波帯伝送線路を評価する上で重要である。

C. 主な TEM 伝送線路

(1) 同軸線路

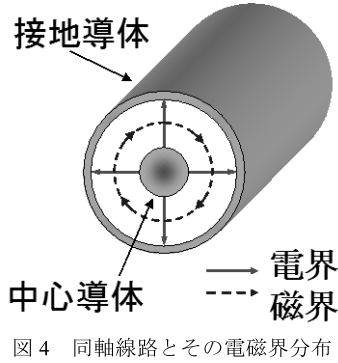


図4 同軸線路とその電磁界分布

同軸線路は半径 a なる中心導体と内半径 b なる接地導体を図4のように同心状に相対した構造であり、それぞれの導体を支持するため、両導体間には一般に比誘電率 ϵ_r の誘電体が充填される。この伝送線路は、低周波域では直流や商用交流の電力伝送用として、V/UHF 帯やセンチ波帯では短・中・長距離情報信号伝送用として、また低周波域からミリ波帯にわたり測定信号伝送用として、広く利用されている。

なお周波数の上昇とともに高次モードが発生することから、そのしゃ断周波数が線路の動作周波数の上限を与える[8]。

線路の特性インピーダンス Z_c および位相定数 β は、真空の誘電率と透磁率を ϵ_0 および μ_0 、動作周波数を f として次式で与えられる。

$$Z_c = \frac{\zeta_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad [\Omega] \quad (27.a)$$

$$\beta = 2\pi f \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_0} \quad [\text{rad/m}] \quad (27.b)$$

一般に特性インピーダンスは 50Ω および 75Ω に設定される。

線路の導体損失 α_c および誘電体損失 α_d は、中心導体と接地導体の導電率を σ_a および σ_b 、支持誘電体の誘電正接を $\tan\delta$ として、

$$\alpha_c = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi \epsilon_r \epsilon_0 f}}{\ln(b/a)} \left(\frac{1}{a\sqrt{\sigma_a}} + \frac{1}{b\sqrt{\sigma_b}} \right) \quad [\text{Np/m}] \quad (28.a)$$

$$\alpha_d = \zeta_0 \pi f \sqrt{\epsilon_r \epsilon_0} \tan \delta \quad [\text{Np/m}] \quad (28.b)$$

で与えられる[9]。

上式によれば、導体損失は周波数の $1/2$ 乗に、また誘電体損失は周波数に比例して増加する。一般に高周波用同軸線路の支持誘電体としては、誘電正接が 10^{-3} 程度およびそれ以下の低損失なものが用いられるので、

伝送損失は低周波域では導体損失が支配的であり、周波数の上昇とともに誘電体損失の影響が現れてくる。

実際、ミリ波では支持誘電体として低損失な発砲テフロンなどが用いられ、また接地導体は伝送波の漏れや特性インピーダンスの不均一性を抑制するために銅管が用いられる。

(2) プリント伝送線路

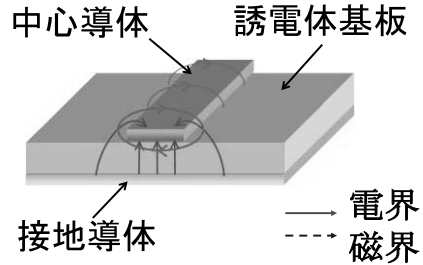


図5 マイクロストリップ線路とその電磁界分布

誘電体基板に金属配線を施した形状の伝送線路で、エッチングで作成できることから、量産性を有している。図5に代表的なプリント伝送線路であるマイクロストリップ線路を示す。ここで中心導体の幅と厚みを w 、 t 、また誘電体基板の比誘電率と厚みを ϵ_r 、 h とすると、この線路の特性インピーダンスは、

$$Z_c = \begin{cases} \frac{\zeta_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_e}} \ln\left(\frac{8h}{w'} + 0.25 \frac{w'}{h}\right) & (w/h \ll 1) \\ \frac{\zeta_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \left[\frac{w'}{h} + 1.393 + 0.667 \ln\left(\frac{w'}{h} + 1.444\right) \right]^{-1} & (w/h \gg 1) \end{cases} \quad (29)$$

ただし、

$$\frac{w'}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \ln \frac{4\pi w}{t} \right) \quad \left(\frac{w}{h} \ll \frac{1}{2\pi} \right) \quad (30.a)$$

$$\frac{w'}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \ln \frac{2h}{t} \right) \quad \left(\frac{w}{h} \gg \frac{1}{2\pi} \right) \quad (30.b)$$

で表される[10]。

上式の ϵ_e はマイクロストリップ線路の実効誘電率であり、

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} F\left(\frac{w}{h}\right) - \frac{\epsilon_r - 1}{4.6} \frac{t/h}{\sqrt{w/h}} \quad (31)$$

ただし、

$$F\left(\frac{w}{h}\right) = \begin{cases} \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-0.5} + 0.04 \left(1 + \frac{w}{h}\right)^2 & \left(\frac{w}{h} \ll 1\right) \\ \left(1 + 12 \frac{h}{w}\right)^{-0.5} & \left(\frac{w}{h} \gg 1\right) \end{cases} \quad (32)$$

で与えられる。

マイクロストリップ線路の導体損失 α_c は、

$$\alpha_c = \begin{cases} 1.38 \frac{R_s}{hZ_c} + \frac{32 - (w'/h)^2}{32 + (w'/h)^2} \Lambda & \left(\frac{w}{h} \ll 1\right) \\ 6.1 \times 10^{-5} \frac{R_s Z_c \epsilon_e}{h} \left(\frac{w'}{h} + \frac{0.667(w'/h)}{1.444 + (w'/h)} \right) \Lambda & \left(\frac{w}{h} \gg 1\right) \end{cases} \quad (33)$$

ここで

$$\Lambda = \begin{cases} 1 + \frac{h}{w'} \left(1 + \frac{1.25t}{\pi w} + \frac{1.25}{\pi} \ln \frac{4\pi w}{t} \right) & \left(\frac{w}{h} \ll \frac{1}{2\pi}\right) \\ 1 + \frac{h}{w'} \left(1 - \frac{1.25t}{\pi h} + \frac{1.25}{\pi} \ln \frac{2h}{t} \right) & \left(\frac{w}{h} \gg \frac{1}{2\pi}\right) \end{cases} \quad (34)$$

また誘電体損失 α_d は、

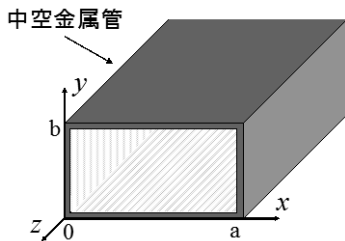
$$\alpha_d = 27.3 \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r - 1} \frac{\epsilon_e - 1}{\sqrt{\epsilon_e}} \frac{\tan \delta}{\lambda_0} \quad (35)$$

で与えられる[10]。

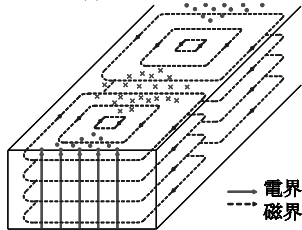
なおプリント線路を構成する中心導体の表面荒さは、数 μm 程度であることが知られている。これに対してミリ波帯における表皮深さは0.1 μm オーダーと小さく、ミリ波電流の経路は実際の経路より長くなることから、ミリ波の感じる実効導電率は大幅に低下する。従って、実際の導体損失は式(33)による計算値より大幅に劣化することに注意されたい。

D. TE・TM・混成波伝送線路

(1) 導波管



(a) 方形導波管



(b) TE₁₀モードの電磁界

図6 導波管

最も一般的に利用される導波管は、幅 a 、高さ b となる長方形の中空導波管であり、その概略を図 6(a) に示す。この導波管の伝送波は TE モードと TM モードに大別され、また各モードは x 方向次数 n と y 方向次数 m により、さらに細分される。最も多く利用されている方形導波管の形状は $a=2b$ であり、この形状における各モードのしゃ断波長 λ_c を低次から計算し、表 2 に示す。これより方形導波管の最低次モードは、図 6(b) に示すような電磁界分布からなる、しゃ断波長 $2a$ の TE₁₀ モードである。またその第 1 高次モードはしゃ断波長 a の TE₂₀あるいは TE₀₁モードであり、方形導波管は一般に、TE₁₀モードの動作波長が、これらしゃ断波長の間になるよう設計される。

表2 方形導波管のしゃ断波長

| モード名 | モード次数 | | しゃ断波長 |
|------------------|--------|--------|--------|
| | n(x方向) | m(y方向) | |
| TE ₁₀ | 1 | 0 | 2a |
| TE ₂₀ | 2 | 0 | a |
| TE ₀₁ | 0 | 1 | |
| TE ₁₁ | 1 | 1 | 0.894a |
| TM ₁₁ | 1 | 1 | |

導波管の z 方向位相定数 β は真空の波数を k_0 として式 (7)より

$$\beta = \sqrt{k_0^2 - (2\pi/\lambda_c)^2} \quad (36)$$

で与えられる。図 7 にしゃ断波長で規格化した TE₁₀ モードの位相定数の周波数特性(分散特性)を示す。導波管の位相定数はしゃ断周波数 f_c 以下の周波数帯では 0 となり、伝送波はしゃ断される。また f_c 以上の周波数帯では周波数の上昇とともに位相定数は真空の波数に漸近する。

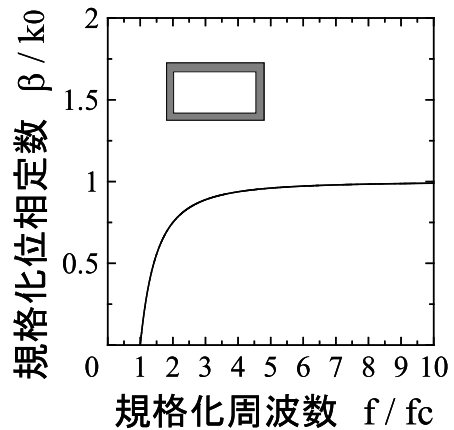


図7 TE₁₀モードの分散特性

TE₁₀モードの伝送損失 α_{E10}^R は $a=2b$ の場合、 v をしゃ断周波数で規格化した周波数 f/fc として

$$\alpha_{E10}^R = \sqrt{\frac{2\pi}{\sigma\zeta_0}} \frac{a^{-3/2}}{\sqrt{v^2 - 1}} \left\{ v \frac{1}{2} + v \frac{3}{2} \right\} [\text{Np/m}] \quad (37)$$

で表される。図8に a を 3.76mm とした場合の伝送損失の計算値を示す。周波数の上昇とともに電界に平行な金属面の損失(上式括弧内第1項目)は減少するが、これはこの金属面の高周波電流が伝送波の進行方向に対して横方向(y 方向)にのみ分布しているためである。なお電界に垂直な金属面のそれ(上式括弧内第2項目)は周波数の上昇とともに増加し、結果としてこれらを合わせた TE_{10} モードの伝送損失は、周波数の増加とともに、後者の値に漸近する。

このように電界に平行な導体面の導体損失は周波数の上昇とともに減少してゆく性質があり、この点はミリ波帯伝送線路設計に関して魅力ある利点といえる。

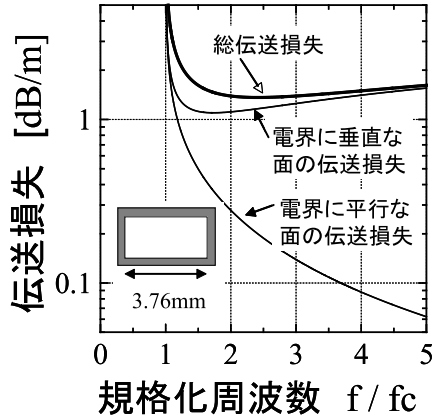


図8 TE₁₀モードの伝送損失

(2) 誘電体スラブ線路

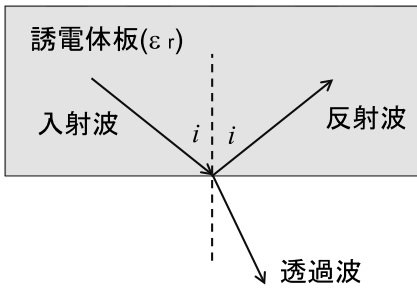


図9 誘電体と空気の境界面に斜め入射した平面波

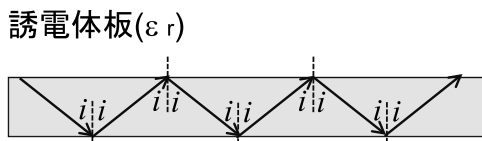


図10 誘電体スラブ中を伝送する平面波の様子

図9のように、誘電体と空気の境界面に、角度 i で斜め入射した平面波は、スネルの法則に従って反射・透過するが、

$$\sin i \geq \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (38)$$

なる条件で入射した平面波は境界面で全反射する。

従って、有限の厚みを有した誘電体スラブにこの全反射の条件で入射した平面波は、図10のように両境界面でジグザグ状に全反射を繰り返し、特定の方向に伝送してゆく。これが誘電体スラブの導波原理であり、導体を介さずに電磁波を伝送できることから、伝送損失の面でミリ波や光波帯における有力な伝送線路になる。

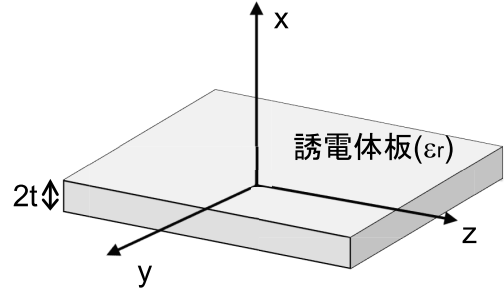


図11 誘電体スラブ伝送線路

この誘電体スラブ線路の固有値を求めるための座標系を図11に示す。全反射条件を有するとき、空気中の境界は x 方向には指数関数減衰することから[11]、 x 方向の波数を

q : 誘電体内 x 方向位相定数

p : 空気中 x 方向減衰定数

として、ヘルムホルツの方程式を解くと、TMモードの y 方向磁界は

$$H_y = \begin{cases} (A_e \cos qx + A_o \sin qx) e^{-j\beta z} & (|x| \leq t) \\ B e^{-px} e^{-j\beta z} & (|x| \geq t) \end{cases} \quad (39)$$

また TE モードの y 方向電界は

$$E_y = \begin{cases} (C_e \cos qx + C_o \sin qx) e^{-j\beta z} & (|x| \leq t) \\ D e^{-px} e^{-j\beta z} & (|x| \geq t) \end{cases} \quad (40)$$

になる。但し、 A 、 B 、 C 、 D は積分定数である。これらを式(4)に代入し、誘電体と空気の境界面における境界条件を適用すれば、固有値に関して、以下の特性方程式を得る。

$$p^2 + q^2 = (\epsilon_r - 1)k_0^2 \quad (41)$$

| | 偶モード | 奇モード |
|----|---|--|
| TM | $p = \frac{q}{\epsilon_r} \tan qt \quad (42.a)$ | $p = -\frac{q}{\epsilon_r} \cot qt \quad (42.b)$ |
| TE | $p = q \tan qt \quad (42.c)$ | $p = -q \cot qt \quad (42.d)$ |

ここで偶・奇モードは式(39)、(40)の第1式における \cos および \sin の項から導かれる。よって式(41)と式(42)を連立させることにより、固有値 p 、 q が求まり、これを

$$\beta = \sqrt{\epsilon_r k_0^2 - q^2} = \sqrt{k_0^2 + p^2} \quad (43)$$

に代入することにより誘電体スラブを伝送する TM 及び TE の偶・奇モードが計算できる。

なお p 、 q に関して式(41)は円、式(42)は正接の方程式であることから、その解は図 12 のように図式解法により求めることができる。

この図によれば、誘電体スラブの厚みが厚くなるほど、あるいは利用周波数が高くなるほど円の半径が大きくなり、多くのスラブモードが伝送できるようになるので、ミリ波帯では注意を要する。

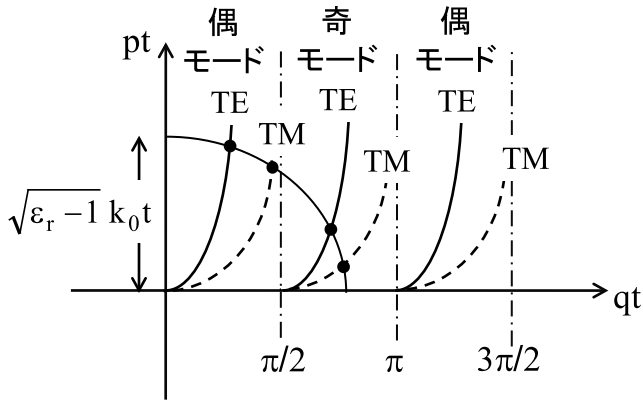


図 12 誘電体スラブ特性方程式の図式解法

図 13 に TM 及び TE の電磁界分布の概要を示しておく。

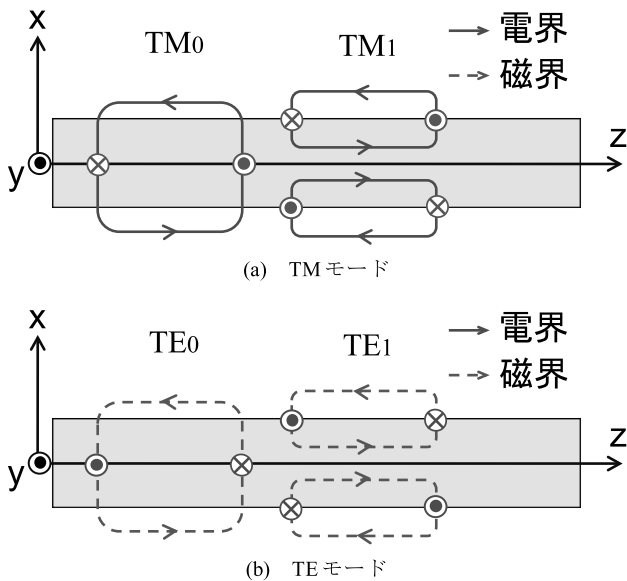


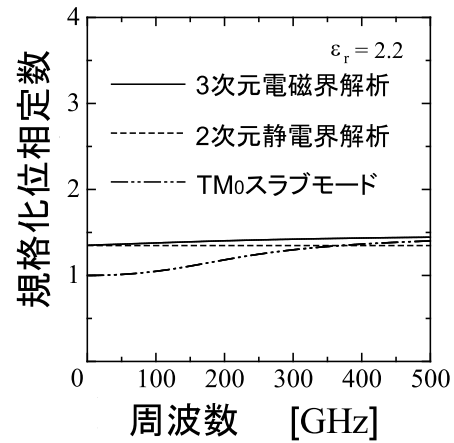
図 13 誘電体スラブ特性方程式の図式解法

(3) マイクロストリップ線路を伝送するスラブモード

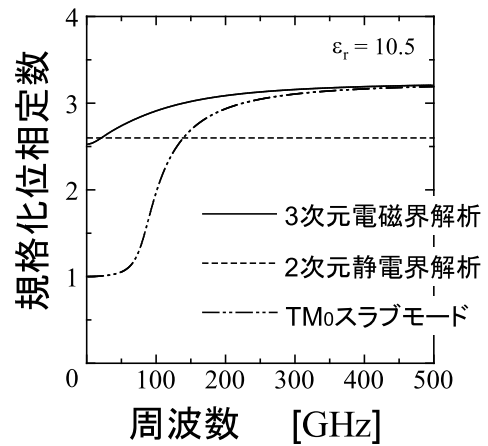
C 節で述べたマイクロストリップ線路の使用伝送波は TEM 波であるが、利用周波数が高くなると、不要な誘電体スラブモードが発生することがある。この場合、マイクロストリップ線路の伝送波はもはや TEM 波とは

異なることから、B 節で述べた 2 次元電磁界解析手法よりは、3 次元電磁界解析の方が正確である。

一例として誘電体基板の材料として、比誘電率 2.2 及び 10.5 のテフロン及びセラミックスを仮定したマイクロストリップ線路の位相定数を、2 次元及び 3 次元で解析し、その結果を図 14 に波線及び実線で示す。参考のため、 TM_0 スラブモードの位相定数も 2 点鎖線で併記するが、マイクロストリップ線路を伝送する伝送波の位相定数は、周波数の上昇に伴い誘電体スラブモードのそれに漸近することがわかる。このことは、回路に曲がりや不連続があった場合、式(38)で示した全反射の条件が満足されず、図 9 に示す透過波、すなわち不要な放射波が発生することになり、回路の性能劣化につながることから、注意を有する。



(a) 低誘電率基板



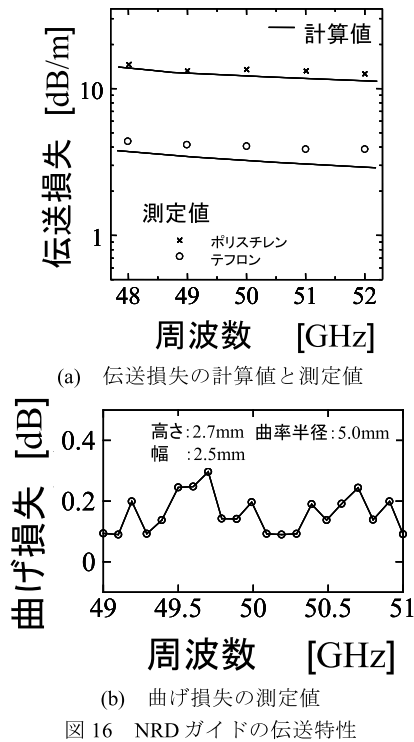
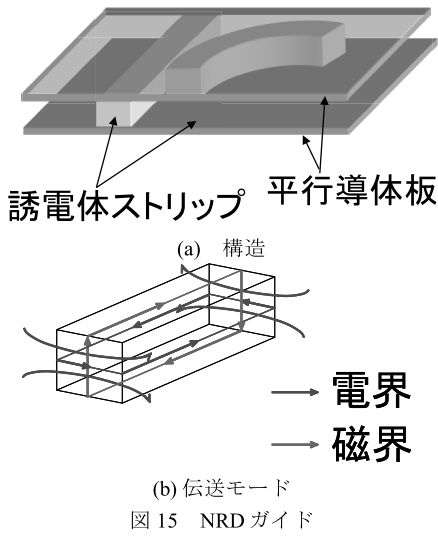
(b) 高誘電率基板

図 14 マイクロストリップ線路の規格化位相定数の計算値

(4) NRD ガイド

半波長以下の間隔で平行に置かれた 2 枚の導体板に平行に偏波した電磁波はしゃ断されて伝送できない。このようなしゃ断平行平板導波管に図 15(a)のように誘電体ストリップを挿入すると、誘電体中では波長が短縮されるためにしゃ断効果が解消され、ストリップに沿って電磁波が伝送する。しかも前述の誘電体スラブモ

ードに見られた曲がりや不連続部での不要放射波は、平行平板のしゃ断効果により抑制される。これがNRDガイドの動作原理である。NRDガイドの動作モードは図15(b)のような、磁界が誘電体と空気の境界面に平行な、LSM₀₁混成波モードである。



LSM₀₁モードによる導体板上の高周波電流は、すべて横方向に分布しているので、その導体損は周波数の増加とともに減少するという、方形導波管における側面の損失特性に類似している。従って、低損失な誘電体材料で誘電体ストリップを構成すれば、NRDガイドの低損失性は確保される。誘電体材料としてはミリ波で低損失なテフロンが採用され、導体板として銅を用

いた場合、伝送損は50GHzで4dB/mになる。実用的には導体板に硬質アルミを用いるが、この場合でも伝送損は6dB/mであり、プリント線路と比べて損失は格段に改善される。図16(a)には導体板として銅を用い、誘電体材料としては比誘電率が2.04、誘電正接が 1.5×10^{-4} のテフロン、及び比誘電率が2.56、誘電正接が 9×10^{-4} のポリスチレンを用いた場合の伝送損の理論値と測定値を示すが、両者はよく一致している。また図16(b)は曲率半径5mmという急峻な50GHz帯バンドの透過損であり、その値は0.3dB以下と小さく、NRDガイドでは曲がりや不連続で不要放射は無いことが実証されている。

III. 電磁波放射理論

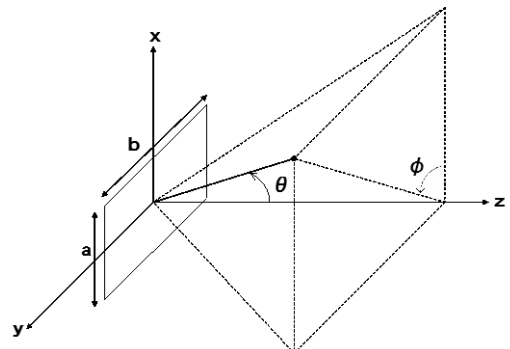


図17に示す高さa、幅bの方形開口面に、 $E_0 f_x(x) f_y(y)$ で表されるような、x及びy方向に変数分離できかつ一定方向に偏波している電界を励振した場合、この開口面からの正面方向放射電界は、

$$\mathbf{E}(R, \theta, \phi) \approx j \frac{E_0 e^{-jk_0 R}}{\lambda R} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} f_x(x) f_y(y) \times e^{jk_0 \sin \theta (x \cos \phi + y \sin \phi)} dx dy \quad (44)$$

で表される。表3は、上式をもとに $f_x(x)$ が、一様分布、余弦分布、余弦二乗分布の3種類の場合を仮定して、x-z面内の指向性を計算し、電力ビーム半値幅、第一サイドローブレベル、及び利得係数についてまとめたものである。

表3 主な開口分布に対する方形開口面アンテナの指向性

| 開口分布 | 電力ビーム半値角 [度] | 第一サイドローブレベル [dB] | 利得係数 g |
|--|--------------------------|------------------|--------|
| 一様分布 $f_x(x) = 1$ | $50.8 \frac{\lambda}{a}$ | -13.2 | 1.0 |
| 余弦分布 $f_x(x) = \cos(\frac{\pi}{a} x)$ | $68.8 \frac{\lambda}{a}$ | -23 | 0.81 |
| 余弦二乗分布 $f_x(x) = \cos^2(\frac{\pi}{a} x)$ | $83.2 \frac{\lambda}{a}$ | -32 | 0.67 |

注目すべきは電力ビーム半値幅であり、その値は波長に比例し開口面の長さに反比例する。これは同一開口面寸法に対して、周波数が高くなるほど電力ビーム半値幅は鋭くなることを意味する。表4に周波数と一様分布開口面アンテナの開口寸法の関係を示すが、ミリ波帯では、ペンシルビーム状の鋭い指向性が、手頃な大きさのアンテナを用いることにより得られる。このことはミリ波アンテナもつ大きな魅力であり、ミリ波レーダの方位及び高度分解能が、センチ波レーダのそれらと比較して大いに優る点でもある。

また当然のことながら、電力ビーム半値幅が小さいほど利得係数 g は高くなり、方形開口面アンテナの利得 G_a は次式で与えられる。

$$G_a = \frac{4\pi ab}{\lambda^2} g \quad (45)$$

なお第一サイドローブレベルは一様分布の場合、 -13.2dB であり、これを抑えて分解能を向上させるためには、利得係数を下げなければならないことに注意されたい。

表4 一様分布開口面アンテナの電力ビーム半値幅と動作周波数

| 開口寸法 [mm] | 動作周波数 [GHz] | | | | |
|--------------|-------------|------|------|------|------|
| | 10 | 35 | 60 | 95 | 140 |
| 50 | 30.5° | 8.8° | 5.0° | 3.2° | 2.2° |
| 100 | 15.2° | 4.4° | 2.5° | 1.6° | 1.1° |
| 200 | 7.6° | 2.2° | 1.3° | 0.8° | 0.6° |

IV. おわりに

以上、ミリ波の特徴から、ミリ波伝送線路やアンテナを設計する際の理論や注意点を概論的に報告した。紙面の関係で十分な説明が欠落している点、多々あり、お詫び申し上げます。また浅学非才なため、思い間違いの点もあるやに感じ、この点をご指摘頂ければ幸いです。

さて、概説でも述べたが、ミリ波は 30GHz から 300GHz と広い周波数スペクトラムを有することから、超広帯域、超高速、かつ高分解能といった、魅力が多く、ある意味、究極の無線応用システム用電磁波といえる。

また学術的に興味深い点や未知の部分が多々あるものの、本質的に必要不可欠の応用分野が明確に定まっ

ていないために市場規模が評価できず、その結果としてシステム全体が高額になる点こそ、最大の問題点といえる。

表1にも示したように、旧来より何度か華々しく開発プロジェクトが立ち上がり、膨大な税金が投資されているにも関わらず、決まって終焉を迎えるという悲しい歴史を繰り返してきた。しかしながら、これらの開発プロジェクトを通じて、優良なミリ波技術が蓄積されてきたことは事実であり、ミリ波電磁波を実験実証的に体得した後、哲学的に明確な必要不可欠の応用分野を開拓することこそ、これからの本質的ミリ波開発進展につながるといえる。

参考文献

- [1]. J. C. Wiltse, "History of Millimeter and Submillimeter Waves," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-32, September 1984.
- [2]. K. R. Edward and W. E. George, "Millimeter Radar," Infrared and Millimeter Waves Vol. 4 Ch. 2, Academic Press, New York, 1981.
- [3]. J. B. Gunn, "Microwave Oscillation of Current in III-V Semiconductors," Solid State Communication, Vol. 1, 1963.
- [4]. R. L. Johnston and et al., "A Silicon Diode Microwave Oscillator," Bell System Technical Journal, Vol. 44, 1965
- [5]. S. L. Johnston, "Millimeter Radar," Microwave Journal, Vol. 20, November, 1977.
- [6]. T. Mimura and et al., "A New Field Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-AlGaAs Hetero-Junctions," Japan Journal of Applied Physics Letters, Vol. 19, 1980.
- [7]. H. H. Meinel. "Commercial Applications of Millimeterwaves History, Present Status, and Future Trends." IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-43, July 1995.
- [8]. N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook", Vol.10, Radiation Lab. Series, McGraw-Hill 1951
- [9]. D. M. Pozar, "Microwave Engineering, 2nd Edition", John Wiley & Sons Inc. 1998
- [10]. I.J.Bahl and P.Bhartia, "Microwave Solid State Circuit Design", Wiley, New York, 1988.
- [11]. 安達三郎、米山務、"電波伝送工学"、コロナ社、1981