

ランダム表面上の Green 関数と輻射問題

小倉久直、水谷潔、高橋信行

京都工芸繊維大学 工学部 電子工学教室

1. まえがき

ランダム表面による波動の散乱問題は理論的にも興味深い問題であるが、実用的にも重要な問題であって、かなり早くから研究が行われてきている。実際上の問題としては、光学のいわゆる乱反射やわら散乱散乱の問題、不規則な地表、海面からの電波の散乱伝播、フェージング、レーダエコーの散乱、クラッタ、偏極の問題、最近では、電波、マイクロ波による海面のリモートセンシング、路表面の赤外線検出器、惑星表面の電波探査、物理学では金属表面の表面プラズモンの研究などの諸問題が重視されているが、いずれも直接にランダム表面による波動散乱問題と結びつくものである。

ランダム表面による波動散乱の理論的解析は Kirchhof 近似による単一散乱理論、Rayleigh の振動法などを用いて研究が行われてきたが、これらの方法による取り扱いには種々の困難があることがわかり、それを克服するため多くの方法が試みられてきている。研究の発展についての歴史的な評論は文献に詳しくのべておいて、この問題での最大の困難は異常散乱に対応する発散の困難であって、これを回避するため、くりこみ理論などいくつかの手法が展開されてきた。これらの諸問題は等価な方法を用いた確率過程の理論を用いる新しい手法によってすべて自然な形で解決されることになり、スカラー波、電磁波について具体的な解が得られ、観測に及ぶ種々の統計量が奇値的に導かれていく²⁻⁸⁾。

この様な問題はランダム境界値問題とよ

ばれるものであって、ここで用いられる確率過程の理論では、波動場をランダム境界の汎関数とみなし、汎関数方程式を Wiener 展開を用いて解くものである。従来用いられてきた汎関数の考え方の応用はかなり初等的なものであって、十分な解析法としては用いられてきていないように思われるが、確率過程の理論の今後の研究では一層用いられるべきものであり、確率論・物理学での最近の傾向でもある。

これまでの研究ではすべて平面波入射に対する散乱理論であったが、本報告では、輻射の問題を取扱う。輻射問題はとりも直さずランダム表面上に波源を置いた Green 関数を求めることに他ならず、従来のモーメント法などの理論では平均 1 体 Green 関数、2 体 Green 関数の満たす方程式を解くことが問題であったが、ここではすでに求めた平面波に対する散乱波動場の解を用いることにより、以前に展開した確率過程の理論を適用して Green 関数を汎関数として容易に求めうることを示す。これは、通常の (ランダムでない場合) 波動理論で、平面波の解を求めた後、その合成により Green 関数を求める自然な手続きの拡張になっている。一旦 Green 関数が求められれば、コヒーレント場、インコヒーレント場に対して、輻射の諸問題たとえば、遠方での漸近解、散乱張力、多粒子輻射、表面上の伝播問題、前方散乱、後方散乱、クラッタ、ビーム輻射などの諸問題を容易に研究することができる。本報告ではこの様な問題の解析法と理論的な結果のみをみて、具体的な数値計算については次の機会に報告する。

2. ランダム表面による平面波の散乱

ここで引用のため2次元空間内の散乱問題(2.3)に対する結果をまとめておく。

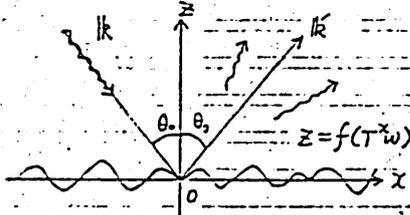


図1. ランダム表面への平面波入射

空間内の座標を \$(x, z)\$ とし, \$x\$ 軸に沿った一様なランダム表面を

$$z = f(x) \equiv f(T^x \omega) \quad (2.1)$$

とする。ここで \$\omega\$ は確率空間の定義される見本空間 \$\Omega\$ 内の見本実, \$T^x\$ は \$\Omega\$ 上の移動保測変換であってパラメータ \$x\$ に関して加法群の性質

$$T^{a+b} = T^a T^b, \quad T^0 = I \text{ (恒等変換)} \quad (2.2)$$

$$-\infty < a, b < \infty$$

をもつ。移動変換はエルゴード的とする。すなわち, \$T\$ で不変な関数 \$g(\omega)\$ は確率1で定数しか無いものとする。確率関数(過程) \$g(x, \omega)\$ を対して移動作用素 \$D^a\$ を

$$D^a g(x, \omega) = g(x+a, T^a \omega) \quad (2.3)$$

$$-\infty < a < \infty$$

で定義すると, \$D^a\$ も加法群の性質

$$D^{a+b} = D^a D^b, \quad D^0 = I \text{ (恒等変換)} \quad (2.4)$$

$$-\infty < a, b < \infty$$

をもつことは明らかである。\$D^a\$-不変な確率関数すなわち \$(x, \omega)\$ の関数は \$x\$ について一様(または定数)であるとしよう。\$x\$ について一様な確率関数は常に (2.1) の形の関数である:

$$D^a f(T^x \omega) = f(T^{x+a} \omega) \quad (2.5)$$

以下では, ランダム表面を一様な Gauss 確率関数として, Brown運動から生成されるもの(すなわち Brown運動の汎関数)とする。従って移動変換 \$T^x\$ は Brown運動に関するものとする。

ランダム表面のスペクトル表現を

$$z = f(T^x \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} dB(\lambda) \quad (2.6)$$

で表わす。ここで \$dB(\lambda) = dB(\lambda, \omega)\$ は複素 Gauss ランダム測度であって

$$\langle dB(\lambda) \rangle = 0, \quad \langle dB(\lambda) dB(\lambda') \rangle = \delta(\lambda - \lambda') d\lambda d\lambda' \quad (2.7)$$

$$dB(\lambda, T^x \omega) = e^{i\lambda x} dB(\lambda, \omega) \quad (2.8)$$

の性質をもつ確率変数である。() は平均, \$-\$ は複素共役)。従って, (2.6) の平均値を示す相関関数 \$R(x)\$ は

$$\langle f(T^x \omega) \rangle = 0 \quad (2.9)$$

$$R(x) \equiv \langle \overline{f(\omega)} f(T^x \omega) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} |F(\lambda)|^2 d\lambda \quad (2.10)$$

$$-\infty < x < \infty$$

$$\sigma^2 \equiv R(0) = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\lambda)|^2 d\lambda \quad (2.11)$$

で与えられる。ここで \$|F(\lambda)|^2\$ はスペクトル密度(電力スペクトル), \$\sigma^2\$ はランダム表面の分散である。\$\sigma^2 = 0\$ の場合は表面は滑らかな鏡面になる。

入射平面波を示す鏡面反射波の波数ベクトルをそれぞれ \$k, k'\$ とする。入射角を \$\theta_0\$ とすれば波数ベクトルの \$(x, z)\$ 成分は

$$k \equiv (\lambda_0, -S(\lambda_0)) \quad (2.12)$$

$$k' \equiv (\lambda, S(\lambda)) \quad (2.13)$$

$$\lambda \equiv k \sin \theta_0 \quad (2.13)$$

$$S(\lambda) \equiv \sqrt{k^2 - \lambda^2} = k \cos \theta_0 \quad (2.14)$$

$$\arg S(\lambda_0) = 0, \quad -k < \lambda_0 < k \text{ (実数)} \\ = \frac{\pi}{2}, \quad \lambda_0 < -k, \quad k < \lambda_0 \quad (2.15)$$

で与えられる。\$\lambda_0\$ は \$k\$ の \$x\$ 成分, \$S(\lambda_0)\$ は \$z\$ 成分で2価関数 \$S(\lambda)\$ の分枝は (2.15) の様にとるものとする。(2.12) で与えられる波数ベクトル \$k\$ の平面波が入射する場合の波動場 \$\psi(x, z, \omega | \lambda_0)\$ は方程式

$$(\nabla^2 + k^2) \psi(z, x, \omega | \lambda_0) = 0 \quad (2.16)$$

$$z > 0, \quad -\infty < x < \infty$$

をみたし, 境界 \$z = f(T^x \omega)\$ 上で Dirichlet 条件 (\$\psi = 0\$) あるいは Neumann 条件 (\$\partial \psi / \partial n = 0\$) をみたすものとする。これらの条件は境界 \$z = 0\$ 上での条件

$$\left[\psi + f \frac{\partial \psi}{\partial z} \right]_{z=0} = 0 \quad \text{(Dirichlet)} \quad (2.17)$$

$$\left[\frac{d}{dx} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} + f \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right]_{z=0} = 0 \quad \text{(Neumann)} \quad (2.18)$$

によって近似的に表現するものとする。平面入射波 \$e^{i\lambda x - iS(\lambda_0)z}\$ は変換 \$D^a\$ の固有関数で固有値 \$e^{i\lambda a}\$ をもつ。ランダム表面が \$D^a\$-不変であるから, 散乱波動場も同じ固有値をもつ固有関数, したがって (2.16) - (2.18) を満たす波動場も固有値 \$e^{i\lambda a}\$ をもつ固有関数でなければならぬ:

$$D^a \psi(z, x, \omega | \lambda_0) \equiv \psi(z, x+a, T^a \omega | \lambda_0)$$

$$= e^{i\lambda_0 z} \psi(z, x, w | \lambda_0) \quad (2.19)$$

これは周期的境界条件に対する Floquet の定理のアナロジーを表わす。(2.19) を満足する Floquet の定理の形の波動場として

$$\psi(z, x, w | \lambda_0) = e^{i\lambda_0 z} \left[e^{iS(\alpha_0)z} \sum_{n=0}^{\infty} U_n(z, T^x w | \lambda_0) \right] \quad (2.20)$$

(複号は、- は Dirichlet 条件, + は Neumann 条件) の形で与えられる。ここで [] 内は D^2 不変であって、 $\sigma^2 = 0$ の場合の primary wave を表し、複号子に依り $z=0$ において Dirichlet 条件か、Neumann 条件をみたす。 $\sigma^2 > 0$ の場合のラランダム表面による散乱波を表わす(複号子に便宜のため)。これは波動方程式(2.16)をみたすと同時に χ についての一様(定常)確率場であって、一般に $dB(\lambda, w)$ の非線形汎関数として Wiener-Hermite 展開(汎関数の直交展開)の形で表現される:

$$U(z, T^x w | \lambda_0) = \sum_{n=0}^{\infty} U_n(z, T^x w | \lambda_0) \quad (2.21)$$

$$U_n(z, T^x w | \lambda_0) = \int \dots \int e^{i(\lambda_1 + \dots + \lambda_n)x + iS(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)z} \cdot A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) \hat{h}_n[dB(\lambda_1), \dots, dB(\lambda_n)] \quad (2.22)$$

$n = 0, 1, 2, \dots$

ここで \hat{h}_n は n 次の複素 Wiener-Hermite 級分式であり、積分は複素 n 重 Wiener 積分を表わす。(2.22) の関数 $A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)$ は W-H 展開(2.21) の展開係数である。これは複分核である。 $e^{i\lambda_0 x} U_n$ は項別に波動方程式を満たし、かつ n が異なれば直交する:

$$(\nabla^2 + k^2) e^{i\lambda_0 x} U_n(z, T^x w | \lambda_0) = 0 \quad (2.23)$$

$n = 0, 1, 2, \dots$

$$\langle U_n(z, T^x w | \lambda_0) U_m(z, T^x w | \lambda_0) \rangle = \delta_{nm} n! \int \dots \int e^{-2iS(\alpha_0 + \dots + \lambda_n)z} \cdot |A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)|^2 d\lambda_1 \dots d\lambda_n \quad (2.24)$$

$n, m = 0, 1, 2, \dots$

n 次の項は $dB(\lambda)$ したがって $f(T^x w)$ によって n 次の項を表すから、微小ランダム表面 $k\sigma \ll 1$ の場合には n 次以上の微小項を表す。したがって僅かランダムな場合には A_0 以上を無視して A_0, A_1, A_2 を解くことができる。

平面波入射に対する光学定理すなわちエネルギー

保存則は次式で与えられる:

$$\frac{1}{k} S(\lambda_0) = \frac{1}{k} S(\lambda_0) |1 + A_0(\lambda_0)|^2 + \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} n! \int \dots \int_{k > S(\alpha_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)} S(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n) \cdot |A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)|^2 d\lambda_1 \dots d\lambda_n \quad (2.25)$$

左辺は入射波のエネルギー流の z 成分、右辺第1項はコヒーレント散乱(反射)波の、第2項以下はインコヒーレント散乱波のエネルギー流の z 成分を表す。光学定理は、求めた近似解 A_0, A_1, \dots の精度を評価するのに役立つことができる。

A_1 (A_2 以下を無視) が求められると

$$\int_{-\pi}^{\pi} S(\theta, \theta_0) \cos \theta d\theta = \frac{1}{k} \int_{k > S(\alpha_0 + \lambda)} S(\alpha_0 + \lambda) |A_1(\lambda_1 | \lambda_0)|^2 d\lambda_1 + \dots \quad (2.26)$$

$$\lambda_0 = k \sin \theta_0, \lambda_0 + \lambda_1 = k \sin \theta \quad (\theta: \text{散乱角}) \quad (2.27)$$

の関係から、インコヒーレント散乱波の平均エネルギー流の角度分布 $S(\theta, \theta_0)$ が与えられる:

$$S(\theta, \theta_0) \cong k \cos \theta |A_1(k \sin \theta - k \sin \theta_0)|^2 \quad (2.28)$$

更に表面波のエネルギー流等も求められるが、ここでは省略する。

僅かランダムな表面の場合については、境界条件(2.17), (2.18) を (A_0 以上を無視して) 近似的に解くことができる。 A_0, A_1 はすでに求められており、Dirichlet 条件(2.17) に代わって

$$A_0(\lambda_0) \cong -\frac{2Z_2(\lambda_0)}{1 + Z_2(\lambda_0)} \quad (2.29)$$

$$A_1(\lambda_1 | \lambda_0) \cong -\frac{iS(\alpha_0)[2 + A_0(\alpha_0)]F(\lambda_1)}{1 + m(\lambda_0 + \lambda_1)} \quad (2.30)$$

$$Z_2(\lambda_0) \cong S(\lambda_0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(\lambda_1) |F(\lambda_0 - \lambda_1)|^2}{1 + m(\lambda_1)} d\lambda_1 \quad (2.31)$$

$$m(\lambda_1) \cong S(\lambda_1) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(\lambda_2 + \lambda_1) |F(\lambda_2)|^2}{1 + m(\lambda_2)} d\lambda_2 \quad (2.32)$$

と与えられる。Neumann 条件(2.18) に代わって

$$A_0(\lambda_0) \cong -\frac{2Z_3(\lambda_0)}{1 + Z_3(\lambda_0)} \quad (2.33)$$

$$A_1(\lambda_1 | \lambda_0) \cong \frac{i(2 + A_0(\alpha_0))(\lambda_1 \lambda_0 - S(\alpha_0)^2) F(\lambda_1)}{S(\alpha_0 + \lambda_1) + k\gamma(\lambda_1)} \quad (2.34)$$

$$Z_3(\lambda_0) \cong \frac{1}{S(\lambda_0)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k^2 - (\lambda_0 + \lambda_1)\lambda_0]^2}{S(\lambda_0 + \lambda_1) + k\gamma(\lambda_1)} |F(\lambda_1)|^2 d\lambda_1 \quad (2.35)$$

$$\gamma(\lambda) \cong \frac{1}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k^2 - (\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_2)(\lambda_0 + \lambda_1)]^2}{S(\lambda_0 + \lambda_1 + \lambda_2)} |F(\lambda_2)|^2 d\lambda_2 \quad (2.36)$$

(一応 $\gamma(\lambda) \sim 0$ として $z_s(\lambda)$ で計算) で与えられる。 $A_0(\lambda)$ の表式 (2.25), (2.29) は同形であつた

$$1 + A_0 = \frac{1 - z_s}{1 + z_s} \quad (2.37)$$

の関係が成り立つ。 $1 + A_0$ はコヒーレント(鏡面)反射係数であるから、 z_s は等価的な表面インピーダンスと解釈できる。

3. ランダム表面上の Green 関数

ランダム表面上の位置 (x_0, z_0) , $z_0 > 0$ の(音源)実源があるものとする。観測点 (x, z) , $z > 0$, とするとき Green 関数 G は方程式

$$(\nabla^2 + k^2)G(x, z | x_0, z_0; \omega) = -\delta(x - x_0)\delta(z - z_0) \quad (3.1)$$

を満足し、かつ、 $z \rightarrow \infty$ での輻射条件およびランダム表面 $z = f(T^2\omega)$ 上で境界条件 (2.17), (2.18) を満足する。以下では簡単の爲に図2の様に実源 P_0 の位置 $x_0 = 0$ にとるものとする。

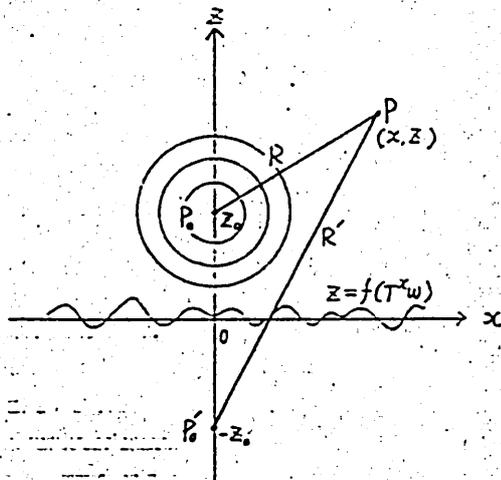


図2. ランダム表面上の実源 P_0 , 鏡像 P_0' と観測点 P

Green 関数 G はランダム表面 $f(T^2\omega)$ (または Brown 運動) の汎関数であつて、 z, z_0 を固定するとき、 G は一般に (x, ω) の関数として

$$G(x, z | 0, z_0; \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, z | z_0; \omega | \lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} U(z, z_0; T^2\omega | \lambda) d\lambda \quad (3.3)$$

$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0$

の形に表現することができ(9)。ここで ϕ は D^+ の固有関数で固有値 $e^{i\lambda x}$ を持ち、 U は D^+ 不変(固有値 1)な (x, ω) の関数である。特に実源 P_0 が (x_0, z_0) に位置する場合には (3.3) に変換 D^+ を施せばえられる:

$$G(x, z | x_0, z_0; \omega) = D^+ G(x, z | 0, z_0; \omega) = G(x - x_0, z | 0, z_0; T^2\omega)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda(x - x_0)} U(z, z_0; T^2\omega | \lambda) d\lambda \quad (3.4)$$

$-\infty < x, x_0 < \infty, z, z_0 > 0$

ここで表面が滑らかな鏡面 ($\sigma^2 = 0$) の場合の Green 関数 $G_0(x, z | 0, z_0)$ の表現を示して置く。一般の場合には $G_0(x, z | x_0, z_0) = G(x - x_0, z | 0, z_0)$ で与えられる。

$$(\nabla^2 + k^2)G_0(x, z | 0, z_0) = -\delta(x)\delta(z - z_0) \quad (3.5)$$

$z, z_0 > 0$

$$G_0(x, 0 | 0, z_0) = 0 \quad (\text{Dirichlet 条件}) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} G_0(x, z | 0, z_0) \Big|_{z=0} = 0 \quad (\text{Neumann 条件}) \quad (3.7)$$

この解は容易に求められて、次の様に表現できる:

$$G_0(x, z | 0, z_0) = \frac{i}{4} [H_0^{(1)}(kR) \mp H_0^{(1)}(kR')] \quad (3.8)$$

$$\left\{ \begin{aligned} &= \frac{i}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\lambda x}}{S(\lambda)} [e^{iS(\lambda)(z - z_0)} \mp e^{iS(\lambda)(z + z_0)}] d\lambda \\ & \quad z, z_0 > 0 \end{aligned} \right. \quad (3.9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} &= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\lambda x}}{S(\lambda)} [e^{-iS(\lambda)z} \mp e^{iS(\lambda)z}] e^{iS(\lambda)z_0} d\lambda \\ & \quad z > z_0 > 0 \end{aligned} \right. \quad (3.10)$$

ここで $H_0^{(1)}(z)$ は π 種 Hankel 関数を示し、複号 \mp は境界条件 (3.6), (3.7) に対応する。ここで、 R, R' は観測点 P と P_0 および P_0' との距離である:

$$R = \sqrt{x^2 + (z - z_0)^2}, \quad R' = \sqrt{x^2 + (z + z_0)^2} \quad (3.11)$$

(3.8) - (3.11) の各式の [] 内の π 1 項は実源 P_0 からの入射波すなわち自由空間の Green 関数、 π 2 項は鏡像 P_0' からの輻射場すなわち反射波に対応する。(3.10) で $z > z_0 > 0$ の場合は z と z_0 を入れ替えた表式で与えられる。(3.10) の被積分関数の π 1 項は、波数ベクトル $k = (\lambda, -S(\lambda))$ の入射平面波、 π 2 項は反射平面波を表す。こ

で(3.9)または(3.10)の積分は $S(\lambda)$ の分岐
 点(2.15)の様に見えるので、複素平面上
 の積分路は実軸に沿って図3の様にとること
 なる。

表面ランダム($\sigma^2 > 0$)の場合、Green関
 数は primary wave G_0 と secondary wave G_2 とな
 りランダム表面に基づく散乱波とみられる：

$$G(x, z|0, z_0; \omega) = G_0(x, z|0, z_0) + G_2(x, z|0, z_0; \omega) \quad (3.12)$$

$z, z_0 > 0$

(τ は便宜のためである)。(2.20), (3.10), (3.12)
 と比較すればわかるように

$$\phi(x, z|z_0; \omega) = \psi(z, x, \omega|\lambda) \frac{e^{iS(\lambda)z}}{2iS(\lambda)} \quad (3.13)$$

$z < z_0$

の関係が成り立つから、ランダム表面上で境界
 条件を満たすGreen関数 G を(3.3)の形式で表
 せば、 $z < z_0$ の領域で

$$G(x, z|0, z_0; \omega) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} [e^{-iS(\lambda)z} + e^{iS(\lambda)z} U(z, \tau|\omega|\lambda)] \times \frac{e^{iS(\lambda)z_0}}{S(\lambda)} d\lambda, \quad z < z_0 \quad (3.14)$$

の形に表現される。 $z > z_0$ の領域では(3.9)に
 従って、 τ 1項のみ z, z_0 を交換すればよい
 ($e^{iS(\lambda)(z-z_0)} \rightarrow e^{iS(\lambda)(z_0-z)}$)。Green関数の散乱
 波部分 G_2 は τ 3項の積分で表わされる：

$$G_2(x, z|0, z_0; \omega) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} U(z, \tau|\omega|\lambda) \frac{e^{iS(\lambda)z}}{S(\lambda)} d\lambda \quad (3.15)$$

$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0$

$$U(z, \tau|\omega|\lambda) = e^{iS(\lambda)z} A_0(\lambda) + \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda + \lambda_1)z} A_1(\lambda_1|\lambda) dB(\lambda_1) + \dots \quad (3.16)$$

$z > 0$

ここで U のWiener-Hermite展開(2.22)を τ 2
 項までとった。(3.16)によりGreen関数の散乱
 波部分 G_2 を更にコヒーレント部分 g_c とインコー
 ヒレント部分 g_{ic} に分けて書けば

$$G_2(x, z|0, z_0; \omega) = g_c(x, z|0, z_0) + g_{ic}(x, z|0, z_0; \omega) \quad (3.17)$$

$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0$

$$g_c(x, z|0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x - iS(\lambda)z} \frac{e^{iS(\lambda)z_0}}{S(\lambda)} A_0(\lambda) d\lambda$$

$$g_{ic}(x, z|0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x, z, z_0; \lambda_1) dB(\lambda_1) \quad (3.18)$$

$z, z_0 > 0$

$$K(x, z, z_0; \lambda_1) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\lambda + \lambda_1)x + iS(\lambda + \lambda_1)z} \frac{e^{iS(\lambda)z_0}}{S(\lambda)} A_1(\lambda_1|\lambda) d\lambda \quad (3.20)$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda)z} \frac{e^{iS(\lambda - \lambda_1)z_0}}{S(\lambda - \lambda_1)} A_1(\lambda_1|\lambda - \lambda_1) d\lambda \quad (3.21)$$

$z, z_0 > 0$

これらの表式の $A_0(\lambda), A_1(\lambda_1|\lambda)$ に対して近似解
 (2.29)~(2.36)を用いればランダム表面でDir
 ichtletあるいはNeumann条件を満たすGr
 een関数がえられることになる。ここで(3.21)
 の積分路は、 $S(\lambda)$ と $S(\lambda - \lambda_1)$ の分岐点(2.15)の
 様を模倣するため、複素 λ 平面上の積分路を図4の
 様にとるものとする。

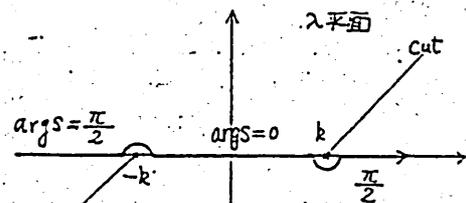


図3 $S(\lambda)$ の分枝

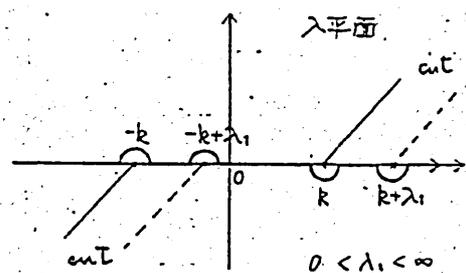


図4.2

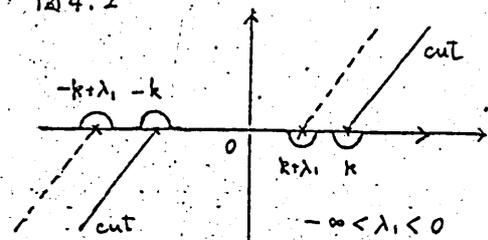


図4.1 $S(\lambda)$ と $S(\lambda - \lambda_1)$ の分枝

4. Green 関数の漸近形 - I

- 表面より離れた遠方の波動場 -

反射の問題で取扱う場合に光源より遠方の波動場が必要である。光源の位置 \$z_0\$ は表面から遠くなる位置に固定し、観測点 \$(x, z)\$ が遠方にあるものとして、Green 関数 \$G\$ の漸近表現を求めよう。散乱部分の表式は \$z \le z_0\$ の領域で同一であることに注意する。primary wave の \$G_0\$ は (3.8) により Bessel 関数の漸近形を用いればよいため、ここでは (3.17) で与えられる散乱波 \$G_c\$ の漸近形のみを考える。

(3.18), (3.19) の被積分関数に表れる指数因子 \$e^{i(xz+S(\lambda)z)}\$ の \$\lambda\$ に関する積分を鞍部点法で評価する。手続は殆ど Bessel 関数の場合と同じである。観測点 \$(x, z)\$ を \$xy\$ 反折軸で \$r\$ と \$k = (\lambda, S(\lambda))\$ と極座標で

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta, \quad z = r \cos \theta & (4.1) \\ \lambda &= k \sin \varphi(\lambda), \quad S(\lambda) = \sqrt{k^2 - \lambda^2} = k \cos \varphi(\lambda) & (4.2) \end{aligned}$$

(\$\theta, \varphi\$ はいずれも天頂角) とおけば、

$$\begin{aligned} \lambda x + S(\lambda)z &\equiv k r \Phi(\lambda) & (4.3) \\ \Phi(\lambda) &\equiv \cos(\varphi(\lambda) - \theta) & (4.4) \end{aligned}$$

となる。指数因子は \$e^{ikr\Phi(\lambda)}\$ に對して \$kr \to \infty\$ の場合の評価に \$\Phi(\lambda)\$ の鞍部点 \$\lambda_s\$ を求めて積分を評価する。

$$\Phi'(\lambda) = -\varphi'(\lambda) \sin(\varphi(\lambda) - \theta) = -\frac{\sin(\varphi(\lambda) - \theta)}{k \cos \varphi(\lambda)} \quad (4.5)$$

$$\Phi(\lambda) = -\varphi'(\lambda) \sin(\varphi(\lambda) - \theta) - (\varphi'(\lambda))^2 \cos(\varphi(\lambda) - \theta) \quad (4.6)$$

であるから、鞍部点 \$\lambda = \lambda_s\$ では次の関係が成り立つ:

$$\varphi(\lambda_s) = \theta, \quad \lambda_s = k \sin \theta \quad (4.7)$$

$$\Phi(\lambda_s) = 1, \quad \Phi'(\lambda_s) = 0 \quad (4.8)$$

$$\Phi''(\lambda_s) = -(\varphi'(\lambda_s))^2 = -\frac{1}{k^2 \cos^2 \theta} \quad (4.9)$$

もし \$\lambda\$ の鞍部点 \$\lambda_s = -k \sin \theta\$ (\$\varphi(\lambda_s) = \theta + \pi\$, \$\cos \varphi(\lambda_s) = -\cos \theta\$) は下側の Riemann 面上にある。

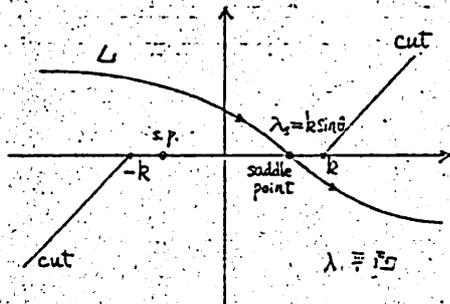


図5

鞍部点法の公式は次の漸近展開で与えられる:

$$\int_L f(\lambda) e^{iz\Phi(\lambda)} d\lambda \sim \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n} \frac{\Gamma(n+\frac{1}{2})}{z^{n+\frac{1}{2}}} e^{iz\Phi(\lambda_s)} \quad (z \rightarrow \infty) \quad (4.10)$$

$$A_{2n} = \frac{1}{(2n)!} \left[\frac{d^{2n}}{d\lambda^{2n}} \frac{f(\lambda)}{i \left[\frac{\Phi(\lambda) - \Phi(\lambda_s)}{\lambda - \lambda_s} \right]^{n+\frac{1}{2}}} \right]_{\lambda=\lambda_s} \quad (4.11)$$

すなわち \$n=0\$ のみで近似するとき、

$$A_0 = \frac{f(\lambda_s)}{e^{\frac{\pi}{4}i} \left[\frac{\Phi'(\lambda_s)}{2} \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.12)$$

$$\int_L f(\lambda) e^{iz\Phi(\lambda)} d\lambda \sim \sqrt{\frac{2\pi}{z e^{\frac{\pi}{4}i} \Phi'(\lambda_s)}} f(\lambda_s) e^{iz\Phi(\lambda_s)} \quad (z \rightarrow \infty) \quad (4.13)$$

で与えられる。

コーレレント部分として (3.18) の積分の漸近形として鞍部点法の公式 (4.13) により

$$\begin{aligned} G_c(x, z | 0, z_0) &= \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} e^{ikr\Phi(\lambda)} \frac{e^{ikz\cos\varphi(\lambda)}}{k \cos\varphi(\lambda)} A_0(\lambda) d\lambda & (4.14) \\ &\sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{kr} e^{-i\pi/4 + ikz\cos\theta} A_0(k \sin\theta) & (4.15) \end{aligned}$$

がえられる。

\$G_c\$ の鏡面反射部分 (すなわち、(3.8) 又は (3.10) の [] 内第 2 項) に相当する部分は、(4.14) 及び (4.15) で \$A_0 = 1\$ としたものに等しく、また、\$G_0\$ の直接波 (\$z > z_0\$) ((3.8) 又は (3.9) の第 1 項) に相当する部分は (4.11) で \$z \to -z_0\$, \$A_0 = 1\$ とおいたものに等しい。コーレレント部分は、観測点 \$G_c\$ と散乱部分とを区別できないから、結局 \$G\$ 全体のコーレレント部分 \$G_c\$ の漸近形 \$G(r, \theta; z_0)\$ として

$$G_c(r, \theta; z_0) \sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} e^{-i\pi/4} \left[e^{-ikz\cos\theta} + e^{ikz\cos\theta} (1 + A_0(k \sin\theta)) \right] \quad (4.16)$$

がえられる。位相項 \$e^{\pm ikz\cos\theta}\$ は、光源および鏡像の原点に對する位相差を表す。コーレレント散乱係数 \$A_0(k \sin\theta)\$ のみの角度分布はすでに文献 (2, 3) に示されている。

角度 \$\theta\$ 方向の単位角度 (rad) 当りのコーレレント電力流は

$$P_c(\theta; z) = \frac{1}{k} r \int_m [\bar{G}_c \frac{\partial G_c}{\partial r}] \quad (4.17)$$

$$= \frac{1}{8\pi k} |e^{-ikz \cos \theta} + e^{ikz \cos \theta} [1 + A_0(k \sin \theta)]|^2 \quad (4.18)$$

で与えられる。

インコヒーレント部分 (4.15) と同様にして (3.21) で

$$K(x, z, z_0; \lambda) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikr \bar{\alpha}(\lambda)} f(\lambda) d\lambda \quad (4.19)$$

$$f(\lambda) = \frac{e^{iS(\lambda-\lambda_0)z_0}}{S(\lambda-\lambda_0)} A_1(\lambda_1 | \lambda - \lambda_1) \quad (4.20)$$

とあって $kr \rightarrow \infty$ の漸近形を求めたいことができる。この場合 $f(\lambda)$ は、図4の様に $\lambda = \pm k$ の他に $\lambda = \pm k + \lambda_1$ ($-\infty < \lambda_1 < \infty$) にも分岐点をもち、積分路を $e^{ikr \bar{\alpha}(\lambda)}$ の峠路に変形する場合に、上側の Riemann 面上に現れた cut に沿う積分 (図6は $k + \lambda_1 < \lambda_0$ の場合) が付加される。いずれにしても $kr \rightarrow \infty$ での漸近形は鞍部点のみで評価できるので cut に沿う積分は無視できる。従って、公式 (4.13) により鞍部点での漸近形を求めると

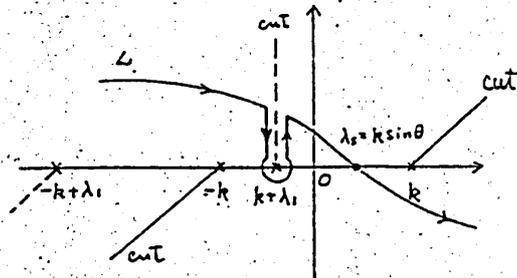


図 6

$$K(x, z, z_0; \lambda) \sim \frac{1}{2i2\pi} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} k \cos \theta e^{-i3\pi/4} e^{iS(k \sin \theta - \lambda_1)z_0} \frac{A_1(\lambda_1 | k \sin \theta - \lambda_1)}{S(k \sin \theta - \lambda_1)} \quad (4.21)$$

が与えられる。従って、これを (3.19) に代入して Green 関数のインコヒーレント部分は

$$g_{ic}(x, z | 0, z_0; \omega) \sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} k \cos \theta e^{-i3\pi/4}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{iS(k \sin \theta - \lambda_1)z_0} \frac{A_1(\lambda_1 | k \sin \theta - \lambda_1)}{S(k \sin \theta - \lambda_1)} dB(\lambda_1) \quad (4.22)$$

で与えられる。(4.18) と同様にして、インコヒーレント部分の単位角度当りの平均電力流は

$$P_c(\theta; z_0) = \left\langle \frac{r}{k} \int_m \left[g_{ic} \frac{\partial g_{ic}}{\partial r} \right] \right\rangle \quad (4.23)$$

$$= \frac{1}{8\pi k} k^2 \cos^2 \theta \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2iS(k \sin \theta - \lambda_1)z_0}$$

$$\left| \frac{A_1(\lambda_1 | k \sin \theta - \lambda_1)}{S(k \sin \theta - \lambda_1)} \right|^2 d\lambda_1$$

$$= \frac{1}{8\pi k} k^2 \cos^2 \theta \int_{\lambda_0 < k} \left| \frac{A_1(k \sin \theta - \lambda_0 | \lambda_0)}{S(\lambda_0)} \right|^2 d\lambda_0 \quad (4.24)$$

$$= \frac{\cos \theta}{8\pi k} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{S(\theta, \theta_0)}{\cos \theta_0} d\theta_0 \quad (4.25)$$

ただし (4.24) では $1 \ll kz_0 \ll kr$ として、 $\lambda_0 > k$ の部分の積分 (表面波部分の寄与) を無視する近似を行った。(4.25) では、(2.29) の関係を用いて $S(\theta, \theta_0)$ を表したが、もし単位表面長当りのレーザ散乱断面積 $\sigma(\theta, \theta_0) = 2\pi \cos \theta S(\theta, \theta_0)$ を用いるときは積分の前の $\cos \theta$ は現れない。

5. Green関数の漸近形-2

-表面に沿う遠方の波動場-

伝搬の問題では伝搬距離 x が増加($kx \rightarrow \infty$)しても受信アンテナの高さ z は送信アンテナの高さ z_0 と大差ないのである。この場合は、(4.1)で $\theta = \frac{\pi}{2}$ の場合に相当するが、前節で求めた漸近形は $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ の場合には用いることができない。したがって、ここでは $z \approx z_0$ として $1 \ll kz \ll kx$ の仮定のもとに $kx \rightarrow \infty$ での漸近形を求める。

コーホレント部分 この場合、(3.18), (3.21)に対しては、上の方法による鞍点法が用いられるので、次の様に積分を变形する。 $x > 0$ の場合に図7.1のカットを図7.2の様に変形して、 λ 平面上の積分をカットに沿う積分路についてとれば、 λ 平面上の積分を図7.3の S 平面上の積分路に沿う積分変換できる。

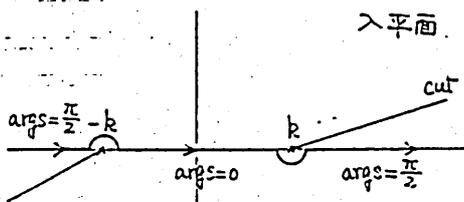
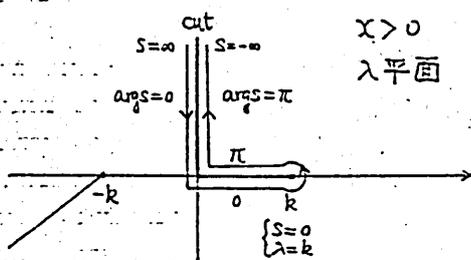
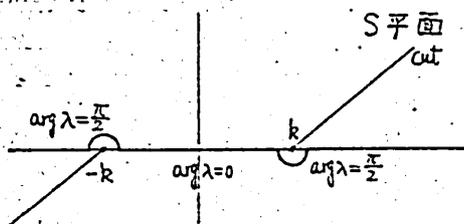


図 7.1.



$$S(\lambda) = \sqrt{k^2 - \lambda^2}$$

図 7.2



$$\lambda(S) = \sqrt{k^2 - S^2}$$

図 7.3

$$g_c(x, z|0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda)(z+z_0)} \frac{A_0(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda(s)x + iS(z+z_0)} \frac{A_0(\lambda(s))}{\lambda(s)} dS \quad (5.1)$$

$$\lambda(s) = \sqrt{k^2 - S^2} \quad (5.2)$$

$kx \rightarrow \infty$ で鞍点法を用いるものとする。

$\Phi(S) = \lambda(s)/k$ とおいて

$$\Phi(S) = \frac{1}{k} \sqrt{k^2 - S^2} \quad (5.3)$$

$$\Phi'(S) = -\frac{S}{k\sqrt{k^2 - S^2}} \quad (5.4)$$

$$\Phi''(S) = -\frac{1}{k\sqrt{k^2 - S^2}} + \frac{S^2}{k(k^2 - S^2)^{3/2}} \quad (5.5)$$

であるから鞍点法は $S=0$ ($\lambda(0)=k$)であって

$$\Phi(0) = 1, \quad \Phi'(0) = 0 \quad (5.6)$$

$$\Phi''(0) = -\frac{1}{k^2}, \quad \Phi'''(0) = 0$$

となる。従って鞍点法の公式(4.10)および(4.11)を用いて、計算できる。(4.18)に適用してGreen関数のコーホレント部分(5.2)を用いると

$$G_c(x, z; z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda(s)x} f(s) dS \quad (5.7)$$

$$f(s) = \frac{1}{\lambda(s)} \left\{ e^{-iS(z-z_0)} + e^{iS(z+z_0)} [1 + A_0(\lambda(s))] \right\} \quad (5.8)$$

と書ける。この式の漸近解に鞍点法 $S=0$, $\lambda(0)=k$ において評価するが、(2.29), (2.33)からわかるように、2種の境界条件に対しては、

$$z_2(k) = 0, \quad 1 + A_0(k) = 1 \quad (\text{Dirichlet}) \quad (5.9)$$

$$z_2(k) = \infty, \quad 1 + A_0(k) = -1 \quad (\text{Neumann}) \quad (5.10)$$

となるから、いずれの場合に対しても鞍点法 $S=0$ で

$$f(0) = 0 \quad (5.11)$$

となる。したがって、漸近展開の第1項による評価(4.13)は0となるので、(5.7)の評価には(4.10)の第2項($n=1$)を計算する必要がある。そこで(5.6), $f(0)=0$ および $P(3/2) = \sqrt{\pi}/2\sqrt{2}$ を用いると

$$\frac{\bar{\Phi}(s) - \bar{\Phi}(0)}{s^2} = \frac{1}{2} \bar{\Phi}''(0) + \frac{1}{4!} \bar{\Phi}^{(4)}(0) s^2 + \dots \quad (5.12)$$

$$A_2 = \frac{1}{2i^{3/2}} \left[\frac{d^2}{ds^2} \left[\frac{f(s)}{\bar{\Phi}(s) - \bar{\Phi}(0)^{1/2}} \right] \right]_{s=0} \quad (5.13)$$

$$= \frac{1}{2i^{3/2}} \left[\frac{f''(0)}{[\bar{\Phi}''(0)/2]^{1/2}} \right] = \frac{\sqrt{2} R^3}{(-i)^{3/2}} f''(0) \quad (5.14)$$

よって、結局 G_c の漸近形として

$$G_c(x, z; z_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_L e^{i\lambda(z+z_0)/R} f(\lambda) d\lambda \quad (5.15)$$

$$\sim \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R^3 e^{-\frac{3}{2} \pi i} f(0) \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} \quad (kx \rightarrow \infty) \quad (5.16)$$

がえられる。この漸近形は (4.18) とは異なって、
速うで $(kx)^{-3/2}$ に逆比例して減少する。 $\lambda(0) = k$,
 $\lambda'(0) = 0$, $\lambda''(0) = -1/k$ であるから $f''(0) =$
計算すると

$$f''(0) = \frac{1}{\lambda(0)} \left[e^{-iS(z-z_0)} \mp e^{iS(z+z_0)} (1 + A_0(\lambda(z))) \right]_{s=0} \quad (5.17)$$

$$= \frac{1}{R} \left[-(z-z_0)^2 \pm (z+z_0)^2 (1 + A_0(k)) \right] \quad (5.18)$$

$$= \frac{4}{k} z z_0 = \frac{1}{k^2} \frac{dA_0(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda=k} \quad (5.19)$$

なる関係がえられる。前2項が無視できるほど
ヒーレント部分の漸近形として結局

$$G_c(x, z; z_0) \sim \frac{e^{-\frac{3}{2}\pi i}}{\sqrt{2\pi}} (kz)(kz_0) \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} \quad (kx \rightarrow \infty) \quad (5.20)$$

がえられる。鏡面反射 ($\sigma^2 = 0$) のとき Dirichlet
条件の場合 $kx \rightarrow \infty$ で $1/(kx)^{3/2}$ の漸近形,
Neumann条件の場合 $1/(kx)^{3/2}$ の漸近形である。
ガラングム表示 ($\sigma^2 > 0$) のときは $1/(kx)^{3/2}$
 $1/(kx)^{3/2}$ の漸近形がえられることと異なす。

インコヒーレント部分 (3.20) については
(3.21) の積分を考える。 $1 \ll kx$, $kz \ll$
 kx であるから、 $S(\lambda)$, $S(\lambda - \lambda_1)$ の分岐が図4
の様であれば被積分関数は、 $|\lambda| \rightarrow \infty$ と共に $|\lambda|$
 $\gg 2k$ では速く0に収束する。図4に示すよう
に $S(\lambda)$ の2様の Riemann 面をもつ。鞍部点を
見出すために、分岐点の近傍の2価性を1価に
変換する必要がある。 $-\infty < \lambda_1 < \infty$ λ_1 は実軸
上 $-\infty < \lambda_1 < \infty$ を移動するので、cut の変形を
図8.2の様にとることができよう。 $\lambda_1 \geq 0$ に応
じて図8-1, 2の様にとって積分路を4本の
本の cut に沿って変形することは可能である。
ここで2つの分岐点 k , $k + \lambda_1$ から始まる2本
の cut は共に λ の実軸上を $\lambda = -\infty$ 方向にのび
ていくとする。cut あるいは積分路はいつでも λ
の実軸上にあるが、図は分岐点を明示するために
概念的に描かれている。

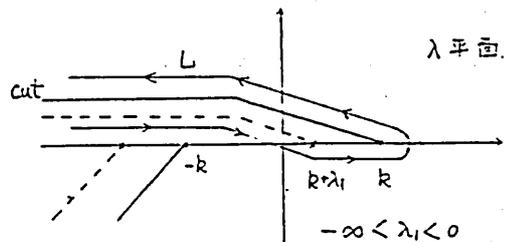


図 8.1

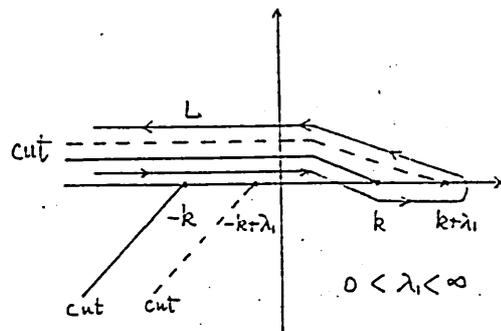


図 8.2. 分岐カットと積分路の変形

$\lambda_1 \geq 0$ に応じて各 cut に対する積分路の分岐が
異なることに注意する。ここでは (5.2) と同様の
変換を用いて分岐点 $\lambda = k$ の2価 \rightarrow 1価の写像
を行う。この様な変換としては

$$\xi = \sqrt{k - \lambda}, \quad -\infty < \xi < \infty, \quad -\infty < \lambda < k$$

$$\lambda = k - \xi^2, \quad S(\lambda) = \xi \sqrt{2k - \xi^2} \quad (5.21)$$

を用いてもよいが、上の結果を利用するためには
 変換(5.2)を用いよう。ただし積分路を図8の
 様にとり、S平面上の積分路は遠方で虚軸
 から離れ、積分点 $s=0$ の近傍での積分に
 は影響はない。

まず $\lambda > 0$ (図8.2)の場合には、分枝点 $\lambda =$
 $k + \lambda_1$ に対して(5.2)と同様の2価→1価の変
 換を行う。 $\lambda_1 < 0$ (図8.1)の場合には分枝点 λ
 $= k$ に対して変換を行う。このためには $\lambda_1 > 0$
 に対しては(3.20)、 $\lambda_1 < 0$ に対しては(3.21)の
 表式を用いるのが都合がよい。(5.1)と同様に
 して(5.7)の形に表わして示す:

$$K(x, z, z_0; \lambda_1) = \frac{1}{4\pi i} e^{i\lambda_1 x} \int_{\mathcal{L}} e^{i\lambda(s)x} f_{\pm}(s) ds$$

$$\lambda_1 > 0 \quad (5.22)$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_{\mathcal{L}} e^{i\lambda(s)x} f_{\pm}(s) ds$$

$$\lambda_1 < 0 \quad (5.23)$$

$$f_{+}(s) \equiv e^{iS(\lambda(s)+\lambda_1)z} \frac{e^{iSz_0}}{\lambda(s)} A_1(\lambda_1, \lambda(s))$$

$$\lambda_1 > 0 \quad (5.24)$$

$$f_{-}(s) \equiv e^{iSz_0} \frac{e^{iS(\lambda(s)-\lambda_1)z}}{S(\lambda(s)-\lambda_1)} \frac{S}{\lambda(s)} A_1(\lambda_1, \lambda(s)-\lambda_1)$$

$$\lambda_1 < 0 \quad (5.25)$$

この形を書けば $e^{i\lambda(s)x}$ の極部点 λ (5.6)と同じ
 かつ $s=0$ ($\lambda(0)=k$) である。一方、
 (2.30), (2.34), (5.10) よりわかるように Dir-
 ichlet, Neumann 条件のいずれも $s=0$,
 ($\lambda(0)=k$) において

$$A_1(\lambda_1, k) = 0 \quad (\text{Dirichlet, Neumann}) \quad (5.26)$$

である。したがって、(5.24), (5.25)は(5.11)と
 同様積分点 $s=0$ でのずれも

$$f_{+}(0) = 0, \quad f_{-}(0) = 0 \quad (5.27)$$

となるので、 $kx \rightarrow \infty$ での漸近評価には公式(5.16)
 を用いることになる。すなわち、

$$K(x, z, z_0; \lambda_1) \sim \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} k^3 e^{-\frac{3}{4}\pi i} f_{+}'(0) \frac{e^{i(k-\lambda_1)x}}{(kx)^{3/2}}$$

$$\lambda_1 > 0 \quad (5.28)$$

$$\sim \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} k^3 e^{-\frac{3}{4}\pi i} f_{-}'(0) \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}}$$

$$\lambda_1 < 0 \quad (5.29)$$

$\lambda_1 < 0$ (5.27)
 である。 (5.26) を $\lambda(0)=k, \lambda'(0)=$
 $0, \lambda''(0)=-1/k$ を用いて、 $f_{\pm}'(0)$ を計算すると

$$f_{+}'(0) = -\frac{1}{k^2} e^{iS(k+\lambda_1)z} \left[\frac{dA_1(\lambda_1, \lambda)}{d\lambda} \right]_{\lambda=k}$$

$$\lambda_1 > 0 \quad (5.30)$$

$$f_{-}'(0) = \frac{2iz}{k} \frac{e^{iS(k-\lambda_1)z}}{S(k-\lambda_1)} A_1(\lambda_1, k-\lambda_1)$$

$$\lambda_1 < 0 \quad (5.31)$$

$$S(k+\lambda_1) = \sqrt{k^2 - (k+\lambda_1)^2}$$

$$= i\sqrt{\lambda_1(2k+\lambda_1)} \quad (\lambda_1 > 0) \quad (5.32)$$

となる。したがって、インコヒーレント部分の
 $kx \rightarrow \infty$ での漸近評価は

$$G_{ic}(x, z | 0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x, z, z_0; \lambda_1) d\lambda_1$$

$$\sim \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} k e^{\frac{\pi}{4}i} \frac{1}{(kx)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k+\lambda_1)x} e^{-\sqrt{\lambda_1(2k+\lambda_1)}z}$$

$$\cdot \left[\frac{dA_1(\lambda_1, \lambda)}{d\lambda} \right]_{\lambda=k} dB(\lambda_1)$$

$$- \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} k e^{\frac{\pi}{4}i} (kz) \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\sqrt{\lambda_1(2k+\lambda_1)}z_0}}{\sqrt{\lambda_1(2k+\lambda_1)}}$$

$$\cdot A_1(-\lambda_1, k-\lambda_1) dB(-\lambda_1) \quad (5.33)$$

($kx \rightarrow \infty$)

で与えられる。(5.33)の第1項は、 (x, z) につ
 いての evanescent 波となつて表面波をあらわ
 し、 z の増大と共に減衰するが波源の高さ z_0 に
 依らず。第2項は x に沿って伝播する e^{ikx}
 をあらわし、 $z \rightarrow 0$ で0となり、波源の近く z_0
 と共に減少する。また、第1項、第2項いずれ
 も振幅は x の増加と共に $1/(kx)^{3/2}$ で減衰するこ
 とはコヒーレント部分(5.20)の場合と同様であ
 る。(2.7)により(5.33)の第1項と第2項は、
 複素 Gauss ランダム変数として直交すること
 が明らかである。インコヒーレント部分の伝播下
 の電力も(4.23)と同様、

$$P_{ic}(z, z_0)$$

$$= \frac{1}{k} \mathcal{D}_m \left\langle \frac{\partial G_{ic}}{\partial x} \right\rangle = \frac{1}{k} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{D}_m \left[k \frac{\partial K}{\partial x} \right] d\lambda_1$$

$$\text{による計算である。} \quad (5.34)$$

6. 双極子の放射場

任意位置よりの放射場 (3.4) のべたよ

うに、放射源を任意の位置 λ とする場合のGreen関数は $G(x \geq 0, z_0; \omega)$ に変換 D^{λ} を施してえられる。Primary wave G_0 あるいはコヒーレント部分 $G_0 + g_c$ についてはこれは単に $x \rightarrow x - \lambda$ と置きかえるだけである。(3.18), (3.19), (3.20)に於いて, (2.8), (3.4)を適用すれば

$$G_0(x, z | x_0, z_0) = \frac{i}{4} [H_0^{(1)}(kR) + H_0^{(1)}(kR')] \quad (6.1)$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\lambda(x-x_0)}}{S(\lambda)} [e^{iS(\lambda)|z-z_0|} + e^{iS(\lambda)(z+z_0)}] d\lambda \quad (6.2)$$

$$R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2}, \quad (6.3)$$

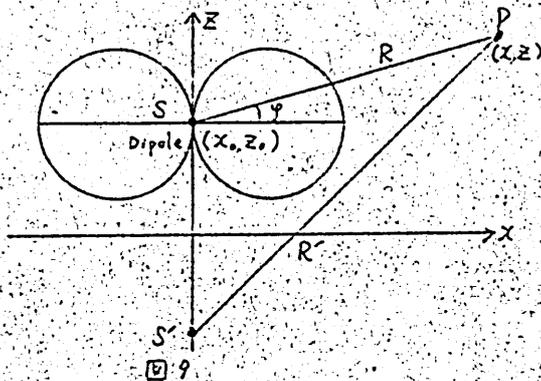
$$R' = \sqrt{(x-x_0)^2 + (z+z_0)^2}$$

$$g_c(x, z | x_0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda(x-x_0) + iS(\lambda)z} \frac{e^{iS(\lambda)z_0}}{S(\lambda)} A_0(\lambda) d\lambda \quad (6.4)$$

$$g_{ic}(x, z | x_0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x-x_0, z, z_0; \lambda_1) e^{i\lambda_1 x_0} dB(\lambda_1) \quad (6.5)$$

$$K(x-x_0, z, z_0; \lambda_1) e^{i\lambda_1 x_0} = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\lambda+\lambda_1)x - i\lambda x_0} e^{iS(\lambda+\lambda_1)z + iS(\lambda)z_0} \frac{A_1(\lambda_1)\lambda}{S(\lambda)} d\lambda \quad (6.6)$$

双極子放射 通常の伝播問題におけるアンテナ双極子に、通常伝播方向 z より、 x 軸に平行な場合である。



よく知られた関係式

$$\frac{\partial}{\partial x_0} H_0^{(1)}(kR) = H_0^{(1)}(kR) \cos \psi \quad (6.7)$$

によって単極放射場を放射源の位置 λ で微分すれば双極子の放射場がえられる。したがって、ランダム表面上、 $x=0, z=z_0$ の位置に向かひ λ 方向を向く双極子による放射場は(6.2), (6.4), (6.5)を λ で微分して $\lambda_0=0$ と示せばえられる。すなわち、双極子による放射場を上添字dをつけて示せば

$$G_0^d(x, z | 0, z_0) = -\frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} \frac{\lambda}{S(\lambda)} [e^{iS(\lambda)|z-z_0|} + e^{iS(\lambda)(z+z_0)}] d\lambda \quad (6.8)$$

$$g_c^d(x, z | 0, z_0) = -\frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda)z} e^{iS(\lambda)z_0} \frac{\lambda}{S(\lambda)} A_0(\lambda) d\lambda \quad (6.9)$$

$$g_{ic}^d(x, z | 0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K^d(x, z, z_0; \lambda_1) dB(\lambda_1) \quad (6.10)$$

$$K^d(x, z, z_0; \lambda_1) = -\frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\lambda+\lambda_1)x} e^{iS(\lambda+\lambda_1)z - iS(\lambda)z_0} \frac{\lambda}{S(\lambda)} A_1(\lambda_1)\lambda d\lambda \quad (6.11)$$

となる。結局、(6.2)-(6.6)との差が $1/S(\lambda) \rightarrow (-i\lambda)/S(\lambda)$ の置きかえのみであることがわかる。

双極子放射の表面より離れた遠方での放射場(6.8)-(6.11)を用いると4節と同様に遠方での漸進形が求められる。結果的に全放射場のコヒーレント部分は(4.16)全体に $-ik \sin \theta$ を乗じたもので与えられる:

$$G_0^d(r, \theta | z_0) \cong -ik \sin \theta G_0(r, \theta | z_0)$$

$$\sim \frac{e^{i\pi/4}}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} k \sin \theta [e^{-ikz_0 \cos \theta} + e^{ikz_0 \cos \theta} \cdot (1 + A_0(k \sin \theta))] \quad (6.12)$$

同様に入コヒーレント部分は(4.22)より

$$g_{dic}^d(r, \theta | z_0; \omega) \equiv -ik \sin \theta g_{dic}^d(r, \theta | z_0; \omega)$$

$$\sim \frac{e^{i3\pi/4}}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ibr}}{\sqrt{kr}} \frac{k^2 \sin 2\theta}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iS(k \sin \theta - \lambda)z_0}$$

$$\frac{A_1(\lambda | k \sin \theta - \lambda)}{S(k \sin \theta - \lambda)} dB(\lambda_1) \quad (6.13)$$

で与えられる。単位角度当りの平均電力流は、(4.23)に $k^2 \sin^2 \theta$ を代入したもので、漸近形の近似式は(4.25)を用いて

$$P_{ic}^d(\theta; z_0) \equiv k^2 \sin^2 \theta P_{ic}(\theta; z_0)$$

$$\sim \frac{k}{8\pi} \cos \theta \sin^2 \theta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{S(\theta, \theta_0)}{\cos \theta_0} d\theta_0 \quad (6.14)$$

で与えられる。(4.25)との次元の違いは双極子放射の定義(6.7)によるものである。

7. 後方散乱場

ここでは単極子放射の場合のみをのべる。双極子放射の場合も同様である。1次波 $G_0(x, z | 0, z_0)$ すなわち(3.10)は、波源からの単極子放射と鏡像からの放射すなわち鏡面反射を意味するので除外することにし、コヒーレント成分としては(3.18)の散乱部分 $g_c(x, z | 0, z_0)$ のみを考える。 $\lambda > 0$ の成分が前方へ進む散乱波($x < 0$ の領域よりの後方散乱波)と考えると、 $z = z_0$ でのコヒーレントな後方散乱場 g_c^+ は

$$g_c^+(x, z_0 | 0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_0^{\infty} e^{i\lambda x + 2iS(\lambda)z_0} \frac{A_0(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda \quad (7.1)$$

$e^{2iS(\lambda)z_0} A_0(\lambda)/S(\lambda)$ はコヒーレント後方散乱波の空間スペクトルである。特に波源の位置 $x = 0$ での後方散乱場は

$$g_c^+(0, z_0 | 0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_0^{\infty} e^{2iS(\lambda)z_0} \frac{A_0(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda \quad (7.2)$$

で与えられる。

同様にインコヒーレントな後方散乱場は(3.21)より

$$g_{dic}^+(x, z_0 | 0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x, z_0, z_0; \lambda_1) dB(\lambda_1) \quad (7.3)$$

$$K^+(x, z_0, z_0; \lambda) \equiv \frac{1}{4\pi i} \int_0^{\infty} e^{i\lambda x}$$

$$e^{i[S(\lambda) + S(\lambda - \lambda_1)]z_0} \frac{A_1(\lambda | \lambda - \lambda_1)}{S(\lambda - \lambda_1)} d\lambda \quad (7.4)$$

インコヒーレント後方散乱の $x = 0$ での平均電力流は

$$P_{bin} = \frac{1}{k} \text{Im} \left\langle \left[\bar{g}_{ic} \frac{\partial g_{ic}}{\partial x} \right]_{x=0} \right\rangle \\ = \frac{1}{k} \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\overline{K^+(x, z_0, z_0; \lambda_1)} \cdot \frac{\partial K^+(x, z_0, z_0; \lambda_1)}{\partial x} \right]_{x=0} d\lambda \quad (7.5)$$

で与えられる。これらの式は漸近形が使えるのでこれ以上簡単化されない。

参考文献

- 1) Beckmann, Spizzichino: The Scattering of Electromagnetic waves from Rough Surfaces, Pergamon, Oxford (1963).
- 2) 中山: 不規則表面による波動散乱理論 学位論文(1982.3 京大)
- 3) Nakayama, Ogura, Matsumoto: A Probabilistic Theory of Scattering from a Random Rough Surface, Radio Science, 15, P.1041 (1980)
- 4) Nakayama, Ogura, Sakata: Scattering of a Scalar Wave from a Slightly Random Surface, J. Math. Phys. 22, P.491 (1981)
- 5) Nakayama, Ogura, Sakata: A Probabilistic Theory of Electromagnetic Wave from a Slightly Random Surface - Horizontal Polarization, Radio Science, 16, P.381 (1981); - II - Vertical Polarization, 16, P.847 (1981)
- 6) Nakayama, Ogura, Matsumoto: Random Rough Surface Scattering, 1977 IEEE AP Symposium Digest Vol. 2, P.551 (1977)
- 7) Ogura, Nakayama, Sakata: Scattering of Electromagnetic Plane Wave from a Slightly Random Surface, 1982 IEEE AP Symposium Digest, P.312 (1982)
- 8) Nakayama: Anomalous Scattering from a Slightly Random Surface, Radio Science 17, P.558 (1982)
- 9) Ogura, Nakayama: Initial Value Problem of the One-dimensional Wave Propagation in a Homogeneous Random Medium, Phys. Rev. A-11, p.957 (1975)

輻射科学研究会

RS83-2

N角形導体柱からの散乱電磁界の数値解析

西村 萬平
(舞鶴高専)

繁沢 宏
(同志社大学工学部)

昭和58年5月27日

1 まえがき

任意断面をした物体からの散乱電磁界の解析は、各種の電波障害などに関し興味ある問題として、多くの数値解析の手法が提案されている^{(1)~(3)}。しかし、境界の長さが波長に比べて比較的大きな物体や複雑な形状をした物体についての数値解析には問題があり、また、散乱物体近傍の電磁界についての検討は、物体が円筒の場合を除いてあまり行われていない。

ここでは、 N 角形導体柱からの散乱電磁界の一つの数値解析の手法として、筆者らが先に示してきた、離散的な特徴法⁽⁴⁾、つまり Helmholtz 方程式の基本解を用いて散乱界を展開する方法により、凹形の8角形導体を検討した。そして、遠方散乱電磁界の放射パターンと散乱断面積の周波数特性について、また、散乱物体近傍の電磁界分布の興味ある振舞いについて述べる。

2 数値解析の方法

2.1 散乱電磁界

図1に示すような、 z 軸方向に一様で、 $x-y$ 平面で N 角形をした導体柱において、各頂点を P_1, P_2, \dots, P_N とする。この場合、物体は全く厚さを持たない鋭い端点を持たないものとし、自由空間 S^+ との境界 Γ

上の点を s とする。いまこの物体に z 軸方向にのみ電界成分をもつ E 形平面波が、 x 軸と θ_i の角度で入射した場合、電界成分は、

$$E_z^i(p) = E_0 \exp[jk(x \cos \theta_i + y \sin \theta_i)], \quad p(x, y) \in S^+ \quad (1)$$

で表される。ただし、 $k = 2\pi/\lambda$ で時間に関する項 $\exp(j\omega t)$ は省略する。この入射波に伴って発生する散乱波の電界成分もやはり z 軸方向のみである。この散乱波を物体内部に設けた閉曲線 Γ 上に多数の二次波源を配列し、それらの点を唯一の特異点とする Helmholtz 方程式の変数分離解の一次結合で表せば、

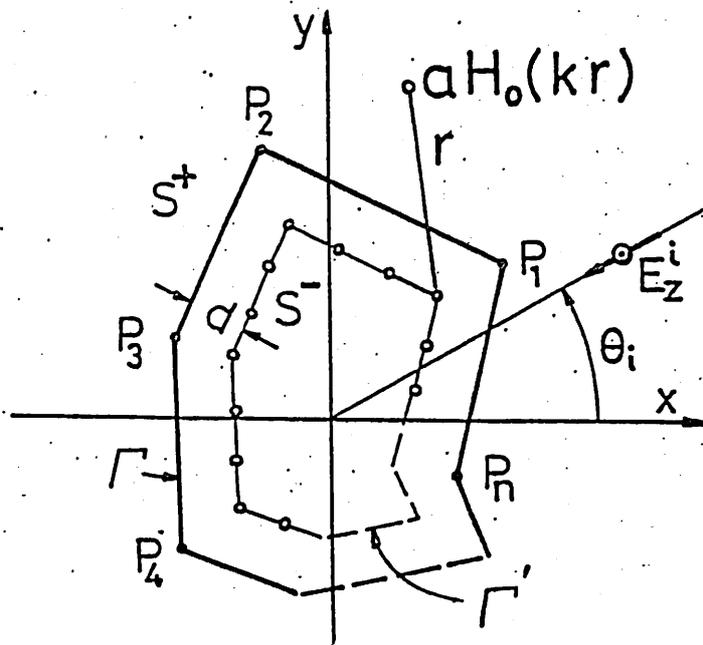


図1 散乱物体とその座標系。

$$E_z^s(p) = \sum_{t=1}^T a_t H_0^{(2)}(kr_t), \quad p \in S^+ \quad (2)$$

となる。ただし、 $H_0^{(2)}(\cdot)$ は 0 次 2 種ハンケル関数で、 r_t は t 番目の特異点 $P_t(x_t, y_t)$ から観測点 $P(x, y)$ までの距離である。 a_t は未知係数である。

いま、(1)(2) による境界上での相対 2 乗平均誤差を

$$\varepsilon(T) = \int_{\Gamma} |E_z^i(s) - E_z^s(s)|^2 ds / \int_{\Gamma} |E_z^i(s)|^2 ds, \quad s \in \Gamma. \quad (3)$$

と定める。(3) で与えられる誤差を最小とするためには、これまでのモード整合法⁽⁵⁾と同様に、

$$\partial \varepsilon(T) / \partial a_t^* = 0, \quad t=1, 2, \dots, T. \quad (4)$$

の関係をもたす T 個の連立方程式を解けば、未知係数 a_t が求められる。 $*$ は複素共役である。従って、十分遠方での散乱電磁界は、

$$E_z^s(p) = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp\left\{-j\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)\right\} \cdot f(\theta) \quad (5)$$

である。ただし、

$$f(\theta) = \sum_{t=1}^T a_t \exp\left\{-jk\rho_t \cos(\theta - \theta_t)\right\} \quad (6)$$

で (ρ_t, θ_t) は (x_t, y_t) の、 (r, θ) は (x, y) の極座標表現である。

2.2 特異点の分布

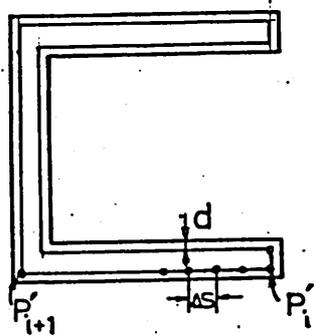
前節で示した手法は、物体内部に配列した特異点の数とその位置の決め方により計算精度、解の収束の様子が変化する。ここで、八角形導体柱を例にとり、特異点の配列方法および、その誤差依存性について調べる。

図2に示すように、物体の境界に沿って、距離 d だけ離して、八角形 Γ を作る。この閉曲線 Γ に沿って、仮に T' 個の特異点を配列するものとし、それぞれの稜線の長さ l'_{ij} ($i=1, 2, \dots, N; j=i+1, \dots, N, 1$) に按分する。この場合、おのおのの頂点 P_i には必ず特異点を取るものとするれば、結局、全体として配列する特異点の数は、

$$T = \sum_{i=1}^N [T' l'_{ij} / l' + 1] \quad (7)$$

となる。 $[\cdot]$ はガウスの記号で、 l' は閉曲線 Γ の全長である。

まず、散乱波 $E_z^s(\rho)$ に対する展開項数、すなわち特異点の数 T を一定とし、 d を変化させた場合、(3)で与えられる誤差の d に対する依存性について調べたのが、図3である。物体の大きさ、形状を一定とした場合、それぞれの T の値に対応して、誤差 $(\epsilon(T))$ を極小とする位置があることが分る。



$$|P'_i - P'_{i+1}| = l'_{ij}, \quad j = i+1,$$

$$\Delta s = l'_{ij} / T'_{ij}, \quad T'_{ij} = \left[T \frac{l'_{ij}}{L} + 1 \right].$$

図2. 特異点の分布.

$N = 8$
(Number of Corners)

$a = 5.3/k$
($L = 30/k$; Perimeter)

$\theta_i = 0^\circ$

T ; Number of Singularities

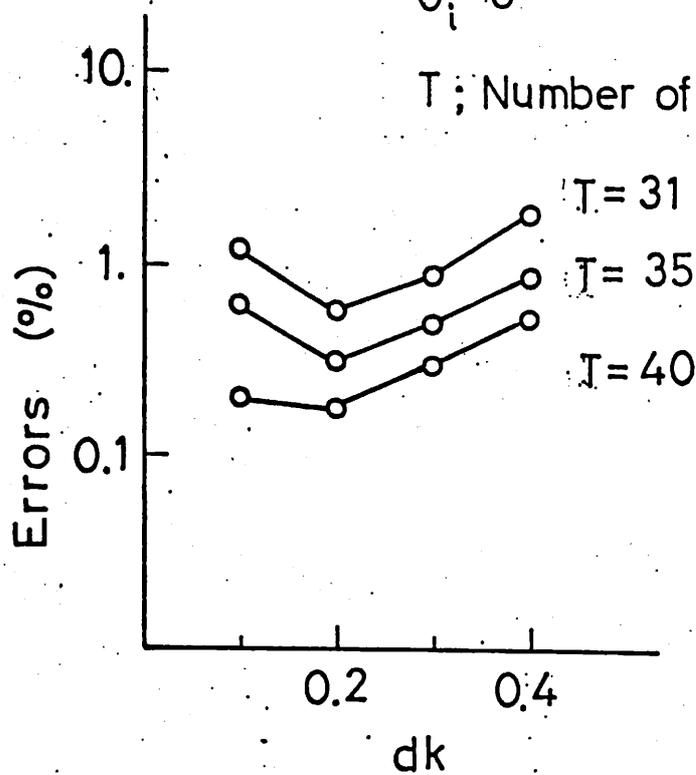


図3. 特異点の数 T に対する誤差の依存性.

次に、実際に行なった数値計算の例は図4の挿入図に示すような、 Q の低い共振器を含むような物体について、全散乱断面積 σ_t と後方散乱断面積 σ_b の周波数特性について示したのが図4(a)(b)である。図4(a)のように入射角が $\theta_i = 180^\circ$ の場合、4角柱のような比較的簡単な形をした物体とほぼ同一の周波数特性(点線で示したもの)を持っていることが分る。また、図4(b)より、 $\theta_i = 0^\circ$ のとき、 σ_t はほぼ一定であるが、 σ_b は点線で示した $\theta_i = 180^\circ$ のときのものに比べて周波数により大きく変化することが分る。今、①および②で示した周波数における散乱波パターンを図5(a)(b)に示す。このように、周波数のわずかな変化により散乱波パターンが大きく変ること分る。

2.3 近傍散乱電磁界

これまで、遠方の散乱電磁界について述べて来たがこれらの周波数特性と散乱物体近傍の電磁界の関係について検討する。本方法は散乱界を境界上で最小2乗法的に整合を取っているため、散乱体上の各点における値を保証していないので、改めて、境界上での各点における誤差、

$$\Omega(s) = \left| E_z^i(s) - E_z^s(s) \right| / \left| E_z^i(s) \right| \quad (8)$$

について検討する。図6の曲線(a)に示すように、境

界の形状が大きく変化する②③付近でかなり大きな誤差を含んでいるため、筆者らが先に提案した2次波源配列の非線形最適化⁽⁶⁾の手法を用いて、散乱界の収束を早めることにする。

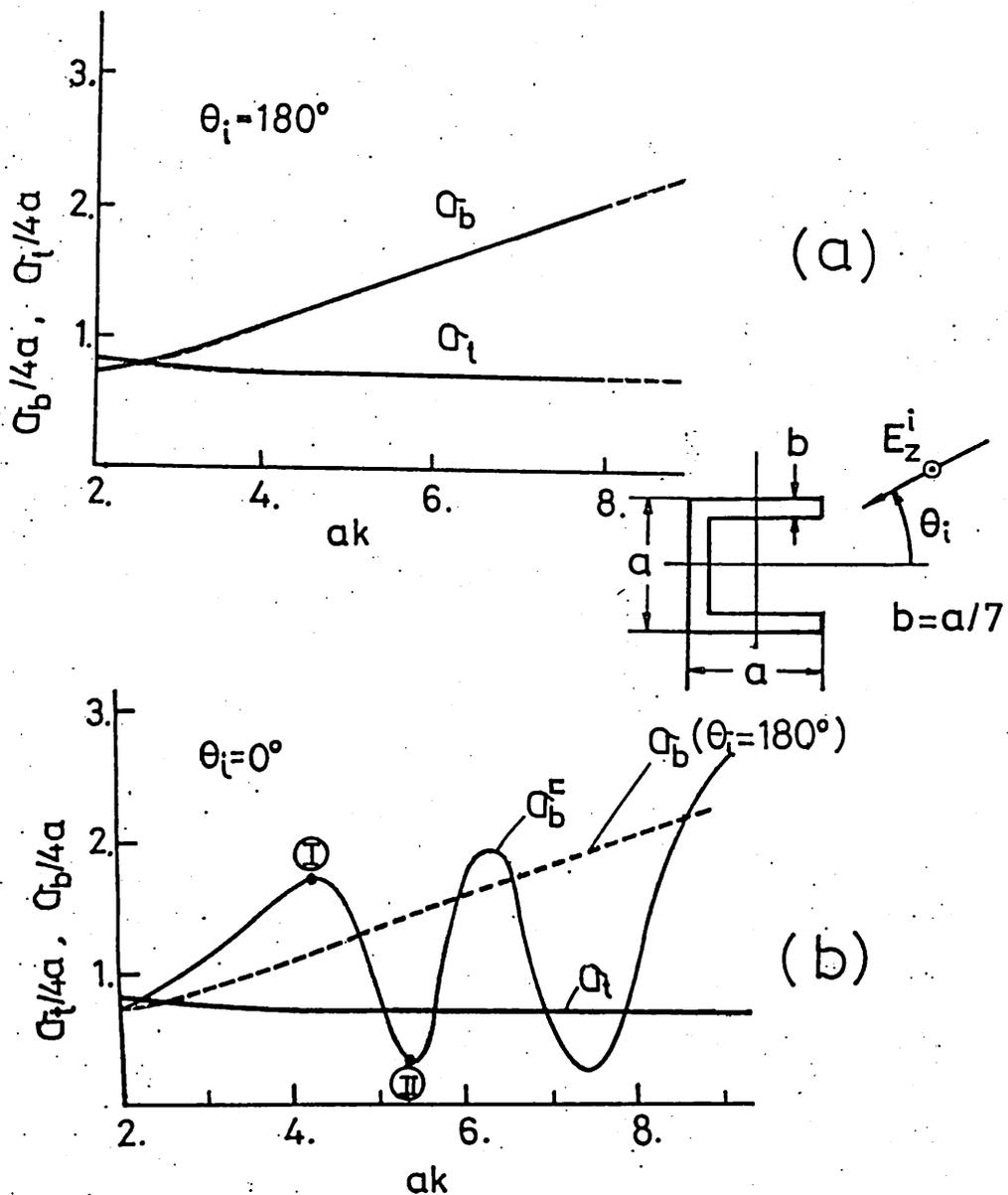
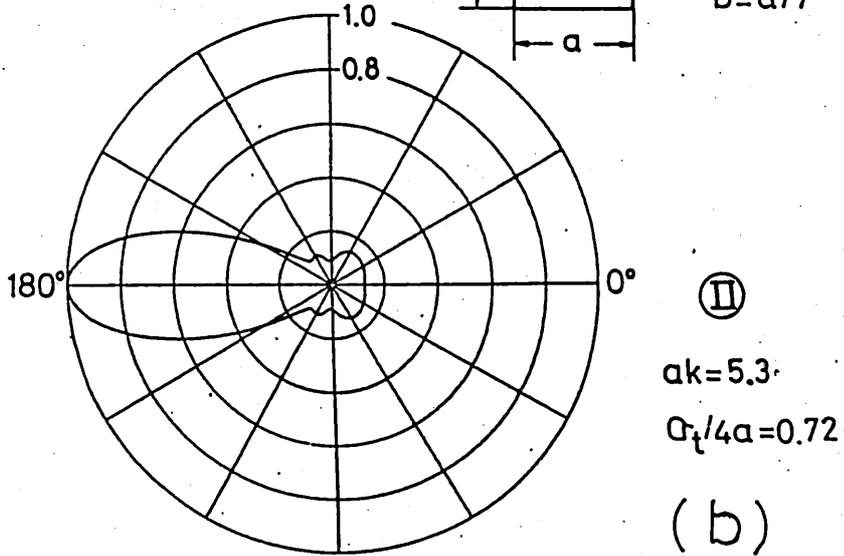
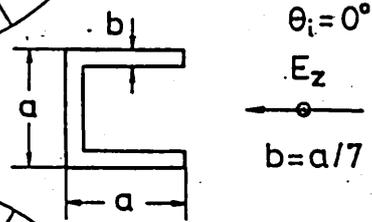
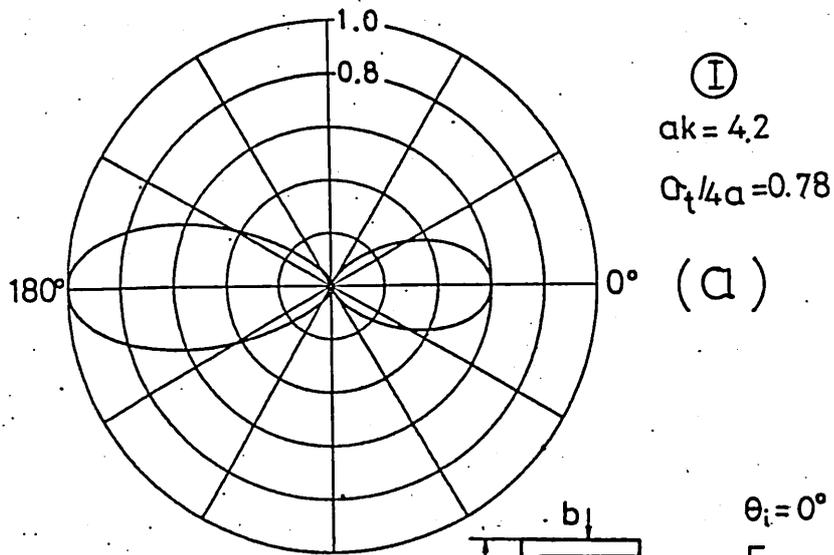


図4. 全散乱断面積 σ_t と後方散乱断面積 σ_b の周波数特性.



Far Field Patterns

図5. 凹形物体の散乱波パターン、 $|f(\theta)|^2$.

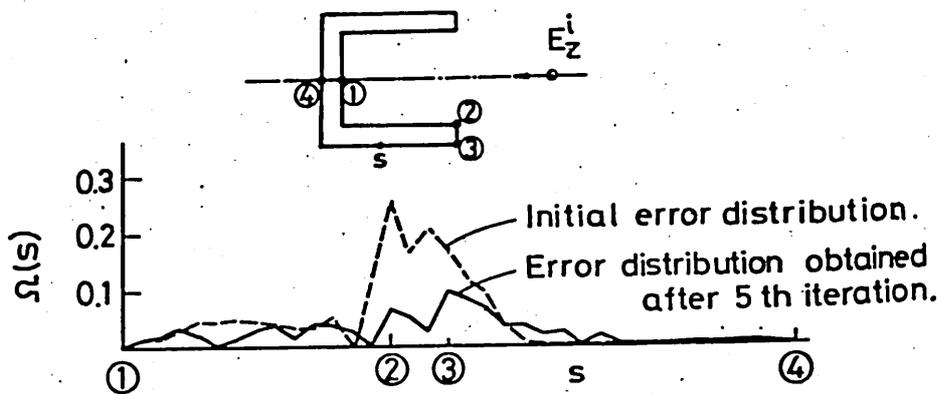
まず、2.2 節で得られた解を最適解に対する近似解(初期値) $[B_t, x_t, y_t]$ とし、それらに対する補正量の組 $[b_t, \Delta x_t, \Delta y_t]$ による E_z^s に対する線形補正項 \hat{E}_z^s を定義⁽⁶⁾する。このとき、入射波、近似散乱波と補正項による境界 Γ 上での誤差をあらためて、

$$\hat{\epsilon}(T) = \int \left| E_z^s(s) + \hat{E}_z^s(s) - E_z^i(s) \right|^2 ds / \int \left| E_z^i(s) \right|^2 ds \quad (9)$$

と再定義する。ここで、 $\hat{\epsilon}(T)$ を最小とする条件、

$$\partial \hat{\epsilon}(T) / \partial b_t^* = 0, \quad \partial \hat{\epsilon}(T) / \partial h_t^* = 0 : h_t = \Delta x_t + j \Delta y_t \quad (10)$$

より得られる連立方程式を解けば、補正量の組 $[a_t, b_t]$ を決めることが出来る。よって(10)による反復計算をくりかえし(2)で与えられる散乱界の最適化を行う。図6の曲線(b)に5回の反復計算による最適化を行な



Errors of the field on the boundary.

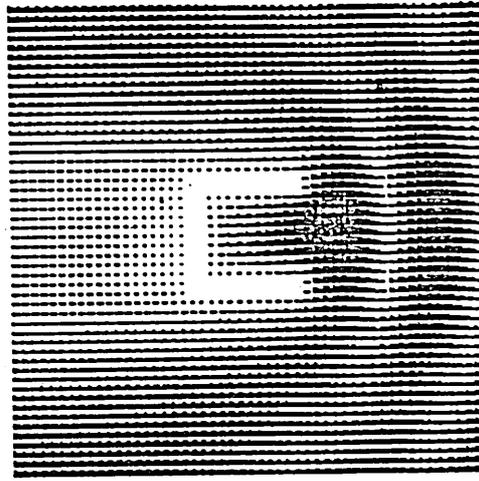
図6. 境界上での誤差分布 $\Omega(s)$

った後の境界上での誤差分布 $\Omega(s)$ を示した。このことにより、境界上での誤差 $\Omega_{\max} = \max_{s \in \Gamma} [\Omega(s)]$ は 0.25 から 0.1 に改善された。

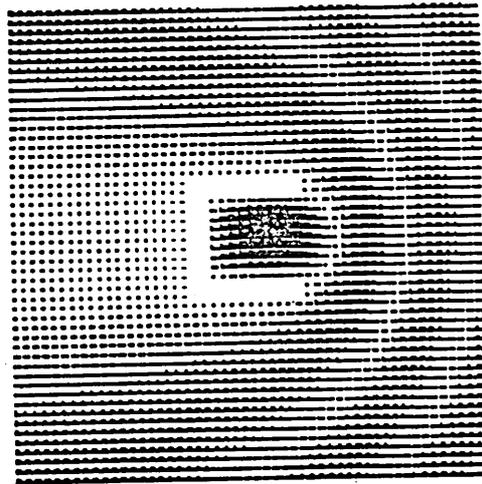
図7(a)(b) に 8 角形導体柱の近傍付近の全電磁界 $|E_z^s(\rho) + E_z^i(\rho)|$ の振幅分布を求めた。図7(a)より、物体の前面 (λ 射波の照射されている面) に強い定在波が立っており、あたかも閉口面が短絡あるいは開放面として動作しているようにみえる。その結果、後方散乱断面積が大きな値を示している (図4(b)参照)。一方、図7(b)では、凹面内部が弱い共振状態にあることが明確にあらわれており、その結果、外部領域への散乱が図7(a)のように特定の方向のみに限られず広い範囲に定在波の生じる領域が広がっている。そして、図4の②で示されるように後方散乱断面積は非常に小さくなっている。このように、弱い Q をもつ共振器を含むような物体の場合、周波数の変化に伴って、散乱断面積、放射パターンや近傍電磁界分布が大きく変化することが分る。

3 むすび

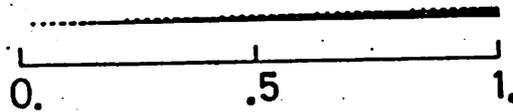
N 角形導体柱からの散乱電磁界を数値解析する一手法として、Helmholtz 方程式の基本解を用いて散乱界を展開する方法についてのべ、遠方電磁界および近傍



①
 $ak=4.2$
 (a)



②
 $ak=5.3$
 (b)



Total Near Field Pattern $|E_z^i + E_z^s|$

図7 散乱物近傍における電界分布.

電磁界とも一定の誤差範囲で解が求められることについて、E形入射平面波の場合について明らかにした。今後、端点を考慮した平滑化操作⁽³⁾などについて検討を加え、H形平面波入射の場合の問題も分めて、より汎用性のある数値解析の手法として使用できるよう検討を加えていく予定です。

未筆ながら、日ごろ御指導、御鞭撻いただく、同志社大学滝山教授に謝意を表します。

文献

- (1) Mittra, R.: "Numerical and Asymptotic Techniques in Electromagnetics" Springer Verlag (1975).
- (2) Müller, C.: "Foundation of the mathematical theory of electromagnetic waves", Springer Verlag, New York (1969).
- (3) Okuno, Y. and Yasuura, K.: "Numerical algorithm based on the mode-matching method with singular-smoothing procedure for analysing edge-type scattering problems." IEEE Trans. Ap. Vol. AP-30, No.4, p.580 (1982).
- (4) 西村, 繁沢; "離散的特異点法による完全導体柱の散乱電磁界の数値解析", 信学論 Vol. J66-B, No.2, p.245 (1983).
- (5) 飯島(監修), "電磁界の近代解析法", 2章(守浦) 信学会編.
- (6) 高松, 西村, 繁沢; "導体角柱による電磁波散乱の数値解析と実験的検討", 信学技報 AP-82-1 (1982).

不等間隔周波数列を用いた
多周波ホログラフィック長波長映像法

- 超音波における実験 -

宮下 豊勝、辻中 将登

京都工芸繊維大学・工芸学部・電気工学教室

1983年5月27日

不等間隔周波数列を用いた多周波ホログラフィック長波長映像法

- 超音波における実験 -

宮下 豊勝、 辻中 将登⁺

京都工芸繊維大学・工芸学部・電気工学教室

あらまし 我々が考案した、合成開口の手法とホログラフィの手法とを組合わせた、CWによるホログラフィック長波長映像法より発展させたものである、不等間隔周波数列を用いた多周波法の考え方とその特徴について説明し、さらに、超音波を用いた実験により、実際にこの方法のすぐれている点を明確に示す。特に、周波数列が距離方向の分解能を分担すること、また不等間隔に配列することにより、等間隔にすれば必ず問題となる距離方向のグレーティング・ローブが十分小さく抑えられ、実用的な方法であることを実証する。

1. ま え が き

電波や超音波による、いわゆる長波長の波を用いた物体の映像法には、古くから用いられている単純な原理によるパルス・エコー法から、最近では、一般的な意味でのCT (Computed Tomography) まで、種々の方法が開発されている。勿論、それぞれ適用範囲に制約があると共に、種々の問題点をかかえている。

ここで論じる方法では、用いる波の形としてはCWを用い、データ収集と像再構成方法としては合成開口法とホログラフィの手法を用いている。一般的な意味でCTの範疇に属するが、トモグラム、即ち、断層像に限らず三次元像の再構成も可能である。

この方法の特徴を箇条書きにして列挙すると次のようになる。

- 1) アンテナ・アレイを用いる。→ 各素子での測定が同時に行える。

⁺ 現在、ソニー株式会社。

- 2) CWで行う。→ 電子回路は非常に簡単で、測定量は各素子につき相対振幅と位相のみである。但し、場が定常状態になるまで待たねばならない。
- 3) 計算機を用いて像再構成を行う。→ 一度測定すれば、関心領域を詳しく見ることもできれば、逆に広い領域のサーベイもできる。また、像再構成方法として、物理的には実現不可能に近い演算でも簡単にできる。但し、実時間での像再生は特殊な場合に限られる。
- 4) 重み付けを行う。→ 通常ホログラフィのように行うのではなく、受信および送信アンテナ・アレイの開口に重みを付けて像再生を行なう。このことにより、分解能とサイドローブ・レベルとの間の最適なtrade offを実現している。
- 5) 多周波法を採用する。→ CWを用いているが、像再構成時に合成することにより、パルス波を用いているのと等価になるだけでなく、電子回路では実現することが事実上不可能な、理想的なパルス波形を等価的に実現することが可能である。この周波数配列は、アンテナ配列が横方向の分解を担うのと同様の形で、距離方向の分解を担う。両者に同一の設計法が適用される。但し、アンテナ・アレイと異なり、いくらその間隔を小さくしても等間隔である限り、距離方向という半無限空間にグレーティング・ローブを作ってしまう。
- 6) 不等間隔配列を用いる。→ アンテナ・アレイにも周波数配列にも、同様に適用することができる。ここでは、後者に適用し前項の問題を解決している。この不等間隔周波数配列は、周波数シンセサイザをソフト・ウェアでコントロールすることにより実現できるので、非常にフレキシブルである。
- 7) 三次元像の撮像も可能である。→ 平面アンテナ・アレイと周波数配列の組み合わせにより、簡単に二次元像の場合と同様に可能である。
- 8) 総合的にフレキシビリティに豊んだ方法である。→ アンテナ・アレイのみ設計に従い作り変えなければならない場合があるが、他のハード・ウェアを変更する必要はなく、コントロール及び像再構成はすべてソフト・ウェアで行うため、新しい方式への変更は非常に簡単である。

以上のような特徴を備えた、不等間隔周波数列を行いた多周波ホログラフィック長波長映像法の原理について簡単に述べると共に、これらの特徴がいかに発揮されるかを、超音波における二次元断層映像実験により実証する。

2. 理論

FREQUENCY-SPREAD HOLOGRAPHIC IMAGING

As shown in the next section, frequency series, receiver-element positions and amplitude weights applied to the receiver elements and the frequency components are designed from continuous aperture and frequency distributions. Therefore, at first, the continuous distributions should be determined to satisfy the required resolution and S/N ratio from an investigation of the point-spread function. A hologram of a point target placed at $\alpha (x_\alpha, 0, z_\alpha)$, as shown in Fig.1, is

$$H_\alpha(r, f) = G_R(R_{\alpha r f}) G_T(T_{\alpha t f}) \exp[-2\pi i (R_{\alpha r f} + T_{\alpha t f})] , \quad (1)$$

where r and t are x -coordinates of the receiver aperture and the transmitter, respectively, f frequency at which the hologram is made, $R_{\alpha r f}$ and $T_{\alpha t f}$ distances in terms of wavelength from the point target to the receiver and the transmitter, respectively, $G_R(R)$ and $G_T(T)$ decay factors due to wave divergence and absorption by the medium. An image reconstruction formula from the hologram $H(r, f)$ is

$$I(\mu) = \left| \int \int A_R(r) A_F(f) F_R(R_{\mu r f}) F_T(T_{\mu t f}) H(r, f) \right. \\ \left. \times \exp[i\{2\pi(R_{\mu r f} + T_{\mu t f}) + \gamma(r) + \eta(f)\}] dr df \right|^2 , \quad (2)$$

where μ is a pixel of the reconstructed image, $A_R(r)$ and $A_F(f)$ aperture and frequency distribution functions, $\gamma(r)$ and $\eta(f)$ their phase distributions. $F_R(R)$ and $F_T(T)$ compensate the decay in the wave propagation. Substituting Eq.(1) into Eq.(2), we obtain

$$I(\mu, \alpha) = \left| \int \dot{A}_F(f) R(\mu, \alpha | f) T(\mu, \alpha | f) df \right|^2 , \quad (3)$$

where

$$R(\mu, \alpha | f) = \int \dot{A}_R(r) G_R(R_{\alpha r f}) F_R(R_{\mu r f}) \exp[i2\pi(R_{\mu r f} - R_{\alpha r f})] dr , \quad (4)$$

$$\dot{A}_F(f) = A_F(f) \exp[i\eta(f)] , \quad \dot{A}_R(r) = A_R(r) \exp[i\gamma(r)] ,$$

$$T(\mu, \alpha | f) = G_T(T_{\alpha t f}) F_T(T_{\mu t f}) \exp[i2\pi(T_{\mu t f} - T_{\alpha t f})] .$$

General investigation of this near field point-spread function is not easy. We consider here the behavior of this function in the vicinity of the target. The outer surrounding region is taken into consideration in the next section. This function is the same as the field distribution when the synthesized beam is controlled to make a focus at α . Therefore, it will be also referred to as focus pattern hereafter. In the vicinity of the focus, $R(\mu, \alpha | f)$ can be simply described as

$$R(\mu, \alpha | f) = B(\bar{f}\bar{x}_\mu, 0, \bar{f}\bar{z}_\mu) \exp[i\theta(\bar{f}\bar{x}_\mu, 0, \bar{f}\bar{z}_\mu)] , \quad (5)$$

where $\bar{f} = f/f_c$, $\bar{x}_\mu = x_\mu/\lambda_c$, $\bar{z}_\mu = z_\mu/\lambda_c$, f_c and λ_c are the center frequency and wavelength in the medium. If the focus point α is placed at $(0, 0, z_\alpha)$ on the axis of the receiver aperture, the phase factor $\theta(0, 0, \bar{f}\bar{z}_\mu)$ can be approximated by a linear function of the position

$$\theta(0, 0, \bar{f}\bar{z}_\mu) = 2\pi\gamma_R(\bar{z}_\mu - \bar{z}_\alpha)\bar{f} , \quad (6)$$

where $\gamma_R = \lambda_c/\lambda_c' < 1$, λ_c' is the effective wavelength, and γ_R is a reduction factor. Furthermore, the amplitude factor $B(0, 0, \bar{f}\bar{z}_\mu)$ can be assumed to be independent of frequency. Then the focus pattern is composed of two factors:

$$I(\mu, \alpha) = |R_c(\mu, \alpha)|^2 |F(\mu, \alpha)|^2 , \quad (7)$$

where

$$F(\mu, \alpha) = \int \dot{A}_F(f_c \bar{f}) \exp[2\pi i(\gamma_R + \gamma_T)(\bar{z}_\mu - \bar{z}_\alpha)\bar{f}] d\bar{f} , \quad (8)$$

and further, $R_c(\mu, \alpha)$ can be approximated by

$$R_c(\mu, \alpha) = \int \dot{A}_R'(\lambda_c \bar{u}) \exp[-2\pi i \bar{x}_\mu \bar{u}] d\bar{u} , \quad (9)$$

where

$$\bar{u} = \bar{r} / \sqrt{\bar{r}^2 + \bar{z}_\alpha^2} ,$$

$$\dot{A}_R'(\lambda_c \bar{u}) = A_R(\lambda_c \bar{r}) \{ (\lambda_c \bar{r})^2 + (\lambda_c \bar{z}_\mu)^2 \}^{3/2} / (\lambda_c \bar{z}_\mu)^2 . \quad (10)$$

Both factors are represented as Fourier transforms of $A_F(f_c \bar{f})$ and $A_R(\lambda_c \bar{u})$, respectively.

Various antenna illumination functions developed to obtain the specified far field patterns can be adopted in this case. We choose Taylor illumination functions. Let β_R and β_F be the full width at half maximum intensity of the main beams of the illumination functions adopted to the receiver aperture and the frequency distribution, respectively, then the aperture length of the receiver is given by

$$L_R = 2z_\alpha \tan(\sin^{-1} \beta_R / 2\omega) , \quad (11)$$

and the frequency bandwidth is given by

$$L_F = 2f_c \delta = f_c \beta_F / 2\omega, \quad (12)$$

where ω is the width of the two-dimensional focus in terms of wavelength. Simply, it is assumed that $\gamma_R = \gamma_T = 1$.

MULTI-FREQUENCY HOLOGRAM MATRIX IMAGING

In practice, the receiver-aperture and frequency distributions discussed in the previous section are realized by a finite number of receiver elements and frequency components as shown in Fig.1(b). The continuous distributions are transformed into amplitude-weighted and phase-controlled receiver element array and frequency series. In the transformation, the synthesized field distribution near the focus point is kept unchanged. Our attention must be turned to the surrounding noise due to the remainder of the grating lobes in the

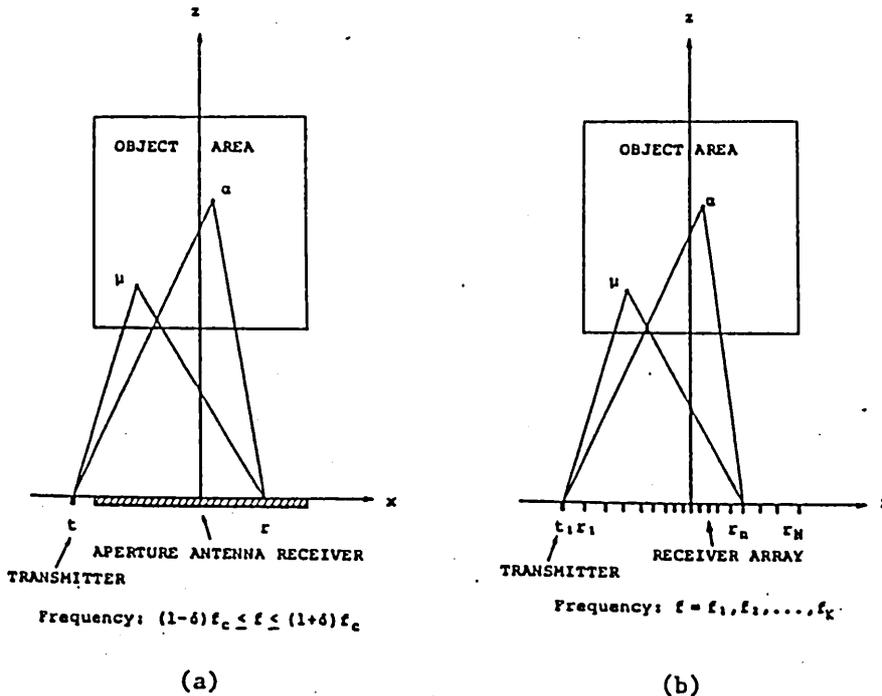


Fig. 1. (a) Frequency-spread holographic imaging.
 (b) Multi-frequency hologram matrix imaging.
 The transmitter may be placed at the center of the receiver aperture or array.

near field. In the experiments, sinusoidal wave of short duration is transmitted. Therefore, the object region relevant to the measured hologram is limited near the receiver array. However, the object region is usually so large that some means of suppressing the grating lobe noise is necessary. We adopt nonuniformly spaced frequency series.

Frequencies f_k ($k=1,2,\dots,K$) and their amplitude weights A_{Fk} are related with the continuous distribution $A_F(f)$ by

$$A_{Fk} = \int_{\nu_{k-1}}^{\nu_k} A_F(f) df, \quad k=1,2,\dots,K, \quad (13)$$

where $\nu_k = (f_k + f_{k+1})/2$, $\nu_0 = (1 - \delta)f_c$, $\nu_K = (1 + \delta)f_c$. From these equations, either amplitude-weighted and uniformly-spaced frequency series or uniformly-weighted but nonuniformly-spaced series can be designed. Similarly A_{Rn} and u_n ($n=1,2,\dots,N$) are determined for the receiver array.

Then the image reconstruction formula becomes

$$I(\mu) = \left| \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K A_{Rn} A_{Fk} F_R(R_{\mu nk}) F_T(T_{\mu tk}) H_{nk} \times \exp[i\{2\pi(R_{\mu nk} + T_{\mu tk}) + \alpha_{nk} + \gamma_n + \eta_k\}] \right|^2, \quad (14)$$

where "hologram matrix" H_{nk} is the complex amplitude detected by the n -th receiver element when an object is illuminated by the transmitter at the k -th frequency, and α_{nk} 's are introduced to compensate nonuniform phase characteristics of the receiver elements and transmitter. Amplitude compensation may be included into A_{Rn} and A_{Fk} , if effective.

3. 実験

1 MHz帯の超音波を用いて、水中に立てた複数本の金属線の断層像を撮り、前述の不等間隔周波数列の良さを実証した。(トランスデューサ・アレイ、測定装置、および再生像はすべてスライド・フィルムで示す)

3.1 超音波トランスデューサ・アレイの製作とその特性

これまでに、トランスデューサ・アレイにも不等間隔配列を用いた撮像も行っているが、少くとも二次元映像に関する限り、トランスデューサ・アレイに対しては、等間隔の方が良いという結論を得ている。亜鉛粉末を多量に含んだアラルグイトを固めて作ったバックング材上に25mm×100mm×1.3mmのPZT板を接着後、1mm間隔の90本の溝をダイヤモンド・カッターで切ることにより、各素子の開口が25mm×0.5mmのトランスデューサ・アレイを作った。一個おきの素子を送信素子アレイとして用い、残りの一個おきの素子は並列に接続し結局25mm×90mmの広い開口の受信素子を作成した。この90個のトランスデューサの特性は非常に良く揃ったものである。例えば、直列共振周波数に関しては、平均値が1.17MHz、標準偏差が4.21kHz、最大偏差が10.0kHzである。また、隣り合う送信素子間の結合は、1MHz付近において約-60dBである。

3.2 ホログラムの測定方法と測定回路の精度

前述のようにCWを用いるので、物体からの散乱波が定常状態になるまで超音波を照射しなければならない。物体の位置と拡がりによりこの長さを調節できるようにしている。以下に示す実験においては、100周期から数100周期である。この照射の終了後、数10周期おいて40周期程、同期検波出力を積分することにより、送信波の電気的および音響的直接受信を除いている。この際、送信波と同相の成分と90°移相した成分を測定することにより複素振幅を得ているが、振幅と位相に換算してこの測定回路の精度を表わすと、前者の標準偏差は1.28%で最大偏差は-3.52%、後者の標準偏差は1.81°で最大偏差は+4.0°であった。

3.3 アンテナ素子の重み付けと周波数の不等間隔配列

前述のように45個の素子を並べたが、その中央の32個の素子を用い、計算機による像再生時には、それらにTaylor-30dB ($\bar{n}=5$)の振幅重みをつけた。実効開口幅 $L_R = 42.7 \lambda_c$ 、素子間隔 $1.33 \lambda_c$ 、PSFの半値全幅 $3.697 \lambda_c$ である。

これに合わせて、等振幅重み付け不等間隔周波数配列を設計した。周波数の数32、中心周波数1MHz、周波数開口幅 $L_F = 0.1524$ MHz、平均周波数間隔4.763kHzである。これと比較するために、像再生時に振幅重み付けをする等間隔周波数配列をも設計した。

3.4 撮像結果

フレネル領域の像再生を主とし、像再生公式(14)にフレネル近似を施した式を用いて、ミニコンピュータによりオンラインで測定したホログラム・データより像再生を行い、カラー・ディスプレイに再生像およびその鳥瞰図をシュード・カラー表示した。ホログラムの測定から再生画像の表示まですべてオンライン系となっている。

1) まず、超音波トランスデューサの中央前方210mm ($=140 \lambda_c$) に点標的を置き、この撮像系の点拡がり関数を測定した。 $75 \lambda_c \times 384 \lambda_c$ の範囲にわたって像再生をし調べたところ、等間隔周波数列を用いた場合、距離方向のグレーティング・ローブが-4.77dBであるのに対して、不等間隔の場合だと-15.56dBにまで抑えられている。

2) 次に、直径70mmの円周上に置いた16点標的(中心は上記の点標的と同じ位置)を撮像すると、等間隔周波数列を用いた場合は明確にゴースト像が現われるのに対して、不等間隔の場合は事実上実像以外何も見当たらない良質な再生像が得られている。

3) トランスデューサ・アレイより630mm ($420 \lambda_c$) の位置を中心に上記の円形標的を置いた場合、受信素子の開口が十分大きくその指向特性が鋭いので、十分判読できる再生像となっている。この時、当然ながら、距離方向のぼけは(8)式に示されるようにトランスデューサからの距離にほとんど依存せず小さいが、横方向のぼけは(9)式に示されるようにほぼ距離に比例して大きくなる。

4) その他の形状に点標的を配置した場合にも良好な再生像が得られている。

謝 辞

常に御指導と激励を賜わる小倉久直教授に感謝いたします。また、再生像のシュード・カラー表示に用いているカラー・ディスプレイ装置は福島重広助手の製作になるものであることを記し、感謝いたします。

文 献

- 1) 山地、宮下：『ホログラム・マトリックス映像法のためのアンテナ・アレイの設計と製作』 電子通信学会マイクロ波研究会資料 MW78-135 (1979)。
- 2) 宮下：『多周波ホログラム・マトリックス映像法の設計とシミュレーション』 同上 MW79-81 (1979)。
- 3) 湯口、宮下：『ホログラム・マトリックス映像法のためのアンテナ・アレイの設計・製作およびその特性』 電気関係学会関西支部連合大会 G11-10 (1979)。
- 4) 町田、大森、宮下：『ホログラム・マトリックス高速測定回路の設計および評価』 同上 G11-11 (1979)。
- 5) T.Miyashita, J.Nakayama, and H.Ogura, "Acoustical Imaging by Means of Multi-Frequency Hologram Matrix," *Acoustical Imaging*, vol. 9, p. 23 (Plenum Press, New York, 1980)。
- 6) T.Miyashita, "A Novel Imaging with Fine Range Resolution Using Multifrequency Hologram Matrix of Nonuniformly Spaced Frequency Series," *Proc. IEEE*, vol. 68, p. 1018 (1980)。

輻射科学研究会資料

RS-82-25
の-女

平板波導によるフレネル光導波路の伝搬損失測定

栗井 郁雄

小野寺 秀俊

中島 将光

池上 淳一

(京都大学 工学部)

1983年 5月 27日

§1. まえかき

光集積回路に適したフロッパリッド導波路の伝搬損失はこれまでに大きく分けて2つの方法で測られている。1つは何らかの手段で光導波路を行かす上で表面に出カプリズムを密着させそれを移動させながら距離に対応して出カ光を測定する方法である。しかしこれには次のような欠点がある。

- ① 出カプリズムと導波路の密着を常に同じ状態に保って、プリズム移動に対し出カ効率を一定にすることが困難である。
- ② 出カプリズムを何度もつけ外しすることが相当に面倒であると共に、入力系に対して機械的な変動を与えないように細心の注意を払わねばならない。
- ③ 機械的な接触を何度も繰り返すため、出カプリズム及び導波路を損傷しやすい。

それに対してもう一つの方法である散乱光を用いるものは光ビームの散乱光を何らかの方法で受けそれをビームの伝搬距離に対して測定するものであり、プローブで受ける他、写真機²⁾やテレビカメラ³⁾で撮影する場合もある。この方法は上述の②、③の欠点を持たない代わりに、出カプリズム移動法にはない次のような欠点(限界)を持っている。

- ④ 散乱光が極めて小さい良質な導波路の場合、誤差が増えるので例えば 1dB/cm 以下の損失を測ることは困難である。
- ⑤ 基板中に存在する迷光によって誤差が増大するのでストリーク以外の不要光をなくすよう特別な配慮が必要である。

散乱光を受取る方法としてプローブを用いるものは写真などによるものに比べ安価でかつ操作が格段に簡単であるという長所をもつが、上の④、⑤の欠点の他に①と類似の

- ⑥ プローブとストリークの間隔を一定に保ってプローブ移動に対し出カ効率を一定にすることが困難である
- という欠点を持っている。

我々は④という限界を持つことは承知の上で、簡便に伝搬損失を測定可能なプローブ法をとりあげ、欠点⑤、⑥をなくす検討を重ねてきた。今回は特に⑥に着目してプローブを従来の光ファイバーから円柱状又は平板状のガラスに変えることにより機械的な許容度を大幅に増やすことに成功したので御報告する。

§2. 実験結果とその考察

2-1. ガラスプローブの構造と測定系

従来しばしば用いられていた光ファイバ・プローブはその直径が細く、ストリークの進行方向にプローブを動かした場合、真上を追従する事が難しいため、導波路面からの高さを一定に保つことも容易ではなかった。そのため、プローブからの出力光は距離と共に単調な指数関数的減少を示す。逆に増大したり大きくぶらつく事がしばしばあった。それを避けるため、プローブを単にストリークの進行方向に動かすのではなく、それと直角な方向への運動を加え、最大値を求めることと合わせる方法が試みられた。しかし、これでは高さの変動は補償されず、直角方向の動きを加える面倒さに比して精度の向上はあまり良くない。

そこで我々は光ファイバに代わらず、散乱光を取り入れ、受光素子まで運ばる良いという条件を満たし、かつ受光面が広くて機械的変動に対して強いと思われる太い円柱状ガラスをプローブとすることを考えた。単純な円形ガラス棒のNA(開口数)は屈折率を1.5としたとき1を越えるので、入射角のいかに関係なく一旦プローブ内に入った光はすべて他端に伝送される。その前提の下で考えるならば、一般にプローブが太い程、横方向へのずれ及び高さのずれに対して出力光は安定であると言える。

しかし、光導波路の長さは必ず有限であり、導波路の両端に近づくに従って受光効率の変化するため、この測定は誤差を伴い、プローブが太い程、測定可能範囲は小さくなる。(図1参照)

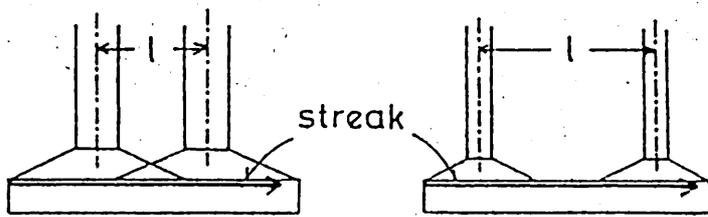


図1. プローブの太さとその可動範囲の関係(太い程狭い)

従ってストリーク方向には小さく、それと垂直な方向に大きい形状を選ぶと、その最も単純なものは、長方形断面なので、図2のような板状プローブを作成した。

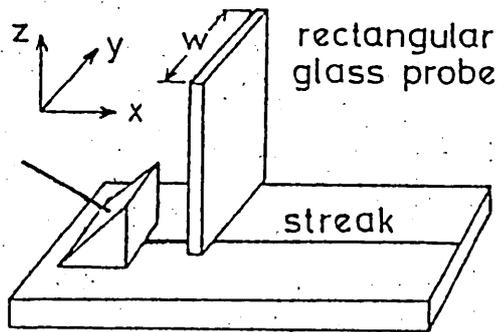
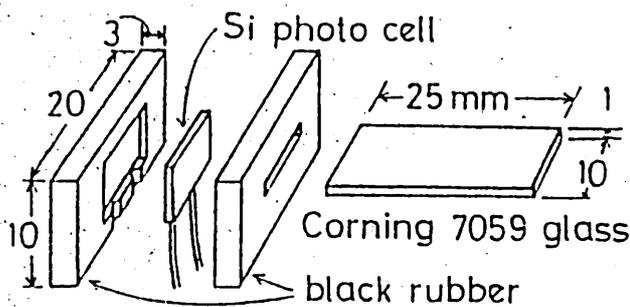


図2. 平板プローブの配置

検出器は板状プローブの大きな受光面に対応してSiフォトセル(太陽電池)を用いることにし、図3のような構造にした。SiフォトセルはAPDや



フォトマルに比べて感度が低いが、ロックインアンプと併用することによって実用上支障のない程度の感度を取得することができる。ロックインアンプを用いる方式は明るい環境下で測定を実行できるので好ましい。

図3. 平板プローブと検出器

図4は測定系の構成である。現在は誤差などを調べている段階なので校正された光減衰器を用いているが、測定法として確立すれば、プローブ出力を個々に校正しておいて直接その読みとる方が簡便である。又、フォトセルは殆ど入力に対して線形な応答を示すのでプローブの移動を自動送りとし、ロックインアンプ出力を更にログアンプに入れて自動的にXYレコーダに書かせるようにすればより簡便な測定が期待できる。

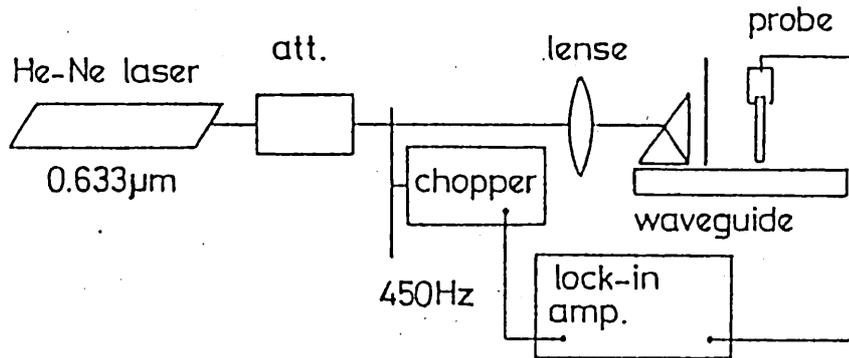


図4. 測定系のブロック図

2-2. 横方向の許容度

プローブが図2のy方向にずれた場合、どの程度出力が変動するの測定してみた。平板プローブは構造上、この方向のずれに対しては非常に安定であり、図5のように数mmずれても0.3dB以下の出力変動である。比較のために直径が1.4mmの円柱状プローブの結果を示すと図6のようになり、1mmのずれに対して5dBもの出力変動を受けうる。

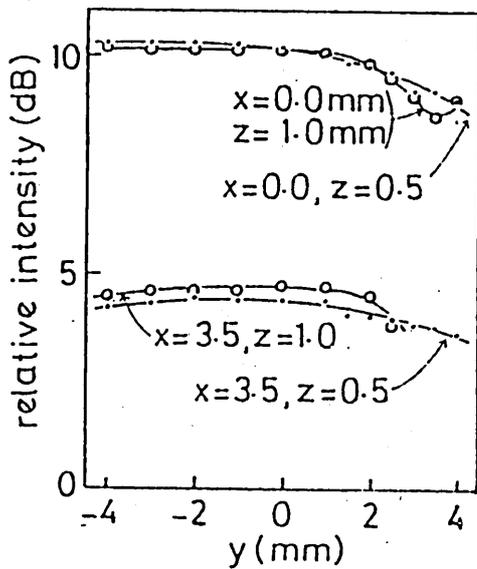


図5. 平板プローブの横方向ずれに対する出力変化(断面10×1mm)

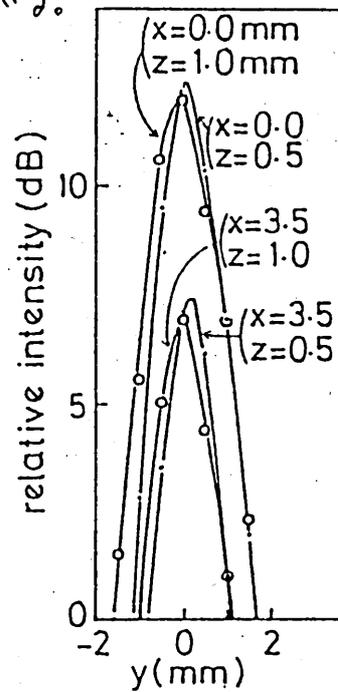


図6. 円柱プローブの横方向ずれに対する出力変化(半径0.7mm)

従って、板状プローブにおいては、横方向のずれに対して何ら注意を払う必要がなく、前述のファイバープローブにおける横方向掃引などは全くなしですることができる。

2-3. 高さ方向の許容度

プローブをストリークの進行方向に動かしてその出力を観測するとき、導波路とプローブの距離 z が変化するにも、伝搬損失測定において誤差の原因となるものである。図7に平板状プローブの出力の z 依存性を示す。距離を増すとかえって出力が増大するという一見奇妙なふるまいであるが、次のように説明できる。

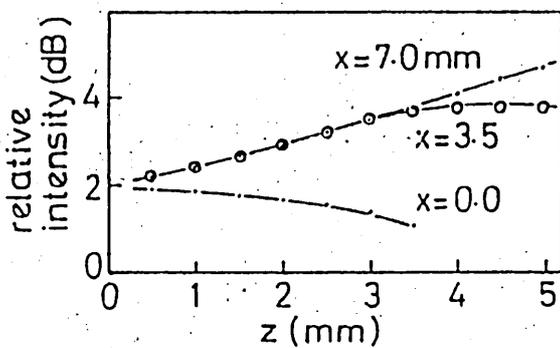


図7. 平板プローブの高さ方向ずれに対する出力変化
(断面 10×1 mm)

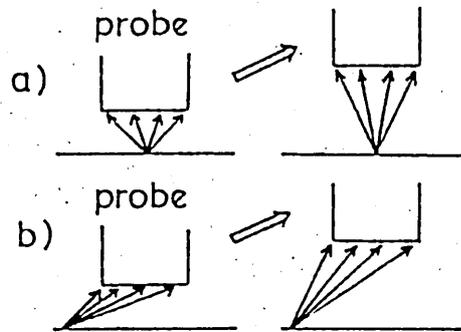


図8. 平板プローブへの入射光の変化

まず簡単のため、線路が無損失でストリークの強さが一様な場合を考慮する。もしも平板プローブの横方向 (y 方向) の長さが無限大であれば、プローブが捕える光束は高さを変えても不変である。従って平板プローブは損失の小さい導波路に対しては z 方向のプローブの移動に対して極めて安定であることがわかる。導波路の損失が大きい時は、図8に示したようにプローブが上に移動したとき、前方の強い光源からの光をより小さな入射角で受けるようになるので (b 図) 真下からの光束の減少 (a 図) をそれか補ってあつたければ出力が増大することになる。図7の特性はこの効果によるものと考えられる。

円柱状プローブは上の極限的な考え方に従えば「線」ではなく「点」に近い受光面をもっている。それ故、導波路損失が小さい時には、

プローブの高さの増大に伴って出力は単調に減少する傾向を持っており、

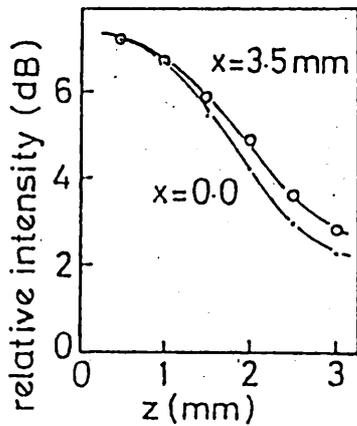


図9. 円柱プローブの高さ方向すれに
対する出力変化(半径0.7mm)

図9の測定例にもそれが見られる。なお
図7と9においてはデータを縦軸に沿って
ずらすと比較しやすくしてある。

以上の結果により、次のような方針を
出せることができる。

1) 伝搬損失が小さい(目安として
10dB/cm以下)と思われる導波路は、
横幅の大きい板状プローブで測定すると
横及び高さ方向両方のプローブのすれに
対して許容度が大きい。又、損失の小さい
導波路は散乱光も小さいので広い幅で
できるだけ多くの光を集めることが望ましい。

2) 伝搬損失が大きいと思われる導波路は横幅の比較的小さい
板状プローブで測定するとzの増大に対して出力が安定である。

2-4. 測定結果

図10はコーニング7059ガラスの上
に $0.372\mu\text{m}$ の Nb_2O_5 膜をマフネロ
ンスパッタ外に作成した導波路の
 TE_0 モードについての結果である。
円柱状、平板状いずれのプローブも
0.5mmの高さにおいては伝搬損失は
14.3 dB/cmと同じ値を示している。
円柱に対する結果は省略したが、平
板プローブと同様に高さを大きくする程
見かけの伝搬損失は減少するので誤差
となる。導波路が非常に長ければ、
プローブの高さが大きいても誤差は小さい
が、プローブの高さの教倍程度導波路
の前後の部分には測定しない方がよい。
(図1参照)

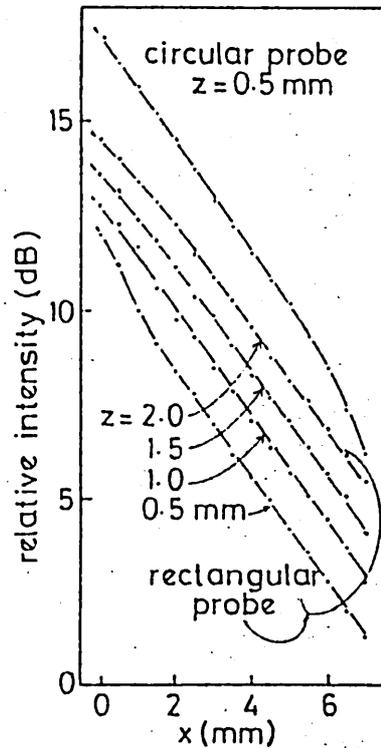


図10. 平板及び円柱プローブによる
伝搬損失測定の一例
(見やすくするために各曲線は上下に少し
ずらしてある。図5~9と同じ試料を
用いた。)

§3 理論的検討

プローブの出力を理論的に正確に記述し検討することは意外に面倒である。構造は単純でその応答も前記のように素直なので、簡単さに見えるのであるが、次のような難点がある。

- ① ストリフからプローブ下面に入射する散乱光は偏波において下面での反射係数が異なりプローブ内に入り込む光量が異なってくる。
- ② プローブ側面で全反射を繰り返しながら上面に進んでいくビームも反射のたびに偏波の割合が変化し、最後にプローブ上面からフォトセルに入射するときの反射量を算出するのは極めて厄介である。

以上の問題を含めてフォトセル出力がどのように定式化されるか、次に順を追って考えていこう。

3-1. ストリフからの出射光

平板状導波路からの光ビームの散乱には大きくわけて2つの原因がある。一つは表面の凹凸、他は導波路層内部の細かな不均質である。それぞれの原因による散乱パターンは詳細に計算される^{(4), (5)}が、現実の導波路の散乱がどちらの源からどの割合で起きているかを知ることは不可能に近い。そこで散乱パターンを知るためには実験に頼らざるを得ず、個々の導波路によってそれは全く異なるといふ方がない。

実際にいくつかの導波路について行なわれた実験報告もある^{(4), (5)}が、それだけ一般論を展開するわけにもいかない。(しかし空気中の散乱の指向性下けを問題にするのであれば上記の2つの理論及び2つの実験の示すところは大体次のようにまとめられよう。

- ① 進行方向つまり図11(a)の断面内でのパターンは $0 \leq \psi < \frac{\pi}{2}$ の範囲にだけピークを持つ。
- ② 横断面方向つまり図11(b)の断面内でのパターンは $\phi = 0$ にだけピークを持つ。

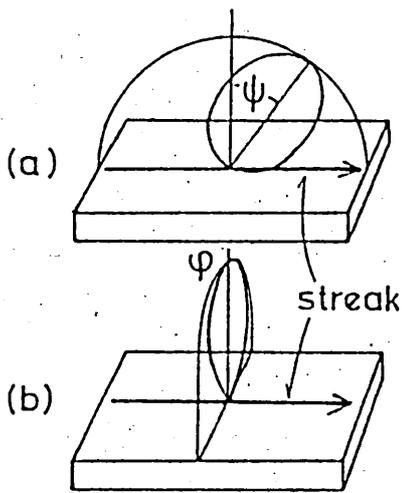


図11. スリットの放射パターン
 a) 入射面内
 b) 横断面内

次にこの散乱光がどのように偏光しているかについては理論的な検討は存在しないようである。前述の文献6に若干の実験報告があるが、相当に複雑な様相を呈しており、著者はいまこの結果を説明することはできないといる。

3-2. フロア下面に到達する光束

いま、偏波の向きはとかくとして矩形フロアの下面にとれた一つの光量に到達するか計算してみよう。簡単のためスリットは一次的に直線で表わされるものと考え図12のように座標及び角度を定める。

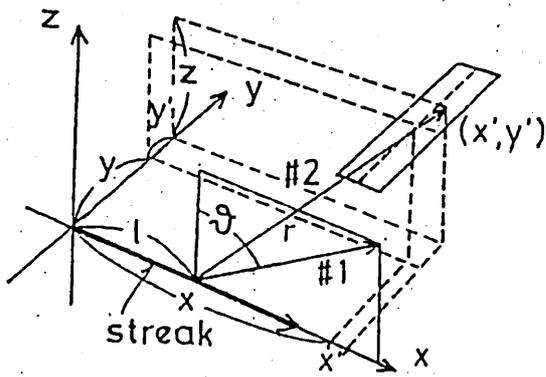


図12. フロア下面に照射する光束を計算する下の座標系

xz 面内にありスリット上の一点 $(l, 0, 0)$ を通り z 軸と角 θ を与える直線を #1 とする。その方向余弦は $(\sin \theta, 0, \cos \theta)$ である。又フロア下面の微小要素 $dx'dy'$ のフロアに関する位置座標を (x', y') として光源 $(l, 0, 0)$ と (x', y') を結ぶ直線を #2 とする。その方向余弦を (α, β, γ) とおけば図5)

$$\alpha = \frac{x+x'-l}{r}, \quad \beta = \frac{y+y'}{r}, \quad \gamma = \frac{z}{r} \quad (1)$$

$$r = \sqrt{(x+x'-l)^2 + (y+y')^2 + z^2} \quad (2)$$

となることがわかる。そこで #1 と #2 の可成角を α とすれば

$$\cos \alpha = \alpha \sin \theta + \gamma \cos \theta \quad (3)$$

が成立するので (1) を代入して

$$\cos \alpha = \frac{(x+x'-l) \sin \theta + z \cos \theta}{(x+x'-l)^2 + (y+y')^2 + z^2} \quad (4)$$

を得る。

散乱の指向性は前節に述べたように明確には定まらないが、最も単純で3-1節の手おめにも反しない分布を考えるならば、#1 の方向に最大値をもち、そこから角度の余弦に比例するものを仮定するのが妥当であろう。そうすれば $(l, 0, 0)$ に存在する光源 $I dl$ からプロ-7 下面の微小部分 $dx'dy'$ に入射する光束は

$$dP_i = I dl \cdot \frac{dx'dy' \cos \psi}{r^2} \cdot \cos \alpha \quad (5)$$

と書くことができる。右辺の2項は $dx'dy'$ を光源からみに立体角であり、 ψ は図12に示されているように光ロームと受光面の可成角である。式(1)より

$$\cos \psi = \frac{z}{r} = \frac{z}{\sqrt{(x+x'-l)^2 + (y+y')^2 + z^2}} \quad (6)$$

が成り立つことは明らかであろう。

3-3. プロ-7 中に入射する光束

プロ-7 下面に届いた光は一部反射され残りがプロ-7 中に入っていく。その反射率は偏波の向きによって異なるため、最終的にプロ-7 に入射する光量の影響を受ける。P 及び S 偏波に対する入射率(透過率)は

$$T_p = 1 - \frac{\tan^2(\psi - \psi')}{\tan^2(\psi + \psi')}, \quad T_s = 1 - \frac{\sin^2(\psi - \psi')}{\sin^2(\psi + \psi')} \quad (7)$$

$$\psi' = \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_g} \sin \psi \right)$$

で表わされる。ここで ψ は式(6)に示された入射角、 n_g はガラスアロ-アの屈折率である。よく知られているように p 偏波に対してはブリュ-スタ-角が存在しガラスの場合には $\psi \approx 56^\circ$ において全反射の光がアロ-ア中に入射するのに対し、s 偏波はそのあたりでは 85% の透過率となる。 $n_g = 1.5$ とし夫れに對する透過率を図 13 に示しておく。

入射光の何%が p 偏波、s 偏波であるかは 3-1. に述べたように不明なのでこれを得ず両者が等しい割合で混ざり合っているものと(式(7)の T_p と T_s の平均値をアロ-ア下面における透過率と考えることにしよう。それゆへ式(5)に

$$T = \frac{T_p + T_s}{2} \quad (8)$$

を乗じたものが光源 I_{00} からアロ-ア下面の $dx'dy'$ を通ってアロ-ア中に入る光束である。

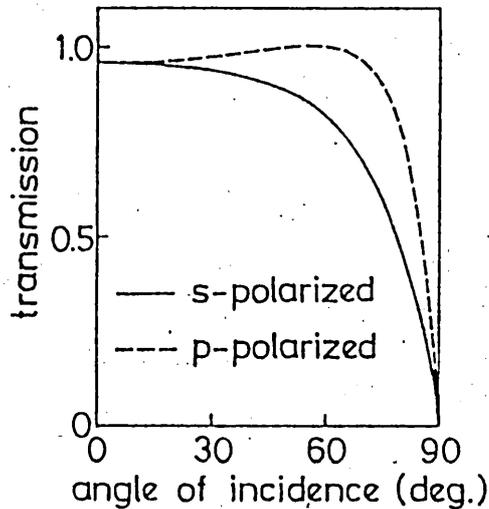


図 13. ガラス-空気境界面での透過係数の入射角依存性(偏光により異なる。)

3-4. アロ-ア側面の反射

アロ-ア下面から入射した光はその入射角が 0° 又は極めて 0° に近いもの以外は側壁で何度の反射を繰り返した後に上面より出射する。アロ-ア上面にフォトセルを接着剤で貼り付けるにしても、空気層を介してフォトセルに入射させるにしてもそこに屈折率の不連続が存在するので反射の影響を考えねばならない。その反射係数は前即同様偏波依存性を持っており、ある偏波のアロ-アへの入射光が上面に導かれたときにどのような偏波状態になるかを知り、それに對して透過係数を乗じなければならぬ。

700-7の面は図14のような
 x 面, yz 面及び図示されて
 ないがそれらに垂直な xy 面か
 ら成っている。光は必ず $-z$ 面か
 ら入射し $-z \rightarrow x \rightarrow y$, $-z \rightarrow x \rightarrow z$,
 $-z \rightarrow y \rightarrow -y \rightarrow x \rightarrow z$ 面などで
 反射され最後に z 面からとり
 出されフォトセルに入る。どのような
 面の反射を経るかは入射角と
 入射角 ψ 及び偏角 ϕ 更に700
 7の形状によって決まる。

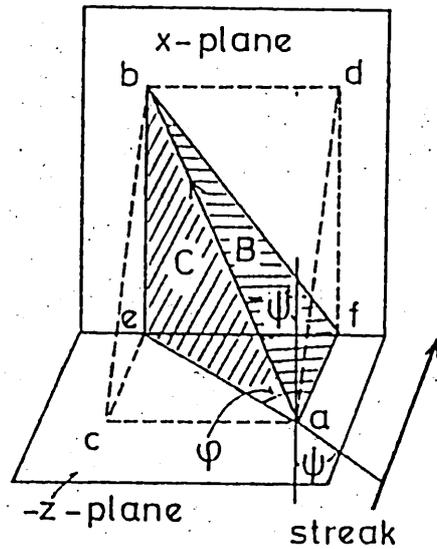


図14. 700-7の側面での光ビームの反射を
 計算するEoの座標系

図の5つに $-z \rightarrow x$ 面という
 経路をとる場合は実線で示し
 た4つの直角三角形におよ作られる
 四面体を用いて考えると理解し易い。斜線をほどこした2つの面BC
 の反射角を θ_{zx} としよう。 $-z$ 面に關するP偏波は直線abに垂直で
 C面に平行であり、 x 面に關するP偏波はabに垂直でB面に
 平行であるから両者は $\cos \theta_{zx}$ で結ばれる関係にある。一方S偏
 波は夫々C, B面に垂直であるから上の4つの成分は次のような関
 係で記述される。

$$\begin{cases} A_p^x = A_p^{-z} \cos \theta_{zx} - A_s^{-z} \sin \theta_{zx} \\ A_s^x = A_p^{-z} \sin \theta_{zx} + A_s^{-z} \cos \theta_{zx} \end{cases} \quad (9)$$

ここで例えは A_s^x とは x 面に關するS偏波の振幅を表わす。逆に
 $x \rightarrow z$ 面の場合も同様であり

$$\begin{cases} A_p^z = A_p^x \cos \theta_{zx} - A_s^x \sin \theta_{zx} \\ A_s^z = A_p^x \sin \theta_{zx} + A_s^x \cos \theta_{zx} \end{cases} \quad (10)$$

となる。

他の面の組み合わせ例えは $-z$ 面から y 面への経路は四面体
 $abce$, x 面から y 面への経路は四面体 $abdf$ を用いて偏波変
 換を考へることができる。結果だけ示すと。

$$\begin{cases} A_p^y = A_p^z \cos \theta_{yz} + A_s^z \sin \theta_{yz} \\ A_s^y = -A_p^z \sin \theta_{yz} + A_s^z \cos \theta_{yz} \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} A_p^y = A_p^x \cos \theta_{xy} + A_s^x \sin \theta_{xy} \\ A_s^y = -A_p^x \sin \theta_{xy} + A_s^x \cos \theta_{xy} \end{cases} \quad (12)$$

ここで θ_{yz} は面 C と面 abca の可成角, θ_{xy} は面 B と面 abd の可成角である。従って $\theta_{xy}, \theta_{yz}, \theta_{zx}$ の和は 180° となる。

次に各面への入射角を計算してみよう。図 14 のように $-z$ 面への入射角を ψ , 方位角を φ とすると前述の四面体 abef を利用して z 面への入射角は

$$\psi^z = \sin^{-1} \sqrt{1 - \sin^2 \psi^2 \cos^2 \varphi} \quad (13)$$

となることかわかる。ここで ψ^z は式 (7) に定義されている ψ である。 ψ は $\psi = 90^\circ$ のとき最大値となり $\sin^{-1}(1/n_g)$ であるから $\sin \psi^z \cos \varphi$ は必ず $1/n_g$ より小さく z 面への入射角 ψ^z は $\sin^{-1} \sqrt{1 - (1/n_g)^2}$ より大きい。これは $\sin^{-1} \{(1/n_g) \sqrt{n_g^2 - 1}\}$ と書き換えられるので $n_g^2 \geq 2$ の場合にはこの値は z 面の臨界角 $\sin^{-1}(1/n_g)$ より大きくなる。ガラスプロットは通常 $n_g \approx 1.5$ 等のこの条件を満足しプロット中に入射した光は z 面で全反射することかわかる。

一方 xy 面における入射角は同様に四面体 abce を用いて算出され

$$\psi^y = \sin^{-1} \sqrt{1 - \sin^2 \psi^2 \sin^2 \varphi} \quad (14)$$

となるので上と同様に xy 面においても全反射の条件が満たされている。なお yz 面においては当然 $-z$ 面における角 ψ^z に等しい。

以上において一旦プロットに入射した光は側面で全反射を繰り返して z 面から上へ導かれ、上端から取り出されるまで途中で外部に漏れ出る心配のないことはわかった。ここで問題の一つが生ずる。それは全反射においては反射係数は絶対値が 1 の複素数となり、P 及び S 偏波に対してその位相が異なることである。従って反射によって直線偏波は楕円偏波となるので前述のように反射面が

x, y, z 面を複雑に組み合わせられたものとなることと合わせると、 Γ 面- Γ 面上面に達した光の偏波方向を正確に把握することは極めて面倒であることがわかる。それゆえ、ここでは簡単のため、 Γ 面- Γ 面中で偏波の混合が完全に行なわれるものと考え、上面における透過係数は(8)式で与えられるものとする。図13のようにP及びS偏波に対して透過係数は大体等しいので、このような近似が許される。

3-5. フォトセル表面での反射

フォトセルの表面は光沢を持っており、入射光のすべて吸収されることは正しいのではないと思われる。表面保護層の屈折率が空気と異なれば、それだけ反射係数は増大するわけであり、図13のガラスのように角度依存性を持った透過係数が予想される。

そこで平行光線を入射光として出力電圧が一定になるように入射エネルギーを変えて角度依存性を測定してみたところ、図15のように、意外にも $\cos^2 \theta$ 曲線(図の理論値)と近いものが得られた。これは反射係数は角度依存性を持たず、垂直入射の場合と常に同じであることを意味している。

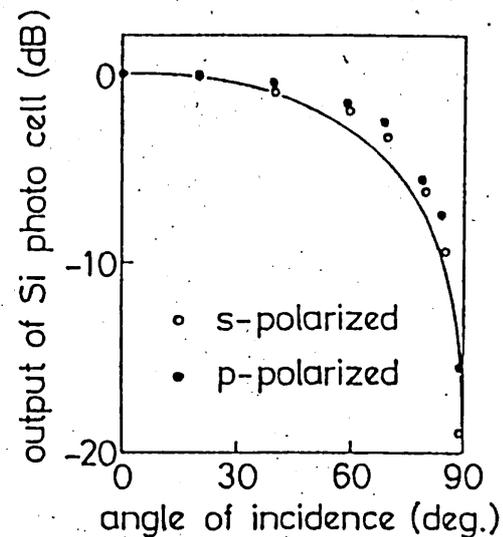


図15. Siフォトセルの入射特性 (5x5 mm 波松工業製 S642)

3-6. 検出器の総合特性

以上のようにガラス Γ 面- Γ 面下に到達する光束はわかるとしても、フォトセルに入射する光束は理論的に曖昧な部分が多いので測定してみたことにした。図16がその結果である。図中、理論値とあるのは、式(8)に示した透過係数と $\cos^2 \theta$ (θ は入射角)を乗じたものである。これは Γ 面- Γ 面から入射した光が何ら途中で損失を受けず、全てフォトセルに入射するというモデルに対応する。実験値と理論値の一致はかなりの良いので、このモデルを以下の理論計算に採用する。又、ストリークからの

散乱光は3-1.で述べたように無偏光であると仮定する。この場合、フォトセルへの入力はP及びS偏光に対する平均の透過率T(式(8))を用いて

$$P = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\infty} I_0 e^{-\alpha r} \frac{\cos \psi \cos \chi}{r^2} T d\alpha dx dy \quad (15)$$

という積分によって算出されることになる。ここでTはフォトセルの厚さ、Wは幅、 α はcmあたりの導波路損失である。これに関する積分は現実には無限大までできないので適当なところで打ち切る。

3-7. 計算結果

図17~20に平板及び円柱状フォトセルの両者について、実験結果の図5, 6, 7, 9に対応する計算結果を掲げた。図中変数 χ は先の実験に合わせてストリークの始点から5mm進んだ点を0としてある。また、図19と20の

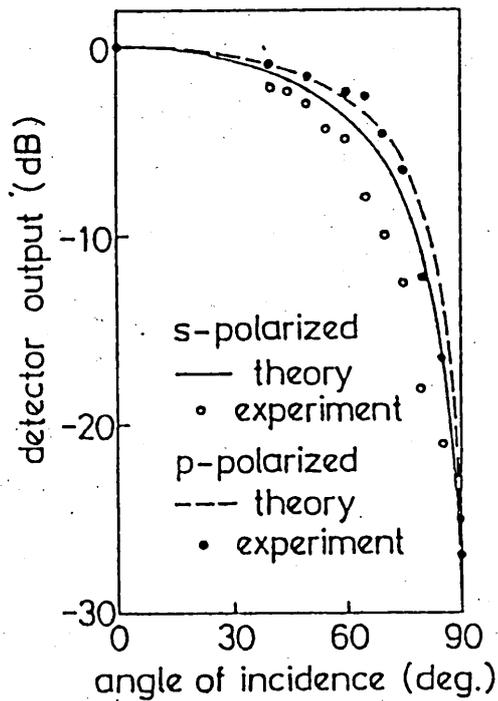


図16. 平板フォトセルを合わせた入射特性(フォトセル断面10x1mm 長さ25mm)

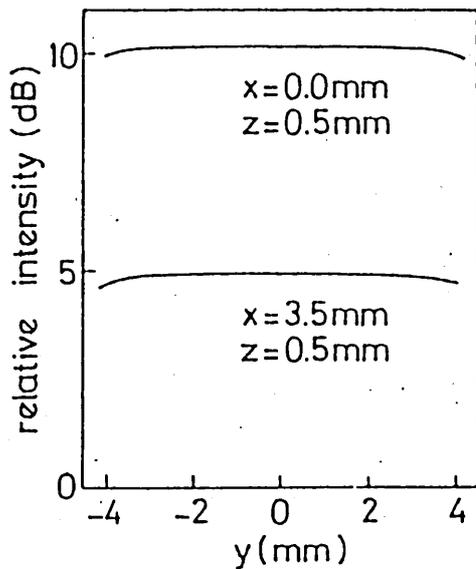


図17. 平板フォトセルの横方向に對する出力変化 (理論値, 断面10x1mm, 導波路損失15dB/cm)

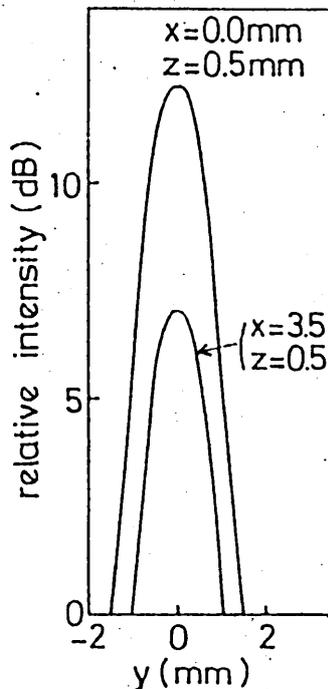


図18. 円柱フォトセル (理論値, 半径0.5mm 導波路損失15dB/cm)

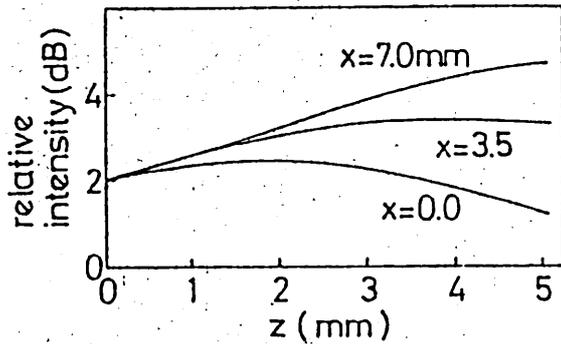


図19. 平板フロッフの高さ方向ずれに対する出力変化
(理論値, 断面 $10 \times 1 \text{ mm}$ 導波路損 15 dB/cm)

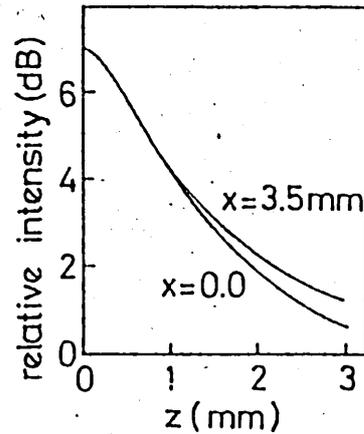


図20. 円柱フロッフ(理論値半径 0.7 mm
導波路損 15 dB/cm)

曲線は 7.9 と対応して縦軸をずらして同じ点から始まるようにしている。なお図12に示されているビームの最大値の方向 θ を 0° から 90° まで変えて平板フロッフに対する図7の結果と比べてみたが $\theta = 0^\circ$ とすると最も良く実験と合うので他の計算にも全てこの値を用いた。

実験と理論は完全に一致してはいないが、定性的にはよく合っている。例えば平板フロッフと円柱フロッフのz方向依存性の違いなど(図19, 20)が特徴的なる点として気付かれよう。

§4 あとがき

フレイチ光導波路の伝搬損失を測定する方法として、従来から広く用いられている「散乱光測定法」の一つ「散乱光フロッフ法」をとりあげ、簡単に正確な測定を行なうため、平板ガラスフロッフを用いることを提案した。この受光器は光ファイバフロッフに比べると「点」から「線」への転換であるということからできる。この「線」を導波路上の「線」であるストリークと直角に置いて掃引するため、極めて機械的偏倚に対して安定な測定を行なうことができる。

更にこのフロッフを単に光ファイバを太くしただけ、円柱ガラスフロッフと実験・理論の両面から比較し、その性能の可成り優れていることを示した。

今後、このプロトを用いた自動測定系を組み立て、一層の簡便化を図る予定である。

参考文献

- 1) J. E. Goell and R. D. Standley, "Sputtered Glass Waveguide for Integrated Optical Circuits", B.S.T.J. Briefs, vol. 48 (1969) pp. 3445-3448.
- 2) 中原, 宮崎, 赤尾, "RFスパッタリング法による λ -レベル光方向性結合器用 Nb_2O_5 薄膜の作製とその特性", 信学技報, OQE-78-57 (1978) pp. 1-8.
- 3) 吉中, 岡村, 山本, "TVカメラを用いた薄膜光導波路の伝搬損失測定", 昭58信学全大, 分冊4 (1983) p. 93
- 4) 末松, 古屋, 白田, 千葉, "光誘電体導波路の境界面 α 乱れによる散乱パターンと乱れの相周長 α 推定", 信学論誌 vol. 56-C-7 (1973) pp. 377-384
- 5) S. Miyanaga, M. Imai and T. Asakura, "Radiation Pattern of Light Scattering from the Core Region of Dielectric-slab-Optical Waveguides", IEEE J. of QE vol. 14-1 (1978) pp. 30-37
- 6) M. Gottlieb, G. B. Brandt and J. J. Conroy, "Out-of-Plane Scattering in Optical Waveguides", IEEE Trans on CAS vol. 26-12 (1979) pp. 1029-1035

JOSEPHSON HARMONIC MIXERS FOR HIGH SENSITIVE DETECTION OF MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVES

K. Fujisawa, S. Kita, Y. Kanemitsu and M. Takano

Dept. of Electrical Engineering, Faculty of Engineering Science, Osaka Univ., Toyonaka, Osaka 560, Japan

Josephson harmonic mixers are very promising for high sensitive detection of submillimeter waves, because in the submillimeter-wave region the fundamental mixing is generally difficult owing to the lack of proper local oscillators. As the Josephson junctions for submillimeter-wave detection, the Nb point contacts are considered to be most suited, mainly because of the good coupling to the submillimeter-wave radiations, the stiffness for rf heating and the high RI_C product, but they are fragile mechanically and thermally in the case of tunable types. Little is known about the general performance of Josephson harmonic mixers using point contacts, because the performance of them depends vitally on the characteristics of individual point contacts that are hard to be made controllably.

To clarify the performance of Josephson harmonic mixers including the noise properties, we have done a series of mixing experiments at the 70 GHz band, where the various measurements could be done easily and accurately. The results are described below. Also, we tried to make glass-sealed Nb point contacts that are strong for mechanical shocks and thermal cyclings, and obtained some promising results.

Performance of Josephson Harmonic Mixers Using Nb Point Contacts

A tunable-type Nb point contact was used for the mixing experiment to vary the characteristics of the junction, and it was installed in the standard 70 GHz waveguide. The 70 GHz radiations of the signal and the local oscillator (LO) in the case of fundamental mixing were guided through the waveguide to the point contact, while the subharmonic LO powers in the case of harmonic mixings were supplied to the point electrode of the junction through a coaxial line and an OSM connector attached to the waveguide mixer mount. Mixing experiments with harmonic numbers $N = 1 \sim 8$ were carried out using more than 20 junctions that had junction resistances of $10 \Omega \sim 120 \Omega$. The results are summarized as follows.

For even-harmonic Josephson mixers, the unbiased mixing operation was possible besides the usual biased operation for junctions with junction resistances over 30Ω . This operation was made possible by supplying an optimum LO power to suppress the zero-voltage current step completely. The optimum power range needed was rather narrow [1]. For this unbiased mixing operation, phenomenological explanations were given by theory and by simulation studies [2].

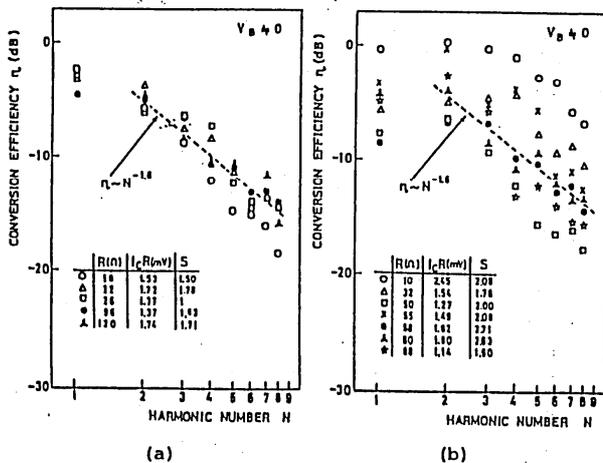


Fig. 1 Two types of dependence of the conversion efficiency η on the harmonic number N for the biased mixing operation.

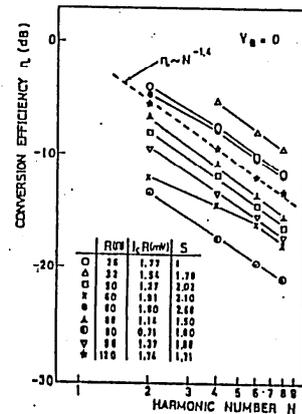


Fig. 2 Dependence of the conversion efficiency η on the harmonic number N for the unbiased mixing operation.

The conversion efficiency η of Josephson harmonic mixers was measured, and the dependence of η on N was obtained. For the biased operation, the dependence was classified into two types. In the one type (Type 1) η , in dB decreases almost linearly with N , while in the other type (Type 2) η takes the maximum value for $N = 2$, namely the 2nd harmonic mixer has the greatest conversion efficiency. The distinction seems to come from the junction resistance R . For $R > 90 \Omega$ or $R < 30 \Omega$, the Type 1 appeared as shown in Fig. 1a, while for $90 \Omega > R > 30 \Omega$ the Type 2 appeared as shown in Fig. 1b. In both cases, η decreases with N nearly as $\eta \sim N^{-1.6}$ for $N \geq 3$. For the unbiased operation, the dependence of η on N is shown in Fig. 2, and η decreases with N nearly as $\eta \sim N^{-1.4}$.

Noise Properties of Josephson 2nd-Harmonic Mixers

By an improved hot-cold noise injection method, the noise temperatures of Josephson 2nd-harmonic mixers were measured at 70 GHz. The improved points in the measurement are the followings: 1) insertion of a rf filter in front of the mixer to prevent the change of junction I-V characteristics in the case of hot noise injection, 2) calibration of the effects caused by the impedance mismatch and temperature difference between the junction and the IF amplifier, in determining output mixer noise temperature from the noise output of the IF amplifier.

Measured values of mixer noise temperatures along with the conversion efficiencies are listed in Table 1, where η_B denotes the conversion efficiency obtained by using the signal power and η_N denotes the one obtained by the hot-cold noise injection method. As the minimum value of mixer noise temperature, 121 K was recorded.

In Fig. 3, the dependence of the output noise temperature $T_{M,out}$ on R is shown for the biased and unbiased mixing operations. Under the biased operation, $T_{M,out}$ increases steeply with the decrease of R , while under the unbiased operation such a increase does not occur. In these experiments, R was varied by applying successive burn-in process to the same junction. Considering that the dc bias current increases with the decrease of R under the biased operation, it is plausible that the shot noise arising from the dc bias current might be responsible to this phenomenon.

Table 1 Measured mixer noise temperatures and conversion efficiencies of Josephson 2nd-harmonic mixers at 70 GHz.

JJ NO.	R (Ω)	$I_c R$ (mV)	BIASED OPERATION				UNBIASED OPERATION			
			R_D (Ω)	η_S (η_N) (dB)	$T_{M,out}$ (K)	T_M (K)	R_D (Ω)	η_S (η_N) (dB)	$T_{M,out}$ (K)	T_M (K)
1	100	1.90	44	-8.4 (-8.3)	117	809	40	-10.5 (-10.2)	115	1290
2	66	2.11	47	-7.3 (-7.0)	98	526	30	-9.8 (-9.7)	67	640
3	42	0.56	66	-5.7 (-5.0)	188	698	50	-11.5 (-11.4)	30	424
4	29	2.26	20	-7.6 (-7.9)	87	501	16	-9.7 (-9.5)	13	121
5	190	0.80	58	-9.0	33	262	50	-8.9	28	217
6	76	1.43	38	-8.6	68	493	34	-9.7	33	308
7	44	1.85	35	-8.4	135	927	25	-11.0	24	302
8	220	0.88	65	-9.8	43	401	55	-9.8	42	401
9	80	1.54	58	-9.1	85	691	36	-10.2	40	419
10	34	0.96	26	-7.7	134	789	24	-10.9	23	283

Glass-sealed Nb point contacts

Glass-sealed Nb point contacts shown schematically in Fig. 4 were made. They were strong mechanically and could bear several tens of thermal cyclings. Although their rf properties are to be improved furthermore, one of them showed a clear Shapiro step for the 312 GHz radiation.

References

1. S. Kita and K. Fujisawa, "Performances of Josephson junction harmonic mixers with harmonic numbers 1 - 8 at 70 GHz", Jpn. J. Appl. Phys., **21**, 497 (1982).
2. K. Fujisawa, Y. Ohmae and F. Shiota, "Phenomenological explanations for the unbiased operation of even-harmonic Josephson junction mixers", Jpn. J. Appl. Phys., **20**, L279 (1981).

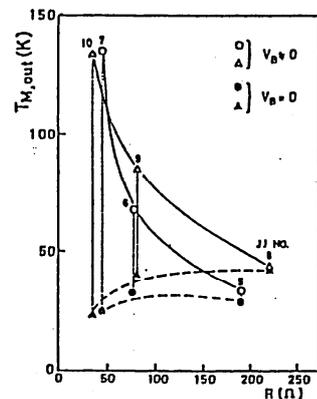


Fig. 3 Dependence of the output mixer noise temperature $T_{M,out}$ on the junction resistance R .

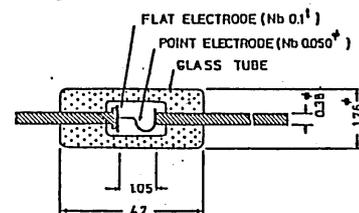


Fig. 4 Structure of a glass-sealed Nb point contact.

7ÈME CONFERENCE INTERNATIONALE
SUR LES
ONDES INFRAROUGES ET MILLIMETRIQUES

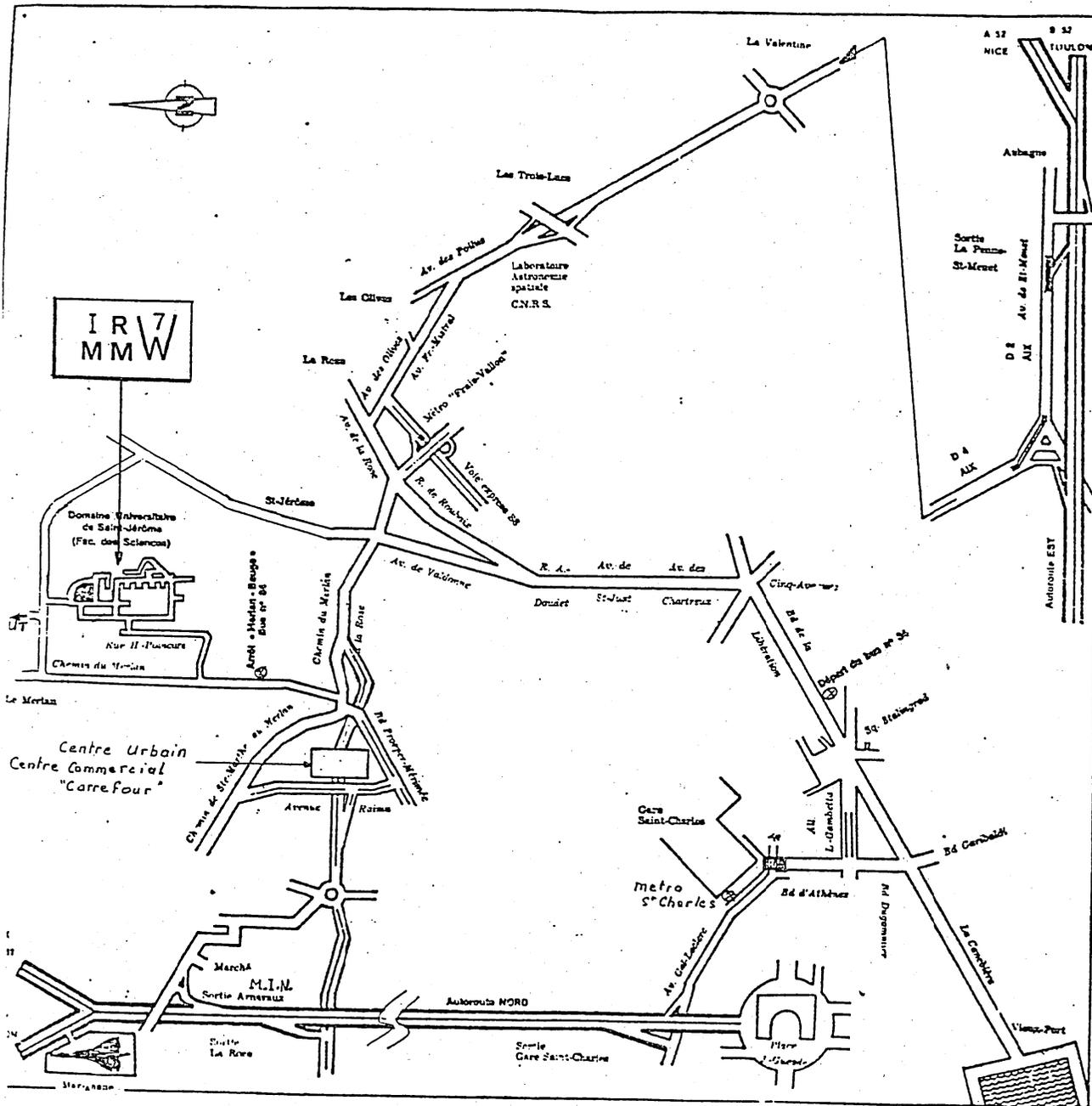
PROGRAMME PRELIMINAIRE

IR 7/
MMW


MARSEILLE
14-18 Fev83

PRELIMINARY PROGRAM

7TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON
INFRARED AND MILLIMETER WAVES



COMITES D'ORGANISATION
ORGANIZING COMMITTEES

- PRESIDENT D'HONNEUR
HONORARY PRESIDENT** Prof. J. DUCUING
- PRESIDENT
GENERAL CHAIRMAN** K.J. BUTTON (M.I.T. Cambridge, Mass)
- RESPONSABLE CONFERENCE
CONFERENCE CHAIRMAN** R. COULON (Univ. Marseille III)
- SECRETAIRES CONFERENCE
CONFERENCE SECRETARIES** G. BACHET (Univ. Marseille III)
X. GERBAUX (Univ. Nancy I)
- RESPONSABLE PROGRAMME
PROGRAM CHAIRMAN** A. HADNI (Univ. Nancy I)
- COMITE du PROGRAMME
PROGRAM COMMITTEE** R. ADDE (Univ. Paris XI)
J. TUCHENDLER (Univ. Paris XIII)
- COMITE INTERNATIONAL
INTERNATIONAL COMMITTEE** A. HADNI (Nancy), G. CHANTRY (Teddington)
L. GENZEL (Stuttgart),
F. KNEUBUHL (Zurich)
- CONSEIL CONSULTATIF
ADVISORY COMMITTEE** BOLOMEY (Gif), CHANIN (Verrières),
CHRISTY (Orsay), CONSTANT (Lille),
DOUCET (Palaiseau), ENCRENAZ (Paris), FOURRIER (Paris), GERVAIS (Orléans),
JIMENEZ (Orsay), LAMMARE (Verrières), LOULERGUE (Orsay),
MOURIER (Velizy), MORLOT (Nancy), PETIT (Marseille), PRADERE (Palaiseau),
RUTHMAN (Paris), VERON (Fontenay), WERTHEIMER (Lille)
- CONSEIL CONSULTATIF INTERNATIONAL
INTERNATIONAL ADVISORY COMMITTEE** R. GEICK (Würzburg),
D.J. BARRIS (Cardiff),
D.H. MARTIN (London), A. MITSUISHI (Osaka), K. MIZUNO (Sendai),
P.L. RICHARD (Berkeley), A.S. SIEVERS (Ithaca), F. STRUMIA (Pisa)
T.Y. TANG (Shanghai), M. VON ORTENGERG (Würzburg), H. YOSHINAGA (Osaka),
G.N. ZHIZHIN (Moscow), A.M. PROKHOROV (Moscow), M. INGUSCI (Pisa)

CONFERENCES INVITEES - INVITED PAPERS

Séance	Président	Conférencier	Titre de la Conférence
L1-1	Prof. YOSHINAGA	Prof. GENZEL	"Relaxation processes on a picosecond time scale in hemoglobin and poly-L-alanine observed by MM-wave spectroscopy"
LJ-2		Prof. SIEVERS	"Transitory and persistent IR spectral holes in crystalline solids containing localized vibrational modes"
L6-1	Dr. . BUTTON	Prof. KNEUBUHL	"Infrared emission of the terrestrial atmosphere"
L6-2		Prof. GRANATSTEIN	"Millimeter-Waves, sources for magnetic fusion reactors"
M1-1	Dr. . GEBBIE	Prof. RICHARDS	"Far infrared detectors . Are they sensitive enough ? "
M1-2		Prof. TOWNES	"Titre non parvenu"
M6-1	Dr. . CHANTRY	Prof. GORNIK	"Electrically pumped solid state IR and F IR sources"
M6-2		Prof. MOURIER	"Cyclotron amplifiers and oscillators"
W1-1	Prof. MITSUISHI	Prof. EVENSON	"Laser magnetic resonance F IR spectroscopy of atoms and molecules of astrophysical interest"
W1-2		Prof. GEICK	"Magnetic resonance in the millimeter wave range"
W6-1	Dr. . ZHIZINE	Prof. AKABANE	"Large millimeter wave antenna"
W6-2		Prof. ENCRENAZ	"Astrophysique dans le domaine spectral millimétrique et submillimétrique"
J1-1	Prof. SAKAI	Prof. CONVERT	"Solid state devices. The far infrared paradox"
J1-2		Prof. MIYASHITA	"Current status of optical Fiber Development"
J6-1	Prof. STRUMIA	Prof. BIRNBAUM	"The shape of pressure broadened atmosphere lines in the microwave and infrared regions"
J6-2		Prof. TANNENWALD et FETTERMANN	"Advances in millimeter and submillimeter technics"
V1-1	Prof. IRISOVA	Prof. BLANEY	"Industrial and non-research applications of near-millimeter and far-infrared radiation"
V1-2		Prof. VON ORTENBERG	"Spin-doping - Tool and possibilities in sub-millimeter spectroscopy"
V6-1	Prof. HARRIS	Prof. NUSINOVICH	"Prospects of increasing the operating frequency of Gyrotrons"
V6-2		Prof. IRISOVA	"Monochromatic Spectroscopy of Solids in the range of 0.3-4 mm"

POSTERS (Post deadline papers)

L11-1	A PROSPECT ANDALUSITE MASER FOR 80-120 GHz V.M. Shulga, S.A. Peskovatski and V.V. Myshenko <u>Kharkov, USSR</u>
L11-2	PUMP BEAM PROPAGATION IN SUBMILLI METRE WAVEGUIDES B.S. Frost, P.M. Gourlay, N.R. Heckenberg and S. Shanahan <u>St. Lucia, AUSTRALIA</u>
L11-3	M.M. AND S.M.H. SPECTROSCOPY ON THE FRASCATI TORUS P. Buratti, O. Tudisco <u>Rome, ITALIE</u>
L11-4	FREE ELECTRON MASERS WITH BRAGG REFLECTION RESONATORS V.L. Bratman, G.G. Denisov, N.S. Ginzburg, M.I. Petelin <u>Gorky, USSR</u>
L11-5	A FAR-INFRARED GRATING POLYCHROMATOR USING CONICAL DIFFRACTION H.W. Piekhaar, R.M.J. Sillen and Th. Oyevaar <u>Nieuwegein, THE NETHERLANDS</u> W. Werner <u>Delft, THE NETHERLANDS</u>
L11-6	Observation of Lower Hybrid waves by microwave coherent scattering G. Ichtchenko, P. O'Connor <u>Grenoble, FRANCE</u> M. Moresco, E. Zilli <u>Padova, ITALIE</u>
L11-7	MILLIMETER, SUBMILLIMETER, AND INFRARED DIAGNOSTICS ON TFTR L.C. Johnson, D.K. Mansfield, A. Semet, G. Taylor and P. Efthimion <u>Princeton, U.S.A</u> D. Boyd, A. Cavallo and F. Stauffer <u>College Park, U.S.A</u>
L11-8	ON THE EFFECT OF THE CLOUD MICROSTRUCTURE ON THEIR RADIO EMISSION IN THE MILLIMETER WAVE RANGE A.P. Naumov, V.S. Stankevich <u>Gorky, USSR</u>
L11-9	THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF THE DYNAMIC STARK EFFECT IN CH ₃ OH : INFLUENCE OF THE STRONG FIELD POLARISATION Y. Botzanowski, R. Catella, S. Giraud, V.P. Kaftandjian et J. POURCIN <u>Marseille, FRANCE</u>

		LUNDI				MARDI				MERCREDI				JEUDI				VENDREDI								
8.15		SEANCE INAUGURALE																8.30								
9.00	L1-1	CONFERENCES				M1-1	C O N F E R E N C E S			W1-1	R E N C E S			J1-1	E N C E S			V1-1	E S			9.15				
9.45	L1-2	INVITEES				M1-2	I N V I T E E S			W1-2	I N V I T E E S			J1-2	I N V I T E E S			V1-2	I N V I T E E S			9.15				
10.30		1/2 H C A F E				1/2 H C A F E												1/2 H C A F E				10.00				
11.00		1/2 H C A F E				M2	M3	M4	M5	W2	W3	W4	W5	W6	J2	J3	J4	J5	J6	V2	V3	V4	V5	V6	10.30	
		Biology Solids (Spectra) L2	Detectors L3	Plasma Diagnostic L4	Solid State Sources L5	Detectors M2	Atmosphere M3	Solids (Spectra) M4	Free Electron Oscillators M5	Solids (Spectra) W2	Instrumentation W3	Plasmas W4	Gyrotrons W5	WORKSHOP: Detectors W6	Instrumentation J2	Imaging J3	Atmosphere, Gases J4	Gyrotrons Free Elect. oscillat. J5	Lasers J6	Lasers V2	Solids (Spectra) V3	Techniques Instrumentation V4	Free Electron Oscillators V5	WORKSHOP: Atmospheric Transmission V6		
12.45		D E J E U N E E R																								12.45
14.15	L6-1	C O N F E R E N C E S				M6-1	C O N F E R E N C E S			W7-1	C O N F E R E N C E S			J7-1	C O N F E R E N C E S			V7-1	C O N F E R E N C E S			14.15				
15.00	L6-2	I N V I T E E S				M6-2	I N V I T E E S			W7-2	I N V I T E E S			J7-2	I N V I T E E S			V7-2	I N V I T E E S			15.45				
15.45		1/2 H C A F E																								15.45
16.15		L7	L8	L9	L10	L11	M7	M8	M9	M10	M11	W8	W9	W10	W11	W12	J8	J9	J10	J11	J12	V8	V9	V10	V11	16.15
		Atmosphere (Spectra)	Detectors.	Plasma Diagnostic	Gyrotrons	Poster Session	Gyrotrons	Astronomy	Solids (Spectra)	Lasers	Liquids	Instrumentation	Solid State Sources	Schottky Diodes	Solids	WORKSHOP: Gyrotrons-Free elec Lasers	Lasers	Solids (Spectra)	Schottky Diodes	Instrumentation	WORKSHOP: Solids	Free Electron oscillators	Lasers	Plasmas	Solids (Spectra)	
17.45																								18.00		
18.30																										18.30

DUREE DES EXPOSES
(Discussions incluses)

CONFERENCES INVITEES: 45 min.; KEY NOTES: 25 min.; COMMUNICATIONS: 15 min.

Sessions Parallèles

Lundi matin - Monday morning

11h

<p>L2 BIOLOGY, SOLIDS (SPECTROSCOPY) Pres.: Prof. SIEVERS</p>	<p>L3 DETECTORS Pres.: Dr. MELLAH</p>	<p>L4 PLASMA (DIAGNOSTIC) Pres.: Dr. VERON</p>	<p>L5 SOLID STATE SOURCES Pres.: Dr. MIZUNO</p>
<p>INTERACTIONS OF SUBMILLIMETRE WAVELENGTH RADIATION WITH SOME BIOMOLECULES. S.K.Husain, J.B.Hasted, D.Rosen, <u>London</u> E.A.Nicol, J.R. Birch, <u>Teddington, U.K.</u></p>	<p>KEY NOTE</p>	<p>KEY NOTE</p>	<p>KEY NOTE</p>
<p>THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE MILLI-METER WAVE ABSORPTION OF LYSOZYME. F.Kremer, A.Poglitsch, L.Genzel, <u>Stuttgart, F.R.G.</u></p>	<p>1 SUBMILLIMETER PHOTON DRAG DETECTION IN n-InSb. M.F.Kimmitt, F.I.M.Hammouda, A.M.A.Assar <u>Colchester, U.K.</u></p>	<p>1 FAR-INFRARED SCATTERING ON THE TEXT TOKAMAK. W.A.Peebles, D.Brower, D.Jungwirth, N.C. Luhmann, <u>Los Angeles, U.S.A.</u></p>	<p>1 SOURCES OF SUBMILLIMETER COHERENT RADIATION ON HOT EXCITONS IN CRYSTALS. G.K.Vlasov, S.G.Kalenkov, <u>Kiev, USSR.</u></p>
<p>THE NON-THERMAL INFLUENCE OF MILLIMETER WAVE RADIATION ON GIANT CHROMOSOMES. F.Kremer, C.Koschnitzke, L.Santo, P.Quick, A.Poglitsch, <u>Stuttgart, F.R.G.</u></p>	<p>2 InSb ELECTRON BOLOMETERS OPERATING ABOVE 4 K M.F.Kimmitt, A.M.A.Assar, F.I.M.Hammouda, <u>Colchester, U.K.</u></p>	<p>2 FAR FORWARD SCATTERING AT MILLIMETER WAVELENGTHS. C.X.Yu, B.W.James, W.A.Peebles, N.C.Luhmann, <u>Los Angeles, U.S.A.</u></p>	<p>2 THE USE OF TEMPERATURE COMPENSATED Ba₂Ti₉O₂₀ DIELECTRIC RESONATORS TO STABILISE W BAND MICROSTRIP OSCILLATORS. G.B.Morgan, <u>Cardiff, U.K.</u></p>
<p>TEMPERATURE DEPENDENT DIELECTRIC STUDIES ON POLYMERS BETWEEN 1 cm⁻¹ and 6 cm⁻¹. F.Kremer, A.Poglitsch, L.Genzel, <u>Stuttgart, F.R.G.</u></p>	<p>3 PLASMA DETECTOR FOR TEA CO₂ LASER PULSE MEASUREMENT. Y.Tsunawaki, M.Yamanaka, Y.Ichikawa, T.Iwasaki, M.Takai, A.Mitsuishi, S.Fujita, T.Yamanaka, <u>Osaka, Japan.</u></p>	<p>3 MULTICHANNEL FAR-INFRARED SCATTERING FROM DRIVEN WAVES IN THE MICROTOKAMAK H.Park, W.A.Peebles, C.X.Yu, B.W.James, R.J.Taylor, N.C.Luhmann, <u>Los Angeles, U.S.A.</u></p>	<p>3 A RIDGEGUIDE TRAVELING-WAVE IMPATT STRUCTURE FOR GENERATING MILLIMETER WAVES. J.SooHoo, <u>San Francisco, U.S.A.</u></p>
<p>INFRARED PROPERTIES OF QUARTZ FIBRES AND WOOL F.Thiébaud, F.K.Kneubühl, <u>Zürich, Switzerland.</u></p>	<p>4 NEUTRON TRANSMUTATION DOPED GERMANIUM BOLOMETERS. N.Palaio, E.E.Haller, <u>Berkeley, U.S.A.</u></p>	<p>4 ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENT OF COLD PLASMA IN A STRONG MAGNETIC FIELD USING E.C.R. A.Dorelon, - M.Lombardi, J.C.Maan, <u>Grenoble, France.</u></p>	<p>4 SPECTRA OF ELECTROMAGNETIC SURFACE WAVES AT A PERIODIC BOUNDARY OF A SEMICONDUCTOR PLACED IN A MAGNETIC FIELD. A.A.Bulgakov, S.I.Khankina, V.M.Yakovenko <u>Kharkov, USSR.</u></p>
<p>INVESTIGATION OF SPECTRAL AND RELAXATION CHARACTERISTICS OF HMBA Cr^{+V} RADICAL AT 150 GHz. A.A.Vertiy, Yu.P.Popkov and V.P.Shestopalov, <u>Kharkov, USSR.</u></p>	<p>5 FINLINE DETECTORS FOR FREQUENCIES UP TO 260 GHz. H.Meinel, H.Callsen, <u>Ulm, F.R.G.</u></p>	<p>5 MODELLING OF OPTICALLY THIN ELECTRON CYCLOTRON EMISSION IN TOKAMAKS. D.Y.Bartlett, L.Laurent, <u>Fontenay-aux-Roses, France.</u></p>	<p>5 GENERATION OF SUB-MILLIMETER SPACE CHARGE WAVES BY AN ELECTRON BEAM PASSING THROUGH A RANDOM MEDIUM. F.G.Bass, A.A.Bulgakov, S.I.Khankina, V.M.Yakovenko, G.M.Pritula, <u>Kharkov, USSR.</u></p>
<p>12.45</p>	<p>6 A NULL DETECTING SYSTEM FOR ABSOLUTE MEASUREMENT OF INFRARED RADIATION. M.M.Pradhan, R.K.Garg, <u>New Delhi, Inde.</u></p>	<p>6 EFFECTS OF A NON-MAXWELLIAN DISTRIBUTION ON THE EMISSION AND ABSORPTION MEASUREMENTS AT THE ELECTRON CYCLOTRON RANGE OF FREQUENCY IN IFR. R.Cano, S.Nowak, B.Zanfagna, <u>Fontenay-aux-Roses, France.</u></p>	<p>6 ON THE BEAM INSTABILITY OF TWO-DIMENSIONAL PLASMONS. N.N.Bolotski, S.N.Kharkovaki, V.M.Yakovenko <u>Kharkov, USSR.</u></p>

Lundi après-midi - Monday afternoon

L7 ATMOSPHERE (SPECTROSCOPY) Pres.: Dr LAMARRE	L8 DETECTORS Pres.: Dr FUJISAWA	L9 PLASMA DIAGNOSTIC (INSTRUMENTATION) Pres.: Dr BROSSIER	L10 GYROTRONS Pres.: Dr MOURIER	L11
EXCESS WATER VAPOUR ABSORPTION IN THE RANGE 50 TO 300 cm^{-1} . C.C.Zammit, <u>Oxford</u> , U.K. P.A.R. Ade, <u>London</u> , U.K.	KEY NOTE JOSEPHSON HARMONIC MIXERS FOR HIGH SENSITIVE DETECTOR OF MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVES. K.Fujisawa, <u>Osaka</u> , Japan.	A FEEDBACK-STABILIZED DUAL-BEAM IR LASER INTERFEROMETER. A.Yasuda, <u>Tokyo</u> , Japan K.Kawahata, <u>Nagoya</u> , Japan.	MILLIMETER-WAVE HARMONIC GYROTRON RESULTS N.C.Luhmann, JR., D.B.McDermott, D.S.Furuno, <u>Los Angeles</u> , U.S.A.	
INVESTIGATION OF THE WATER VAPOUR EXCESS ABSORPTION SPECTRUM IN THE ATMOSPHERIC TRANSPARENT WINDOWS IN THE RANGE OF 11+ 14.3 cm^{-1} . V.Yu.Katkov, V.Ya.Ryadov, N.I.Furashov, <u>Gorky</u> , U.R.S.S.	1 2	A SIX-CHANNEL FABRY-PEROT FOR TOKAMAK ELECTRON CYCLOTRON EMISSION MEASURE- D.V.Brille, P.Brossier, L.Laurent, M.Talvard, <u>Fontenay-aux Roses</u> , FRANCE	THEORY OF A HARMONIC GYROTRON USING AXIS-ENCIRCLING ELECTRONS. D.B.McDermott, N.C.Luhmann, JR., S.Y.Song, <u>Los Angeles</u> , U.S.A.	1 2
COMPARISON OF THE RESULTS OF SUMMER AND WINTER MEASUREMENTS OF ATMOSPHERIC WATER VAPOUR ABSORPTION AT THE WAVELENGTHS 1.15-1.55 μm . L.I.Fedoseev, L.M.Koukin, <u>Gorky</u> , USSR.	ASTONISHING SMALL BUT SENSITIVE SYSTEMS INTERACTING WITH MILLIMETER-SUBMILLIMETER WAVES : RYDBERG ATOMS IN CAVITY. P.Goy, J.M.Raimond, S.Haroche, M.Gross, <u>Paris</u> , France.	THE 10 CHANNEL GRATING POLYCHROMATOR FOR PDX TOKAMAK ELECTRON TEMPERATURE MEASUREMENTS. A. Cavallo, D.Boyd, J.Fischer, <u>College Park</u> , U.S.A.	RESULTS OF EXPERIMENTS ON HIGH POWER GYROTRON OSCILLATORS. M.E.Read, K.J.Kim, J.Levine, A.K.Ganguly, K.R.Chu, V.L.Granatstein, <u>Washington</u> , USA Y.Carmel, <u>College Park</u> , <u>Alexandria</u> , USA R.Seeley, J.Vomvoridis, <u>Alexandria</u> , USA	3 3
INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERIC ABSORPTION AT THE WAVELENGTHS 2.07 μm AND 3.34 μm . L.I.Fedoseev, I.V.Kuznetsov, <u>Gorky</u> , USSR.	GE : BE PHOTOCONDUCTORS: SINGLE CRYSTAL GROWTH AND DEVICE DEVELOPMENT. N.Haegel, E.E.Haller, <u>Berkeley</u> , USA.	STABILIZATION OF OPTICALLY-PUMPED 118.8- μm CH ₃ OH LASER FOR THE LASER INTERFEROMETER. S.Okajima, S.Makino, A.Sugito, <u>Aichi</u> , Japan A.Nishizawa, M.Kondo, T.Watanabe, H.Hirose, S.Kon, J.Fujita, <u>Nagoya</u> , Japan M.Yamanaka, <u>Osaka</u> , Japan.	A WIDEBAND MILLIMETER GYROTRON TRAVELING-WAVE AMPLIFIER EXPERIMENT IN FUNDAMENTAL MODE RECTANGULAR WAVEGUIDE. L.R.Barnett, C.R.Kyler, K.R.Chu, <u>Washington</u> , D.C., USA Y.Y.Lau, D.Dialetis, <u>McLean</u> , USA	4 4
NEAR-MILLIMETER WAVE PROPAGATION IN SNOW and RAIN. J.Nemarich, R.J.Wellman, D. Rocha, G.B.Wetzel, J.McDaniel, <u>Adelphi</u> , U.S.A. J.LaCombe, <u>Hanover</u> , U.S.A. R.O.Olsen, <u>White Sands</u> , U.S.A.	GE:GA PHOTOCONDUCTORS : DEVELOPMENT AND IDEAL PERFORMANCE. M.R.Hueschen, E.E.Haller, P.L.Richards, <u>Berkeley</u> , USA.	MICROWAVE REFLECTOMETER FOR DENSITY PROFILE MEASUREMENTS IN TOKAMAKS. R.Cano, F.Simonet, <u>Fontenay-aux-Roses</u> , France.	THE GYROTRON TRAVELING-WAVE AMPLIFIER AS AN ACTIVE CIRCULATOR. L.R. Barnett, <u>Washington</u> , D.C., USA Y.Y.Lau, <u>McLean</u> , USA J.M.Baird, <u>Salt Lake City</u> , USA	5 5
MILLIMETER-WAVE PROPAGATION THROUGH SNOW. H.Bruce Wallace, <u>Aberdeen Proving Ground</u> , U.S.A.	FAR INFRARED HETERODYNE DETECTION WITH GHz IF RESPONSE IN GE PHOTOCONDUCTORS. G.Dodel, J.Heppner, E.Holzhauser, <u>Stuttgart</u> , F.R.G. E.Gornik, <u>Innsbruck</u> , F.R.G.	THE HCN-LASER-INTERFEROMETER OF THE DIVERTOR TOKAMAK ASDEX. O.Gehre, <u>Garching</u> , F.R.G.	DETAILED MODELING OF A WIDEBAND GYROTRON TRAVELING WAVE AMPLIFIER. L.R.Barnett, K.R.Chu, <u>Washington</u> , D.C., USA D.Dialetis, <u>McLean</u> , USA	6 6
THE MEASUREMENT OF SCATTERING BY WATER DROPS, AND THE ATTENUATION BY FOG, AT 100 GHz. D.J.Harris, S.Pickard, <u>Cardiff</u> , UK.	OPTIMIZATION OF THE PERFORMANCE OF A 693 GHz HETERODYNE RECEIVER. H.P.Roeser, E.J.Durven, R.Wattenbach, G.V.Schultz, <u>Bonn</u> , F.R.G.	ECE-DIAGNOSTICS ON ASDEX : INSTRUMENTATION AND CALIBRATION. D.J.Campbell, A.Eberhagen, S.E.Kissel, <u>Garching</u> , F.R.G.	ENERGY CONSIDERATIONS - WHY A GYRO-TWT IS ESSENTIALLY A NON-LINEAR DEVICE. P.A.Lindsay, <u>London</u> , U.K.	7 7
		THE DIAGNOSIS OF TOKAMAK ELECTRON CYCLOTRON RADIATION BY GaAs SCHOTTKY DIODE HETERODYNE RECEIVER. Wang Shi Jie, Zhou Bao King, Zhang Hui Er, <u>Shangai</u> , CHINA		8

POSTERS
 communications hors délais - post deadline papers

Mardi matin - Tuesday morning

10.30

DETECTORS M2 Pres.: Dr RUTMAN	ATMOSPHERE M3 Pres.: Dr KITADE	SOLIDS (SPECTROSCOPY) M4 Pres.: Prof. MORLOT	FREE ELECTRON OSCILLATORS M5 Pres.: Prof. FOURRIER
<p>KEY NOTE</p> <p>1/F NOISE IN INFRARED RECEIVERS Ubersfeld, <u>Paris</u>, FRANCE</p>	<p>ATMOSPHERIC TRACE SPECIES MEASURED ABOVE HAUTE-PROVENCE OBSERVATORY. P.Marché, C.Meunier, A.Barbe, P.Jouve, <u>Reims</u>, France.</p> <p>TOTAL ATMOSPHERIC OZONE MEASURED BY GROUND BASED HIGH RESOLUTION INFRARED SPECTRA. COMPARISON WITH DOBSON MEASUREMENTS. A.Barbe, P.Marché, C.Meunier, P.Jouve, <u>Reims</u>, France.</p>	<p>KEY NOTE</p> <p>SUBMILLIMETER SPECTROSCOPY OF THE PHASE TRANSITION IN CRYSTALS. A.A.Volkov, <u>Moscow</u>, USSR.</p>	<p>KEY NOTE</p> <p>AN ELECTRON GUN FOR THE LEDATRON. H.Yonezawa, K.Mizuno, S.Ono, K.Sagae, <u>Sendai</u>, Japan.</p>
<p>KEY NOTE</p> <p>ELECTRO-THERMAL MODEL OF SEMI-CONDUCTOR BOLOMETERS. J.P.Torre, G.Chanin, <u>Verrières-le-Buisson</u>, France.</p>	<p>OBSERVATION OF THE CO-ROTATIONAL TRANSITION J = 5 - 6 IN THE UPPER ATMOSPHERE. R. Wattenbach, H.P.Roeser, E.J.Durwen, G.V.Schultz, <u>Bonn</u>, F.R.G.</p> <p>EQUIPMENT AND TECHNIQUE FOR GROUND BASED, MILLIMETER-WAVE SPECTROSCOPIC MEASUREMENTS OF TRACE CONSTITUENTS IN THE STRATOSPHERE. A.Parrish, R.deZafra, P.Solomon, J.W.Barrett, <u>Stony Brook</u>, USA</p>	<p>KEY NOTE</p> <p>INFRARED ABSORPTION IN SOLIDS. D. Billard, <u>Orléans</u>, France.</p>	<p>CERENKOV MASER. J.Walsh, E.Garate, R.W.Layman, R.Cook, <u>Hanover</u>, USA.</p> <p>CERENKOV LASER. J.Soln, <u>Adelphi</u>, USA.</p>
<p>MAGNETICALLY ENHANCED (Hg,Cd) Te HOT-ELECTRON BOLOMETERS. B.A.Weber, S.M.Kulpa, <u>Adelphi</u>, USA</p>	<p>USE OF SUBMILLIMETER SPECTROSCOPY FOR THE STUDY OF STRATOSPHERIC COMPOSITION. A. Bonetti, F. Forni, B. Carli, F. Mencaraglia, <u>Firenze</u>, Italie.</p>	<p>CHARACTERIZATION OF INFRARED ABSORPTION IN CRYSTALS BY A HIGH TEMPERATURE SPECTROSCOPY METHOD. D. Billard, <u>Orléans</u>, France.</p>	<p>STUDY OF GAIN, BANDWIDTH, AND TUNABILITY OF A MILLIMETER-WAVE FREE-ELECTRON LASER. S.H.Gold, W.M.Black, R.H.Jackson, V.L. Granatstein, H.P.Freund, P.C.Efthimion, A.K.Kinhead, <u>Washington</u>, USA.</p>
<p>COMPONENTS FOR MONOLITHIC MILLIMETER-WAVE RECEIVERS. S.E.Schwartz, <u>Berkeley</u>, USA.</p>	<p>GROUND-BASED OBSERVATION BY HETERODYNE DETECTION AT MILLIMETER WAVE LENGTHS OF MINOR CONSTITUENTS OF THE ATMOSPHERE. J.de La Noë, A.Baudry, <u>Bordeaux</u>, France P.Dierich, <u>Meudon</u>, France N.Monnanteuil, J.M.Colmont, <u>Lille</u>, FRANCE</p>	<p>FAR INFRARED ABSORPTION SPECTRA OF BARYUM FLUORIDE DOPED WITH YTTRIUM. G.Jeandel, A.Warin, G.Morlot, <u>Vandoeuvre-les-Nancy</u>, France.</p>	<p>FREQUENCY CONVERSION OF INFRARED COHERENT RADIATION WITH ACCELERATED ELECTRON BEAMS A.A.Varfolomeev, <u>Moscow</u>, USSR.</p>
<p>EIGENVALUE ANALYSIS OF NONRECIPROCAL COUPLING STRUCTURE. Sang Won Yun, Tatsuo Itoh, <u>Austin</u>, U.S.A.</p>	<p>ONE ISOTOPIC FORM OF FREON-12 (CL.35-CL.37) STUDIED IN AN ATMOSPHERIC WINDOW. Morillon-Chapey, <u>Orsay</u>, France H.Jones, <u>Ulm</u>, F.R.G.</p>	<p>NEAR-MILLIMETER WAVE MATERIALS CHARACTERIZATION USING FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY. G.J.Simonis, J.P.Sattler, T.L.Worchesky, R.P.Leavitt, <u>Adelphi</u>, USA</p>	<p>LARGE SIGNAL THEORY OF TWO-STAGE TAPE-RED TWT GYROTRON. A.K.Ganguly, S.Ahn, <u>Washington, DC</u>, USA.</p>
<p>THE DEVELOPMENT OF MILLIMETER-WAVE MASERS ON THE BASE OF NEW FUNCTIONAL ELEMENTS. N.T.Cherpak, V.V.Mishenko, S.A.Peskovatskii, V.P.Shestopalov, T.A.Saïrnova, <u>Kharkov</u>, USSR.</p>		<p>USING OF MULTILAYER STRUCTURES IN DIELECTRIC MEASUREMENTS ON SUBMILLIMETER WAVES. A.A.Volkov, G.V.Koslov, S.P.Lebedev, <u>Moscow</u>, USSR.</p>	

12.30

Mardi après-midi - Tuesday afternoon

	GYROTRONS M7 Pres.: Dr GRANATSTEIN	ASTRONOMY M8 Pres.: Dr BAUDRY	SOLIDS (SPECTROSCOPY) M9 Pres.: Prof. REGNIER	LASERS M10 Pres.: Dr JIMENEZ	LIQUIDS M11 Pres.: Dr HUONG
16.	KEY NOTE A 140 GHz, PULSED GYROTRON. R.J.Temkin, K.E.Kreischer, W.J.Mulligan, S.MacCabe, H.R.Fecterman, <u>Cambridge, USA</u>	MULTIPLICATEUR DE FREQUENCE A TRES HAUT RENDEMENT ($\approx 20\%$ POUR UN DOUBLEUR A 100 GHz). P.Encrenaz et al., <u>Meudon, France.</u>	KEY NOTE MONOCHROMATIC GENERATION OF HIGH- FREQUENCY PHONONS WITH A FAR INFRARED LASER. M.Engelhardt, K.F.Renk, <u>Regensburg,</u> F.R.G.	KEY NOTE CW OPTICALLY PUMPED MIR LASERS: PROS- PECTS AND RECENT DEVELOPMENTS. J.M.Lourtioz, F.Julien, J.Jimenez, <u>Orsay, FRANCE</u>	KEY NOTE FAR INFRARED SPECTRA OF LIQUID NITROGEN AT HIGH DENSITIES. Ph.Marteau, J.Obriot, F.Fondere, <u>Villetaneuse, France.</u>
	1	1	1	1	1
	POWERFUL SUBMILLIMETER-WAVE GYROTRONS : THEORY AND EXPERIMENT. Flyagin V.A., Luchinin A.G., Nusinovich G.S., <u>Corky, USSR.</u>	FAR-INFRARED SOLAR OBSERVATIONS WITH STRATOSPHERIC BALLOONS. C.Degiacomi, F.K.Kneubühl, <u>Zürich,</u> Switzerland D.Huguenin, E.A.Müller, <u>Geneva,</u> Switzerland.	INFRARED GENERATION OF SURFACE ACOUSTIC WAVES IN TRIGLYCINE SULFATE (TGS). S.Ungar; <u>Vandoeuvre-les-Nancy, France.</u>	MIR/FIR EMISSION PROCESSES IN AN EFFI- CIENT TEA CO ₂ -PUMPED NH ₃ CELL. F.Julien, J.M.Lourtioz, <u>Orsay, France.</u>	LOCAL FIELD EFFECT IN FAR INFRARED ABSORPTION OF POLAR LIQUIDS. G.Bossis, <u>Nice, France.</u>
	2	3	2	2	2
	STUDY OF A GYROMONOTRON OPERATING AT THE SECOND HARMONIC OF THE CYCLOTRON FREQUEN- CY FOR INCREASING EFFICIENCY AND POWER. Zhang Shi-Shang, Wu De-Shun, He Yue-Wang, Hong Wen-Jie, <u>Peking, CHINA</u>	SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF INTER- STELLAR MOLECULES WITH THE BORDEAUX MILLIMETRE-WAVE TELESCOPE. A.Baudry, <u>Bordeaux, France.</u>	ACOUSTIC-WAVE GENERATION IN LIQUIDS BY INFRARED LASERS. M.W.Sigrist, <u>Zürich, Switzerland.</u>	NEW LASER LINES AND IR-FIR MOLECULAR SPECTROSCOPY BY OPTICALLY PUMPING WITH WAVEGUIDE CO ₂ LASER. M.Inguscio, N.Ioli, A.Moretti, F.Strumia <u>Pisa, Italy.</u>	IR STUDY OF MOLECULAR INTERACTIONS ON THE PS SCALE. J.Vincent, <u>Paris, France.</u>
	3	4	3	3	3
	ANALYSIS OF GYROTRON AMPLIFIER WITH AN UNDULATE WAVEGUIDE. LiZhuang, Xu Cheng-He, <u>Peking, China.</u>	PLANETARY ATMOSPHERE SIMULATION - COLLISION INDUCED SPECTRA FOR THE H ₂ -He MIXTURE. G.Bachet, <u>Marseille, France.</u>	CIRCULAR POLARIZATION OF THE SPECTRAL THERMAL EMISSION FROM COBALT ALLOYS. R.Brönnimann, F.K.Kneubühl, <u>Zürich,</u> Switzerland.	A NEW C.W. FIR LASER, DCOF ; LASER LINES AND ASSIGNMENTS. H.Jones, <u>Ulm, F.R.G.</u> P.B.Davies, <u>Cambridge, U.K.</u>	PSEUDOROTATION AND CONFORMATIONS OF 1,3-DIOXOLANE AND 2-METHYL - 1,3-DIOXOLANE. P.V.Huong, O.Alameddine, <u>Bordeaux,</u> France.
	4	5	4	4	4
	A STUDY ON GYROTRON EFFICIENCY WITH TE ₀₀₁ MODE AND 2nd CYCLOTRON HARMONICS. Zhang Zhaoyi, Wu Daming, <u>Peking, CHINA.</u>	INTERSTELLAR MOLECULAR LINES DETECTED IN THE BAND 200 - 360 GHz. P.Vanden Bout, R.Loren, <u>Austin, USA</u> N.Erickson, <u>Amherst, USA</u>	NaNO ₃ LOW FREQUENCY REFLECTIVITY SPECTRA (9 - 100 cm ⁻¹). F.Brehat, B.Wyncke, <u>Vandoeuvre-les-</u> <u>Nancy, France</u> G.V.Kozlov, <u>Moscow, USSR.</u>	HOW DOES EMISSION START OR STOP IN A FIR LASER ? D.Dangoisse, P.Glorieux, M.Lefebvre, <u>Lille, France.</u>	MILLIMETER WAVE AND SUBMILLIMETER WAVE MEASUREMENTS OF COMPLEX DIELECTRIC PER- MITTIVITY OF SOME COOLANT FLUIDS. M.N.Afsar, J.Button, <u>Cambridge, USA.</u>
	5	6	5	5	5
45					
	6		6	6	

Jeudi matin - Thursday morning

10.30

J2 INSTRUMENTATION Pres.: Prof PETIT	J3 IMAGING Pres.: Dr LOULERGUE	J4 ATMOSPHERE, GAZ Pres.: Dr VINCENT	J5 FREE ELECTRON OSCILLATORS Pres.: Dr NUSINOVICH	J6 LASERS Pres.: Dr INGUSCIO
KEY NOTE ELECTROMAGNETIC THEORY OF GRATINGS AND INFRARED PHYSICS. R.Petit, <u>Marseille</u> , France.	LARGE DEPLOYABLE SPACE BASED ASTRONOMICAL TELESCOPE CONCEPTS. W.H.Alff, L.W.Bandermann, <u>Palo Alto</u> , USA J.P.Murphy, M.H.Kiya, <u>Moffet Field</u> , USA USE OF INFRARED CAMERA FOR THE STUDY OF BEHARD-MARANGONI CONVECTION. P.Cerisier, <u>Marseille</u> , France.	KEY NOTE REVIEW ONE COLLISION INDUCED ABSORPTION. R.Coulon, G.Bachet, <u>Marseille</u> , France.	NIGHT MOIR EYE BROADBAND WAVEGUIDE WINDOW. J.Y.L.Ma, M.H.Blanco, L.C.Robinson, <u>Sydney</u> , Australia. ON THE DESIGN OF TAPERED WAVEGUIDES AND OPEN RESONATORS FOR GYROTRONS. L.K.Divringi, M.Smith, <u>New Haven</u> , USA B.Bernstein, <u>Springfield</u> , U.S.A.	KEY NOTE FREQUENCY STABILITY LIMITATIONS OF OPTICALLY PUMPED LASERS DUE TO PUMP LASER INSTABILITY THROUGH DISPERSION EFFECT. B.Dahmani, A.Clairon, <u>Paris</u> , France.
SIMULATION OF MMW PHASED ARRAYS. V.J.Corcoran, <u>McLean</u> , U.S.A.	PROGRESS IN IMAGING ANTENNA ARRAYS. P.Neikirk, T.Tong, Chung-en Zah, Zeer Rav-Noi, B.Rutledge, <u>Pasadena</u> , USA E.Young, <u>Los Angeles</u> , USA.	ATMOSPHERIC TRANSMISSION STUDIES USING AN OPTICALLY PUMPED F.I.R. LASER AND BICONICAL SCHOTTKY-BARRIER DETECTOR. C.D.V.Thomas, <u>Sevenoaks</u> , U.K.	RESEARCH TOWARDS A GYROTRON TUNABLE FROM MILLIMETER TO SUBMILLIMETER WAVELENGTHS. G.F.Brand, C.Zhiyi, N.G.Douglas, M.Gross, J.Y.L.Ma, L.C.Robinson, <u>Sydney</u> , Australia	PRESENT STATUS OF FIR OPTICALLY PUMPED LASERS. F.Strumia, M.Inguscio, <u>Pisa</u> , Italy J.Button, <u>Cambridge</u> , USA.
METAL MESHES AS COUPLERS FOR SURFACE POLARITONS. H.D.Tegtmeier, M.Tacke, <u>Würzburg</u> , FRG.	FAR-INFRARED IMAGING. P.Young, Q.X.Zu, W.A.Peebles, N.C.Luhmann, <u>Los Angeles</u> , U.S.A. D.P.Neikirk, D.B.Rutledge, P.Tong, <u>Pasadena</u> , U.S.A.	CO ₂ CONTINUUM NEAR 4.3 μm : TEMPERATURE DEPENDENCE AND THEORETICAL ANALYSIS. C.Boulet, C.Cousin, R.Le Doucen, <u>Rennes</u> , F. N.Lacome, <u>Orsay</u> , France D.Robert, <u>Besançon</u> , France.	DIFFRACTION THEORY OF OPEN CAVITIES OF THE CIRCULAR AND COAXIAL WAVEGUIDE TYPE. Zhu Jin-Lin, <u>Peking</u> , China.	THE WAVEFRONT CURVATURE IN OPTICALLY PUMPED FIR LASERS. M.Tacke, <u>Würzburg</u> , F.R.G.
A HIGH-EFFICIENCY POLARISING INTERFEROMETER FOR FIR SPECTROSCOPY. K.Yoshihara, A.Kitade, <u>Nagoya</u> , Japan.	A FACILITY FOR EXPERIMENTAL ATMOSPHERIC PROPAGATION STUDIES AT NEAR-MILLIMETER WAVELENGTHS. F.L.Herat, J.Gibbons, P.C.Claspy, <u>Cleveland</u> , U.S.A.	ASYMETRY OF THE HF VIBRATION-ROTATION LINES PRESSURIZED BY MODERATE DENSITIES OF ARGON. C.Boulet, <u>Rennes</u> , France Ph.Harteau, <u>Villetaneuse</u> , France D.Robert, <u>Besançon</u> , France.	A NEW EXCITATION MECHANISM IN THE DIFFRACTION RADIATION GENERATOR-MICROWAVE FREE-ELECTRON LASER. Yu.I.Evdokimenko, K.A.Lukin, I.D.Revin, B.K.Skrynnik, V.P.Shestopalov, <u>Kharkov</u> , USSR.	THE EFFECT OF BUFFER GASES ON THE PERFORMANCE OF A HIGH POWER D ₂ O LASER. R.Behn, M.A.Dupertuis, I.Kjelberg, M.R.Siegrist, <u>Lausanne</u> , Switzerland P.D.Morgan, <u>Abingdon</u> , U.K. T.Okada, <u>Fukuoka</u> , Japan.
A SPECIAL DUAL-BEAM INTERFEROMETER WITH ACCESSORIES FOR MAGNETOPTICAL INVESTIGATIONS ON SMALL GAP SEMI-CONDUCTORS IN THE FAR INFRARED. H.Krenn, G.Bauer, <u>Leoben</u> , Austria.	PHASE AND AMPLITUDE FLUCTUATIONS IN NEAR-MILLIMETER GAUSSIAN BEAMS. A.Gasiewski, R.M.Manning, P.C.Claspy, L.Herat, <u>Cleveland</u> , U.S.A.	CALCULATION OF N ₂ O INFRARED ABSORPTION PROFILE. N.Lacome, A.Levy, <u>Orsay</u> , France C.Boulet, <u>Rennes</u> , France.	THE DOPPLER-EFFECT IN A NONRELATIVISTIC DIFFRACTION RADIATION GENERATOR-FREE ELECTRON LASER. K.A.Lukin, <u>Kharkov</u> , USSR.	MULTIMODE PHENOMENA OF OPTICALLY-PUMPED LASERS. M.A.Dupertuis, M.R.Siegrist, <u>Lausanne</u> , Switzerland. R.Salomaa, <u>Helsinki</u> , Finland.
THE "STRIP-LINE" - A NEW TOOL FOR OPTICAL ANALYSIS OF MAGNETIC PHASE TRANSITIONS. H.Möllendorf, <u>Stuttgart</u> , F.R.G. W.Staguhn, J.Thielemann, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble</u> , France.	QUALITY CRITERION FOR INFRARED IMAGING SYSTEMS. M.Fouilloy, M.Perrin, <u>Le Plessis Robinson</u> , France.	THE MEASUREMENT OF THE MEAN VALUE OF TEMPERATURE AND CLOUD MOTION VELOCITY BY REMOTE SENSING AT MICROWAVES. S.A.Zhevakin, V.V.Stroganov, <u>Gorky</u> , USSR	THEORY AND NUMERICAL MODELING OF A COMPACT, LOW FIELD, HIGH FREQUENCY GYROTRON. P.Vitello, W.Miner, A.Drobot, <u>McLean</u> , USA	ANALYSIS OF THE 13-30 μm PULSE GENERATION BY STIMULATED RAMAN SCATTERING IN A p-H. MULTIPLE PASS CELL. H.Tashiro, K.Toyoda, S.Namba, <u>Saitama</u> , Japan.
MILLIMETRIC CARCINOTRONS IN THE SCIENTIFIC FIELD. E.Epszstein, Ph.Guidée, <u>Boulogne-Billancourt</u> , FRANCE	MILLIMETRE WAVE IMAGING LENS ANTENNA. R.J.Dewey, J.A.Clarke, <u>Red Hill</u> , U.K.			LASER ACTION IN SPECTRAL RANGE 16.4 - 21.2 μm. D.G.Bakanov, A.I.Fedosejev, A.O.Koulikov, A.I.Odintsov, <u>Moscow</u> , USSR.
AUTOMATIC BACKWARD-WAVE TUBE SUBMILLIMETER-BAND SPECTROPOLARIMETER. E.A.Vinogradov, D.A.Lukyanov, <u>Moscow</u> , USSR.				

12.45

Jeudi après-midi - Thursday afternoon

LASERS		SOLIDS (SPECTROSCOPY)		SCHOTTKY DIODES		INSTRUMENTATION			
J8	J9	J10	J11	J12	J12	J12	J12	J12	J12
Pres.: Dr PRADERE		Pres.: Dr ALLEN		Pres.: Dr ADDE		Pres.: Dr KREMER			
16.15	KEY NOTE FREQUENCY STABILIZATION OF SEMICONDUCTOR LASER AND ITS APPLICATION TO HIGH RESOLUTION SPECTROSCOPY. T.Tako, M.Ohtsu, H.Tsuchida, <u>Tokyo, Japan.</u>	KEY NOTE FAR-INFRARED OPTICAL PROPERTIES OF QUENCHED GERMANIUM. T.Hattori, A.Mitsuishi, <u>Osaka, Japan.</u>	KEY NOTE INFRARED FREQUENCY MEASUREMENT WITH SCHOTTKY DIODES. C.O.Weiss, <u>Braunschweig, F.R.G.</u>	FABRY-PEROT INTERFEROMETER FOR FAR INFRARED SPECTROSCOPY. H.Blancher, G.Bachet, R.Coulon, <u>Marseille, France.</u>					
	1	1	1	1					
	TUNABLE RAMAN FIR LASERS USING ISOTOPES OF CH ₃ F. R.Izatt, K.Deka, <u>Tuscaloosa, U.S.A.</u>	THE FAR INFRARED OPTICAL CONSTANTS OF GaAs AT 6 and 300K. H.Jamshidi, T.J.Parker, <u>London, U.K.</u>	KEY NOTE PROGRESS REPORT ON METAL-OXIDE-METAL (M-O-M) DETECTOR TECHNOLOGY : (1966-1983) J.W.Dees, J.C.Wiltse, <u>Atlanta, USA.</u>	MILLIMETER WAVE INDEX OF REFRACTION MEASUREMENTS WITH A POLARIZING MACH-ZEHNDER INTERFEROMETER. J.Simonis, C.Redman, <u>Adelphi, USA.</u>	2				
	2	2	2	2					
	INTRACAVITY DOUBLE RESONANCE EXPERIMENTS WITH A CH ₃ OH SMM LASER. P.Bernard, R.Izatt, <u>Québec, Canada.</u>	STUDY OF LATTICE ANHARMONICITY IN InP BY DISPERSIVE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY H.Jamshidi, C.Patel, T.J.Parker, <u>London, U.K.</u>	INVESTIGATION OF DIFFERENT SCHOTTKY BARRIER DIODES IN A SUBMILLIMETER HETERODYNE RECEIVER. E.J.Durven, H.F.Roeser, R.Wattenbach, G.V.Schultz, <u>Bonn, F.R.G.</u>	HIGHLY EFFICIENT COUPLING TO SURFACE PLASMON MODES IN THE FAR-INFRARED. R.J.Seymour, J.Krupczack, <u>Waltham, USA</u> G.I.Stegeman, <u>Tucson, USA.</u>	3				
	3	3	3	3					
	THEORY ON DISTRIBUTED FEEDBACK LASERS. S.Gnepf, F.K.Kneubühl, <u>Zürich, Switzerland.</u>	QUANTUM CYCLOTRON RESONANCE IN SILICON. J.Leotin, A.Poirier, <u>Toulouse, France</u> V.Rössler, <u>Regensburg, F.R.G.</u>	EXTERNAL REFLECTORS FOR FIR RADIATION GUIDED BY A DIELECTRIC SHEET. K.O.Dohnke, M.Tacke, <u>Würzburg, F.R.G.</u>	FEED HORNS FOR GAUSSIAN BEAM OPTICS ABOVE 100 GHz. R.Wylde, <u>London, U.K.</u>	4				
	4	4	4	4					
	HELICAL DISTRIBUTED FEEDBACK LASER. H.P.Preiswerk, F.K.Kneubühl, <u>Zürich, Switzerland.</u> M.Lubanski, <u>Gdansk, Poland.</u>	NONLINEAR F-I.R. MAGNETO-ABSORPTION IN n-GaAs. C.R.Pidgeon, A.Vass, G.R.Allan, W.Prettl, <u>Edinburgh, U.K.</u>	BACK-RADIATION FROM A SCHOTTKY VARISTOR EXCITED IN THE SUBMILLIMETER REGION. A.Kreisler, E.Dudouit, M.Pyée, <u>Paris, France.</u>	SUBMILLIMETER BWT-SPECTROMETER "EPSILON". Y.G.Goncharov, G.V.Kozlov, S.P.Lebedev, V.A. Mal'Tse, <u>Moscow, USSR.</u>	5				
	5	5	5	5					
	NEW HIGHLY EFFICIENT OUTCOUPLING SYSTEM FOR OPTICALLY PUMPED FIR WAVEGUIDE LASERS AT $\lambda < 40 \mu m$. H.Sigg, H.Bluysen, A.v.Etteger, <u>Nijmegen, The Netherlands.</u>	POWER BROADENING AND NONLINEAR F.I.R. MAGNETO-PHOTOCONDUCTIVITY IN n-GaAs. W.Prettl, A.Vass, G.R.Allan, C.R.Pidgeon, <u>Edinburgh, U.K.</u>	ENHANCEMENT OF PRINTED CIRCUIT ANTENNA GAIN FOR MILLIMETER WAVE APPLICATIONS. N.G.Alexopoulos, D.Jackson, <u>Los Angeles, U.S.A.</u>	SLOT-MODE PROPAGATION CHARACTERISTICS IN CYLINDRICAL SLOT-LINES. G.I. Komar, A.I.Nosich, V.P.Shestopalov <u>Kharkov, USSR</u>	6				
	6	6	6	6					
18.									

TABLE RONDE - WORKSHOP

Pres.: Dr BIRCH - SOLID STATE SPECTROSCOPY IN THE FAR INFRARED

Mercredi matin - Wednesday morning

10.30

<p>SOLIDS (SPECTROSCOPY)</p> <p>W2</p> <p>Pres.: Dr RENK</p>	<p>INSTRUMENTATION</p> <p>W3</p> <p>Pres.: Dr CHRISTY</p>	<p>PLASMA</p> <p>W4</p> <p>Pres.: Dr KASPAREK</p>	<p>GYROTRONS</p> <p>W5</p> <p>Pres.: Prof DOUCET</p>	<p>W6</p>
<p>KEY NOTE</p> <p>FAR INFRARED SPECTRA OF FERROELECTRIC CRYSTALS.</p> <p>A.Hadni, <u>Nancy</u>, France.</p> <p style="text-align: right;">1</p>	<p>KEY NOTE</p> <p>AN INDUSTRIAL QUALIFIED FIR LASER SCANNER FOR HIGH-VOLTAGE CABLE INSPECTION.</p> <p>P.K.Cheo, <u>East Hartford</u>, USA.</p> <p style="text-align: right;">1</p>	<p>MEASUREMENT OF ION SPECTRA IN A THERMAL PLASMA USING CO₂ LASER SCATTERING AND COHERENT DETECTION.</p> <p>W.Kasperek, E.Holzhauser, <u>Stuttgart</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">1</p>	<p>QUASI-OPTICAL CYCLOTRON HARMONIC MASER.</p> <p>N.A.Ebrahim, Z.Liang, J.L.Hirshfield, <u>New Haven</u>, U.S.A.</p> <p style="text-align: right;">1</p>	
<p>FAR INFRARED FREQUENCY DOUBLING.</p> <p>A.Mayer, F.Keilmann, <u>Stuttgart</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">2</p>	<p>PHOTOGRAPHIC DETECTION OF INFRARED SURFACE POLARITONS.</p> <p>F.Keilmann, <u>Stuttgart</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">2</p>	<p>INVESTIGATION OF LONG WAVELENGTH DENSITY FLUCTUATIONS IN TOSCA TOKAMAK BY-CW CO₂ LASER PROBE.</p> <p>D.E. Evans, <u>Abingdon</u>, U.K. E.J. Doyle, <u>Cork</u>, Ireland D.Frigione, <u>Frascati</u>, Italy M.von Hellermann, <u>Essen</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">2</p>	<p>TWO-FREQUENCY GYRO-KLYSTRON.</p> <p>R.C.Lee and J.L.Hirshfield, <u>New Haven</u>, U.S.A.</p> <p style="text-align: right;">2</p>	
<p>HIGH-TEMPERATURE INFRARED INVESTIGATIONS OF GADOLINIUM MOLIBDATE BY SCANNING INTERFEROMETRY.</p> <p>W.Kaczmarek, <u>Poznan</u>, Poland F.Gervais, J.L.Servoin, <u>Orléans</u>, France.</p> <p style="text-align: right;">3</p>	<p>INFRARED TO VISIBLE UP-CONVERSION USING GaP LIGHT EMITTING DIODES.</p> <p>W.Eisfeld, U.Werling, W.Prettl, <u>Regensburg</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">3</p>	<p>FAR-FORWARD SCATTERING FROM PLASMA FLUCTUATIONS USING A DETECTOR ARRAY AND COHERENT SIGNAL PROCESSING AT 10 μ.</p> <p>M.v.Hellermann, J.Gülker, <u>Essen</u>, F.R.G. E.Holzhauser, <u>Stuttgart</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">3</p>	<p>INTERPRETATION OF SCATTERING EXPERIMENTS ON THE W7-A STELLARATOR.</p> <p>J.A. How, <u>Garching</u>, F.R.G.</p> <p style="text-align: right;">4</p>	<p>TIME DEPENDENT, MULTI MODE ANALYSIS OF GYROTRONS AND KLYSTRONS IN OPTICAL CAVITIES.</p> <p>W.M.Manheimer, <u>Washington, D.C.</u>, USA B.Levush, A.Bondeson, E.Ott, <u>College Park</u>, U.S.A.</p> <p style="text-align: right;">4</p>
<p>FAR INFRARED REFLECTIVITY SPECTRA OF SODIUM NITRITE IN THE TEMPERATURE RANGE FROM 30 K TO 500 K.</p> <p>M.El Sherif, F.Brehat, B. Wyncke, <u>Nancy</u>, France G.V.Kozlov, <u>Moscow</u>, USSR.</p> <p style="text-align: right;">4</p>	<p>OPTICAL CONSTANT MEASUREMENTS IN NEAR MILLIMETER WAVELENGTH REGION USING QUASI-OPTICAL TECHNIQUES.</p> <p>J.M.Dutta, C.R.Jones, H.Dave, <u>Durham</u>, U.S.A.</p> <p style="text-align: right;">4</p>	<p>MAGNETOPLASMA SURFACE WAVE ANALYSIS FOR AN H-GUIDE STRUCTURE CONTAINING SEMI-CONDUCTOR.</p> <p>W.L.Hwang, D.M.Bolle, <u>Bethlehem</u>, U.S.A.</p> <p style="text-align: right;">5</p>	<p>A NEW 8 mm SECOND HARMONIC GYROMONOTRON USED FOR PLASMA HEATING.</p> <p>Zhang Jin-Lin, Yu Shi-Xuan, Guan Jian, <u>Beijing</u>, CHINA</p> <p style="text-align: right;">5</p>	
<p>TEMPERATURE INFLUENCE ON THE LOW FREQUENCY SPECTRA OF TRIGLYCINE SULPHATE AND TRIGLYCINE SELENIATE.</p> <p>X.Gerboux, A.Hadni, <u>Nancy</u>, FRANCE</p> <p style="text-align: right;">5</p>	<p>A LIQUID HELIUM CRYOSTAT FOR FAR INFRARED DISPERSIVE REFLECTION MEASUREMENTS ON SOLIDS.</p> <p>H.Jamshidi, T.J.Parker, <u>London</u>, U.K.</p> <p style="text-align: right;">5</p>		<p>POWER MILLIMETRIC GYROTRONS.</p> <p>G.Faillon, G.Mourier, <u>Boulogne-Billancourt</u>, France.</p> <p style="text-align: right;">6</p>	
<p>VIBRATIONS AND FERROELECTRICITY IN SOME PEROVSKITE PHASES.</p> <p>Y.Repelin, E.Husson, <u>Chatenay-Malabry</u>, France.</p> <p style="text-align: right;">6</p>	<p>A REGULATED TEMPERATURE CRYOSTAT (1.6-270 K) FOR TRANSMISSION AND REFLEXION STUDIES OF CRYSTALS IN THE FAR INFRARED.</p> <p>B.Wyncke, P.Strimer, M.EL SHERIF, F. Brehat, C.Jacquot, <u>Nancy</u>, FRANCE</p> <p style="text-align: right;">6</p>		<p>250 kW HIGH EFFICIENCY GYROTRON OSCILLATOR OPERATING AT 60 GHz.</p> <p>W.J.DeHope, P.E.Ferguson, V.A.Matranga, J.J.Sandoval, J.J.Tancredi, <u>Torrance</u>, U.S.A.</p> <p style="text-align: right;">6</p>	
<p>CONTRIBUTION OF THE VIBRATIONAL SPECTROSCOPY TO THE KNOWLEDGE OF SOLID PHASES. APPLICATION TO SOME MIXED OXIDES FAMILIES.</p> <p>E.Husson, Y.Repelin, <u>Chatenay-Malabry</u>, France.</p> <p style="text-align: right;">7</p>	<p>TUNABLE FILTER FOR SUBMILLIMETER WAVELENGTH REGION.</p> <p>V.Natale, G.Ventura, <u>Firenze</u>, Italy.</p> <p style="text-align: right;">7</p>			

12.30

TABLE RONDE - WORKSHOP

Pres.: Dr CHANIN - ESTABLISHING STANDARDS FOR CRYOGENICALLY COOLED WIDE BAND DETECTORS.

Mercredi après-midi - Wednesday afternoon

16.15

INSTRUMENTATION W8 Pres.: Dr MIYASHITA	SOLID STATE SOURCES W9 Pres.: Prof CONSTANT	SCHOTTKY DIODES W10 Pres.: Prof PYEE	SOLIDS W11 Pres.: Prof TUCHENDLER	W12
KEY NOTE MID-INFRARED GLASS OPTICAL FIBERS. C.Brehm, M.Cornebois, P.Dupont, C.Le Sergent, J.P.Parant, Marcoussis, France.	MODELING OF AVALANCHE INJECTION AND TRANSIT TIME DEVICES OVER 100 GHz. D.Lippens, E.Constant, <u>Villeneuve</u> <u>d'Ascq, France.</u>	KEY NOTE SCHOTTKY DIODE, MIXERS TECHNOLOGY FOR THE MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVE REGION. B.J.Clifton, <u>Cambridge, U.S.A.</u>	KEY NOTE MAGNETO-SPECTROSCOPY OF N-TYPE $Cd_{0.9}Mn_{0.1}Se$. H.D.Drew, T.Ichigichi, <u>College Park,</u> <u>U.S.A.</u>	
KEY NOTE AN UNTUNED CAVITY FOR BROAD BAND ABSORP- TION MEASUREMENTS WITHOUT MODE STIRRING. J.R.Birch, <u>Teddington, U.K.</u> G.Bechtold, F.Kremer, A.Poglitsch, <u>Stuttgart, F.R.G.</u>	THE STREAMING INSTABILITIES IN THE SHORT SEMICONDUCTOR DIODES. V.Grzinskis, A.Reklaitis, <u>Vilnius,</u> <u>USSR.</u>	KEY NOTE DISPERSION OF THE SATURATED CURRENT IN GaAs FROM D.C. TO 1200 GHz. S.J.Allen, Jr., C.L.Allyn, H.H.Cox, F.DeRosa, G.E.Mahoney, Murray Hill, U.S.A.	MAGNETO SPECTROSCOPY IN $Cd_{1-x}Mn_xSe$. G.Belle, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble,</u> <u>France</u> R.R.Galazka, <u>Warsaw, Poland.</u>	
A HIGH-RESOLUTION FABRY-PEROT INTERFERO- METER FOR THE MILLIMETER/SUBMILLIMETER REGION. N.G.Douglas, <u>Sydney, Australia.</u>	RADIATION OF MILLIMETER WAVE HARMONICS BY SMALL SEMICONDUCTOR SAMPLES IN DC MAGNETIC FIELD. R.Brazis, A.Mironas, <u>Vilnius, USSR.</u>	CRYOGENICALLY COOLED LOW-NOISE RECEIVER AT 230 GHz. H.S.Berger, M.V.Schneider, <u>Holmdel,</u> <u>U.S.A.</u>	MAGNETO OPTICAL INVESTIGATIONS ON $Hg_{1-x}Mn_xSe$. W.Staguhn, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble, France</u> W.Dobrowolski, R.R.Galazka, <u>Warsaw, Poland</u>	
A HIGH-RESOLUTION FABRY-PEROT INTERFERO- METER FOR THE MILLIMETER/SUBMILLIMETER REGION. N.G.Douglas, <u>Sydney, Australia.</u>	NON-LINEAR EXCITATION OF MAGNETOPLASMA- TYPE SURFACE POLARITONS IN GaAs IN MIL- LIMETER-WAVE RANGE. V.Ambrzeviciene, R.Brazis, V.Gaidelis, A.Kunigelis, <u>Vilnius, USSR.</u>	CHARACTERISTICS OF METAL-SEMICONDUCTOR JUNCTIONS FOR MM-WAVE DETECTION. H.Zirath, E.Kollberg, <u>Gothenburg, Sweden</u> M.V.Schneider, A.Y.Cho, <u>Holmdel, USA</u> A.Jelenski, <u>Warszawa, Poland.</u>	SUBMILLIMETER-MAGNETO SPECTROSCOPY ON $Pb_{1-x}Mn_xS$ G.Karczewski, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble,</u> <u>France</u> R.R.Galazka, <u>Warsaw, Poland.</u>	
A HIGH PRECISION HYDRAULIC MOVING MIRROR DRIVE FOR USE IN FOURIER TRANSFORM SPEC- TROSCOPY. N.J.Burton, C.L.Mok, T.J.Parker, <u>London,</u> <u>U.K.</u>	HOT ELECTRON BUNCHING IN MOMENTUM SPACE IN CROSSED AC ELECTRIC AND DC MAGNETIC FIELDS. R.Brazis, P.Shiktorov, <u>Vilnius, USSR.</u>	THE POINT CONTACT DIODE AT LASER FRE- QUENCIES. M.Inguscio, K.M.Evenson, D.A.Jennings, F.R.Peterson, <u>Boulder, U.S.A.</u>	PLASMON EXCITATION IN CADMIUMARSENIDE. R.Schleijpen, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble,</u> <u>France</u> M.Gelten, F.A.P.Blom, <u>Eindhoven,</u> <u>The Netherlands.</u>	
PRECISION ENHANCEMENT IN 8 MM INTERFERO- METRY. Y.Maham, D.Bourret, J.F.Regnier, A.Dravet, R.Sempere, <u>Montpellier,</u> <u>France.</u>	A VERSATILE QUASI-OPTICAL MIXER. J.M.Dutta, C.R.Jones, H.Dave, <u>Durham, U.S.A.</u>	IMPORTANT ASPECTS IN LOW-NOISE MM-WAVE MIXER DESIGN. V.Raisänen, O.Lehto, <u>Helsinki, Finland.</u>	SPIN-FLIP TRANSITIONS IN CADMIUMARSENIDE J.Thielemann, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble,</u> <u>France</u> F.A.P.Blom, <u>Eindhoven, The Netherlands.</u>	
SUBMILLIMETER PHASE SPECTRA OF METALLIC GRIDS. A.A.Volkov, B.P.Gorshunov, W.G.Chamber, <u>Moscow, USSR.</u>	SUBMILLIMETER MAGNETOSPECTROSCOPY OF TELLURIUM UNDER HYDROSTATIC PRESSURE. M.I.Eremets, S.G.Ljapin, A.M.Shirokov, <u>Troitsk, USSR</u> U.Steigenberger, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble, France</u> E.A.Vinogradov, Y.V.Kosichkin, <u>Moscow</u>	SUBMILLIMETER MAGNETOSPECTROSCOPY OF TELLURIUM UNDER HYDROSTATIC PRESSURE. M.I.Eremets, S.G.Ljapin, A.M.Shirokov, <u>Troitsk, USSR</u> U.Steigenberger, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble, France</u> E.A.Vinogradov, Y.V.Kosichkin, <u>Moscow</u>	SUBMILLIMETER MAGNETOSPECTROSCOPY OF TELLURIUM UNDER HYDROSTATIC PRESSURE. M.I.Eremets, S.G.Ljapin, A.M.Shirokov, <u>Troitsk, USSR</u> U.Steigenberger, M.v.Ortenberg, <u>Grenoble, France</u> E.A.Vinogradov, Y.V.Kosichkin, <u>Moscow</u>	

18.15

TABLE RONDE - WORKSHOP

Pres.: Prof DOUCET - CYCOTRONS AND FREE ELECTRON LASERS

Vendredi matin - Friday morning

10.30

V2 LASERS Pres.: Dr TAKO	V3 SOLID (SPECTROSCOPY) Pres.: Dr BIRCH	V4 TECHNIQUES (INSTRUMENTATION) Pres.: Prof WERTHEIMER	V5 FREE ELECTRON OSCILLATORS Pres.: Dr GERBAUX	V6
KEY NOTE PERIOD DOUBLING CHAOS IN A CW He-Ne LASER C.O.Weiss, H.King, <u>Braunschweig</u> , F.R.G.	KEY NOTE STUDY OF AMORPHOUS INSULATING SPIN GLASSES BY MAGNETIC RESONANCE IN THE MILLIMETER RANGE. J.Tuchendler, <u>Paris</u> , FRANCE	KEY NOTE PRECISE MILLIMETER WAVE MEASUREMENTS OF COMPLEX DIELECTRIC PERMITTIVITY OF LOW LOSS SOLIDS. M.N.Afsar, K.J.Button, <u>Cambridge</u> , USA.	MILLIMETER WAVE RADIATION FROM AN INTENSE RELATIVISTIC ELECTRON BEAM. Y.Carmel, A.Bromborsky, <u>Adelphi</u> , U.S.A. A. Gover, <u>Tel Aviv</u> , ISRAEL V.L.Granatstein, M.E.Read, S.H.Gold, <u>Washington, D.C.</u> , U.S.A.	1
GROUND STATE LASING IN NH ₃ . G.D.Willenberg, <u>Braunschweig</u> , F.R.G.	PROPAGATION EFFECTS AND MAGNETOSTATIC MODES IN FERROMAGNETIC RESONANCE OF K ₂ CnF ₄ . Th.Grieb,P.Fehr, K.Strobel, R.Geick, <u>Würzburg</u> , F.R.G.	HETERODYNE SPECTROMETER FOR THE 10 μ m REGION. D.Courtois,C.Thiebeaux,A.Delahaigue, P.Jouve, <u>Reims</u> , France.	INFRARED FREE ELECTRON LASER (FEL) WITH RAPID BUILDUP OF OSCILLATIONS. J.McAdoo, <u>Adelphi</u> , U.S.A. V.L.Granatstein, S.Gold, <u>Washington,D.C.</u> , U.S.A. A. Gover, <u>Tel Aviv</u> , ISRAEL	2
4-LEVEL FIR LASERS. G.D.Willenberg, <u>Braunschweig</u> , F.R.G.	STUDY OF THE MAGNETIC STRUCTURE OF Rb ₂ CrCl ₄ BY MEANS OF MAGNETIC RESONANCE IN THE MILLIMETER WAVE RANGE. W.Kullmann, N.Lenz, K.Strobel, R.Geick, <u>Würzburg</u> , F.R.G.	HIGH RESOLUTION MOLECULAR SPECTROSCOPY IN THE SUBMILLIMETRE REGION. B.Carli,F.Forni,F.Mencaraglia, <u>Firenze</u> , Italy. M.Carlotti,G.Di Lonardo,A.Trombetti, <u>Bologna</u> , Italy.	A CYCLIC FREE ELECTRON LASER RADIATION SOURCE. P.Sprangle, <u>Washington,D.C.</u> , U.S.A. D.Chernin, <u>Springfield</u> , U.S.A.	3
TUNABLE CH ₃ F FAR INFRARED LASER. B.G.Danly, R.J.Temkin, B.Lax, <u>Cambridge</u> , U.S.A.	THE EFFECT OF DIAMAGNETIC Cd ²⁺ IMPURITIES ON THE ANTIFERROMAGNETIC RESONANCE OF Rb ₂ MnCl ₄ . R.Girwidz, K.Strobel, R.Geick, <u>Würzburg</u> , F.R.G.	SYSTEM FOR THE FREQUENCY MEASUREMENT OF THE SUB-MM TRANSITION ³ p ₁ - ³ p ₀ OF MG. E.Bava,A.De Marchi,A.Godone,G.D.Rovera, <u>Torino</u> , Italy.	NON LINEAR ANALYSIS OF FREE ELECTRON LASERS WITH AN AXIAL GUIDE FIELD H.P. Freund, <u>Washington</u> , U.S.A.	4
CW LASER EMISSION EXCITED BY TWO-PHOTON PUMPING AND STIMULATED RAMAN SCATTERING. G.D.Willenberg, <u>Braunschweig</u> , F.R.G.	THE FIR VIBRATIONAL ABSORPTION OF IRRADIATED Si AND B-DOPED GaAs SUBJECTED TO SUCCESSIVE ANNEALS. G.A.Gledhill, <u>London</u> , U.K. R.C.Newman, <u>Reading</u> , U.K. G.Z.Zhang, <u>Guangzhou</u> , China.	IDENTIFICATION OF FIR LASER LINES ORIGINATING FROM TORSIONALLY EXCITED STATES OF OPTICALLY PUMPED CH ₃ OH. J.O.Henningsen, <u>Copenhagen</u> , Denmark.	TWO-DIMENSIONAL CALCULATION OF THE FREE ELECTRON LASER OSCILLATOR Cha-Mei Tang and P. Sprangle, <u>Washington, D.C.</u> U.S.A.	5
OPTICAL BISTABILITY AND Q-SWITCHING OF AN N ₂ O-LASER WITH NH ₃ -INTERNAL ABSORBER. J.W.Won, <u>Braunschweig</u> , F.R.G.	MAGNETOOPTIC STUDY OF FERROMAGNETIC SEMICONDUCTOR CdCr ₂ Se ₄ IN SUBMILLIMETER WAVEBAND. E.A.Vinogradov,V.G.Veselago,N.A.Irisova, C.A.Lukyanov, <u>Moscow</u> , USSR.	FIR AND RF FREQUENCY MEASUREMENTS IN OPTICALLY PUMPED LASERS M. Inguscio, N. Ioli, A. Moretti, F. Strumia, I. Longo, <u>Pisa</u> , Italy	THREE DIMENSIONAL THEORY OF FREE-ELECTRON LASERS WITH AN AXIAL GUIDE FIELD P. Sprangle, <u>Washington D.C.</u> U.S.A. H.P. Freund, <u>Mc Lean</u> , U.S.A. S. Johnston, <u>New-York</u> , U.S.A.	6
THEORY OF TUNABLE FIR LASER Lin Yikun, Qiu Bingshen, Gong Di, Guo Bingyin, <u>Guangzhou</u> , CHINA	ANTIFERROMAGNETIC RESONANCE (AFMR) IN THE INTERMEDIATE STATE OF MnF ₂ . V.M.Naumenko, V.V.Eremenko, A.V.Klochko, <u>Kharkov</u> , USSR.	HIGH RESOLUTION FIR SPECTRUM OF CH ₃ OH G. Moruzzi, F. Strumia, <u>Pisa</u> , Italy C. Bonetti; B. Carli, F. Mencaraglia, <u>Firenze</u> , Italy H. Carlotti, G. Di Lonardo, A. Trombetti <u>Bologna</u> , Italy		7

12.30

TABLE RONDE - WORKSHOP
Pres. Dr BIRNBAUM, Dr GEBBIE - ATMOSPHERE TRANSMISSION IN THE FAR INFRARED

Vendredi après-midi - Friday afternoon

<p>FREE ELECTRON OSCILLATORS</p> <p>V8</p> <p>Pres.: Dr LUKIN</p>	<p>LASERS</p> <p>V9</p> <p>Pres.: Dr LOURTIOZ</p>	<p>PLASMAS</p> <p>V10</p> <p>Pres.: Dr HOW</p>	<p>SOLIDS (SPECTROSCOPY)</p> <p>V11</p> <p>Pres.: Dr AFSAR</p>
<p>NON-LINEAR EFFECTS IN WIGGLER-FREE FREE ELECTRON LASERS.</p> <p>L.Friedland, A.Fruchtman, <u>Jerusalem</u>, ISRAEL</p> <p>1</p>	<p>STABILITY-OUTPUT POWER RELATION IN INJECTION LOCKING OF A TEA-CO₂ LASER</p> <p>T. Shimada, H. Tashiro, K. Toyoda and S. Namba, <u>Saitama</u>, JAPAN</p> <p>1</p>	<p>IN-WAVEGUIDE INSTRUMENTS FOR INFRARED AND MILLIMETRE TOKAMAK INSTRUMENTS</p> <p>HOW J.A., Morey I.J., <u>Canberra</u>, AUSTRALIA</p> <p>1</p>	<p>THE OPTICAL CONSTANTS OF SOME COMMERCIAL MATERIALS AT MILLIMETRE AND SUBMILLIMETRE WAVELENGTHS</p> <p>J.R. Birch, <u>Teddington</u>, UK J. Lesurf, <u>London</u>, UK</p> <p>1</p>
<p>KINETIC THEORY OF ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE MASER WITH QUASI-OPTICAL CAVITY</p> <p>Shenggang Liu, <u>Chengdu</u>, CHINA</p> <p>2</p>	<p>HIGHLY TUNABLE CW CO₂ WAVEGUIDE SYSTEM FOR-OPTICAL PUMPING OF FIR/MIR TRANSITIONS</p> <p>J.J. Jimenez, J.M. Lourtioz, D. Bouchon and R. Adde, <u>Orsay</u>, FRANCE</p> <p>2</p>	<p>A TWO-SCANNING MIRROR MICHELSON INTERFEROMETER FOR PLASMA DIAGNOSTICS.</p> <p>J.A.How, <u>Canberra</u>, AUSTRALIA L.B.Witchbourn, <u>Lindfield</u>, AUSTRALIA</p> <p>2</p>	<p>MULTITRANSITIONAL PROCESSUS OBSERVATION AT LOW FREQUENCIES.</p> <p>P.Vergnat, D.Vergnat-Grandjean, <u>Nancy</u>, FRANCE</p> <p>2</p>
<p>AN ANALYTICAL NON LINEAR MODEL OF THE DIFFRACTION RADIATION GENERATOR - FREE-ELECTRON LASER</p> <p>A.S. Bakye, K.A. Lukin, and V.P. Sheshtopalov, <u>Kharkov</u>, USSR</p> <p>3</p>	<p>AMPLIFICATION AND SATURATION OF CW CO₂ WAVEGUIDE LASERS AND AMPLIFIERS</p> <p>N. Ioli, M. Pellegrino, and F. Strumia <u>Pisa</u>, ITALY</p> <p>3</p>	<p>A 337 μm DENSITY INTERFEROMETER FOR THE LT-6 TOKAMAK</p> <p>Whitbourn L.B., <u>Canberra</u>, AUSTRALIA</p> <p>3</p>	<p>RESONANCE EFFECTS OF CONDUCTION ELECTRONS IN MAGNETICALLY ORDERED SEMICONDUCTORS AT INFRARED AND SUBMILLIMETER WAVES</p> <p>F.G. Bass, V.L. Falko, and I.N. Oleinik, <u>Kharkov</u>, USSR</p> <p>3</p>
<p>A NON LINEAR, NONSTATIONARY THEORY OF THE DIFFRACTION RADIATION GENERATOR - FREE FREE-ELECTRON LASER</p> <p>A.S. Bakye, K.A. Lukin, and V.P. Sheshtopalov, <u>Kharkov</u>, USSR</p> <p>4</p>	<p>TUNABILITY CHARACTERISTICS OF CARBON DIOXIDE WAVEGUIDE LASERS USING DIFFRACTION GRATINGS</p> <p>A.H. Holohan and S.L. Prunty, <u>Cork</u>, IRELAND</p> <p>4</p>	<p>MEASUREMENT OF DENSITY FLUCTUATIONS IN THE LT4 TOKAMAK BY HCN LASER SCATTERING</p> <p>How J.A., <u>Canberra</u>, AUSTRALIA Whitbourn L.B., <u>Lindfield</u>, AUSTRALIA</p> <p>4</p>	<p>STIMULATED SURFACE DISTORTION SCATTERING</p> <p>F. Keilmann, <u>Stuttgart</u>, F.R.G.</p> <p>4</p>
<p>CONTROLLED ELECTRON DYNAMIC FOR FEL APPLICATIONS WITH AN EXTERNAL AXIAL FIELD</p> <p>L. Vallier, <u>Palaiseau</u>, FRANCE</p> <p>5</p>	<p>WAVEGUIDE CO₂ LASER WITH FOX-SMITH MODE SELECTOR</p> <p>G. Merkle and J. Heppner, <u>Stuttgart</u>, FRG</p> <p>5</p>	<p>385 μm D₂O LASER THOMSON SCATTERING PLASMA DIAGNOSTIC</p> <p>P. Woskoboinikow, W.J. Mulligan, R. Erickson, D.R. Cohn, R.J. Temkin, H.R. Fetterman and B. Lax, <u>Cambridge</u>, U.S.A.</p> <p>5</p>	<p>I R SPECTRA OF THE VITREOUS COMPOUNDS [(1-x)-x] Li₂O, x CdO, x P₂O₅</p> <p>C. Garrigou-Lagrange, <u>Talence</u>, FRANCE B. Elouadi, M. Ouchetto, <u>Rabat</u>, MAROC</p> <p>5</p>
<p>GAUSSIAN APPROXIMATION OF THE WAVEGUIDE EH₁₁ MODE PATTERN IN THE FAR-FIELD</p> <p>P.J. Belland, <u>Paris</u>, FRANCE J.P. Crenn, <u>Fontenay-aux-Roses</u>, FRANCE</p> <p>6</p>	<p>A MULTICHORD SUBMILLIMETER-WAVE POLARIMETER/INTERFEROMETER FOR MEASUREMENTS OF ELECTRON DENSITY AND PLASMA CURRENT DISTRIBUTIONS IN TOKAMAK PLASMA</p> <p>C.H. Ma, D.P. Hutchinson, P.A. Staats, and K.L. Vander Sluis, <u>Oak Ridge</u>, U.S.A</p> <p>6</p>	<p>I R STUDIES OF A SPECIFIC GROUP OF TRIDENTATE SCHIFF BASES AND THEIR METAL COMPLEXES</p> <p>Dr. In i Tezoan, <u>Istanbul</u>, TURKEY</p> <p>6</p>	
<p></p> <p>7</p>	<p></p>	<p></p>	<p>FAR INFRARED PHOTOCONDUCTIVITY SIGNATURE CURVE METHOD TO IDENTIFY DONORS IN EPITAXIAL GaAs AND InGaAs.</p> <p>M.N. Afsar and J. Button, <u>Cambridge</u> U.S.A.</p> <p>7</p>

RS 83-6

導波型光波長可変フィルタの行列法による
動作解析

松本晃広、春名正光、小山次郎

(大阪大学工学部電子工学科)

昭和 58 年 7 月 15 日

輻射科学研究会

1. はじめに

光分波器、光フィルタは波長多重通信を実現する上でのキ-デバイスであり、種々のタイプのもものが提案されている。この中で、 LiNbO_3 を基板とする導波型光フィルタは他の機能素子と組み合わせて同一基板上に集積化し、光分波用ICを構成できるという利点がある。まず、非対称な光方向性結合器をもとにしたフィルタの実験報告があるが、この場合には線路パラメータの波長依存性を利用して、フィルタの半値幅は $150 \sim 200 \text{ \AA}$ とかなり広い。また結合部にグレーティングを有するDBR型方向性結合器フィルタの解析結果が報告されているが³⁾、このときには極めて鋭いフィルタ特性が期待できる。しかし、グレーティング周期が $1000 \sim 2000 \text{ \AA}$ であり、その作製は目下のところ困難である。さらに電気光学効果(EO)グレーティングによるTE-TMモード変換を利用したフィルタが報告されている。^{3),4)}これは数 $\text{ \AA} \sim 10 \text{ \AA}$ オーダーの鋭いフィルタ特性をもつが、その代り中心波長の電圧同調範囲は狭い。これらのEO効果を利用したものに対して、表面弾性波と光波のコリニア相互作用を用いたAO方向性結合器型フィルタも報告されている。⁵⁾

上記の導波型光フィルタに対して、我々はフィルタ半値幅 $40 \sim 50 \text{ \AA}$ で、 1000 \AA 程度の範囲で中心波長を任意に選択できるLN導波型光波長可変フィルタについて検討してきた。^{6),7)}これは非対称性の強い方向性結合器の一方の線路にEOグレーティングを設け、さらにフィルタの中心波長同

調用の制御電極を配置したものである。動作原理の詳細は次章で述べる。現在、我々はこの素子を試作し実験を行っており、⁶⁾ EO グレーティングによる偶、奇モード間の変換効率 70% 程度を得ている。実験上の問題点は 15mm の長さにわたって均一な線路幅、間隔を有する方向性結合器の作製が難しいことと、 SiO_2 バッファ層に帰因する DC ドリフト現象である。さて、この種の LN 導波型光波長可変フィルタを設計するための動作解析手法として、我々はまず良く知られているモード結合理論を用いた。⁷⁾ この解析法は全般的な見通しがよく、容易にフィルタ特性を求めることができる反面、偶、奇モード間のモード変換が個々のグレーティング中で一体どのようにして起こるのかイメージしにくいという欠点がある。また、我々の素子のようにグレーティングの屈折率変化が正弦波状というよりむしろステップ状の場合には、高調波成分が含まれてきて見通しが悪くなってしまう。そこで、我々は EO グレーティングをもつ導波路を光波の伝搬軸に沿って屈折率がステップ状にかつ周期的に変化する導波路としてとらえて、各微小区間の界面での光波の重なり具合を考え、これを伝搬軸に沿って逐次計算して、EO グレーティングによるモード変換量を求めてみた。この解析手法では入出力の光パワの関係は行列で与えられることになるので、これを行列法と呼ぶことにする。この方法では、偶、奇モード変換現象が物理的にイメージしやすいということの他に、グレーティングの屈折率変換量がかなり大きな場合にも適用できるという特徴がある。しかし、この手法は必ずしも新しいものではなく、

筆者の知る限りでは、既に Yeh と Yariv がブラッグ反射波
導波路の解析に適用している⁹⁾。しかし、今対象としている
コ・リニアなモード変換に適用した例は見当たらない。本論文
では、この行列法による EO グレーティング付方向性結合
器の動作解析とその数値計算結果について述べ、さらに前
に行ったモード結合理論に基づく結果との比較検討を行う。

2. 動作解析

2.1 素子の構造と動作原理

Z 板 LiNbO_3 を基板とする導波型光波長可変フィルタの構
造を図 1 に示す。Ti 拡散により作られた線路 A、B からな
る非対称方向性結合器上に SiO_2 バックフェラ層を介して 3 つの
制御電極を配置し、線路 B 上の電極とくし形電極の間に電
圧 V_2 を印加して、線路 B 内に周期的な屈折率変化、すなわ
ち EO グレーティングを誘起し、線路間の分布結合を制御
してフィルタ動作を得る。これに対して線路 B 上と線路 A
の外側の電極に電圧 V_1 を印加して、線路 B 内に一様な屈折
率変化を誘起し、この屈折率変化量を制御してフィルタの
中心波長の同調を行う。

通常の方法性結合器において、一方の線路から光パワーが
入力されると、結合器内には偶モード及び奇モードが励起
され伝搬する。この 2 つのモードの位相差が異なるので、
モード間干渉により、伝搬軸上の合成電界が変化し、見掛
け上両線路間でパワー移行が起こる。この干渉効果による光

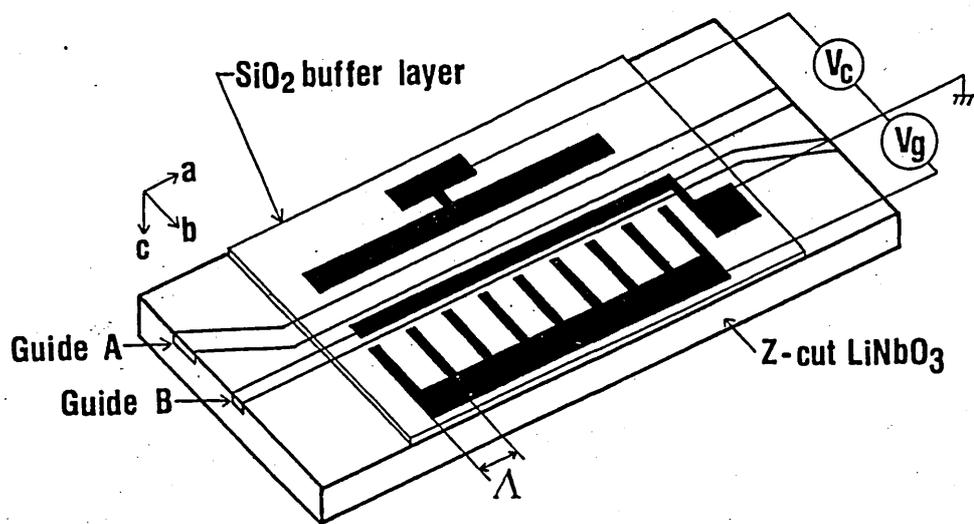


図1 LiNbO₃ 導波型光波長可変フィルタ

結合の波長依存性は線路パラメータの波長分散のみによって決まるので鋭いフィルタ効果は得られない。従って我々の素子では線路の非対称性を強くしてEOグレーティングによる偶、奇モード間のモード変換を支配的にし、これによって両線路間のパワー移行を制御して、より鋭いフィルタ特性を得ようとするものである。

2.2 解析のモデル

図1のEOグレーティング付方向性結合器を光波の伝搬軸に沿って、屈折率が不連続的に変化する境界で分割すると図2のようになる。ここでグレーティングの周期を Λ として、その1周期に相当する部分を1区間とし、さらにその中の2つ部分を領域1と2にする。このとき各領域を偶モードと奇モードの2つのモードが伝搬する。このモデルにおいて、偶、奇モード間のモード変換は各領域の境界面における各モード間の界の重なり具合に基づいて起こる。すなわち2つの領域では各々偶モード、奇モードは直交しているが、領域1と2の断面における屈折率分布は異なるために、領域1と2における偶モードと奇モードは直交しないで互いに結合する。その結果、偶、奇モード間のモード変換が起こる。さらにこのモード変換が伝搬軸に沿って累積していくためには、屈折率変化の周期 Λ と光波の伝搬定数差との間にある一定の関係がなければならない。

図3に結合器の断面図を示す。簡単のためにTE拡散線路をステップインデックス型の矩形断面を有する線路に近似

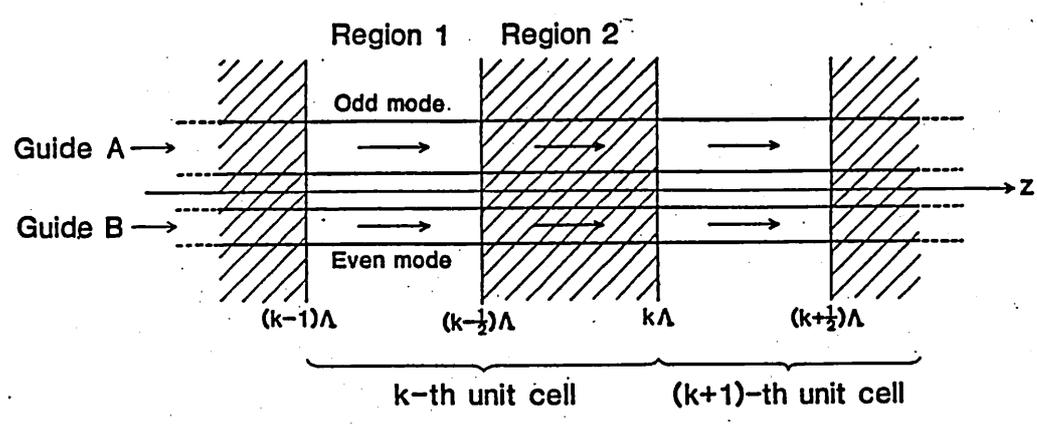


図2 行列法による解析のモデル

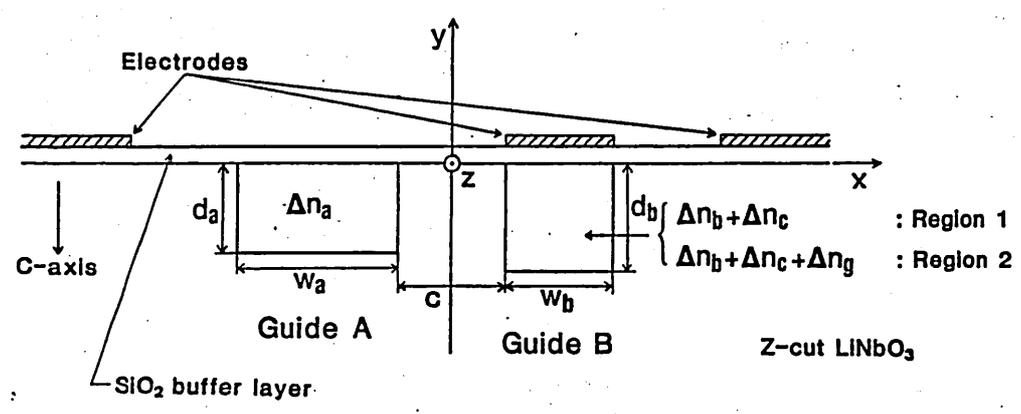


図3 結合器の断面図

している。ここで線路 A、B の拡散による平均的な屈折率増加分を Δn_a 、 Δn_b とし、電圧 V_c 、 V_g による屈折率変化を Δn_c 、 Δn_g とする。このとき EO グレーティングによる周期的な屈折率変化は線路 B 内のみに閉じ込めるようにしている。後で述べるように、この場合が最も大きな結合係数を得ることができからである。そこで線路 A の屈折率増加分は領域 1、2 で Δn_a 、線路 B の屈折率増加分は領域 1 で $\Delta n_b + \Delta n_c$ 、領域 2 で $\Delta n_b + \Delta n_c + \Delta n_g$ となる。

2.3 解析

図 2 の区間長における領域 1、2 の光波の電磁界は次式で与えられる。

$$E_{yi}(x, y, z) = \sum_{l=e, o} \left\{ A_l^e(R) \varepsilon_l(x, y) \exp(-j\beta_l z) + A_l^r(R) \varepsilon_l(x, y) \exp(j\beta_l z) \right\} + E_{ri}(x, y, z) \quad (1)$$

$$H_{xi}(x, y, z) = -\frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial}{\partial z} E_{yi}(x, y, z) \quad (2)$$

ここで添字 e、o は各々偶モード及び奇モードを表わし、また R は反射モード、r は放射モードを表わす。添字 l は領域 1、2 を示す。 $A_l(R)$ は光波の複素振幅係数、 $\varepsilon_l(x, y)$ は界分布関数、 β は伝搬定数である。

各モード間の正規化した重畳積分を次式で表わす。

$$I_{ij} = \int \epsilon_i \epsilon_j^* dx dy / \left(\int \epsilon_i^2 dx dy \int \epsilon_j^2 dx dy \right) = \frac{\sqrt{\beta_i \beta_j}}{2\eta \mu_0} \int \epsilon_i \epsilon_j^* dx dy \quad (3)$$

ここで積分区間は x, y の全領域である。

各領域の導波モードと放射モードは互いに直交しており、

例えば

$$I_{ij} = \delta_{ij} \quad (4)$$

添字 i, j は $e1, o1$ または $e2, o2$ である。

区間 n の領域 1 と 2 の境界での電界と磁界の連続性より次式を得る。

$$A_{e2}(k) = \frac{1}{2} \sum_{l=e1, o1} \frac{\beta_{e2} + \beta_l}{\sqrt{\beta_{e2} \beta_l}} A_l(k) I_{l, e2} \exp \left\{ -j(\beta_l - \beta_{e2})(k - \frac{1}{2})L \right\} \quad (5)$$

$$A_{o2}(k) = \frac{1}{2} \sum_{l=e1, o1} \frac{\beta_{o2} + \beta_l}{\sqrt{\beta_{o2} \beta_l}} A_l(k) I_{l, o2} \exp \left\{ -j(\beta_l - \beta_{o2})(k - \frac{1}{2})L \right\}$$

さらに区間 n の領域 2 と区間 $n+1$ の領域 1 との境界での連続性より、

$$A_{e1}(k+1) = \frac{1}{2} \sum_{m=e2, o2} \frac{\beta_{e1} + \beta_m}{\sqrt{\beta_{e1} \beta_m}} A_m(k) I_{m, e1} \exp \left\{ -j(\beta_m - \beta_{e1})kL \right\} \quad (6)$$

$$A_{o1}(k+1) = \frac{1}{2} \sum_{m=e2, o2} \frac{\beta_{o1} + \beta_m}{\sqrt{\beta_{o1} \beta_m}} A_m(k) I_{m, o1} \exp \left\{ -j(\beta_m - \beta_{o1})kL \right\}$$

式(5)、(6)から

$$\begin{bmatrix} A_{ei}(k+1) \\ A_{oi}(k+1) \end{bmatrix} = A_k \begin{bmatrix} A_{ei}(k) \\ A_{oi}(k) \end{bmatrix} \quad (7)$$

となり、区間長から $k+1$ への偶、奇モードの伝送行列 A_k が求まる。(付録1参照)

区間1の偶、奇モードの複素振幅係数を $A_{ei}(1)$ 、 $A_{oi}(1)$ とすると、 N 個の区間を通過して区間 $N+1$ に至る偶、奇モードの複素振幅係数 $A_{ei}(N+1)$ 、 $A_{oi}(N+1)$ は式(7)より入力側から出力側への各区間の伝送行列の積によつて表わされることになる。

$$\begin{bmatrix} A_{ei}(N+1) \\ A_{oi}(N+1) \end{bmatrix} = \prod_{k=1}^N A_{N-k+1} \begin{bmatrix} A_{ei}(1) \\ A_{oi}(1) \end{bmatrix} \quad (8)$$

結合器の入力部で線路Aから結合器にパワー1の光が入るとすると、 $A_{ei}(1)$ 、 $A_{oi}(1)$ は

$$A_{ei}(1) = \sqrt{\frac{\beta_{e1}}{\beta_a}} I_{a,e1}, \quad A_{oi}(1) = \sqrt{\frac{\beta_{o1}}{\beta_a}} I_{a,o1} \quad (9)$$

となる。ここで ϵ_a と β_a は各々線路Aの界分布関数とその伝搬定数である。

結合器の出力部では線路Bから光出力を得るとすると、出力光のパワ P_{b0} は次式で与えられる。

$$P_{b0} = |A_{e1}(N+1)|^2 \frac{\beta_b}{\beta_{e1}} I_{b,e1}^2 + |A_{o1}(N+1)|^2 \frac{\beta_b}{\beta_{o1}} I_{b,o1}^2 + 2 \frac{\beta_b}{\sqrt{\beta_{e1}\beta_{o1}}} I_{b,e1} I_{b,o1} \operatorname{Re} \left[A_{e1}(N+1) A_{o1}^*(N+1) \exp \left\{ -j(\beta_{e1} - \beta_{o1})N\Delta \right\} \right] \quad (10)$$

ここで β_b と β_b は各々線路Bの界分布関数とその伝搬定数である。

以上から式(9)の入力条件の下で式(8)の行列積を求め、さらに式(10)の出力条件の下に偶、奇モード間のモード変換による線路間のパワ移行量を求めることができる。

3. ブラッグ条件の検討

前章では偶、奇モード間のモード変換に関する行列法による解析を示したが、結合器の各区間におけるモード変換が伝搬軸に沿って累積するためには、偶、奇モード間の伝搬定数差と周期 Δ の関係、すなわちブラッグ条件について検討する必要がある。そこで本章では前章の解析の近似解を示し、それからブラッグ条件を求める。

始めに、領域1、2の偶モードと奇モードの伝搬定数は次の関係を満たす。

$$\begin{aligned} \beta_{e2} &= \beta_{e1} + \Delta\beta_{eg} \\ \beta_{o2} &= \beta_{o1} + \Delta\beta_{og} \end{aligned} \quad (11)$$

ここで $\Delta\beta_{e1}$, $\Delta\beta_{o1}$ は周期的な屈折率変化量 Δn_2 による伝搬定数の変化である。

今、偶、奇モードの伝搬定数と周期 Λ とが

$$\frac{\beta_{e1} + \beta_{e2}}{2} - \frac{\beta_{o1} + \beta_{o2}}{2} = k + \Delta k, \quad k = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (12)$$

の関係を満たすとして、式(11)、(12)を伝送行列 A_R の各成分、式(A-2)と(A-3)に代入する。ここで周期的な屈折率変化量が十分小さいという条件の下で、伝送行列 A_R を求め、それから式(8)の行列積 $\prod_{r=1}^N A_{N-r+1}$ を計算する。(付録2参照)
次に入出力部について考える、線路間の非対称性が十分強いとき、線路Aのモードと奇モード、線路Bのモードと偶モードがほぼ一致するから、各々のモードの界分布の重なりの中に

$$I_{a,e1} \ll I_{a,o1} \cong 1, \quad I_{b,o1} \ll I_{b,e1} \cong 1 \quad (13)$$

の関係が成り立つ。従って式(9)は

$$A_{e1}(1) = 0, \quad A_{o1}(1) = 1 \quad (14)$$

となり、式(10)の線路Bの出力光のパワ P_{b0} は

$$P_{b0} = |A_{e1}(N+1)|^2 \quad (15)$$

となる。

以上より式(14)と先に求めた行列積を式(f)に代入し式(15)により P_{b0} は次式で表わされる。(付録3参照)

$$P_{b0} = \frac{\sin^2 \left\{ N\Lambda \cdot \frac{|C|}{\Lambda} \sqrt{1 + \frac{\Delta K/2}{|C|/\Lambda}} \right\}}{1 + \left(\frac{\Delta K/2}{|C|/\Lambda} \right)^2} \quad (16)$$

この式は、 $\Delta K=0$ 、 $N|C| = \frac{\pi}{2}$ のときに最大値1をとる。すなわち、このとき結合器の各区間の偶、奇モード間のモード変換が累積して、線路AからBへの完全なパワー移行が起こる。従って、ブラッグ条件は式(12)で $\Delta K=0$ のとき、

$$\frac{\beta_{e1} + \beta_{e2}}{2} - \frac{\beta_{o1} + \beta_{o2}}{2} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (17)$$

となる。ただし式(16)を導出するためには、ブラッグ条件近傍、及び周期的な屈折率変化量が十分小さいという条件を必要とする。そこで式(17)のブラッグ条件はこれらの近似の下で求めたものである。

4. 数値計算結果

4.1 パラメータの設定

線路パラメータについては、(1)線路間の非対称性を大きくして、線路間のパワー移行が偶、奇モード間の干渉効果ではなく、EOグレーティングによるモード変換によって行なわれるようにする。(2)フィルタの中心波長の全域に渡って線路を単一モードにする。などを考慮して以下のように設定した。

表1. 解析に用いた線路パラメータ

線路A	$W_a = 3\mu\text{m}$, $d_a = 2\mu\text{m}$, $\Delta n_a = 4 \times 10^{-3}$
線路B	$W_b = 2\mu\text{m}$, $d_b = 2\mu\text{m}$, $\Delta n_b = 7 \times 10^{-3}$
線路間隔	$C = 2\mu\text{m}$

EOグレーティングの設置領域として、(1)線路A、Bを含む全領域、(2)線路B内、(3)線路Bと両線路間にまたがる領域の3つの場合がある。(1)では異なる領域間の偶モードと奇モードはほぼ直交するので結合は起こらない。(2)、(3)で結合係数を求めて比較すると、(2)は(3)の場合より約1.5倍大きい。従ってEOグレーティングは線路B内に設置すると良いことがわかる。EOグレーティングを誘起するときには、結合長が10~15mm程度になるように周期的な屈折率変化量 Δn_g を設定する。図4にEOグレーティングを誘起

したときの領域1,2の偶、奇モードの横方向界分布を示す。ここで波長 $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ 、 $\Delta n_2 = 1.6 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta n_c = 0$ である。このとき線路間の非対称性のために、結合系のモードの界分布は、線路が独立に存在するときのモードの界分布と大差はない。また領域が異なると同じモード同志であっても界分布がずれる。これより異なる領域間の偶、奇モードは直交しないで互いに結合することがわかる。このとき領域1,2の偶、奇モードの伝搬定数を求め、ブラッグ条件、式(17)に代入することによってEOグレーティングの周期 Λ が次のように決まる。

$$\Lambda = 283 \mu\text{m} \quad (18)$$

以上の諸パラメータを使って、グレーティングの本数 N に対する線路Bの出力光のパワの変化、すなわち線路間のパワ効率の変化を図5に示す。この図より $N = 46$ 本のときに最大パワ効率 78% が得られる。従ってグレーティングの本数を

$$N = 46 \text{ 本} \quad (19)$$

に設定する。このとき結合器の結合長 l_c は

$$l_c = 13.0 \text{ mm} \quad (20)$$

となる。

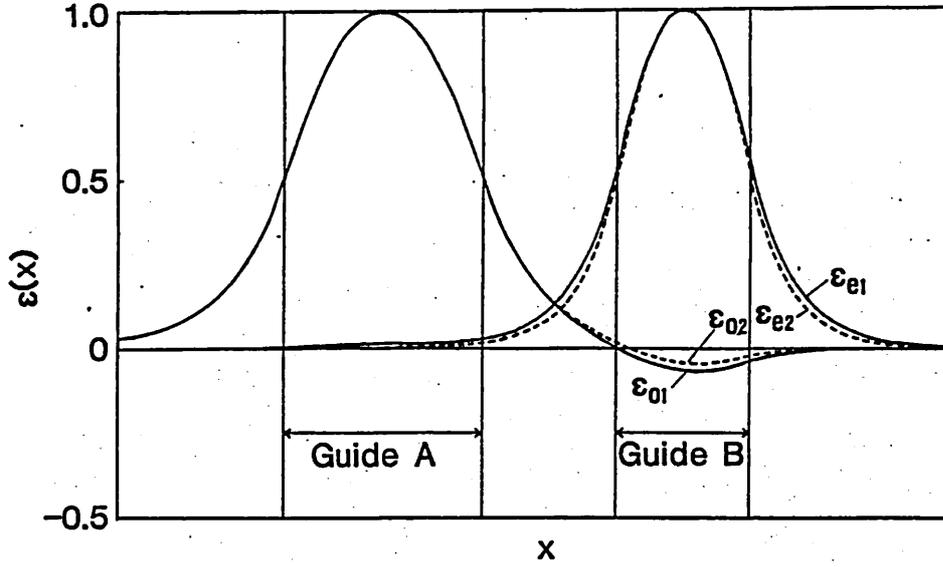


図4 領域1,2における偶, 奇モードの界分布

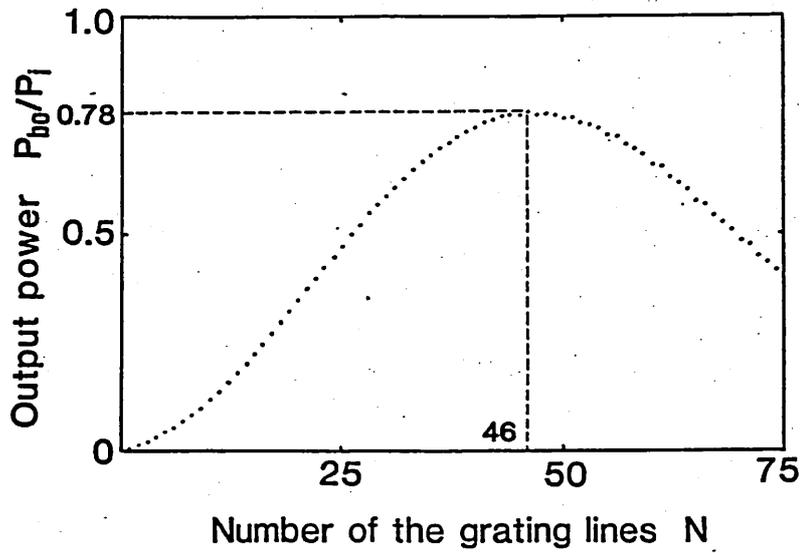


図5 グレーティングの本数に対するパワ移率の変化

4.2 光分布結合特性

前節で設定したパラメータに従って、光分布結合特性を数値的に検討した。波長 $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ を中心に、波長に対するパワ移行率の変化を示したのが図6である。これは中心波長 $0.6 \mu\text{m}$ におけるフィルタ特性であり、半値幅 50 \AA 、最大パワ移行率 78% 、サイドローブレベル、長、短波長側でともに -9.9 dB を得た。ここでの半値幅は、線路パラメータの波長依存性のみを利用した結合器タイプの光波長フィルタの半値幅の約 $\frac{1}{5}$ である。このようにEOグレーティングによる結合量の制御を支配的にすることによって、鋭い波長選択性を実現できる。

図7に Δn_c に対する中心波長 λ_c とそのときの最大パワ移行率の変化を示す。これはフィルタの同調特性を示したものであり、これより Δn_c に対して λ_c はほぼ直線的に変化し、 $\Delta n_c = -5 \sim 5 \times 10^{-4}$ に対する同調範囲は $\lambda_c = 0.55 \sim 0.65 \mu\text{m}$ であり、そのときの最大パワ移行率は $\lambda_c = 0.6 \mu\text{m}$ のときの -12% から $+1.3\%$ まで変化することがわかる。このように約 1000 \AA に渡って出力ほぼ一定のまま、中心波長の同調ができることが明らかとなった。

4.3 モード結合理論による結果との比較検討

行列法による結果とモード結合理論による結果とを表2に示す。

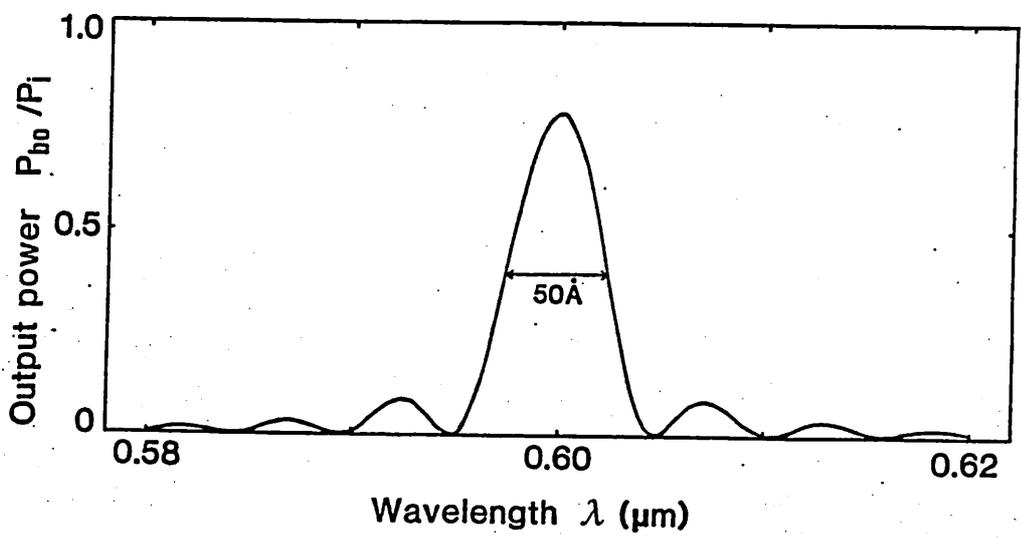


図6 中心波長 0.6 μm におけるフィルタ特性

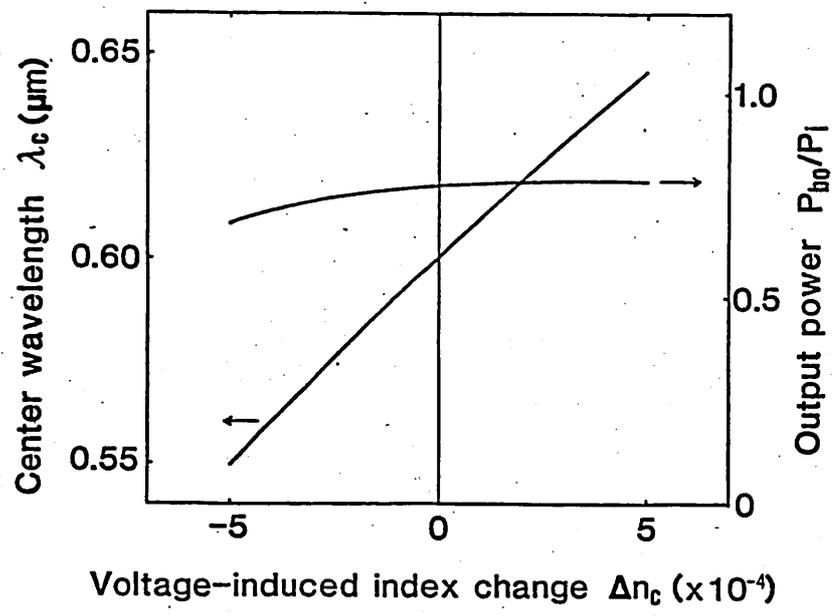


図7 Δn_c に対する中心波長とそのときの最大パワー伝行率の変化

表2. 行列法による結果とモード結合理論
による結果

	行列法	モード結合理論
電極周期 Λ	283 μm	285 μm
結合長 l_c	13.0 mm	12.1 mm
最大パワ移行率	78 %	100 %
半値幅	50 \AA	48 \AA
同調範囲	約 1000 \AA	約 1000 \AA

2つの方法による結果を比較すると、EOグレーティングの周期 Λ 、フィルタの半値幅及び同調範囲はよく一致するが、結合長 l_c と最大パワ移行率は若干異なる。先の3つの特性がよく一致するのは、これらが主にブラッグ条件で決まり、第3章で求めた行列法のブラッグ条件がモード結合理論によるブラッグ条件と一致することから説明できる。これに対して、後の2つの特性が若干異なるのは、行列法ではステップ状の屈折率変化をもつグレーティングを取り扱ったのに対して、ここでのモード結合理論ではその基本波成分のみ、すなわち正弦状の屈折率変化をもつグレーティングを取り扱ったためである。

5. むすび

基板 LiNbO_3 を基板とする EO グレーティング制御波長可変フィルタの解析手法として行列法を適用し、それによる動作解析および数値計算結果を示し、さらに前に行なったモード結合理論による結果との比較検討を示した。その結果、行列法による結果はモード結合理論による結果とよく一致し、この種のフィルタの解析手法として行列法の有効性が確かめられた。今後はこの結果を基にして実験的検討を行なっていく予定である。

参考文献

- 1) R.C.Alferness and R.V.Schmidt, "Tunable optical waveguide directional coupler," Appl.Phys.Lett., 33,p.161(1978)
- 2) P.Yeh and H.F.Taylor, "Contradirectional frequency-selective coupler for guided-wave optics," Appl.Opt., 19,p.2848(1980)
- 3) R.C.Alferness, "Efficient waveguide electro-optic TE-TM mode converter/wavelength filter," Appl. phys.Lett., 36,p.513(1980)
- 4) R.C.Alferness and L.L.buhl, "Polarization independent optical filter using interwaveguide TE-TM conversion," Appl.Phys.Lett.39,p.131(1981)
- 5) T.Kondo, Y.Miyazaki and Y.Akao: Japan J.Appl. phys., 17(1978)1231
- 6) 丹治、増田、小山, "波長選択LiNbO₃光方向性結合器の理論的検討", S56 信学会全国大会光・量エレクトロニクス 833
- 7) 三木、春名、小山, "LiNbO₃導波型光波長可変フィルタ", 電子通信学会光・量エレクトロニクス研究会(1982)OQE 81-129
- 8) 松本、三木、春名、小山, "LiNbO₃導波型光波長可変フィルタの分析結合特性", S57 秋期応用物理学会学術講演会
- 9) P.Yeh, A.Yariv and C.S.Hong, "Electromagnetic propagation in periodic stratified media.I. General theory" J.Opt.Soc.Am., 67,p.423(1977)

付録 1

式(5)、(6)より伝送行列 A_R は次のようになる。

$$A_R = \begin{bmatrix} C_1 e^{-j\theta_1} + C_2 e^{-j\theta_2} & C_3 e^{-j\theta_3} + C_4 e^{-j\theta_4} \\ C_5 e^{-j\theta_5} + C_6 e^{-j\theta_6} & C_7 e^{-j\theta_7} + C_8 e^{-j\theta_8} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{4} \frac{(\beta_{e1} + \beta_{e2})^2}{\beta_{e1}\beta_{e2}} I_{e1,e2}^2 & C_2 &= \frac{1}{4} \frac{(\beta_{o1} + \beta_{o2})^2}{\beta_{o1}\beta_{o2}} I_{o1,o2}^2 \\ C_3 = C_5 &= \frac{1}{4} \frac{(\beta_{o1} + \beta_{o2})(\beta_{e1} + \beta_{e2})}{\beta_{e2} \sqrt{\beta_{e1}\beta_{o1}}} I_{e2,o1} I_{e1,e2} \\ C_4 = C_6 &= \frac{1}{4} \frac{(\beta_{o1} + \beta_{o2})(\beta_{e1} + \beta_{e2})}{\beta_{o2} \sqrt{\beta_{e1}\beta_{o1}}} I_{o1,o2} I_{e1,o2} \\ C_7 &= \frac{1}{4} \frac{(\beta_{o1} + \beta_{o2})^2}{\beta_{o1}\beta_{o2}} I_{o1,e2}^2 & C_8 &= \frac{1}{4} \frac{(\beta_{e1} + \beta_{e2})^2}{\beta_{e1}\beta_{e2}} I_{o1,o2}^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.2})$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= (\beta_{e2} - \beta_{e1}) \frac{\Lambda}{2}, & \theta_2 &= (\beta_{o2} - \beta_{e1}) \frac{\Lambda}{2} \\ \theta_3(\beta) &= \left\{ \beta (\beta_{o1} - \beta_{e1}) - \frac{1}{2} (\beta_{o1} - \beta_{e2}) \right\} \Lambda, & \theta_4(\beta) &= \left\{ \beta (\beta_{o1} - \beta_{e1}) - \frac{1}{2} (\beta_{o1} - \beta_{o2}) \right\} \Lambda \\ \theta_5(\beta) &= \left\{ \beta (\beta_{e1} - \beta_{o1}) - \frac{1}{2} (\beta_{e1} - \beta_{e2}) \right\} \Lambda, & \theta_6(\beta) &= \left\{ \beta (\beta_{e1} - \beta_{o1}) - \frac{1}{2} (\beta_{e1} - \beta_{o2}) \right\} \Lambda \\ \theta_7 &= (\beta_{e2} - \beta_{o1}) \frac{\Lambda}{2}, & \theta_8 &= (\beta_{o2} - \beta_{o1}) \frac{\Lambda}{2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.3})$$

付録 2

式(11)、(12)を式(A.1)、(A.2)に代入する。ここで周期的な屈折率変化量が十分小さいとき、すなわち異なる領域間の偶モード、奇モード同志の界分布と伝搬定数がほぼ等しいとき、 A_R は次式で表わされる。

$$A_R = \begin{bmatrix} a_1 & a_2(R) \\ a(R) & a_4 \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{cases} a_1 = e^{-j\frac{\theta_e}{2}} \\ a_2(R) = -e^{jR\frac{\theta_0 - \theta_e}{2}} \cdot e^{j(R - \frac{1}{4})\Delta k \cdot L} \cdot e^{-j\frac{\theta_0}{4}} \cdot C \\ a_3(R) = e^{jR\frac{\theta_e - \theta_0}{2}} \cdot e^{-j(R - \frac{1}{4})\Delta k \cdot L} \cdot e^{-j\frac{\theta_e}{4}} \cdot C \\ a_4 = e^{-j\frac{\theta_0}{2}} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

$$\theta_e = \Delta\beta_{e2} \cdot L, \quad \theta_0 = \Delta\beta_{o2} \cdot L \quad (\text{A.6})$$

$$C = C_3 e^{-j\frac{\theta_e}{4}} \cdot e^{-j\frac{\Delta k \cdot L}{4}} - C_4 e^{-j\frac{\theta_0}{4}} \cdot e^{j\frac{\Delta k \cdot L}{4}} \quad (\text{A.7})$$

行列積 $\prod_{R=1}^n A_{n-R+1}$ を漸化式により以下のようにして計算する。

$$\prod_{R=1}^n A_{n-R+1} = \begin{bmatrix} A(n) & B(n) \\ C(n) & D(n) \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

とおくと、 $\prod_{R=1}^{n+1} A_{n-R+1} = A_{n+1} \cdot \prod_{R=1}^n A_{n-R+1}$ より式(A.4)から

$$\begin{bmatrix} A(n+1) & B(n+1) \\ C(n+1) & D(n+1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 A(n) + a_2(n+1) C(n) & a_1 B(n) + a_2(n+1) D(n) \\ a_3(n+1) A(n) + a_4 C(n) & a_3(n+1) B(n) + a_4 D(n) \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

となる。これより $A(n)$ 、 $B(n)$ 、 $C(n)$ 、 $D(n)$ について 各々漸化式を求めて解けばよい。

付録 3

式(14)：(A.8)を式(8)に代入し、さらに式(15)より P_{b0} は

$$P_{b0} = |B(n)|^2 \quad (\text{A.10})$$

となる。従って $B(n)$ の漸化式を求めて、それを解く。

式(A.9)より $B(n)$ の漸化式は次式で表わされる。

$$B(n+2) + P \cdot B(n+1) + Q \cdot B(n) = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\begin{cases} P = -a_1 - a_4 \frac{a_2(n+2)}{a_2(n+1)} \\ Q = a_1 a_4 \frac{a_2(n+2)}{a_2(n+1)} - a_2(n+2) \cdot a_3(n+1) \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

このとき P 、 Q に式(A.5)を代入すると、 P 、 Q は n に無関係になるので、式(A.11)の漸化式は容易に解くことができ、次式のように表わされる。

$$B(n) = \frac{\alpha^{n-1}(B(2) - \beta B(1)) - \beta^{n-1}(B(2) - \alpha B(1))}{\alpha - \beta} \quad (\text{A.13})$$

ここで α, β は $\lambda^2 + P\lambda + Q = 0$ の解であり、式 (A.5)、(A.12) より

$$\alpha = e^{-j\frac{\theta_c}{2}} \left(\frac{e^{j4k\lambda} + 1}{2} \pm X \right) \quad (\text{A.14})$$

$$X = \sqrt{\left(c e^{j\frac{\theta_c + \theta_0}{F}} \right)^2 e^{j4k\lambda} - \left(\frac{e^{j4k\lambda} - 1}{2} \right)^2} \quad (\text{A.15})$$

となる。初期値 $B(1), B(2)$ を求め、 α, β とともに式 (A.13) に代入し、 $B(n)$ の絶対値の2乗を求める

$$|B(n)|^2 = \frac{|C|^2}{|X|^2} \left\{ \frac{(a-b)^n + (a+b)^n}{4} - \frac{(c^2 + d^2)^{\frac{n}{2}}}{2} \cdot \cos(n \tan^{-1} \frac{d}{c}) \right\} \quad (\text{A.16})$$

となる。ここで

$$a = \frac{1 + \cos(4k\lambda)}{2} + |X|^2$$

$$b = -\frac{j}{2} \{ (x - x^*) + (e^{-j4k\lambda} \cdot x - e^{j4k\lambda} \cdot x^*) \}$$

(A.17)

$$c = \frac{1 + \cos(4k\lambda)}{2} - |X|^2$$

$$d = \frac{j}{2} \{ (x + x^*) + (e^{-j4k\lambda} \cdot x + e^{j4k\lambda} \cdot x^*) \}$$

である。

$$\Delta k \cdot \lambda \ll 1 \quad (\text{A.18})$$

のとき、式(A.15)のXは

$$X = \sqrt{\left(ce^{j\frac{\theta e + \theta_0}{2}}\right)^2 + \frac{\Delta k \cdot \lambda}{2}} \quad (\text{A.19})$$

となる。また式(A.7)より

$$\left|ce^{j\frac{\theta e + \theta_0}{2}}\right| = |c| = \sqrt{C_3^2 + C_4^2 - 2C_3C_4 \cos \frac{\theta e - \theta_0}{4}} \quad (\text{A.20})$$

$$\text{Arg}\left(ce^{j\frac{\theta e + \theta_0}{2}}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{C_3 + C_4}{C_3 - C_4} \tan^{-1} \frac{\theta e - \theta_0}{8}\right) = \varphi \quad (\text{A.21})$$

となるから、式(A.19)は

$$X = \sqrt{|c|^2 e^{j2\varphi} + \left(\frac{\Delta k \cdot \lambda}{2}\right)^2} \quad (\text{A.22})$$

となり、さらに

$$\tan 2\varphi \ll 1 \quad (\text{A.23})$$

のとき、式(A.22)の絶対値は次式で与えられる。

$$|X| = \sqrt{|c|^2 + \left(\frac{\Delta k \cdot \lambda}{2}\right)^2} = |c| \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta k \cdot \lambda}{2|c|}\right)^2} \quad (\text{A.24})$$

ここで

$$|x| \ll 1, \text{ すなわち } |c| \ll 1 \quad (\text{A.25})$$

のとき、式 (A.17) を求め、それを式 (A.16) に代入すると

$$|B(n)|^2 = \frac{|c|^2}{|x|^2} \cdot \sin^2(n|x|) \quad (\text{A.26})$$

となり、さらに式 (A.24) を代入すると $|B(n)|^2$ が求まる。
 $n=N$ のとき式 (A.10) より P_{b0} は次式で与えられる。

$$P_{b0} = \frac{\sin^2 \left\{ N \Lambda \cdot \frac{|c|}{\Lambda} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta K / 2}{|c| / \Lambda} \right)^2} \right\}}{1 + \left(\frac{\Delta K / 2}{|c| / \Lambda} \right)^2} \quad (\text{A.27})$$

このとき使った近似は、式 (A.18)、(A.23)、(A.25) であるが、式 (A.18) は周期 Λ が一定であるとする、 ΔK が十分小さいことを表わし、式 (A.23)、(A.25) は周期的な屈折率変化量が十分小さいことを表わす。

輻射科学研究会資料

RS83-7

三次元ホログラフィック長波長映像法

宮下 豊勝、 東條 誠

京都工芸繊維大学・工芸学部・電気工学教室

1983年7月15日

三次元ホログラフィ 7 長波長映像法

宮下 豊勝, 東條 誠

京都工芸繊維大学・工学部・電気工学教室

あらまし 電波や超音波, 即ち長波長の波を用いて, 物体の反射係数の三次元分布像を得る方法について考察している。平面アンテナ・アレイと周波数アレイを用いた CW 映像法で, 両方のアレイに対して不等間隔配列を適用することにより, 少ない素子数, 少ない数の周波数列で良質な三次元像が得られることを計算機シミュレーションにより示している。

1. ま え が き

サイド・ルッキング・レーダで地表の様子を見る場合は, 対象物はほぼ平面上に限られているので, 二次元映像で十分である。しかし, 医用超音波像, 水中超音波像, 空中電波像等においては, 一般に対象物は三次元的に分布しているため, 三次元映像法が要求される。アンテナから見て距離方向の分解は, 通常パルス波を用いたタイム・ゲート法で行われるが, ここでは, 我々が従来行って来たように, CW の周波数配列を用いる多周波法による。この方法は, 結局像再構成時の計算において, 等価的に理想的な形のパルス波を作っていることになり, 実際の電子回路では事実上実現不可能なパルス波形を採用した映像法をシミュレートすることが可能で非常にフレキシブルな方法である。

横方向の二次元的分解は, 当然, 平面アンテナ・アレイを用いることにより得るが, ここでは不規則分布平面アンテナ・アレイを採用し, 不等間隔周波数配列と組合わせた三次元ホログラフィ 7 映像法のための素子配列の設計方法を示すと共に, 計算機シミュレーションにより三次元分解像を作り, この方法のすぐれている事を示す。

2. 連続開口分布による点拡がり関数

図1に示すように xy 平面より周波数 f の平面波を z 方向に照射し、点 α に置いた点ターゲットにより反射された波の同じ xy 平面上の点 (x_r, y_r) での送信波に対する相対的振幅と位相を計測し、複素ホログラム $H_\alpha(x_r, y_r | f)$ を得る。伝はくの際にこの拡散および吸収による減衰を省略すると、

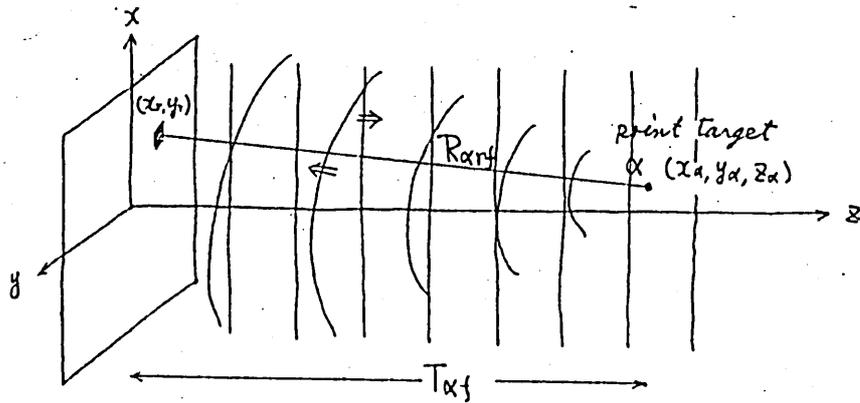


図1 点拡がり関数の測定

測定されるホログラムは、簡単に

$$H_\alpha(x_r, y_r | f) = \exp[-2\pi i \{T_{\alpha f} + R_{\alpha f}\}] \quad (1)$$

と表わせる。 $T_{\alpha f}$ と $R_{\alpha f}$ は図1に示す距離で、周波数 f に対する媒質中の波長を単位として測った量である。

像再構成公式として、従来用いている二次元の公式を三次元に拡張したものを採用する。即ち、点 $\mu(x_\mu, y_\mu, z_\mu)$ の再構成像の強度は次式で計算する。

$$I_\mu = \left| \iiint A_R(x_r, y_r) A_F(f) H(x_r, y_r | f) \times \exp[2\pi i \{T_{\mu f} + R_{\mu f}\}] dx dy df \right|^2 \quad (2)$$

使用する周波数帯域幅は中心周波数 f_c の $\pm 10\%$ 以内であるので、二次

元の場合に行つたのと同様の近似を行つて，(2)式による(1)式の点ターゲットのホログラムからの再構成像，即ち，点拡がり関数 $I(\mu, \alpha)$ は次のように二つの因子に分解することができる。

$$I(\mu, \alpha) = |R_c(\mu, \alpha)|^2 |F(\mu, \alpha)|^2 \quad (3)$$

ここで，

$$F(\mu, \alpha) = \int A_F(f_c \bar{f}) \exp\{2\pi i \cdot z \cdot (\bar{z}_\mu - \bar{z}_\alpha) \bar{f}\} d\bar{f} \quad (4)$$

$$R_c(\mu, \alpha) = 2\pi \int_0^\infty A_R'(\lambda_c \bar{u}) J_0(2\pi \bar{z} \bar{u}) \bar{u} d\bar{u} \quad (5)$$

$$\bar{f} = f/f_c, \quad \bar{z}_\mu = z_\mu/\lambda_c, \quad \bar{z}_\alpha = z_\alpha/\lambda_c, \quad \lambda_c \bar{z} = \sqrt{x_r^2 + y_r^2} \quad (6)$$

$$\bar{u} = \frac{\sqrt{x_r^2 + y_r^2}}{\sqrt{x_r^2 + y_r^2 + z_\alpha^2}} \equiv \sin \theta \quad (7)$$

但し，回転対称開口分布 $A_R'(\lambda_c \bar{u})$ を採用し，点 α は z 軸上に存在するとしてゐる。よつて，(7)式の θ は，点ターゲット $\alpha(0, 0, z_\alpha)$ とアンテナ開口上の点 (x_r, y_r) を結ぶ直線と z 軸のなす角度である。 $F(\mu, \alpha)$ はアンテナからの距離方向の分解を，また $R_c(\mu, \alpha)$ はそれと直角方向の二次元的分解をになつてゐることが，(4)と(5)式より明らかである。また，(4)式はフーリエ変換，(5)式はハンケル変換の形となつてゐるので，これまで知られてゐる種の遠方場分布を与へるアンテナ開口分布のデータがそのまま利用できる。

$A_F(f_c \bar{f})$ に与へる単位長さの開口分布に対する遠方場の主ビームの半値全幅を $\beta_R \text{ rad.}$ ， $A_R'(\lambda_c \bar{u})$ に与へる単位直径の円形開口分布に対する遠方場の主ビームの半値全幅を $\beta_R \text{ rad.}$ とする。希望する三次元分解能，即ち，点拡がり関数(3)の半値全幅を x, y, z 方向についてすべて等しく $\omega \lambda_c$ とすると，円形アンテナ開口の半径 R_R は

$$R_R = z_\alpha \tan(\sin^{-1} \frac{\beta_R}{2\omega}) \quad (8)$$

で与へられ，周波数分布 $A_F(f_c \bar{f})$ の全幅 L_F は，

$$L_F = 2f_c \delta = f_c \beta_F / 2\alpha w \quad (9)$$

で与えられる。線形アンテナによる二次元映像法の場合と全く同様の条件となっている。

3. 平面アンテナアレイの設計と周波数配列の設計

連続開口分布を離散化することにより、アンテナアレイを設計する。その出発点となる連続開口分布に、与えられたサイドローレベルに対して最も狭い主ビーム幅を与えるテーラー分布を採用する。平面アンテナ開口

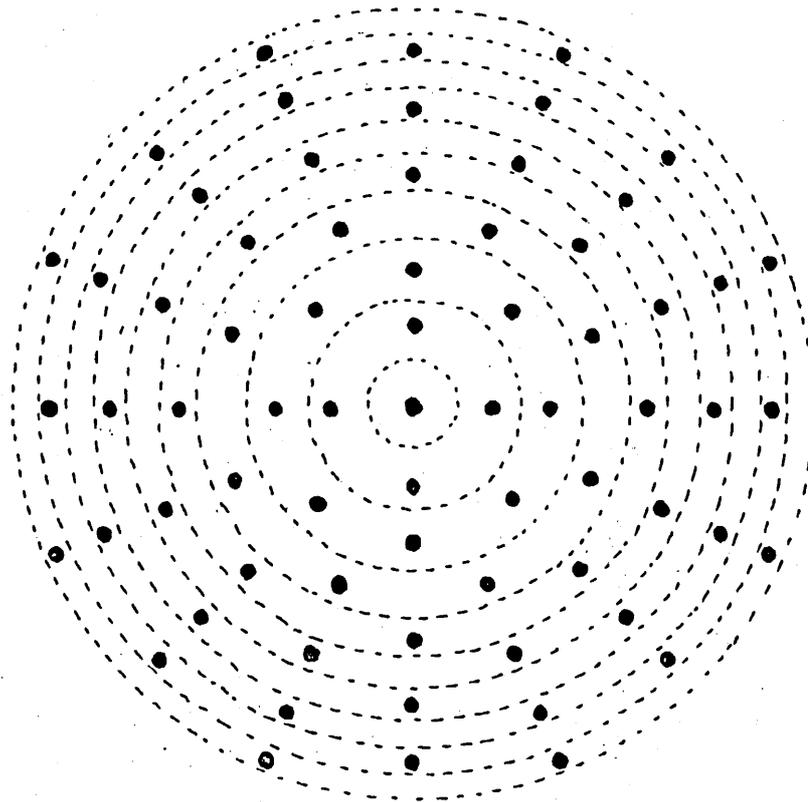


図2 等振幅重み付け不等間隔分布平面アンテナアレイ (69素子)

に対しては、サイドローレベル -35dB ($\bar{n}=5$) の円形テラ分布を、
 周波数分布に対してはサイドローレベル -25dB ($\bar{n}=5$) の線形テラ
 分布を採用した。希望する点幅ガリの半値全幅を $\Sigma\alpha = 170\lambda_c$ において
 $\omega\lambda_c = 2.727\lambda_c$ として、周波数配列は、二次元映像法の場合と全く同
 様の理由と手法で、等振幅重み付け不等間隔周波数配列として設計した。
 周波数配列の素子数は 11, $\delta = 0.09658\lambda_c$, $f_1 = 0.9186f_c, \dots, f_6 = f_c,$
 $\dots, f_{11} = 1.0814f_c$ である。

平面アンテナアレイは、図2に示すような等振幅重み付け不等間隔分布
 配列と、図3に示す振幅重み付け等間隔分布配列の二種類を設計した。

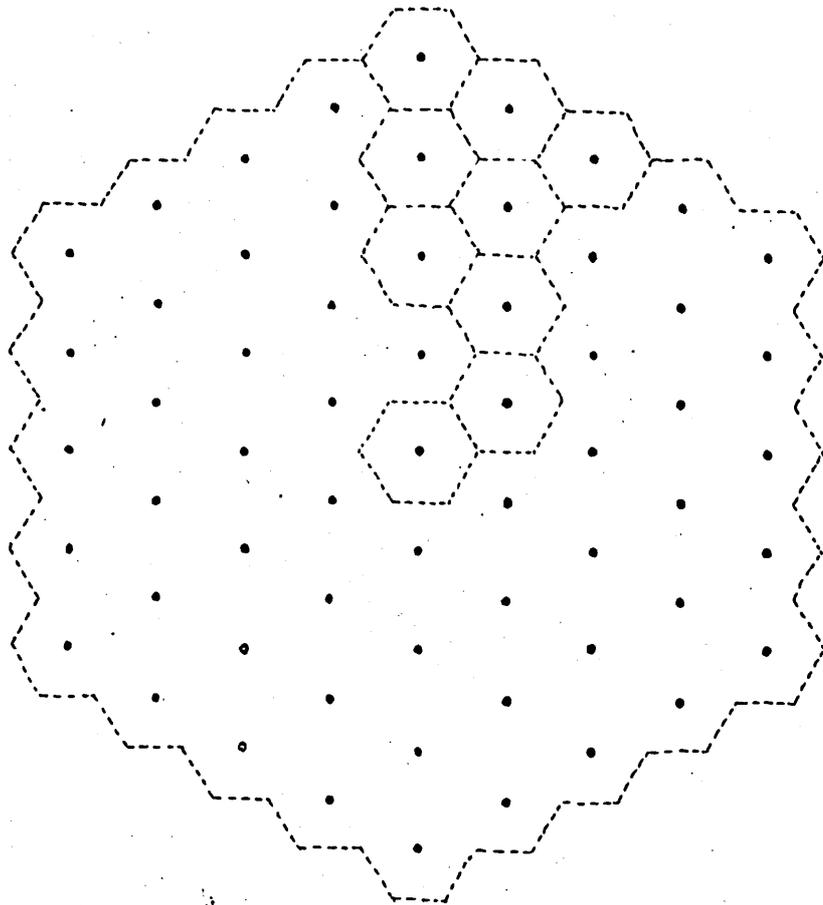


図3 振幅重み付け等間隔分布平面アンテナアレイ (素子数: 61)

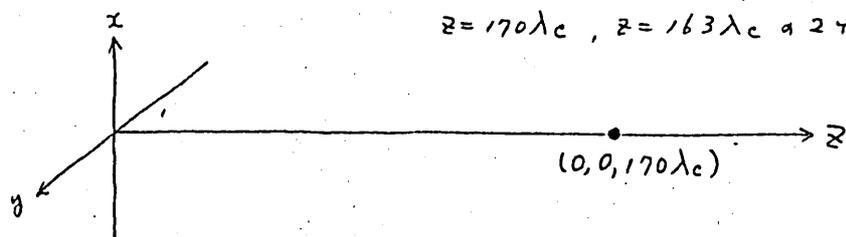
実際に採用するのは前者であり、後者は前者の不等間隔配列が「いかにすぐれているか」を示す比較の対象として、通常行われている等間隔で設計したものである。出発点となる連続円形開口の直径は $80\lambda_c$ である。

不等間隔分布平面アンテナアレイの素子の位置の決定は次のようにして行った。回転対称開口分布 $A_R(r)$ の体積積分値を整数比に分割し、図2の点線で示すように全開口をドーナツ状の領域に分ける。ここに示す例では、中央より、1, 4, 8×8の重みに分割し、各領域にこの重みの個数だけ等振幅重み付け受信素子を配置している。総素子数は69である。

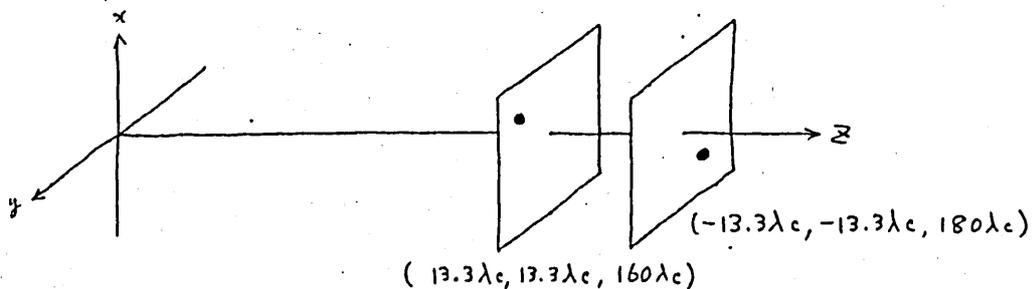
4. 計算機シミュレーションによる像再構成例

以下に示すような配置の点ターゲットの像再構成を行い、この方法のすぐれていることを確かめた。(再構成像はニュートンカラー表示されているので、すべてスライドフィルムで示す。)

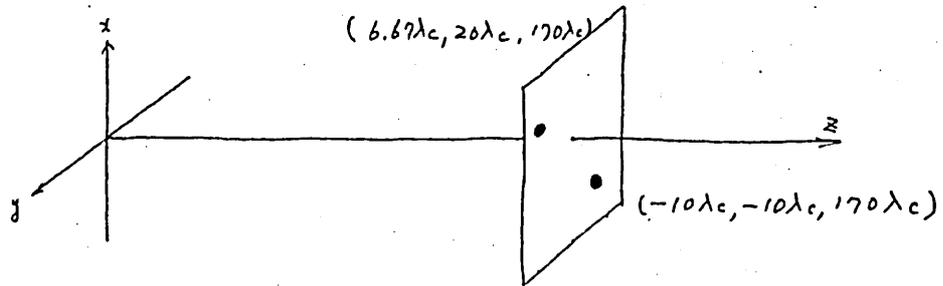
(a) 点拡がり関数 (不等間隔分布の場合と等間隔分布の場合の比較)



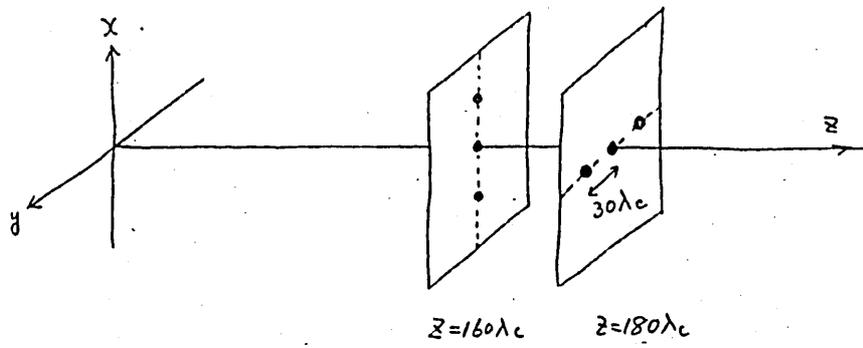
(b)



(c)



(d)



輻射科学研究会資料

RS83-8

REBダイオードを用いた
自由電子レーザーによるミリ波の発生

大東延久, 森田正信 (関西大工), 村井 昭 (大阪市大工), 松垣 哲,
宮本修治, 今崎一夫, 三間啓興, 望月孝晃, 山中4代衛 (阪大レーザー研)

昭和58年7月15日

REBダイオードを用いた自由電子レーザーによるミリ波の発生

大東延久, 森田正信 (関西大工), 村井 昭 (大阪市大工), 松垣 哲,
宮本修治, 今崎一夫, 三向園興, 望月寿晏, 山中4代衛 (阪大レーザー研)

1. はじめに

自由電子レーザー (FEL) は, 電子ビームの運動エネルギーを電磁波のエネルギーに変えるもので, その原理は 1950 年に Motz の Undulator¹⁾ として提案されたものであり, また 1960 年に開発されたマイクロ波電子管 Ubitron²⁾ と同じである. そして最近の相対論的電子ビーム (REB) 発生技術の進歩により, FEL の研究は大きく進められている. すなわち 1977 年に Stanford 大学の高エネルギー物理研究所で最初の FEL として $3.4 \mu\text{m}$ の発振³⁾ に成功して以来, Cornell 大学, UCSB, MIT や Los Alamos, NRL の研究所, またヨーロッパでは, École Polytechnique, パリ大学 (XI) の LURE, Frascati 等の研究所で次々と実験が行われ, わが国でも 金沢大学, 大阪大学, 理研 等において FEL の基礎実験が開始されている.

REB 発生装置として, マイクロ波共振空洞列による Linac 形式のものもあるが, われわれは大阪大学レーザー核融合研究センターにある水コンデンサーの放電による REB 装置, 刷電Ⅲ号を用いることにした. これは $0.5 \sim 1 \text{ MeV}$ のエネルギーの電子ビームを発生するので, これにピッチ 3 cm , 全長 1 m の helical wiggler を作用させてミリ波乃至サブミリ波を発生させる FEL の実験装置の建設を昨年からはじめている. 先ずは片道利得についての実験を行っているが, ビーム幅が 100 ns 程あるので, 1 m 程の共振帯を取り付けることにより, 発生電磁波の 15 往復間にわたって電子ビームとの相互作用の累積効果が期待できると考えている.

現在, その基礎実験に入った段階であるが, 以下にこれについて報告する.

2. FEL の動作原理

REB が加速度を受けて軌道方向を変えると電磁波が放射されるシンクロトロン軌道放射 (SOR) は 赤外 から X 線 までの連続スペクトルをもっている. FEL はこの加速度を周期的に与えて, 干渉効果により単一周波数にスペクトルを集中させるもので, REB のエネルギーにより, 広範囲に発振波長が変えられ, 高出力, 高効率の特徴をもっている.

加速度を周期的に変える方法として, REB に対向する電磁波を用いるとか, 図 1 に示すように静磁場により REB を蛇行 またはらせん運動させる方法

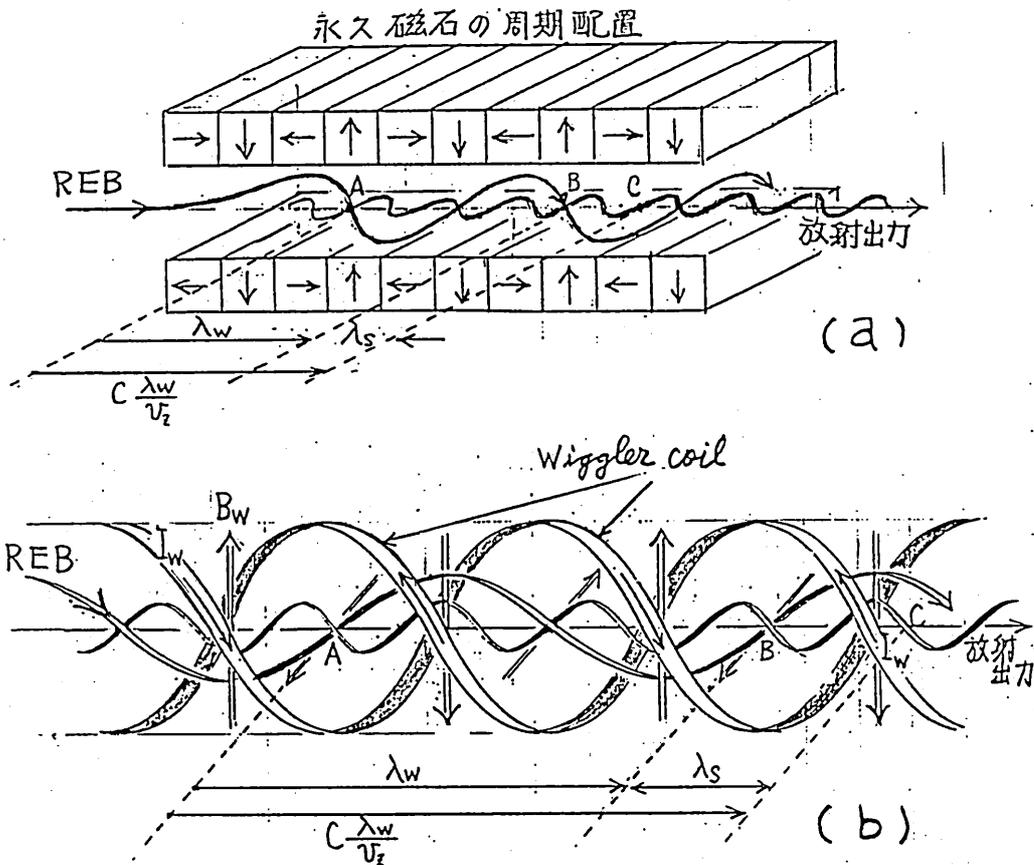


図1 (a) 平面wiggler, (b) helical wiggler

がとられる。(a)は平面wiggler又はundulator, (b)はhelical wigglerとよばれる。両図においてREBがAからBまでwiggler pitchの λ_w だけ進む間に放射電磁波はAからCまで $C \times \lambda_w / v_z$ だけ進む。Cは光速, v_z は電子速度の軸方向成分である。発振の基本波長 λ_s は、その差BCで与えられ、

$$\lambda_s = C \lambda_w / v_z - \lambda_w \approx \lambda_w / 2\gamma_z^2 \quad (1)$$

$$\gamma_z = \left\{ 1 - (v_z / C)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

となる。各電子からの放射は周期数Nの干渉効果により強められ、スペクトル幅は中心角周波数に対して $\pm (1/2N) \omega_s$ となる($\omega_s = 2\pi C / \lambda_s$)。

図2は、マイクログ電子管の立場からFELの動作をみたもので、REBが④から③まで進む間に電磁波が④から③まで進むときにREBが電磁波により受ける電気力 F_e と磁気力(ローレンツ力) F_m を示し、この F_m により電子は軸方向に力を受け、加速、減速域を生じる。この場合、式(1)の関係から

$$v_z = v_{pond}, \quad v_{pond} = \frac{\lambda_w}{\lambda_s + \lambda_w} C \quad (2)$$

が取り立っている。 v_{pond} は Wiggler が電磁波と干渉する結果生ずる軸方向成分をもつ力 (動重力, ponderomotive force) の位相速度である。この $v_z = v_{pond}$ の場合の電子密度は加減速両領域で等しいが、 $v_z > v_{pond}$ の場合は図のような電子密度の分布となり、減速域の電子の方が多くなる。この減速された電子のエネルギーが飛極増幅のエネルギーに寄与する。 Wiggler による v_{pond} は、進行波管の遅波回路によって遅波された電磁波の位相速度と同じ役割をしている。

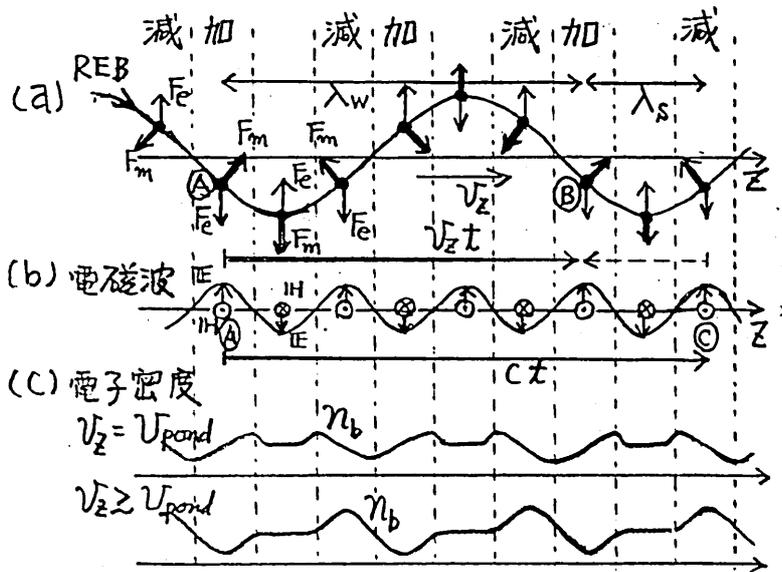


図2 加速・減速の立場から見たFELの動作

3. 強い縦磁場が存在するときのFELの動作

Linacを用いたREBは、ビーム電流がmAオーダーであるのに対して、われわれが用いるREBダイオードによる場合はkAオーダーとなり、Wiggler磁場以外に、強い集束用の縦磁場を必要とする。この場合の電子の振舞いは Freund 等の解析によって示す⁴⁾

helical wiggler 磁場 B_w と 縦磁場 B_z が存在するとき、全磁場は

$$B = B_z \hat{e}_z + B_w (\hat{e}_x \cos k_w z + \hat{e}_y \sin k_w z) \quad (3)$$

$$k_w = 2\pi / \lambda_w$$

下表に示れるが、これは Wiggler 磁場にしたから回転する座標系 $(\hat{e}_1, \hat{e}_2, \hat{e}_3)$ で示すと

$$\left. \begin{aligned} B &= B_z \hat{e}_3 + B_w \hat{e}_1 \\ \hat{e}_1 &= \hat{e}_x \cos k_w z + \hat{e}_y \sin k_w z \\ \hat{e}_2 &= -\hat{e}_x \sin k_w z + \hat{e}_y \cos k_w z \\ \hat{e}_3 &= \hat{e}_z \end{aligned} \right\} (4)$$

この回転座標系での電子の運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} \dot{v}_1 &= v_2 (k_w v_3 - \Omega_z / \gamma) \\ \dot{v}_2 &= -v_3 \Omega_w / \gamma - v_1 (k_w v_3 - \Omega_z / \gamma) \\ \dot{v}_3 &= v_2 \Omega_w / \gamma \end{aligned} \right\} (5)$$

FEEL

$$\Omega_w = e B_w / m, \quad \Omega_z = e B_z / m \quad (6)$$

であり, m_0 とはそれぞれ電子の静止質量, 電荷を示し, $\gamma = \{1 - (V/c)^2\}^{-\frac{1}{2}}$ で, V は電子速度である. また「 \cdot 」は t に関する微分を表す.

式(5)から次の定軸速度解が得られる.

$$V_1 = \frac{V_{11} \Omega_w / \gamma}{\Omega_z / \gamma - k_w V_{11}} (= V_w), \quad V_2 = 0, \quad V_3 = V_{11} \quad (7)$$

また $V_{11}^2 + V_w^2 = V^2$ (8)

である. 式(7), (8) は次のように表される.

$$\beta_w = \frac{\gamma_w \beta_{11}}{\gamma_z - \beta_{11}}, \quad \beta_2 = 0, \quad \beta_{11} = (\beta_V^2 - \beta_w^2)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} \beta_{11} &= V_{11}/c, \quad \beta_w = V_w/c, \quad \beta_V = V/c \\ \gamma_z &= \frac{\Omega_z / \gamma}{k_w c}, \quad \gamma_w = \frac{\Omega_w / \gamma}{k_w c} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式(9)から β_w を消去して次式を得る.

$$\gamma_z = \beta_{11} \left\{ 1 \pm \gamma_w (\beta_V^2 - \beta_{11}^2)^{-\frac{1}{2}} \right\} \quad (11)$$

β_V, γ_w が一定のとき, 式(11)から縦磁場パラメータ γ_z と縦速度パラメータ β_{11} の関係が図3のように得られる. $\beta_{11} = \gamma_z$ の直線はサイクロトロン共振を表しているが, これを境にして曲線Iと曲線IIに分けられる. この内, 曲線IのOP間は不安定な定軸速度解を与え, その他は安定な定軸速度解を与える.

一般に運動中の constant 量として次の2式が成り立つ.

$$V^2 = V_1^2 + V_2^2 + V_3^2, \quad u = V_1 - k_w \frac{(V_3 - \frac{\Omega_z / \gamma}{k_w})^2}{2 \Omega_w / \gamma} \quad (12)$$

これは次式のように表される.

$$\beta_V^2 = \beta_1^2 + \beta_2^2 + \beta_3^2, \quad \beta_u = \beta_1 - \frac{(\beta_3 - \gamma_z)^2}{2 \epsilon \gamma_z} \quad (13)$$

ただし,

$$\beta_u = u/c, \quad \epsilon = B_w/B_z = \Omega_w/\Omega_z = \gamma_w/\gamma_z \quad (14)$$

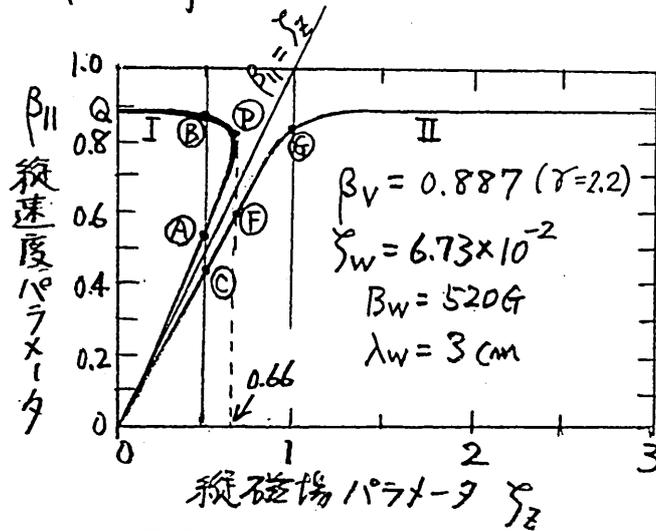


図3 $\gamma_z - \beta_{11}$ 特性

式(13)は次の簡単な微分方程式に帰される。

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \Phi(x) = 0 \quad (15)$$

ただし、

$$\Phi(x) = \left\{ x^4 + 4\varepsilon \zeta_2 (\beta_u + \varepsilon \zeta_2) x^2 + 8\varepsilon^2 \zeta_2^3 x + 4\varepsilon^2 \zeta_2^2 (\zeta_2^2 + \beta_u^2 - \beta_v^2) \right\} / \zeta_2^2 \quad (16)$$

$$x = \beta_3 - \zeta_2$$

$$\tau = \frac{\Omega_2}{2\gamma} t = \frac{k\omega C \zeta_2}{2} t$$

である。式(15)から x , t したがって β_3 が物理的に意味のある解をもつためには $\Phi(x) \leq 0$ でなければならぬ。そして

$\Phi(x) < 0$: 軸速度の振動解

$\Phi(x) = 0$: 定軸速度解

を意味する。

擬ポテンシャル $\Phi(x)$ は β_u の特定の値に対して図4のように得られる。これより (A) は不安定な定軸速度解、(B), (C) は安定な定軸速度解になる事が理解され、これは図3

の (A), (B), (C) に対応する。一般に β_3 の振動域は $\Phi(x) = 0$ を満たす $\beta_u - \beta_3$ 間曲線を ζ_2 パラメータにして描くとわかる。

図5は、図3の各 ζ_2 に対する β_3 の振動域を示し、

(A), (B), (C) は、

図3のその記号に対応する。

発振モードには FEM 共鳴モードとサイクロトロン共鳴モードとがあり、その発振角周波数 ω と相互作用距離 L にわたる利得 G_L は、次式で与えられる。

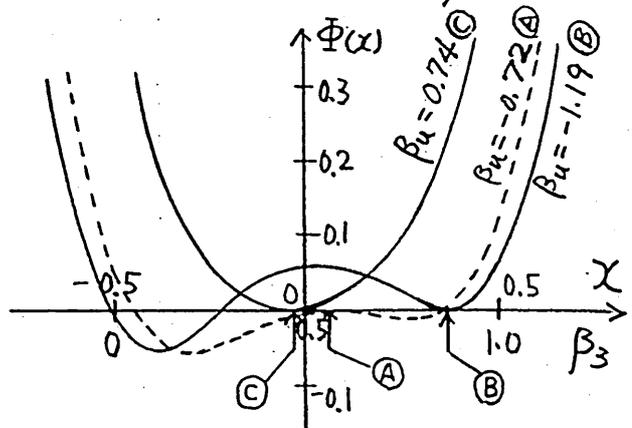


図4 擬ポテンシャル曲線

$$\beta_v = 0.887, \quad \zeta_2 = 0.50, \quad \varepsilon = 0.135$$

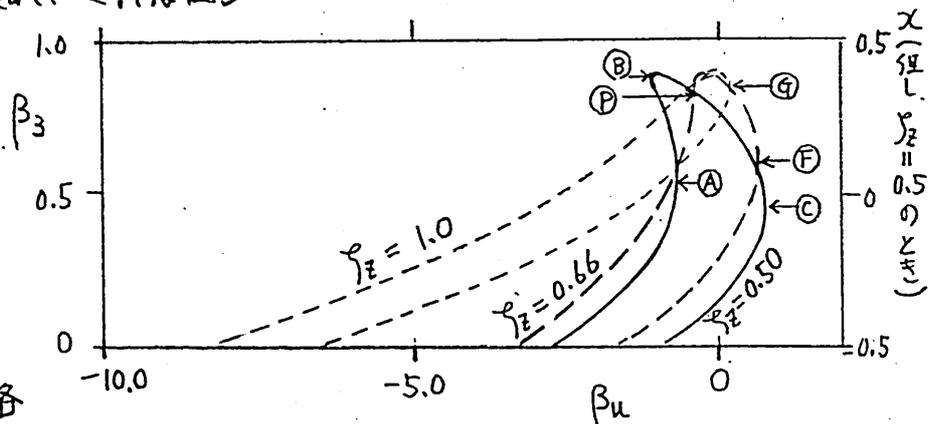


図5 $\Phi(x) = 0$ を満たす $\beta_u - \beta_3$ 間曲線

$$\beta_v = 0.887, \quad \varepsilon = 0.135$$

○ FEL 共鳴モード : $\omega = (k_w + k) V_z$ (17)

最大利得時 $\omega = 2 \gamma_z^2 k_w V_z (1 - 2.6/k_w L)$ (18)

$(G_L)_{max} = 0.068 \beta_{w||}^2 \frac{\omega_p^2}{\gamma k_w^2 c^2} (k_w L)^3 F \left| 1 - \frac{\gamma_z^2 \beta_{w||}^2 \Omega_z / \gamma}{(1 + \beta_{w||}^2) \Omega_z / \gamma - k_w V_{||}} \right|$ (19)

ただし, $k = \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2} / c$, $\omega_p^2 = e^2 n_b / m \epsilon_0$ (MKSA) } (20)
プラスマ周波数
 $\beta_{w||} = V_w / V_z = \frac{\Omega_w / \gamma}{\Omega_z / \gamma - k_w V_{||}}$

○ サイクロトロン共鳴モード : $\omega \approx \Omega_z / \gamma + k V_{||}$ (21)

$(G_L)_{max} \approx \frac{\omega_p^2 L^2 F}{2 \gamma c^2} \left(\frac{\beta_{w||}^2 (1 + \beta_{||}) \gamma_z^2 \Omega_z / \gamma + k_w c}{\Omega_z / \gamma - k_w V_{||}} - \beta_{||}^{-1} \right)$ (22)

強い縦磁場 B_z を加えた作用は, FEL 共鳴モードにおける利得の増大作用にあり, その利得増大比 Δ は次式で与えられる.

$\Delta = \frac{(G_L)_{B_z \neq 0}}{(G_L)_{B_z = 0}} = \mu^2 \left| \frac{E^2 \beta_z^2 + (\mu - 1) [E^2 + (\mu - 1)^2 (1 - \beta_z^2)]}{[E^2 - (\mu - 1)^3] [E^2 + (\mu - 1)^2 (1 - \beta_z^2)]} \right|$ (23)

ただし $\mu = \frac{k_w V_{||}}{\Omega_z / \gamma} = \beta_{||} / \gamma_z$ (24)

である.

図6に, 図3の場合の利得増大比を示す.

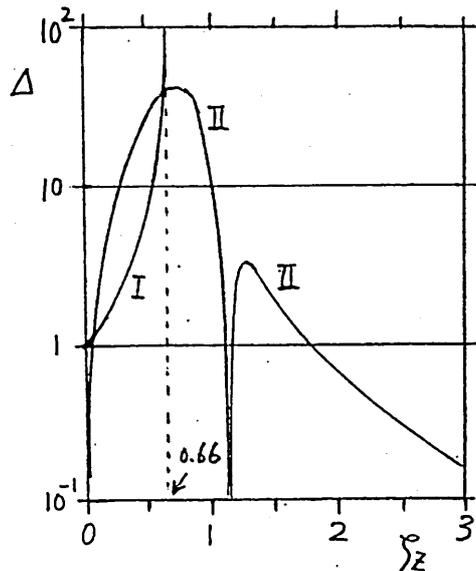


図6, 図3の場合の利得増大比

4. 実験装置

(i) 装置の概要

図7(a)は実験装置の主要部を示す。励電III期のダイオードの先端に取り付けた陰極Kから放出された hollow beam を内径 20 mm, 長さ 120 cm の銅パイプ製の drift tube 中を伝播させる。そのため, 陰極放出時は 20 kG 程度, その後 9 kG 程度の縦磁場を加える(図7(b)).

helical wiggler との相互作用により発生した電磁波は drift tube で構成される円形導波管から方形導波管(WRJ-10)に変換し, 真空封入のカラス窓を経て, テーパーにより WRJ-34 導波管 ($\lambda_c = 14$ mm) に接続し, クリスタルマウントに至り, ダイオード 1SS86 で検出している。縦磁場コイルおよび wiggler コイルは直列にして, 1つのパルス電源で駆動し, その立上り時肉(約 2ms)で得られる電流ピーク時に REB を打つ出すように遅延時間を与えている。

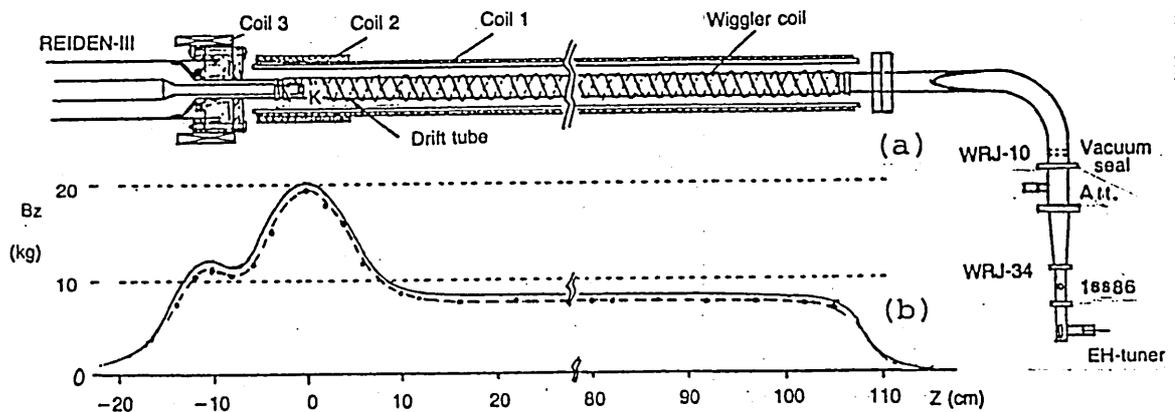


図7 実験装置の主要部と縦磁場の分布

(ii) 磁場コイル

縦磁場用の coil 1, coil 2 は塩ビパイプ (内径 40 mm, 外径 48 mm) 上に 1 mm 中のホルマリン線を巻き、厚みには絶縁紙 (1 mm 厚) を入れた。coil 3 は cathode stalk と drift tube の間で電子が流れないための絶縁用である。図 7 (b) に示した縦磁場分布は、ピーク電流 340 A に対する計算値を実線で示し、1 A の直流電流より得た実験値を実線で示す。

Wiggler coil は、ピッチ $\lambda_w = 3 \text{ cm}$, 半径 $a_w = 1.3 \text{ cm}$ の helical coil で、全ピッチ数 37, 有効ピッチ数 $N = 33$ である。Wiggler 磁場の振幅値は

$$B_w = 8\pi \times 10^7 (I_w / \lambda_w) [\chi K_0(\chi) + K_1(\chi)] \text{ (MKSA)} \quad (25)$$

$$\chi = k_w a_w = 2\pi a_w / \lambda_w$$

で与えられる⁶⁾、ここで $K_0(\chi)$ および $K_1(\chi)$ は 0 次および 1 次の第一種変形ベッセル関数である。 I_w はコイル電流である。この Wiggler coil は、0.5 mm 中のホルマリン線を 10 本の bundle にして巻いてあり、 $I_w = 10 \times 340 \text{ A}$ のとき $B_w = 520 \text{ G}$ となる。

これらのコイルは、縦磁場コイル (coil 1, 2, 3) と Wiggler コイルの全部を直列にして、全インダクタンスは $L_0 = 23 \text{ mH}$, 抵抗は $R_0 = 20 \Omega$ となり、これに対して、140 μF のコンデンサーを 8 kV 充電させて放電させる。damping factor は $d = 0.77$ で、under damping の電流波形となり、立上り時間は 2.3 ms, 電流ピーク値は 340 A となる。この場合の銅に対する skin depth は $\delta = 5.8 \text{ mm}$ である。

コイル電流のピーク時に REB を打出すタイミングシステムを図 8 に示す。 Marx high voltage generator M.G. および磁場コイル用のそれぞれのコンデンサーを充電後、Trigger Pulser を始動すると Gap SW. が働き、磁場

コイル用コンデンサーCが放電を開始する。一方2.3msの遅延時間を与えて Delay Pulsar から trigger pulse が Thyatron Pulsar に送られ 9 kV の trigger pulse と呼んで M.G. に与えられ、Blumlein 線路を経て Diode Chamber の Cathode から REB が打出される。REB は 100 ns のパルスビームである。この電子ビームに対して、充分コイル電流のピーク時が保たれる。

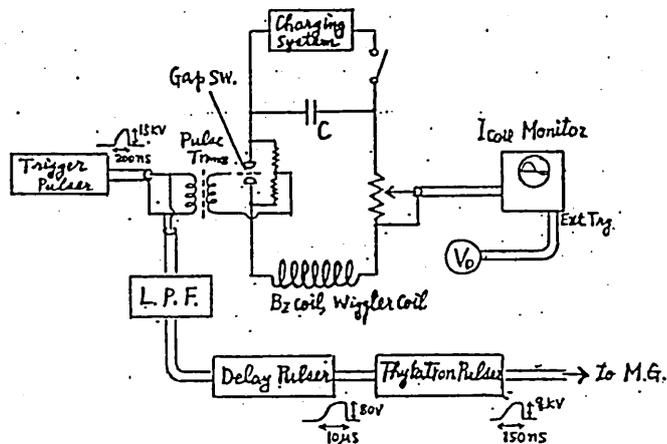


図8 パルス磁場とREB打出しのタイミングシステム。

(iii) REB発生装置

図9において、M.G. は初期エネルギーを蓄積し、高電圧パルスと発生させる Marx Generator である。このM.G. は6段(12個)のコンデンサーの並列充電、直列放電により、充電電圧26kV(コンデンサー1個の容量

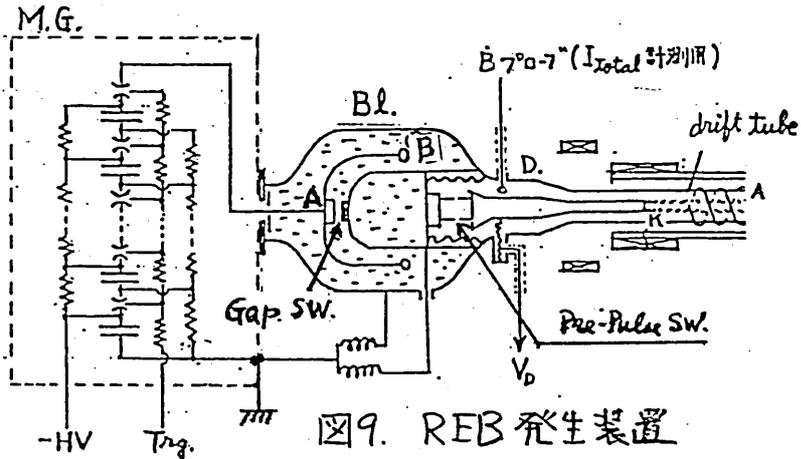


図9. REB発生装置

1.2 μF) のとき、 $V_M = 312 \text{ kV}$ の出力と成りて Blumlein line (Bl.) に与えられる。Bl. は3重同軸円筒の水コンデンサーで、このコンデンサーに蓄えられたエネルギーの放電により、方形波に近い電圧パルスが Diode (D.) に与えられる。

Bl. はパルス成形部 (Pulse Forming Line, P.F.L.) であり、これによって得られるパルス幅 τ は、電磁波が線路長 l (図の AB 間距離) を往復する時間であり、線路向きを充つ誘電体の比誘電率 ϵ_r 、光速 c とおくと、

$$\tau = 2\sqrt{\epsilon_r} l / c \quad (26)$$

である。またこの P.F.L. のインピーダンスおよび容量は

$$Z_B = (\mu_0 / \epsilon_0 \epsilon_r)^{1/2} (2\pi)^{-1} \ln(R_3/R_1) \quad (27)$$

$$C_B = 2\pi \epsilon_0 \epsilon_r l \left\{ [\ln(R_2/R_1)]^{-1} + [\ln(R_3/R_2)]^{-1} \right\} \text{充電時} \quad (28)$$

で与えられ、ここで R_1, R_2, R_3 はそれぞれ内部、中間部および外部導体の半径を示す。これらの式から P.F.L. のインピーダンスを小さく、かつ寸法も小さくするには ϵ_r の大きいものが望まれる。純水は 1GHz まで広帯域で $\epsilon_r \approx 80$ という大きさであり、また絶縁破壊が起っても回復する長所があるのでよく使われる。 $l = 1.3 \text{ m}$, $R_1 = 35 \text{ cm}$, $R_2 = 48 \text{ cm}$, $R_3 = 60 \text{ cm}$ に対して、 $\tau = 78 \text{ ns}$, $Z_B = 3.6 \Omega$, $C_B = 44 \text{ nF}$ となる。

Resonance charge により Marx の蓄積エネルギーが BL に移される。M.G. の全直列容量を $C_M (= 1.2 \mu\text{F}/12 = 100 \text{ nF})$ とし、BL の Gap SW. の 80% 動作を仮定して BL に与えられる電圧 V_B , 電流 I_B は

$$V_B = 0.8 V_M \cdot 2 C_M / (C_M + C_B) = 350 \text{ KV} \quad (29)$$

$$I_B = V_B / Z_B = 96 \text{ KA}$$

となる。この電圧波形が Cathode と anode とから成る Diode (D.) に与えられたとき、そのインピーダンス Z_D と Z_B との不整合による反射を考慮して Diode 電圧 V_D は

$$V_D = V_B \left\{ 1 + (Z_D - Z_B) / (Z_D + Z_B) \right\} \quad (30)$$

で与えられる。 $Z_D = 23 \Omega$ を仮定すると $V_D = 600 \text{ KV}$, $I_D = 26 \text{ KA}$ となる。この場合 Cathode から打出される REB のエネルギーは $E_b = 0.6 \text{ MeV}$ ($\gamma = 2.2$) と見積られる。

Cathode は hollow-beam を作る構造で、 $r_1 = 3 \text{ mm}$, $r_2 = 5 \text{ mm}$ の四角の同軸円筒構造になっている。また drift tube は内半径 $R = 10 \text{ mm}$, 肉厚 1.0 mm の銅管を用いている。この場合の空間電荷制限電子流は

$$I_{\text{SCL}} = \frac{(\gamma^2 - 1)^{3/2} m c e^{-1} \times 10^7}{1 - 2r_1^2(r_2^2 - r_1^2)^{-1} \ln(r_2/r_1) + 2 \ln(R/r_2)} \quad (\text{MKSA}) \quad (31)$$

で与えられ⁷⁾、上の数値では $I_{\text{SCL}} = 5.2 \text{ KA}$ となる。

5. 基礎実験

まず、縦磁場 B_z に対する Wiggler 磁場 B_w の比 $\epsilon (= B_w/B_z)$ が、drift tube 中で伝播する hollow beam に影響を与えることがわかった。図 10. のように B_w コイルに並列に抵抗 R_s を入れ、これを可変にして ϵ を変え、Cathode K から 101.5 cm の距離にある計測用 Anode, A.

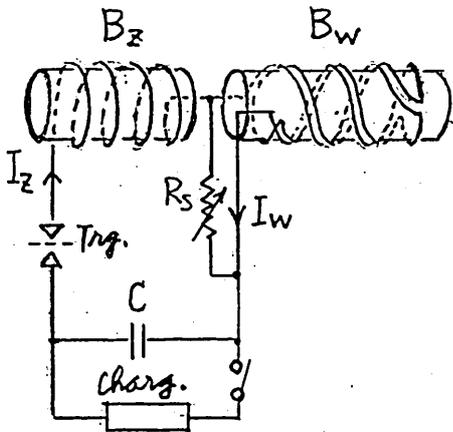


図10. ϵ 可変用抵抗 R_s

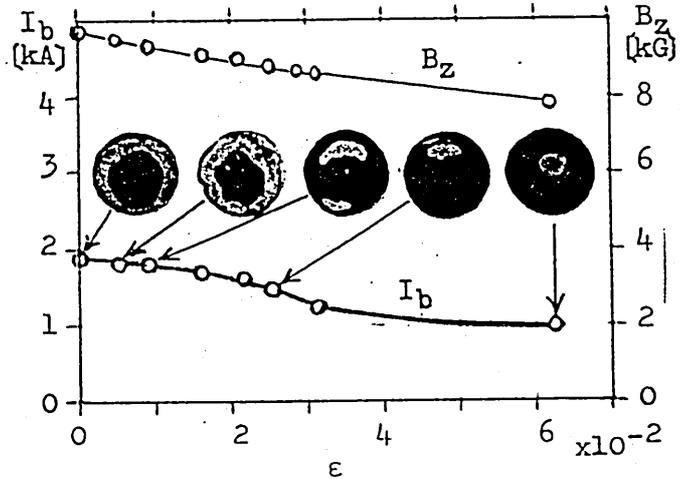


図11. ϵ によるビーム特性 ($E_b = 0.61 \text{ MeV}$)

に流入するビーム電流 I_b , および、そのA極表面に生じる damage を調べると、図11のようになる。これより、 $\epsilon > 9 \times 10^{-3}$ では hollow beam は崩れ、 $\epsilon = 6 \times 10^{-2}$ では尖状にピンチしてしまう事がわかる。

図12は、hollow beam が保たれる $\epsilon = 5 \times 10^{-3}$ の場合のビーム電圧、電流波形を示す。 V_D は Cathode stalk の電圧を抵抗分割で落してオシロで見た波形である。 V_{cor} は、ダイオードのインダクタンス $L (= 157 \text{ nH})$ によって生ずる逆起電力 $-L(dI_x/dt)$ を補正した電圧波形を示し、これがREBのエネルギー E_b を与える。これより、ビームエネルギーのピーク値は $E_b = 0.61 \text{ MeV}$ ($\gamma = 2.2$) となる。電流 I_x は cathode stalk を流れる全電流を示し、この stalk のまわりを生ずる磁束線と鎖交する B-dot プルーフを流れる電流を積分して得たものである。電流 I_b は、K極から約 1 m 離れた drift tube 先端のA極に流入する電流を計測したものである。 $I_x = 30 \text{ kA}$ に対して $I_b = 1.5 \text{ kA}$ 位であり、その比は5%となっている。式(31)によれば $I_{SCL} = 5.2 \text{ kA}$ である。 $I_x = 30 \text{ kA}$ の全電流のうち空間電荷制限電流 I_{SCL} 以外は伝播ラインの入口で直ちに側壁に流れこむが、さらにその I_{SCL} の70%程度が偏心の他で

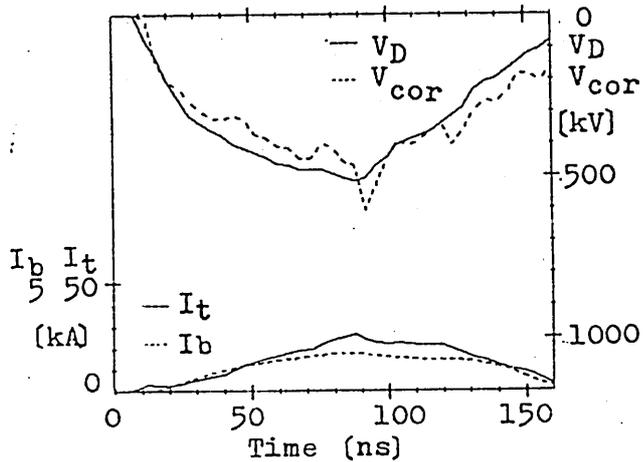
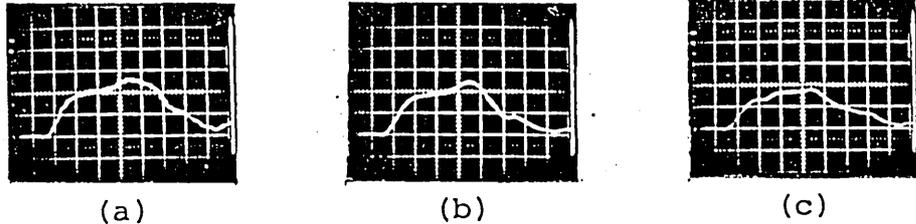


図12. 図11の $\epsilon = 5 \times 10^{-3}$ のときのREB電圧、電流波形

drift tube 側壁で失われ、残りの30%が I_b となって drift tube 先端まで hollow beam を保って、達しているとみられる。多くの場合、 I_a に対する I_b の比は 5~20% の範囲内にある。



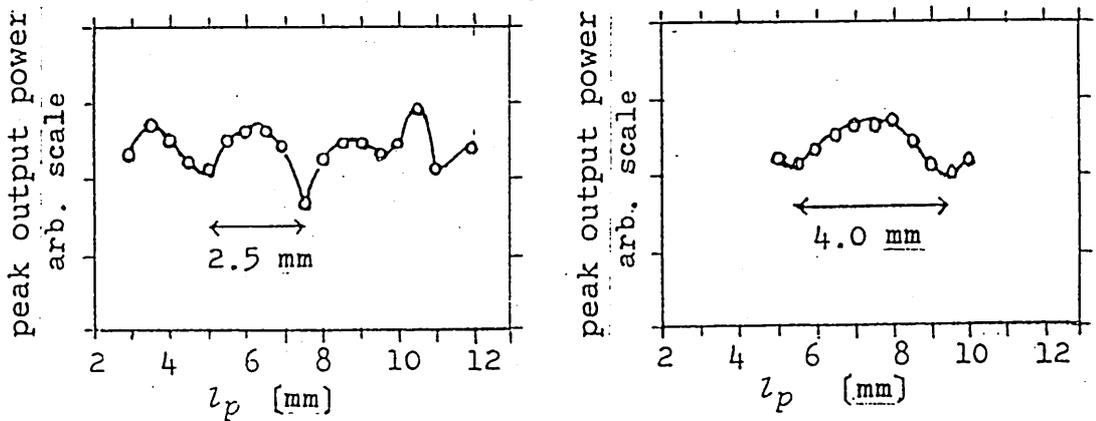
(a) (b) (c)
 $(E_b=0.61 \text{ MeV}, B_w=46 \text{ G}, B_z=9.5 \text{ kG}, \text{Hori.:}20\text{ns/div.}, \text{Vert.:}1\text{V/div.})$

図13. タイオードISS86で検出された電磁波パルス

$E_b=0.61 \text{ MeV}$ ($\gamma=2.2$), $B_w=46\text{G}$, $\epsilon=4.8 \times 10^{-3}$ の場合に得られた電磁波パルス (64GHz , 4.7mm 後進) の波形を図13に示す。この場合、 -1.8dB の減衰を与えて居り、また検波後(タイオードISS86)増幅番の特性による 20MHz の帯域制限を与えてノイズ成分を除いている。図(a)はEH-tunerのplungerの調節によって得られる整合状態を示している。パルス幅は約 100ns で、図12に示したビーム電圧パルスの幅に対応している。図(b),(c)はplungerの位置 l_p の 0.5mm 毎の移動によって得られる検波出力の減少を示している。この peak 出力の l_p 依存性は図14のようになる。これより、管内波長 λ_g , 自由空間波長 λ が次のように求まる。ただし導波管の遮断波長は $\lambda_c=14\text{mm}$ である。

$$E_b=0.61 \text{ MeV} (\gamma=2.2) \rightarrow \lambda_g=5.0 \text{ mm} \quad \lambda=4.7 \text{ mm} (64\text{GHz})$$

$$E_b=0.56 \text{ MeV} (\gamma=2.1) \rightarrow \lambda_g=8.0 \text{ mm} \quad \lambda=7.0 \text{ mm} (43\text{GHz})$$



(a) $E_b=0.61\text{MeV}$

(b) $E_b=0.56\text{MeV}$

図14. peak出力の plunger位置による変化。

これらの自由空間波長は、最大放射出力に対する発振波長であると考えられる。それ故 FELモードにおける最大利得時の発振周波数の式(18)が適用出来、エネルギーパラメータの軸方向成分 γ_z が逆算され、次の結果を得る。

$$E_b = 0.61 \text{ MeV } (\gamma = 2.2) \rightarrow \gamma_z = 1.9$$

$$E_b = 0.56 \text{ MeV } (\gamma = 2.1) \rightarrow \gamma_z = 1.5$$

しかし、式(7), (8)の関係から求めた γ_z は、 $\gamma = 2.17$ に対して $\gamma_z = 2.16$ となり、横方向エネルギーは僅かであることを示している。それは、 B_w を B_z の $1/200$ にあたる 46 G に小さくしているためである。 $\gamma_z = 1.9$ は、 $B_w = 480 \text{ G}$ のときに対応する。また、K-factorの考えからすると、 $K = 93.4 B_w \lambda_w = 0.013$ であり、実効 K-factor は $K_{\text{eff}} = \sqrt{\Delta} K = 0.041$ ($\Delta \approx 10$, 図15参照)となる。それ故 $\gamma_z = \gamma / \sqrt{1 + K_{\text{eff}}^2}$ の関係から、これまた γ_z は γ と殆ど変わらないことになる。そこで $\gamma_z = 1.9, 1.5$ は wiggler 以前に存在するビームの揺りによるものとみられる。

実際には周波数スペクトルが広く分布するので、以上のような簡単な波長計測だけでは勿論不十分である。現在、high power で短パルスのミリ波放射のスペクトル計測に向けた grating spectrometer²⁾ を製作中で、これにより、種々検討すべき問題と考えている。しかし、ビームエネルギーの減少にしたがって発振波長が増加するという FEL の基本特性は確認されたことになる。

またこの実験結果において、 B_w の B_z に対する比 ϵ が 9×10^{-3} より大きいと hollow-beam が保たれず Spot になり、また I_b も半減し、電磁波の放射は顕著に観測されなくなることがわかった。逆に $B_w = 0$ のときでも、電磁波が放射されることもわかったが、その波長は plunger の可動範囲より長くなる。これは電子ビームの自己磁場による B_0 で起る電子のらせん運動によるのではないかと考える。 $I_b = 8 \text{ kA}$, 10 mm 直径の電子ビームに対しては $B_0 = 3.2 \text{ kG}$ となり、 $B_z = 9 \text{ kG}$ との等価的な λ_w は 8.8 cm になる。それ故この発振波長は 13 cm 程度であると考えられる。

6. おわりに

以上は REB タイオードを用いた、helical wiggler による FEL の基礎実験を示したもので、導波管の管内波長から求めた発振波長とビームエネルギーの関係は FEL の特性と矛盾しない

ものであった。また Wiggler 磁場の印加により電子ビームは影響を受けるが、縦磁場との比を制限することにより、hollow beam を保つて FEL の動作をする Wiggler 磁場の領域の存在することが分かった。

現在、Marx Generator のコンデンサー・バンクが 6 段であったのを 9 段に増やして、ビーム・エネルギーの増大に向けて装置を改良中である。ここで、今までの 6 段の場合の実験値を以下にまとめておく。

ビーム・エネルギー $E_b = 0.61 \text{ MeV } (\gamma = 2.2)$
 ビーム電流 $I_b = 1.8 \text{ kA}$
 電子密度 $n_b = 8.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
 プラズマ角周波数 $\omega_p = 3.5 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$

縦磁場 $B_z = 9.5 \text{ kG}$
 Wiggler 磁場 $B_w = 46 \text{ G}$
 " ピッチ $\lambda_w = 3.0 \text{ cm}$
 " コイル半径 $a_w = 1.3 \text{ cm}$
 " 有効周期数 $N = 33$ (全 37)

$$\Omega_z / \sigma = 7.6 \times 10^{10} \text{ (12 GHz)}$$

$$k_w v_z = 5.3 \times 10^{10} \text{ (8.5 GHz)}$$

発振周波数 $f = 64 \text{ GHz}$ (4.7 mm) 実験値

最大利得: $L = 1 \text{ m}$, $F = 0.16$ と式(19)より計算
 $(G_L)_{\text{max}} \approx 49$ (17 dB)

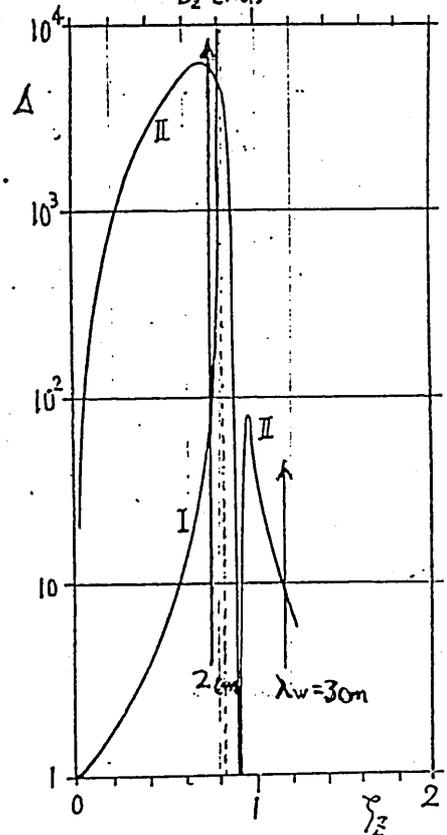
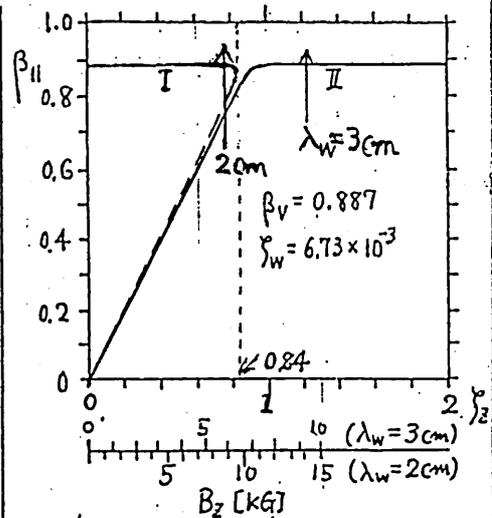


図 15 実験に近いパラメータによる特性

$$\beta_v = 0.887 \text{ } (\gamma = 2.2)$$

$$\gamma_w = 6.73 \times 10^{-3}$$

$$\left(\begin{array}{l} \lambda_w = 3 \text{ cm, } B_w = 52 \text{ G} \\ \lambda_w = 2 \text{ cm, } B_w = 78 \text{ G} \end{array} \right)$$

参考文献

- 1) H. Motz: J. Appl. Phys., 22 (1951) 527.
- 2) R.M. Phillips: IRE Trans. Electron Devices 7 (1960) 231.
- 3) D.A.G. Deacon, et al.: Phys. Rev. Lett., 38 (1977) 892.
- 4) H.P. Freund, et al. "Physics of Quantum Electronics Vol 9," pp. 759-793, Addison-Wesley Pub. Co. Inc., 1982.
- 5) 近角 聡信: 磁気, 共立出版 (1981).
- 6) 近藤 淳: 電験研調査報告第200号 (1979).
- 7) R.B. Miller, et al.: J. Appl. Phys. 51 (1980) 3506.
- 8) J.A. Pasour, et al.: Rev. Sci. Instrum., 48 (1977) 1355.

輻射科学研究会資料

RS 83-9

金属ストリップアレイを周期的に装荷した
フェライトスラブにおけるミリ波のブラッグ反射特性

チャレイ スラットパンヤ・堤 誠・熊谷 信昭
大 阪 大 学 工 学 部

昭和 58 年 9 月 30 日

ABSTRACT

The waveguiding characteristics of electromagnetic TE waves in a ferrite slab periodically loaded with metal strips are investigated. Theoretical formulation by means of the spectral domain approach is employed to obtain the Brillouin diagrams of two types of volume modes and a surface mode. It is found that the stopband and nonreciprocal properties of waves depend on the metal strip profile and bias magnetic field strength. Experiments on the magnetic field dependence of the Bragg frequency and the stop bandwidth are carried out in the millimeter wave frequencies.

1. INTRODUCTION

Recently, many research works have been done in connection with ferrite periodic structures for microwave and millimeter wave applications. Tsutsumi et.al.[1] have studied the Bragg reflection of millimeter waves by a corrugated ferrite slab and have found that the tunable property of the Bragg frequency by the applied magnetic field is useful in designing tunable band-rejection filters. With application to a beam-steerable leaky-wave antenna in mind, Ohira et.al.[2] have investigated the radiation of leaky wave from a grooved ferrite image line and have demonstrated experimentally that the radiation angle of the leaky wave can be steered continuously by the dc bias magnetic field. Araki et.al.[3],[4] have studied the nonreciprocal leakage phenomena in the periodic ferrite waveguides and the dielectric-ferrite waveguide periodically loaded with metal strips. They have shown that these leakage phenomena can be use to develop new planar isolators and circulators.

In the present paper the propagation characteristics of electromagnetic TE waves in the ferrite slab with periodic metal strips are investigated. The spectral domain approach, which was followed by Ogusu [5] in the study of propagation properties of a dielectric

waveguide with periodic metal strips, is employed to obtain the Brillouin diagrams of this type of periodic structure. Brillouin diagrams around the first-order Bragg interaction region are shown numerically for two volume and one surface modes. Stopband properties as a function of strip width and applied magnetic field are determined and compared with the experimental results carried out in the frequency range 40-50 GHz using polycrystalline YIG slabs periodically loaded with copper strips. The nonreciprocal behavior of waves due to the periodic perturbation of metal strips in the waveguide structure is also discussed briefly.

2. THEORETICAL FORMULATION

Fig.1 shows the structure of the ferrite slab periodically loaded with infinitesimally thin metal strips of width s at an interval d . The structure is assumed to be uniform and infinite in the bias dc magnetic field direction. Hence, the fields have no variation in the z direction. It is also assumed that the guided waves propagate in the y direction with time dependence $\exp(j\omega t)$. The permeability tensor of the ferrite slab is given by [6]

$$[\hat{\mu}] = \begin{bmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

where

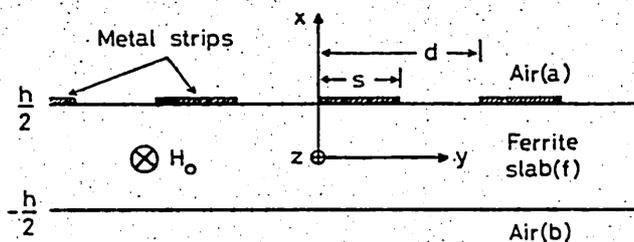


Fig.1 Geometry of the ferrite slab with periodic metal strips.

$$\mu = 1 + \frac{(\gamma\mu_0)^2 M H_0}{(\gamma\mu_0 H_0)^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{(\gamma\mu_0) M \omega}{(\gamma\mu_0 H_0)^2 - \omega^2}$$

γ , M and H_0 are the gyromagnetic ratio, the saturation magnetization and the bias dc magnetic field, respectively. All of the materials are assumed to be lossless. We shall restrict ourself to the TE mode with field components H_x , H_y and E_z , because only TE mode is sensitive to the applied magnetic field for two dimensional problem [7]. From Maxwell's equations, the E_z component inside the ferrite slab satisfies the following differential equation

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_{ef} \right) E_z = 0 \quad (2)$$

The H_x and H_y components can be easily expressed in terms of E_z from Maxwell's equations as

$$H_x = \frac{-1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{j}{\kappa_{ef}} \frac{\partial}{\partial x} E_z + \frac{1}{\mu_{ef}} \frac{\partial}{\partial y} E_z \right) \quad (3)$$

$$H_y = \frac{-1}{j\omega\mu_0} \left(\frac{-1}{\mu_{ef}} \frac{\partial}{\partial x} E_z + \frac{j}{\kappa_{ef}} \frac{\partial}{\partial y} E_z \right) \quad (4)$$

where

$$\mu_{ef} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu}, \quad \kappa_{ef} = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\kappa}$$

and ϵ_r is the relative dielectric constant of the ferrite slab.

The theoretical analysis by means of the spectral domain approach [5] will be followed to derive the dispersion relation of the waveguide structure shown in Fig.1. According to the Floquet's theorem, we shall expand the E_z component in the ferrite and air in terms of space harmonics as

$$E_{za} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{A}_n e^{-\alpha_n(x-h/2)} e^{-j\beta_n y}, \quad h/2 \leq x \text{ in air} \quad \left. \vphantom{\sum_{n=-\infty}^{\infty}} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} E_{zf} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\tilde{B}_n \cos k_n x + \tilde{C}_n \sin k_n x) e^{-j\beta_n y}, \quad -h/2 < x < h/2 \text{ in ferrite} \\ E_{zb} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{D}_n e^{\alpha_n (x+h/2)} e^{-j\beta_n y}, \quad -h/2 \geq x \text{ in air} \end{aligned} \right\} (5)$$

where

$$\beta_n = \beta + \frac{2 \eta n}{d}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

β is the propagation constant of the dominant space harmonic, and \tilde{A}_n , \tilde{B}_n , \tilde{C}_n and \tilde{D}_n are unknown expansion coefficients. Substituting Eq. (5) into Eq. (2), we obtain

$$\left. \begin{aligned} k_n &= \sqrt{\omega^2 \mu_o \epsilon_o \epsilon_r \mu_{ef} - \beta_n^2} \\ \alpha_n &= \sqrt{\beta_n^2 - \omega^2 \mu_o \epsilon_o} \end{aligned} \right\} (7)$$

The propagation constant β and unknown coefficients \tilde{A}_n , \tilde{B}_n , \tilde{C}_n and \tilde{D}_n are determined by matching the tangential magnetic and electric fields at $x = \pm h/2$. The required boundary conditions at the interfaces $x = \pm h/2$ are given by

$$H_{yf}(x,y) = H_{yf}(-h/2,y) = H_{yb}(-h/2,y) \quad (8)$$

$$E_{zf}(-h/2,y) = E_{zb}(-h/2,y) \quad (9)$$

$$H_{yf}(h/2,y) - H_{ya}(h/2,y) = J_z = \begin{cases} I_z & \text{on metal strips} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (10)$$

$$E_{zf}(h/2,y) = E_{za}(h/2,y) \quad (11)$$

$$E_{zf}(h/2,y) = E_{za}(h/2,y) = 0 \quad \text{on metal strips} \quad (12)$$

The subscripts f, a and b denote the fields in the ferrite slab, the above and the bottom air regions, respectively. I_z in Eq. (10) is the

unknown surface current density in the z direction on the metal strips. The use of boundary conditions of Eqs.(8)-(11) allows us to express expansion coefficients \tilde{A}_n , \tilde{B}_n , \tilde{C}_n and \tilde{D}_n in terms of space harmonics of the surface current density J_z . Hence, the relation between the space harmonics of $E_{za}(h/2,y)$ and J_z can be written, after some mathematical manipulations, as

$$\tilde{E}_n = \tilde{G}_n \tilde{J}_n \quad (13)$$

where

$$\tilde{G}_n = j\omega\mu_0 \frac{[\cos k_n h + \frac{(\kappa/\mu)\beta_n + \mu_{ef}\alpha_n}{k_n} \sin k_n h]}{[-2\alpha_n \cos k_n h + \{ \frac{k_n}{\mu_{ef}} + \frac{(\kappa/\mu)\beta_n^2}{\kappa_{ef} k_n} - \mu_{ef} \frac{\alpha_n^2}{k_n} \} \sin k_n h]}$$

$$\tilde{J}_n = \frac{1}{d} \int_0^d J_z(y) e^{j\beta_n y} dy$$

$$\tilde{E}_n = \frac{1}{d} \int_0^d E_{za}(h/2,y) e^{j\beta_n y} dy$$

\tilde{J}_n and \tilde{E}_n are amplitude coefficients of the nth space harmonic of J_z and $E_{za}(h/2,y)$, respectively. The eigenvalue equation for the propagation constant β can be derived by considering the remaining boundary condition Eq.(12). We expand unknown \tilde{J}_n in terms of known sets of basis function $\tilde{J}_{m,n}$ as

$$\tilde{J}_n = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{m,n} \quad (14)$$

where c_m is the unknown constant. After substituting Eq.(14) into Eq.(13), we take scalar products with the basis functions $\tilde{J}_{i,n}^*$ for different values of i (i=1,2,3,...,M) and sum over all n. This process leads to the following matrix equation

$$\sum_{m=1}^M G_{im} c_m = \frac{1}{d} \int_0^d E_{za}(h/2,y) J_{z,i}^* dy = 0 \quad (15)$$

where

$$G_{im} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{G}_n \tilde{J}_{m,n} \tilde{J}_{i,n}^* \quad (16)$$

The integral over a period in Eq.(15) is zero, because $E_{za}(h/2,y)$ is zero on the metal strip and $J_{z,i}$ is chosen to be zero otherwise. At this step, all the boundary conditions have been satisfied. The eigenvalue equation for the propagation constant β is now obtained by equating the determinant of the coefficient matrix of Eq.(15) equal to zero. That is

$$\det | G_{im} | = 0 \quad (17)$$

The accuracy of the solution of Eq.(17) depends on the choice of the basis function $J_{z,m}$ [5]. In this paper, the following form has been chosen.

$$J_{z,m}(y) = \begin{cases} \cos \frac{2(m-1)\pi}{s} y & , 0 \leq y \leq s \\ 0 & , s \leq y \leq d \end{cases} \quad (18)$$

The basis function $J_{z,m}$ is nonzero only on the metal strips.

3. NUMERICAL RESULTS

The dispersion relation is obtained by evaluating numerically the root of the eigenvalue equation Eq.(17). Before presenting the numerical results of the dispersion relation in the ferrite slab with periodic metal strip, it is desirable to describe the propagation properties of waves in the ferrite slab without metal strips. The dispersion relation for the TE modes of the transversely magnetized ferrite slab is given by

$$\left(\frac{k^2}{\mu_{ef}^2} + \frac{\beta^2}{k_{ef}^2} - \alpha^2 \right) \tanh k - \frac{2\alpha k}{\mu_{ef}} = 0 \quad (19)$$

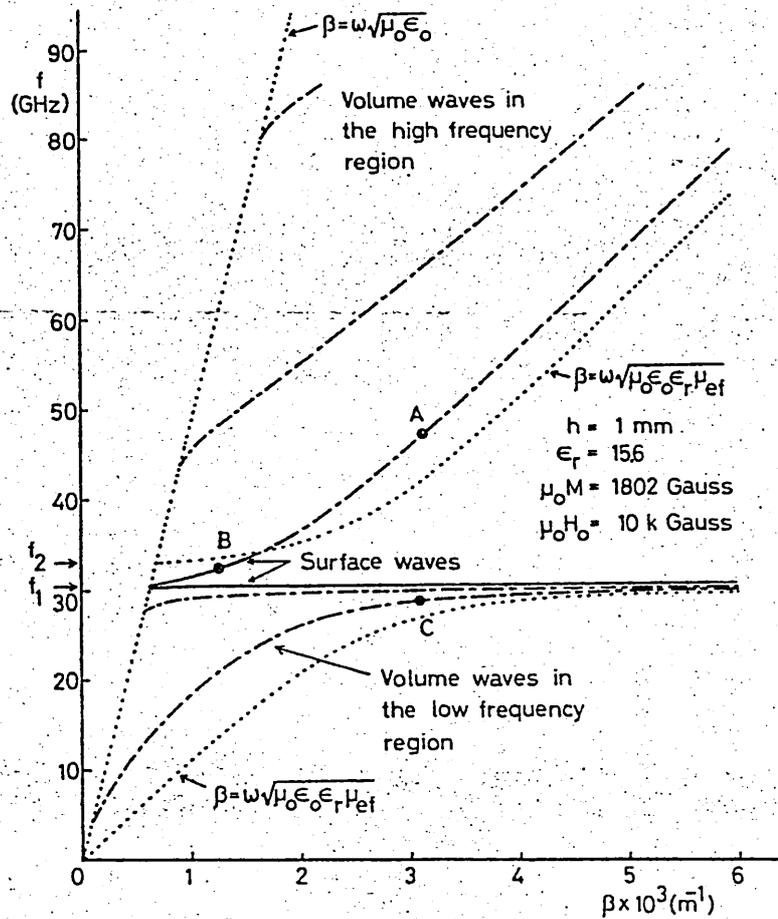


Fig.2 Dispersion diagram for the TE mode of the ferrite slab without metal strips.

where k and α are determined from Eq. (7) with $n = 0$. The solution β of Eq. (19) for a given frequency f includes volume waves and surface waves. Fig.2 shows the dispersion diagrams of these TE waves in a ferrite slab for the bias magnetic field strength 10 kGauss. Within the frequency band $f_1 [= \gamma \mu_0 \sqrt{H_0 (H_0 + M) / 2\pi}] < f < f_2 [= \gamma \mu_0 (H_0 + M) / 2\pi]$ and for $\beta > \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_{ef}}$, k is imaginary and only surface waves corresponding to magnetostatic and dynamic surface modes, discussed in detail by Gerson and Nadan [7], can exist. Outside these frequency regions dispersion curves for the volume waves exist in the high and the low frequency region because k is real where $\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} < \beta < \omega \sqrt{\mu_0}$

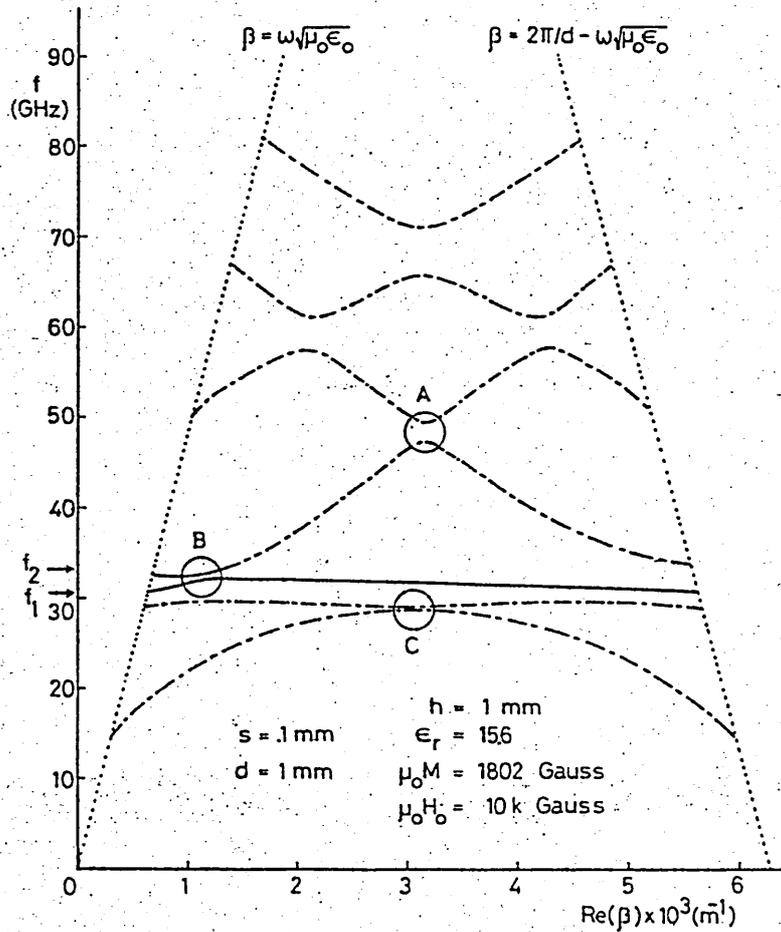


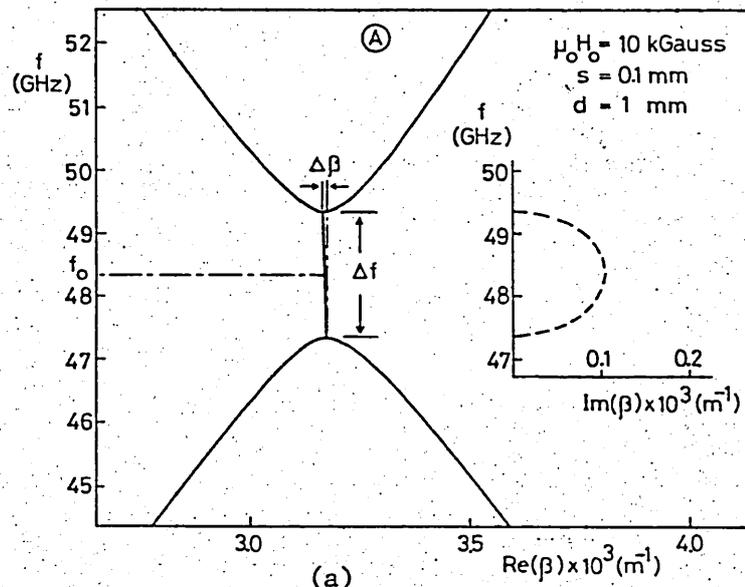
Fig.3 Brillouin diagram for the TE mode of the ferrite slab with periodic metal strips.

$\epsilon_0 \epsilon_r \mu_{ef}$

When periodic metal strips are provided, the dispersion relation of Eq.(17) is calculated numerically particularly around the first-order Bragg interaction regions A, B, and C of Fig.2. The result is shown in Fig.3 where the parameter values used in the calculation are also given. The important feature is that the stopbands in frequency occur where the Bragg condition

$$\text{Re}(\beta^+ + \beta^-) = 2\pi/d \quad (20)$$

is satisfied. The superscripts "+" and "-" indicate the forward and backward wave, respectively. The stopbands at A and C result from the interaction between the dominant space harmonic ($n=0$) of forward volume waves and the dominant space harmonic ($n=-1$) of backward volume waves. The stopband at B results from the interaction between the forward wave of the dynamic surface mode and the backward wave of the magnetostatic surface mode. In the calculation of the Brillouin diagram of Fig.3, summation up to $n = \pm 50$ of the space harmonics and matrix size $M = 2$ in Eq.(17) have been used. The convergence of the solutions of Eq.(17) has also been checked for various sizes of matrix, and we have found that good results are obtained even for $M = 1$. Figs.4(a), (b) and (c) show the enlarged Brillouin diagrams in the vicinity of the interaction points A, B and C, respectively. The propagation constant β is complex in these stopband regions. It is note that the attenuation constant $\text{Im}(\beta)$ of the stopband at point B is several times larger than those of at points A and C. This property may be useful for designing the band-rejection filters of the microwave frequency. The Brillouin diagrams in Fig.4 are asymmetric in form in particular for the surface wave. This is because the metal strips perturb the waveguide structure in an asymmetric way



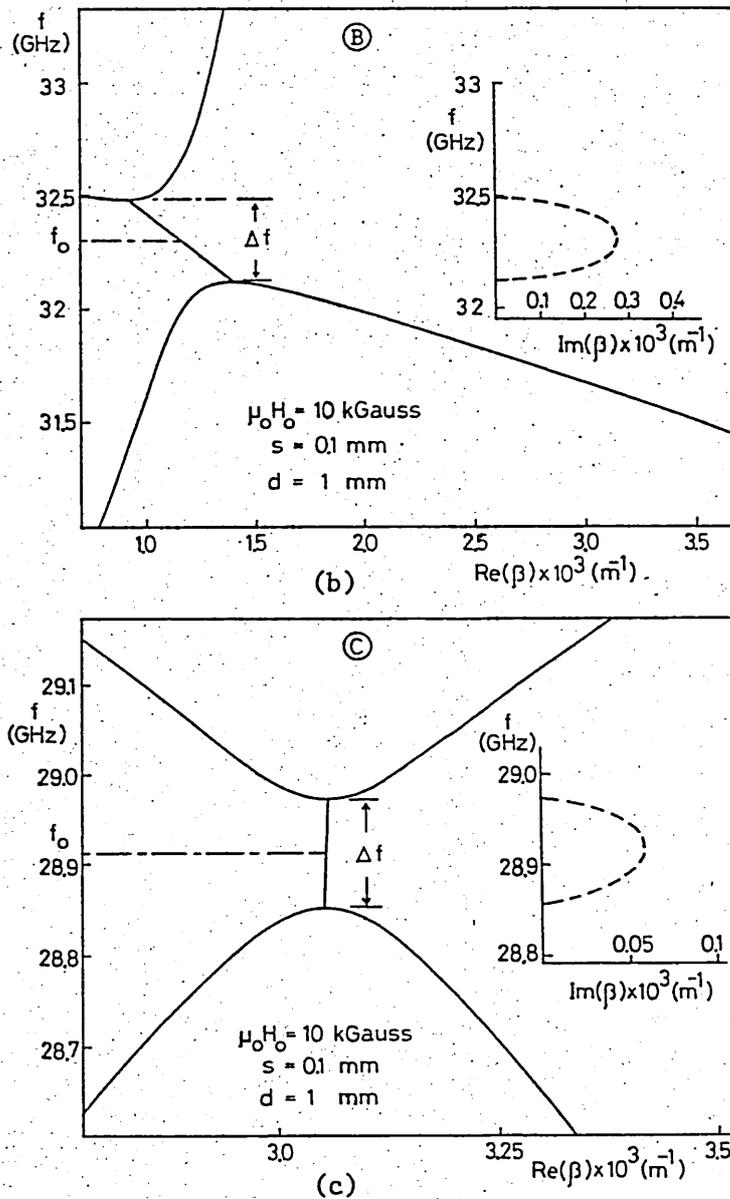


Fig.4 Enlarged Brillouin diagram in the vicinity of the first-order Bragg interaction regions; (a) At interaction point A, (b) At interaction point B, and (c) At interaction point C.

and create the nonreciprocal effect to waves propagation in the forward and backward directions [7]. The wave interactions are asymmetric with the consequence that the propagation constant varies as a linear function of frequency in the stopband region. The angle of

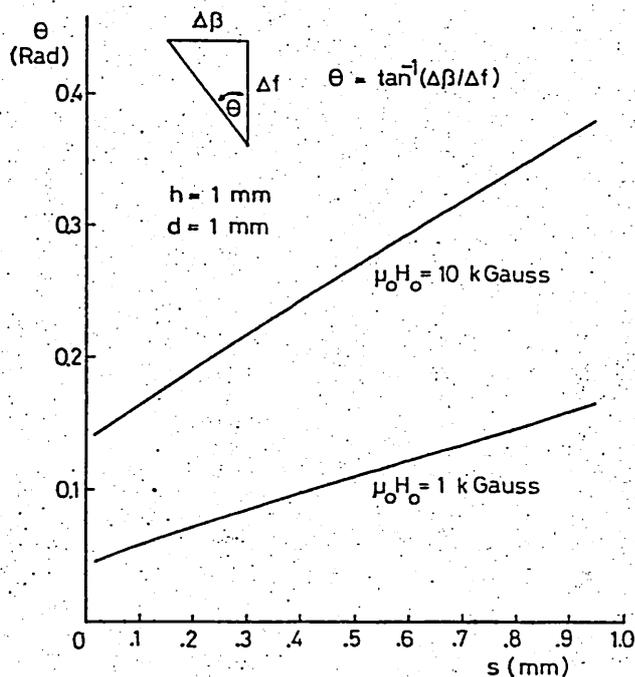


Fig.5 Computed θ value as a function of strip width for the Bragg interaction of the lowest order volume waves in the high frequency region.

the slope that the propagation constant makes to the frequency axis within the stopband region, $\theta = \tan^{-1} (\Delta\beta/\Delta f)$, will be used here as a parameter to show the existence of the nonreciprocal behavior of waves. To determine the effects of the strip width on the nonreciprocal behavior of waves, for example for the Bragg interaction of the lowest order volume waves in the high frequency region of Fig.4(a), dependence of θ at point A on the strip width is numerically evaluated as a function of bias magnetic field and is plotted in Fig.5. It is found that θ and hence the nonreciprocity of volume waves in the high frequency region increases with increasing both the strip width and bias magnetic field strength.

Figs.6(a) and (b) show the dependence on the strip width of Bragg frequency f_0 and stop bandwidth Δf at the interaction points A, B and C with bias magnetic field as a parameter. The results corresponding to surface wave at B are not shown for the case of

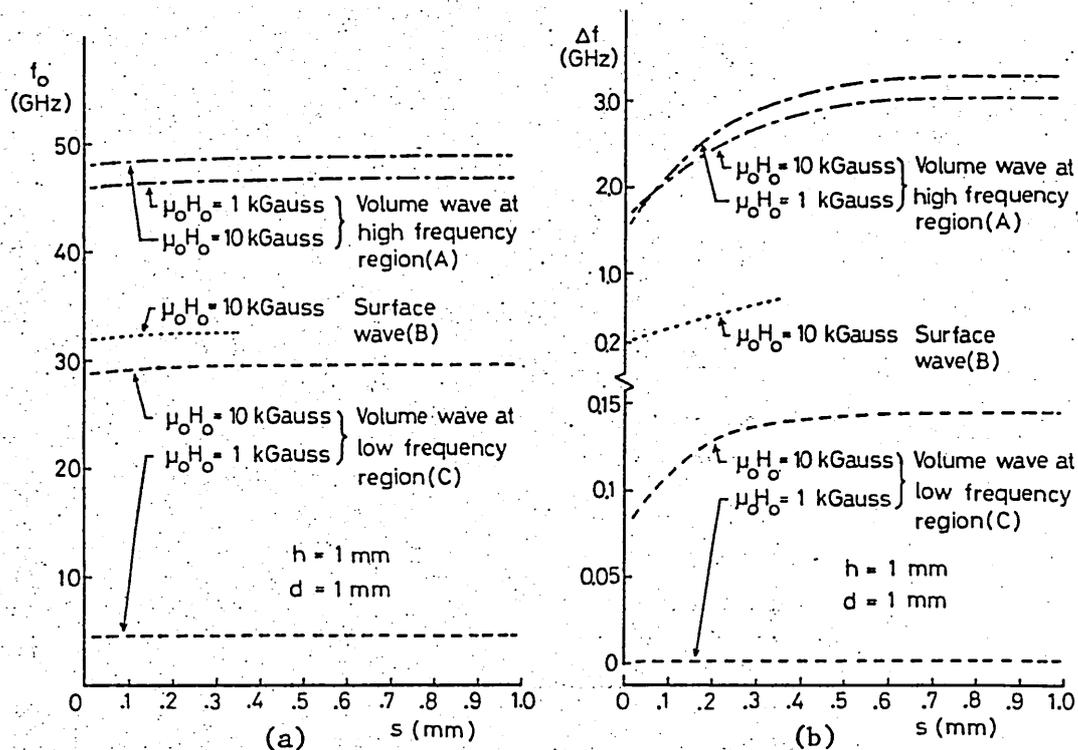


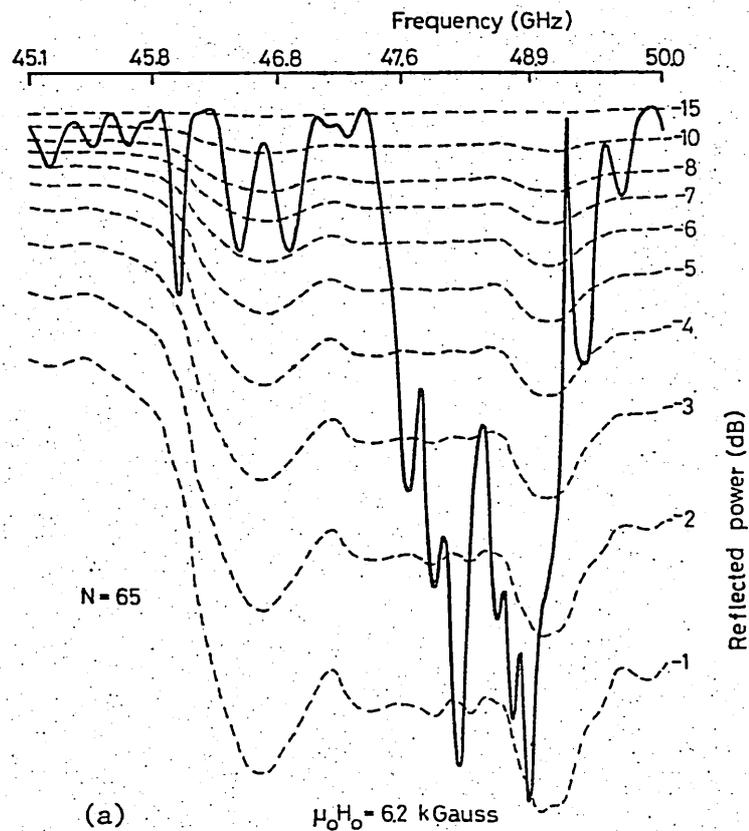
Fig.6 Computed Bragg frequency (a) and stop bandwidth (b) as a function of strip width.

bias magnetic field 1 kGauss and for $s > 0.35$ mm for the case of bias magnetic field 10 kGauss, because the upper stopband frequency enters the region where surface wave cannot exist for the material parameters used here. It is found that the Bragg frequency f_0 of the three different interaction points A, B and C are nearly independent to the strip width. The width of the stopbands at A and C increases monotonically with strip width for $s < 0.3$ mm and approaches a constant value for large s , while the width of the stopband at B increases proportional to the strip width.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

Experiments have been carried out in the 40-50 GHz frequency region. The Bragg frequency is chosen to be at the interaction point

A of Fig.3. Two polycrystalline YIG slabs with finite linewidth of 75 Oe are used as the guiding layer. Dimensions of the slabs are 15 mm wide, 1 mm thick and 100 mm long for slab 1 and 148 mm long for slab 2. Periodic metal strips are created on the slab surface by sticking 0.4 mm wide copper strips at a period of 1 mm. The number of metal strips for slab 1 is 65 and for slab 2 is 110. Both ends of the slab are tapered and the absorber is coated at the far end. A bias dc magnetic field is applied parallel to the slab surfaces and perpendicular to the direction of propagation by an electromagnet. The measurement setup is similar to that employed in the measurement of Bragg reflection from a corrugated ferrite slab [1]. The TE wave in the slab is excited from a WRI-500 rectangular waveguide by an electromagnetic horn antenna. Reflected wave is selectively detected through the directional coupler. Figs.7(a) and (b) show the measured Bragg reflection characteristics from slab 1 for the bias magnetic



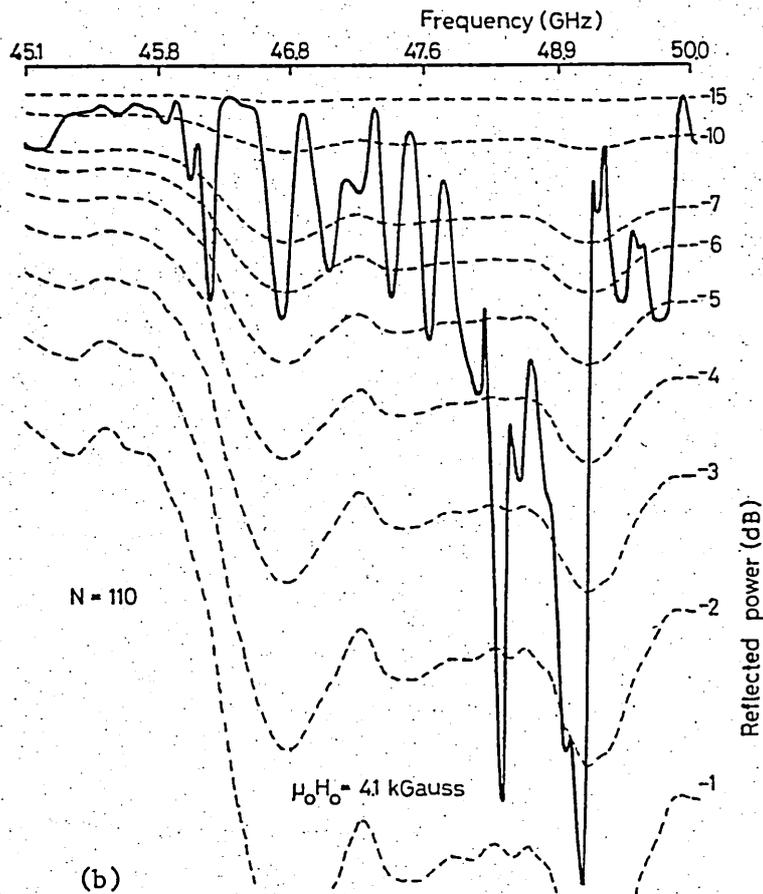


Fig.7 Typical Bragg reflection characteristics as a function of frequency; (a) For slab 1 with $N = 65$ and (b) For slab 2 with $N = 110$.

field strength 6.2 kGauss and slab 2 for the bias magnetic field strength 4.1 kGauss, respectively. The 3-dB bandwidth as measured for slab 1 is about 2.1 GHz with return loss about 1.5 dB at the Bragg frequency 48.68 GHz. For slab 2 the 3-dB bandwidth is about 2.19 GHz with return loss about 2 dB at the Bragg frequency 48.95 GHz. The measured magnetic field dependence of the Bragg frequency f_0 and 3-dB bandwidth Δf for slab 1 and 2 are plotted in Figs.8(a) and (b), respectively. Theoretical results obtained from the Brillouin diagram of Fig.4(a) are also depicted in the figures by the solid line. The values in the ordinate scale for the Bragg frequency are normalized to the values at zero bias magnetic field which are 46.65 GHz theoretically and 47.69 GHz (slab 1) and 48.32 GHz (slab 2)

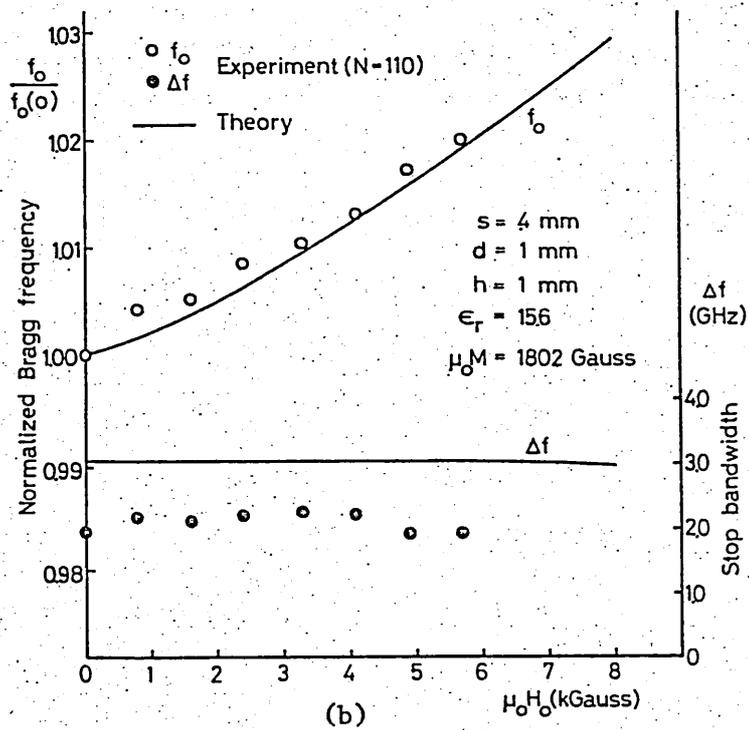
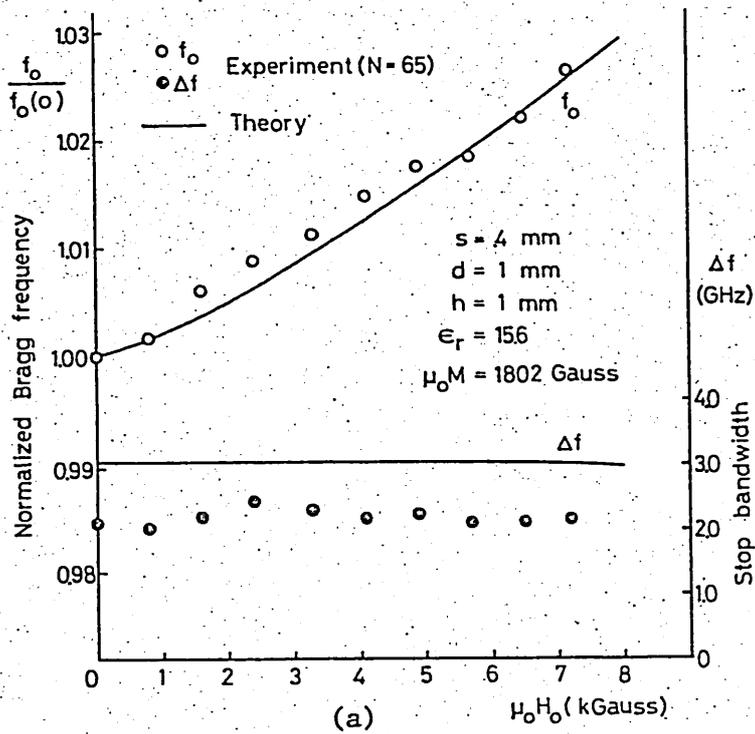


Fig.8 Measured and computed magnetic field dependence of the Bragg frequency and stop bandwidth; (a) For slab 1 and (b) For slab 2.

experimentally. It is seen that the normalized f_0 values of the experimental results for both slab 1 and 2 agree well with the computed results. The measured Bragg frequency for slab 1 and 2 can be tuned over the range of 1.26 GHz and 0.966 GHz by varying bias magnetic field strength from zero to 7.2 kGauss and 5.7 kGauss, respectively. The measured 3-dB bandwidths of both slab 1 and 2 are about 25% narrower than the computed results. The difference between the theory and experiment of the Δf values seems to be due to the effects of finite number of the strip arrays and the fabrication irregularity of the strips in the experiment.

5. CONCLUSION

The propagation characteristics of TE waves in a ferrite slab periodically loaded with metal strips are investigated by the spectral domain approach. Stopband and nonreciprocal properties of the volume and surface waves in the waveguide structure are characterized by the metal strip profile and bias magnetic field strength. It is noted that the attenuation constant of the surface mode is several times larger than that of the volume modes. Experiments on the Bragg reflection have been carried out in the millimeter wave frequencies using two polycrystalline YIG slabs periodically loaded with copper strips. Typical results obtained for slab 1 are stop bandwidth about 2.1 GHz with return loss about 1.5 dB at the Bragg frequency 48.68 GHz for the bias magnetic field strength 6.2 kGauss and for slab 2 are stop bandwidth about 2.19 GHz with return loss about 2 dB at the Bragg frequency 48.95 GHz for the bias magnetic field strength 4.1 kGauss. The Bragg frequency for slab 1 and 2 can be tuned over the range of 1.26 GHz and 0.966 GHz by varying bias magnetic field from zero to 7.2 kGauss and 5.7 kGauss, respectively. Experimental results have been compared with the numerical results.

Bragg reflection of waves by the ferrite slab with periodic metal strips is much stronger when compared with that of the surface-

corrugated ferrite slab [1], which results in the broad band filter characteristic. This characteristic may limit the use of the structure to some filter applications. However, it seems to be useful for applications in the electronically steerable leaky-wave antenna [2], [8], because strong radiation of wave will be anticipated.

REFERENCES

- [1] M. Tsutsumi and N. Kumagai, "Bragg reflection of millimeter waves by a corrugated ferrite slab", J. Appl. Phys., vol.53, pp.5959-5963, Aug. 1982.
- [2] T. Ohira, M. Tsutsumi and N. Kumagai, "Radiation of millimeter waves from a grooved ferrite image line", Proc.IEEE, vol.70, pp.682-683, June 1982.
- [3] K.Araki and T. Itoh, "Analysis of periodic ferrite slab waveguides by means of improved perturbation method", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-29, pp.911-916, Sept. 1981.
- [4] K. Araki, N. Camilleri and T. Itoh, "Dielectric waveguide with a ferrite layer and periodic metal strips", European Microwave Conf.
- [5] K. Ogusu, "Propagation properties of a planar dielectric waveguide with periodic metallic strips", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-29, pp.16-21, Jan. 1981.
- [6] B. Lax and K. J. Button, "Microwave ferrite and ferrimagnetics", p.145, McGraw-Hill, 1962.
- [7] T. J. Gerson and J. S. Nadan, "Surface electromagnetic modes of a ferrite slab", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-22, pp.757-762, Aug. 1974.
- [8] R. E. Horn, H. Jacobs, E. Freibergs and K. L. Klohn, "Electronic modulated beam-steerable silicon waveguide array antenna", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-28, pp.647-653, June 1980.

ランダム表面上の Green 関数と輻射問題-II —表面から離れた遠方での波動場—

小倉久直 高橋信行

(京師工業繊維大学 工学部 電子工学教室)

1. はじめに

ランダム表面による波動の散乱問題は理論的にも興味深い問題であるが、実用的にも重要な問題であって、同様の様な光の乱反射または音波散乱、不規則な地表面または海表面による電波の散乱あるいは散乱伝播、クラッタ、フーニング、電波による海面リモートセンシング、路表面の赤外線検出器、惑星表面の電波観測、金属の表面プラズモンなど数多くあげられる。1977 年以来著者らはランダム表面による平面波の散乱問題を新しい確率過程論的手法を用いて研究・解析を行い、2次元および3次元スカラー平面波および平面電磁波の散乱特性を表面の粗さパラメータの場合には、完全に明らかにすることができた⁽¹⁾。この報告ではランダム表面上の輻射問題を扱う。これはとりも直まランダム表面の上から入射波をふりかざした Green 関数を求めることとなる。この報告では平面入射波に対する散乱波動場をランダム表面の関数として Wiener-Hermite 展開の形に求めてきたが、この波動場を合成することにより容易に Green 関数を確率汎関数の形に求めることができる。これは通常の(ランダムでない)波動理論で平面波の合成として Green 関数を求める手続きの自然な拡張になっている。一連 Green 関数が確率汎関数として求められれば、コヒーレント場、インコヒーレント場に対して輻射の諸問題、たとえば、遠方での漸近波動場、散乱角度分布、多極子輻射、表面に沿った伝播問題、前方散乱、後方散乱、クラッタ、ビーム輻射などは平均あるいは合成の方法で容易に解析することができ、本報告では先初めとして2次元スカラー波の場合にこの方法で Green 関数の汎関数表現を求め、単極子輻射に対し表面より離れた遠方の漸近波動場、コヒーレント、インコヒーレント部分の散乱角当りの電流などを2つの境界条件の場合に具体的に計算する。双極子輻射、表面に沿う遠方の漸近場などは次回に報告する予定である。

2. ランダム表面による平面波の散乱

ここでは引用すため2次元空間における平面波散乱の結果をまとめておく⁽¹⁾。2次元座標を (x, z) とし x 軸に沿って一様なランダム表面を

$$z = f(x) \equiv f(T^x w), \quad w \in \Omega, \quad -\infty < x < \infty \quad (2.1)$$

で表す。ここで w は確率空間の定義される見本空間 Ω 内の見本値、 T^x は Ω 上の移動保別変換で、 x に関し加法群の性質をもつ。

$$T^{a+b} = T^a T^b, \quad T^0 = I \text{ (恒等変換)}, \quad -\infty < a, b < \infty \quad (2.2)$$

移動変換 T^a はエルゴード的となり T^a 不変な関数 $g(x)$ は確率 1 で定数しかないものとする。任意の確率関数 $g(x, \omega)$ に対して 移動作用素 D^a を

$$D^a g(x, \omega) \equiv g(x+a, T^a \omega), \quad -\infty < a < \infty \quad (2.3)$$

で定義すると、明らかな D^a もエルゴード的性質をもつ:

$$D^{a+b} = D^a D^b, \quad D^0 = I, \quad -\infty < a, b < \infty \quad (2.4)$$

D^a 不変な確率関数となり (x, ω) の関数は x について一様 (または近似的) であるものとし、 x について一様な関数は常に (2.1) の形の関数である:

$$D^a f(T^a \omega) = f(T^a \omega) \quad (2.5)$$

以下ではランダム表面で一様な Gauss 確率関数として Brown 運動から生成されるもの (すなわち Brown 運動の汎関数) とする。従って移動変換 T^a は Brown 運動に関するものとする。ランダム表面のスペクトル表現を

$$z = f(T^x \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} F(\lambda) dB(\lambda), \quad -\infty < x < \infty \quad (2.6)$$

で表す。ここで $dB(\lambda) \equiv dB(\lambda, \omega)$ は 複素 Gauss ランダム測度 で

$$\langle dB(\lambda) \rangle = 0, \quad \langle dB(\lambda) dB(\lambda') \rangle = \delta(\lambda - \lambda') d\lambda d\lambda' \quad (2.7)$$

$$dB(\lambda, T^a \omega) = e^{i\lambda a} dB(\lambda, \omega), \quad -\infty < a < \infty \quad (2.8)$$

($\langle \rangle$ は上の確率平均、 δ は複素示約) なる性質をもつ確率変数である。したがって (2.6) の平均値および 相関関数 $R(x)$ は

$$\langle f(T^x \omega) \rangle = 0 \quad (2.9)$$

$$R(x) \equiv \langle \bar{f}(\omega) f(T^x \omega) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} |F(\lambda)|^2 d\lambda, \quad -\infty < x < \infty \quad (2.10)$$

$$\sigma^2 \equiv R(0) = \int_{-\infty}^{\infty} |F(\lambda)|^2 d\lambda \quad (2.11)$$

で与えられる。ここで $|F(\lambda)|^2$ は ランダム表面のスペクトル密度 (厚みスペクトル), σ^2 はランダム表面の分散である。 σ^2 は表面の粗さのパラメータで、 $\sigma^2 = 0$ は滑らかな鏡面に対応する。

入射平面波が鏡面反射波の波数ベクトルをそれぞれ k', k とする。入射角を θ_0 とすれば波数ベクトル

の (x, z) 成分は

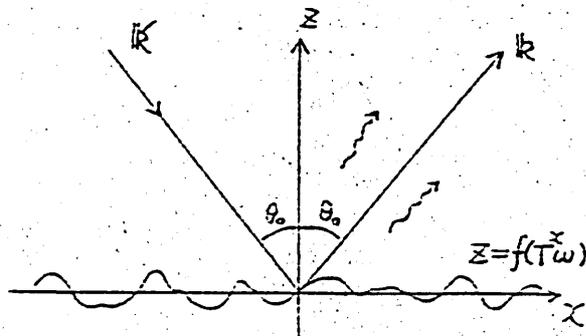
$$k \equiv (\lambda_0, -S(\lambda_0)) \quad (2.12)$$

$$k' \equiv (\lambda_0, S(\lambda_0))$$

$$\lambda_0 = k \sin \theta_0 \quad (2.13)$$

$$S(\lambda_0) = \sqrt{k^2 - \lambda_0^2} = k \cos \theta_0 \quad (2.14)$$

$$\arg S(\lambda_0) = 0, \quad -k < \lambda_0 < k \\ = \pi/2, \quad \lambda_0 < -k, k < \lambda_0. \quad (2.15)$$



ここで与えられる。ここに λ_0 は k の x 成分

図1 ランダム表面への平面波入射

成分, $S(\lambda_0)$ は z 成分で, 2 個関数 $S(\lambda_0)$ の分枝は (2.15) の根にともなう
 となる。 (2.12) で与えられる変数ベクトル k の平面波が入射する場合には
 の波動場 (ω の関数としては汎関数) $\psi(x, z; \omega | \lambda_0)$ は次の波動方程式
 $(\nabla^2 + k^2) \psi(x, z; \omega | \lambda_0) = 0, z > 0, -\infty < x < \infty$ (2.14)
 を満たし, 境界 $z = f(T^x \omega)$ 上では Dirichlet 条件 ($\psi = 0$) あるいは
Neumann 条件 ($\partial \psi / \partial n = 0$) を満たすものとする。これらの条件は境界 z
 $= 0$ での等価的境界条件

$$\left[\psi + f \frac{\partial \psi}{\partial z} \right]_{z=0} = 0 \quad (\text{Dirichlet}) \quad (2.17)$$

$$\left[-\frac{df}{dx} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} + f \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right]_{z=0} = 0 \quad (\text{Neumann}) \quad (2.18)$$

によって近似的に表現するものとする。これらの条件は入射角によって近似
 度が一様とは限らないうが, 以下ではこの 2 式はランダム境界条件の標準
 モデルとみなしてもよい。

平面入射波 $e^{i\lambda_0 x - iS(\lambda_0)z}$ は変換 D の固有関数で固有値 $e^{-i\lambda_0 z}$ を持つ。
 ランダム表面は (2.5) の様に D 不変であるから, 散乱波動場したがって (2.
 16) - (2.18) を満たす波動場 ψ も固有値 $e^{-i\lambda_0 z}$ をもつ固有関数でなければ
 ならない。

$$D^2 \psi(x, z; \omega | \lambda_0) \equiv \psi(x+a, z; T^a \omega | \lambda_0) = e^{-i\lambda_0 a} \psi(x, z; \omega | \lambda_0) \quad (2.19)$$

これは周期的境界条件に対する Floquet の定理のアナログである。 (2.19) を
 満足する Floquet 定理の形の波動場は

$$\psi(x, z; \omega | \lambda_0) = e^{i\lambda_0 x} \left[e^{-iS(\lambda_0)z} + e^{iS(\lambda_0)z} + U(T^x \omega, z | \lambda_0) \right] \quad (2.20)$$

(複号の - は Dirichlet, + は Neumann 条件) で与えられる。ここで []
 内は D 不変であって, $n=1, 2$ 項は $\sigma^2 = 0$ の場合の primary wave を表し,
 $n=3$ 項の $U(T^x \omega, z | \lambda_0)$ は $\sigma^2 > 0$ の場合のランダム表面に f の散乱波を表す
 (複号は便宜のためである)。 U は x について一様確率場であって一般に $kB(\lambda)$
 の直交汎関数 U_x による直交展開 (Wiener-Hermite 展開)

$$U(T^x \omega, z | \lambda_0) = \sum_{n=0}^{\infty} U_n(T^x \omega, z | \lambda_0) \quad (2.21)$$

$$U_n(T^x \omega, z | \lambda_0) \equiv \int \dots \int e^{i(\lambda_1 + \dots + \lambda_n)x + iS(\lambda_0 - \lambda_1 - \dots - \lambda_n)z} \times A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0) \hat{h}_n[dB(\lambda_1), \dots, dB(\lambda_n)], \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (2.22)$$

の形で表現できる。ここで \hat{h}_n は n 次の複素 Wiener-Hermite 微分式であり,
 積分は n 重複素 Wiener 積分を表し, $A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)$ は積分核である。
 $e^{i\lambda_0 x} U_n$ は項別に波動方程式を満足しかつ n が異なれば互いに直交する:

$$(\nabla^2 + k^2) e^{i\lambda_0 x} U_n(T^x \omega, z | \lambda_0) = 0, \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (2.23)$$

$$\langle U_n U_m \rangle = \delta_{nm} n! \int \dots \int e^{-2iS(\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_n)z} |A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | \lambda_0)|^2 d\lambda_1 \dots d\lambda_n$$

$$n, m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.24)$$

U_n は $dB(\lambda)$ の n 次した数で $f(T^2\omega)$ の n 次項に相当する。

平面波入射に対する 光学定理 となるエネルギー保存則は

$$\frac{1}{k} S(\lambda_0) = \frac{1}{k} S(\lambda_0) |1 + A_0(\lambda_0)|^2 + \frac{1}{k} \sum_{n=1}^{\infty} n! \int_{k > S(\lambda_0 + \dots + \lambda_n)} S(\lambda_0 + \dots + \lambda_n) |A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n, \lambda_0)|^2 d\lambda_1 \dots d\lambda_n \quad (2.25)$$

で与えられる。左辺は入射エネルギー流の正成分、右辺第1項はコヒーレント反射波、第2項はインコヒーレント散乱波のエネルギー流の正成分である。インコヒーレント散乱波のエネルギー密度分を $S(\theta, \theta_0)$ とすると

$$\int_{-\pi}^{\pi} S(\theta, \theta_0) \cos \theta d\theta = \frac{1}{k} \int_{k > S(\lambda_0 + \lambda_1)} S(\lambda_0 + \lambda_1) |A_1(\lambda_1, \lambda_0)|^2 d\lambda_1 + \dots \quad (2.26)$$

$$\lambda_0 = k \sin \theta_0, \quad \lambda_0 + \lambda_1 = k \sin \theta \quad (\theta: \text{散乱角}) \quad (2.27)$$

の関係から次の散乱角度分がえられる:

$$S(\theta, \theta_0) = k \cos \theta |A_1(k \sin \theta - k \sin \theta_0)|^2 + \dots \quad (2.28)$$

僅かランダムな表面の場合については、境界条件 (2.17), (2.18) を (A_3 以下を無視) 近似的に解くことが出来る。 A_0, A_1 はすでに求められており、Dirichlet 条件を代しては

$$A_0(\lambda_0) \cong - \frac{2Z_0(\lambda_0)}{1 + Z_0(\lambda_0)} \quad (2.29)$$

$$A_1(\lambda_1, \lambda_0) \cong - \frac{i S(\lambda_0) [2 + A_0(\lambda_0)] F(\lambda_1)}{1 + Z_0(\lambda_0 + \lambda_1)} \quad (2.30)$$

$$Z_0(\lambda) = S(\lambda) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(\lambda') |F(\lambda' - \lambda)|^2 d\lambda'}{1 + Z_0(\lambda')} \quad (2.31)$$

$$\cong S(\lambda) \int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda') |F(\lambda' - \lambda)|^2 d\lambda' \quad (2.32)$$

Neumann 条件に代しては⁵⁾

$$A_0(\lambda_0) \cong - \frac{2Z_N(\lambda_0)}{1 + Z_N(\lambda_0)} \quad (2.33)$$

$$A_1(\lambda_1, \lambda_0) \cong \frac{i(2 + A_0(\lambda_0))(\lambda_1 \lambda_0 - S(\lambda_0)^2) F(\lambda_1)}{S(\lambda_0 + \lambda_1) [1 + Z_N(\lambda_0 + \lambda_1)]} \quad (2.34)$$

$$Z_N(\lambda) = \frac{1}{S(\lambda)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k^2 - \lambda \lambda']^2}{S(\lambda') [1 + Z_N(\lambda')]} |F(\lambda' - \lambda)|^2 d\lambda' \quad (2.35)$$

$$= \frac{1}{S(\lambda)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k^2 - \lambda \lambda']^2}{S(\lambda')} |F(\lambda' - \lambda)|^2 d\lambda' \quad (2.36)$$

である。 $A_0(\lambda_0)$ の表式 (2.29), (2.33) は同形であって

$$1 + A_0(\lambda_0) = \frac{1 - Z(\lambda_0)}{1 + Z(\lambda_0)} \quad (2.37)$$

の関係が成立す。 $1 + A_0$ は コヒーレント反射係数 であるから、 Z_0, Z_N はそ

いずれの境界条件のもとでも、等面的な平均表面インピーダンスと無縁では、(2.31), (2.35) は Z (mass operator) を定めた分散方程式であって ($A_2 = 0$ として A_3 の近似解を用いて之うれず), 近似的には (2.32), (2.36) で計算できる ($A_2 = 0$ として之に相当), 上式を便宜上更に次の様に言直す:

Dirichlet 条件の場合 ($\lambda_0 = \lambda$ と言っておく)

$$A_0(\lambda) \equiv S(\lambda) a_0(\lambda), \quad Z_0(\lambda) \equiv S(\lambda) \xi(\lambda) \quad (2.38)$$

$$A_1(\lambda_1 | \lambda) \equiv S(\lambda) a_1(\lambda_1 | \lambda) \quad (2.39)$$

$$a_0(\lambda) = -2 \xi(\lambda) / [1 + S(\lambda) \xi(\lambda)] \quad (2.40)$$

$$a_1(\lambda_1 | \lambda) = \frac{-2i F(\lambda_1)}{[1 + S(\lambda) \xi(\lambda)][1 + S(\lambda + \lambda_1) \xi(\lambda + \lambda_1)]} \quad (2.41)$$

$$\xi(\lambda) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S(\lambda') |F(\lambda' - \lambda)|^2 d\lambda'}{1 + S(\lambda') \xi(\lambda')} \cong \int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda') |F(\lambda' - \lambda)|^2 d\lambda' \quad (2.42)$$

特に (2.38), (2.39) より $\lambda = k$ で

$$Z_0(k) = 0; \quad A_0(k) = 0, \quad A_1(\lambda_1 | k) = 0 \quad (2.43)$$

Neumann 条件の場合には

$$A_0(\lambda) \equiv -2 + S(\lambda) a_0(\lambda), \quad Z_N(\lambda) \equiv \eta(\lambda) / S(\lambda) \quad (2.44)$$

$$A_1(\lambda_1 | \lambda) \equiv S(\lambda) a_1(\lambda_1 | \lambda) \quad (2.45)$$

$$a_0(\lambda) = 2 / [S(\lambda) + \eta(\lambda)] \quad (2.46)$$

$$a_1(\lambda_1 | \lambda) = \frac{-2i [k^2 - (\lambda + \lambda_1)\lambda] F(\lambda_1)}{[S(\lambda) + \eta(\lambda)][S(\lambda + \lambda_1) + \eta(\lambda + \lambda_1)]} \quad (2.47)$$

$$\eta(\lambda) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k^2 - (\lambda + \lambda')\lambda]^2 |F(\lambda')|^2 d\lambda'}{S(\lambda + \lambda') + \eta(\lambda + \lambda')} \cong \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k^2 - (\lambda + \lambda')\lambda]^2 |F(\lambda')|^2 d\lambda'}{S(\lambda + \lambda')} \quad (2.48)$$

と言けず, (2.43) と同様 (2.44), (2.45) より

$$Z_N(k) = \infty; \quad -2 + A_0(k) = 0, \quad A_1(\lambda_1 | k) = 0 \quad (2.49)$$

が成り立つ。一般に、いずれの境界条件のもとでも厳密に

$$A_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | k) \equiv S(k) a_n(\lambda_1, \dots, \lambda_n | k) = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.50)$$

が成り立つことが示される。

3. ランダム表面上の Green 関数

ランダム表面上の波源の位置を

$P_0: (x_0, z_0)$, 観測点の位置を $P:$

(x, z) とする ($z, z_0 > 0$)。求める Green 関数 G は方程式

$$(\nabla^2 + k^2)G(x, z | x_0, z_0; \omega)$$

$$= -\delta(x - x_0) \delta(z - z_0)$$

$$z, z_0 > 0 \quad (3.1)$$

を満足し, $z \rightarrow \infty$ で放射条件を

ランダム表面 $z = f(x, \omega)$ 上で

境界条件 (2.49), (2.50) を満足す

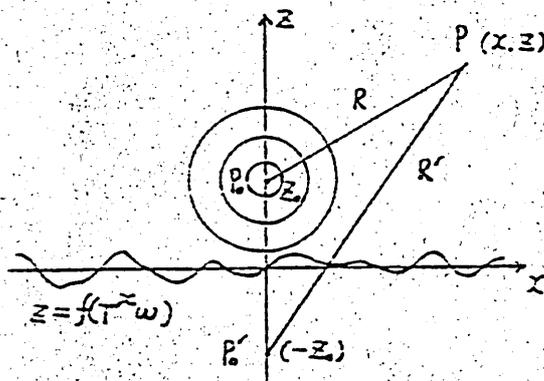


図2 ランダム表面上の波源 P_0 , 鏡像 $P'_0(x_0 = 0)$ と観測点 P

るものである。以下では高さの無限遠源 \$P_0\$ の位置を \$x_0 = 0\$ とする。

Green 関数 \$G\$ はランダム表面 \$f(T^x \omega)\$ (または Brown 運動) の汎関数であって、\$z, z_0\$ を固定すると \$G\$ は一般に \$(x, \omega)\$ の関数として

$$G(x, z | 0, z_0; \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, z | z_0; \omega | \lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} U(T^x \omega; z, z_0 | \lambda) d\lambda \quad (3.3)$$

$$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0$$

の形で表見できる。ここで \$\phi\$ は \$D^2\$ の固有関数で固有値 \$e^{i\lambda x}\$ を持ち、\$U\$ は \$D^2\$ 不変(固有値 1) の \$(x, \omega)\$ の関数である。無限遠源 \$P_0\$ が \$(x_0, z_0)\$ に位置する場合には (3.3) に変換 \$D^{x_0}\$ を施せばよい:

$$G(x, z | x_0, z_0; \omega) = D^{x_0} G(x, z | 0, z_0; \omega)$$

$$= G(x - x_0, z | 0, z_0; T^{x_0} \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda(x - x_0)} U(T^{x_0} \omega; z, z_0 | \lambda) d\lambda$$

$$-\infty < x, x_0 < \infty, z, z_0 > 0 \quad (3.4)$$

ここで表面が滑らかな鏡面 (\$\sigma^2 = 0\$) の場合の Green 関数 (primary wave) \$G_0(x, z | 0, z_0)\$ の表現を示して置く:

$$(\nabla^2 + k^2) G_0(x, z | 0, z_0) = -\delta(x) \delta(z - z_0) \quad (3.5)$$

$$G_0(x, z | 0, z_0) = \frac{i}{4} [H_0^{(1)}(kR) \mp H_0^{(1)}(kR')]]$$

$$= \frac{i}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\lambda x}}{S(\lambda)} [e^{iS(\lambda)(z - z_0)} \mp e^{iS(\lambda)(z + z_0)}] d\lambda \quad (3.6)$$

$$z, z_0 > 0$$

ここで \$H_0^{(1)}(z)\$ は第一種 Hankel 関数、複号 \$\mp\$ は Dirichlet 条件と Neumann 条件に対応し、\$R, R'\$ は観測点 \$P\$ と発生源 \$P_0\$ との距離である:

$$R \equiv \sqrt{x^2 + (z - z_0)^2}, \quad R' \equiv \sqrt{x^2 + (z + z_0)^2} \quad (3.7)$$

(3.6) の積分路は図 3 の如くとするものとする (2.15 参照)。

表面がランダム (\$\sigma^2 > 0\$) の場合、Green 関数は Primary wave \$G_0\$ と Secondary wave \$G_s\$ とをランダム表面に基づく散乱波とからなる:

$$G(x, z | 0, z_0; \omega) = G_0(x, z | 0, z_0) \mp G_s(x, z | 0, z_0; \omega)$$

$$z, z_0 > 0 \quad (3.8)$$

(\$\mp\$ は復号のため)。 (2.20), (3.6), (3.8) を領域 \$z < z_0\$ で使えば、

(3.2) の関数 \$\phi\$ は平面波入射の場合の波動場 (2.20) と

$$\phi(x, z | z_0; \omega | \lambda) = \psi(x, z; \omega | \lambda) \frac{e^{iS(\lambda)z}}{2iS(\lambda)}, \quad z < z_0 \quad (3.9)$$

の関係にある。従ってランダム表面上の Green 関数は領域 \$z < z_0\$ で、

$$G(x, z | 0, z_0; \omega)$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} [e^{-iS(\lambda)z} \mp e^{iS(\lambda)z} \mp U(T^x \omega, z | \lambda)] \frac{e^{iS(\lambda)z_0}}{S(\lambda)} d\lambda$$

$$z < z_0 \quad (3.10)$$

の形に表現される。この \$U\$ は (2.21) で与えられる。\$z > z_0\$ の領域では、(3.6) から従って二つの異なる値を取る。\$z_0\$ を交換すればよい。(\$e^{iS(\lambda)(z-z_0)} \rightarrow e^{iS(\lambda)(z_0-z)}\$)。従って Green 関数の散乱波部分 \$G_S\$ は (3.10) の二つの積分で表される:

$$G_S(x, z | 0, z_0; \omega) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x} U(T\omega, z | \lambda) \frac{e^{iS(\lambda)z_0}}{S(\lambda)} d\lambda \quad (3.11)$$

\$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0\$

$$U(T\omega, z | \lambda) = e^{iS(\lambda)z} A_0(\lambda) - \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda_1 x + iS(\lambda_1)z} A_1(\lambda_1, \lambda) dB(\lambda_1) + \dots \quad (3.12)$$

\$z > 0\$

(3.12) により散乱波部分 \$G_S\$ は更にコーレルン部分 \$g_c\$ とインコーレルン部分 \$g_{ic}\$ に分けて書ける:

$$G_S(x, z | 0, z_0; \omega) = g_c(x, z | 0, z_0; \omega) + g_{ic}(x, z | 0, z_0; \omega) \quad (3.13)$$

$$g_c(x, z | 0, z_0; \omega) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda)(z+z_0)} \frac{A_0(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda \quad (3.14)$$

\$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0\$

$$g_{ic}(x, z | 0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x, z, z_0 | \lambda) dB(\lambda) + \dots \quad (3.15)$$

$$K(x, z, z_0 | \lambda) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\lambda+\lambda_1)x + iS(\lambda+\lambda_1)z + iS(\lambda)z_0} a_1(\lambda_1, \lambda) d\lambda_1 \quad (3.16)$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda)z + iS(\lambda-\lambda_1)z_0} a_1(\lambda_1, \lambda-\lambda_1) d\lambda_1 \quad (3.17)$$

\$-\infty < x < \infty, z, z_0 > 0\$

とす。そこで \$A_0(\lambda), a_1(\lambda_1, \lambda)\$ を用いて (2.38) - (2.43) を用いてララングの表面を Dirichlet

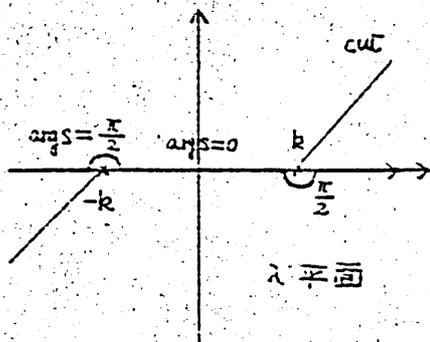


図3. \$S(\lambda)\$ の分枝

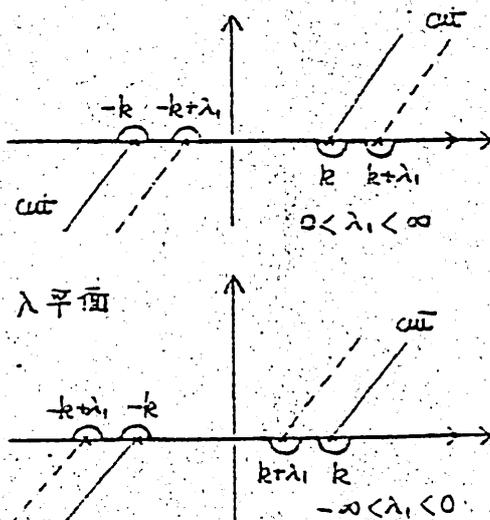


図4. \$S(\lambda)\$ と \$S(\lambda-\lambda_1)\$ の分枝

あるいは Neumann 条件を満たす Green 関数がえられることとなる。ここで (3.16), (3.17) の積分路は $S(\lambda)$, $S(\lambda - \lambda_s)$ の分岐点 (2.15) の様に接したため図4の様にとるものとする。

4. Green 関数の漸近形 - 1. 表面より離れた点の波動場

輻射の問題の取扱いには波源より遠方の波動場が重要である。波源の位置 P を表面から遠くない位置に固定し、観測点 P' が波源および表面から遠方にあるものとして Green 関数の漸近形を求めよう。まず散乱部分 G_s の漸近形を求めよう。 G_s の表式は $z \geq z_0$ の領域で同一であることに注意する。

(3.14), (3.15) の被積分関数に現れる指数因子 $e^{i[\lambda z + S(\lambda)z]}$ の λ に関する積分を鞍点法で評価する。予備として Bessel 関数の場合と殆ど同様である。観測点 (x, z) および波動ベクトル $k' = (\lambda, S(\lambda))$ を極座標で

$$x = r \sin \theta, \quad z = r \cos \theta \quad (4.1)$$

$$\lambda = k \sin \varphi(\lambda), \quad S(\lambda) = k \cos \varphi(\lambda) \quad (4.2)$$

(θ, φ はいずれも元頂角) とおけば

$$\lambda x + S(\lambda) z = kr \Phi(\lambda), \quad \Phi(\lambda) \equiv \cos(\varphi(\lambda) - \theta) \quad (4.3)$$

となる。指数因子 $e^{ikr\Phi(\lambda)}$ に対して $kr \rightarrow \infty$ の場合の評価に $\Phi(\lambda)$ の鞍点 λ_s を求めて積分を漸近評価する。まず

$$\begin{aligned} \Phi'(\lambda) &= -\varphi'(\lambda) \sin(\varphi(\lambda) - \theta) \\ \Phi''(\lambda) &= -\varphi''(\lambda) \sin(\varphi(\lambda) - \theta) - (\varphi'(\lambda))^2 \cos(\varphi(\lambda) - \theta) \end{aligned} \quad (4.4)$$

であるから、鞍点 $\lambda = \lambda_s$ では次の関係が成り立つ：

$$\varphi(\lambda_s) = \theta, \quad \lambda_s = k \sin \theta \quad (4.5)$$

$$\Phi(\lambda_s) = 1, \quad \Phi'(\lambda_s) = 0, \quad \Phi''(\lambda_s) = -1/k^2 \cos^2 \theta \quad (4.6)$$

よって鞍点 $\lambda_s = -k \sin \theta$ ($\varphi(\lambda_s) = \theta + \pi$) は下側の Riemann 面上にある。

後に用いるために鞍点法による漸近展開の公式を挙げておく：

$$\int_L f(\lambda) e^{iz\Phi(\lambda)} d\lambda \sim \sum_{m=0}^{\infty} A_{2m} \frac{f(\lambda_s)}{z^{m+1/2}} e^{iz\Phi(\lambda_s)}, \quad z \rightarrow \infty \quad (4.7)$$

$$A_{2m} \equiv \frac{1}{(2m)!} \left[\frac{d^{2m}}{d\lambda^{2m}} \frac{f(\lambda)}{\left[i \frac{\Phi'(\lambda) - \Phi'(\lambda_s)}{(\lambda - \lambda_s)^2} \right]^{m+1/2}} \right]_{\lambda=\lambda_s} \quad (4.8)$$

第1項 $m=0$ のみで近似するとすれば

$$A_0 = \frac{f(\lambda_s)}{e^{i\pi/2} \left[\frac{\Phi''(\lambda_s)}{2} \right]^{1/2}} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \int_L f(\lambda) e^{iz\Phi(\lambda)} d\lambda \\ \sim \sqrt{\frac{2\pi}{ze^{i3\pi/2} \Phi''(\lambda_s)}} f(\lambda_s) e^{iz\Phi(\lambda_s)} \end{aligned} \quad (4.10)$$

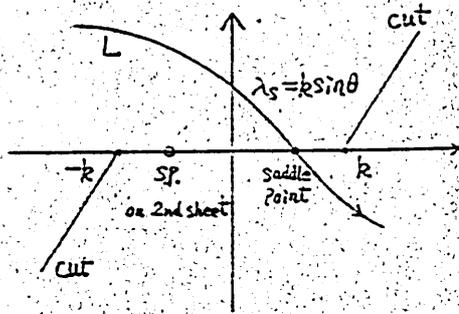


図5 鞍点と最急勾配路

フーリエ部分 (3.14) の積分の漸近形は (2.10) より

$$g_c(x, z | 0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_0^\infty e^{ikr\bar{z}(r)} \frac{e^{ikz_0 \cos \varphi(\lambda)}}{k \cos \varphi(\lambda)} A_0(\lambda) d\lambda \quad (4.11)$$

$$\sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} e^{-i3\pi/4 + ikz_0 \cos \theta} A_0(k \sin \theta) \quad (4.12)$$

とす。\$G_0\$ の後面反射部分 (3.6) または (3.10) の [] の第2項) は (4.11) または (4.12) で \$A_0 = 1\$ としたものと等しく、また \$G_0\$ の直接波 (3.6) の [] の第1項で \$z > z_0\$ の場合) と相当する部分は (4.12) で \$z_0 \to z\$, \$A_0 = 1\$ とおいたものと等しい。従って \$G_0\$ と \$G_S\$ のフーリエ部分は漸近形では区別できなから、結局 \$G\$ 全体のフーリエ部分の漸近形 \$G_c\$ として

$$G_c(r, \theta; z_0) \sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} e^{-i3\pi/4} [e^{-ikz_0 \cos \theta} + e^{ikz_0 \cos \theta} (1 + A_0(k \sin \theta))] \quad (4.13)$$

\$-\pi/2 < \theta < \pi/2, z_0 > 0\$

がえられる。任意項 \$e^{\pm ikz_0 \cos \theta}\$ は波源 \$P_0\$ から観測像 \$P_0'\$ の位置に関する位相差を表わす。フーリエ波数 \$A_0(k \sin \theta)\$ のみの角分布はすでに式 (4.1) で示されている。角度 \$\theta\$ 方向の単位角度 (rad) 当りのフーリエ波数流は次式で与えられる:

$$P_c(\theta; z_0) = r \operatorname{Im} [\bar{G}_c (\partial G_c / \partial r)] \quad (4.14)$$

$$= \frac{1}{8\pi} |e^{-ikz_0 \cos \theta} + e^{ikz_0 \cos \theta} [1 + A_0(k \sin \theta)]|^2$$

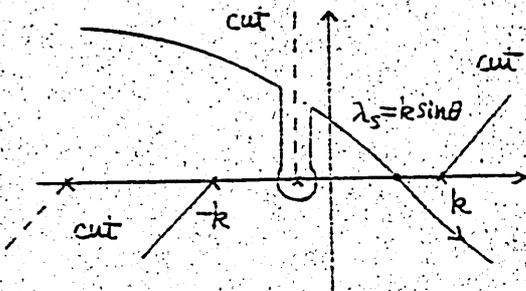
インフーリエ部分 (4.12) と同様 (3.17) で

$$K(x, z, z_0 | \lambda_1) = \frac{1}{4\pi i} \int_0^\infty e^{ikr\bar{z}(\lambda)} f(\lambda) d\lambda \quad (4.15)$$

$$f(\lambda) \equiv e^{iS(\lambda - \lambda_1)z_0} a_1(\lambda | \lambda - \lambda_1) \quad (4.16)$$

と置いて \$kr \to \infty\$ の漸近形をたづねることができる。ここで \$f(\lambda)\$ は図4の様に \$\lambda = \pm k\$ の他に \$\lambda = \pm k + \lambda_1\$ (\$-\infty < \lambda_1 < \infty\$) に分枝点をもつので積分路を峠路に変形する場合には上側の Riemann 面に現れた cut に沿う積分が加えられる (図6は \$k + \lambda_1 < \lambda_2\$ の場合)。いずれにしても \$kr \to \infty\$ の漸近形は鞍点のみで評価されるので cut に沿う積分は無視できる。従って公式 (4.10) の通り、(4.15) の漸近形は

$$K(x, z, z_0 | \lambda_1) \sim \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikr}}{\sqrt{kr}} k \cos \theta e^{-i3\pi/4} \times e^{iS(k \sin \theta - \lambda_1)z_0} a_1(\lambda | k \sin \theta - \lambda_1) \quad (4.17)$$



とすから、これを (3.15) に代入すればインフーリエ部分として

図6 積分路の変形

$$q_{ic}(z, z_0 | 0, z_0; \omega) \sim \frac{1}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} k \cos^2 \theta e^{-i3\pi/4} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iS(k \sin \theta - \lambda_1) z_0} a_1(\lambda_1 | k \sin \theta - \lambda_1) d\lambda_1 \quad (4.18)$$

右: 漸近展開がえられる。単位角度当りのインコヒーレント平均電力流は

$$P_{ic}(\theta, z_0) = \langle r \operatorname{Im} [\bar{G} \frac{\partial q_{ic}}{\partial r}] \rangle = \frac{1}{8\pi} k^2 \cos^2 \theta \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\operatorname{Im} S(k \sin \theta - \lambda_1) z_0} |a_1(\lambda_1 | k \sin \theta - \lambda_1)|^2 d\lambda_1 \quad (4.19)$$

$$\cong \frac{1}{8\pi} k^2 \cos^2 \theta \int_{\lambda_1^2 < k^2} |a_1(\lambda_1 | k \sin \theta - \lambda_1)|^2 d\lambda_1 \quad (4.20)$$

$$= \frac{\cos \theta}{8\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{S(\theta, \theta_0)}{\cos \theta_0} d\theta_0 \quad (4.21)$$

で計算できる。(4.20)では $1 \ll kz_0$ として表面波成分を無視し, (4.21)では(2.23)の平面波入射の散乱角分布を用いた。

光學原理

波源 P_0 を中心とする小半径 $a (\rightarrow 0)$ の球面 S_0 ($-\pi < \theta \leq \pi$) と大半径 $R (\rightarrow \infty)$ の半球面 ($-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$) に対して電力流保存式

$$\int_{S_0} \operatorname{Im} [\bar{G} \frac{\partial G}{\partial r}]_{r=a} dS = \int_S \operatorname{Im} [\bar{G} \frac{\partial G}{\partial r}]_{r=R} dS \quad (\text{a. s.}) \quad (4.22)$$

が成り立つ。 $a \rightarrow 0, R \rightarrow \infty$ の極限で

とり、左辺に Bessel 関数の展開式を用いければ (4.22) は

$$\frac{1}{4} \cong 2\pi P_0 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \operatorname{Im} [\bar{G} \frac{\partial G}{\partial r}]_{r=R} d\theta \quad (\text{a. s.}) \quad (4.23)$$

となる。左辺は単極放射の全電力流である。以下では電力流は単極放射の全電力流で規格化しておくものとする。 $G = G_c + q_{ic}$ とおけば

$$1 = 4 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \operatorname{Im} [\bar{G}_c \frac{\partial G_c}{\partial r}]_{r=R} d\theta + 4 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \langle \operatorname{Im} \bar{q}_{ic} \frac{\partial q_{ic}}{\partial r} r \rangle_{r=R} d\theta \quad (4.24)$$

がえられ、右辺はコヒーレント全電力流とインコヒーレント平均全電力流の和をあらわす。(4.23)は確率1 (a. s.) の等式であるが、左辺は定数であるから右辺はその平均値に等しい。これが(4.24)である。従って

$$1 = \frac{1}{P_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P_c(\theta | z_0) d\theta + \frac{1}{P_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P_{ic}(\theta | z_0) d\theta \quad (4.25)$$

すなわち電力保存則が成り立つ。特に $\sigma^2 = 0$ すなわち表面が完全に平坦な場

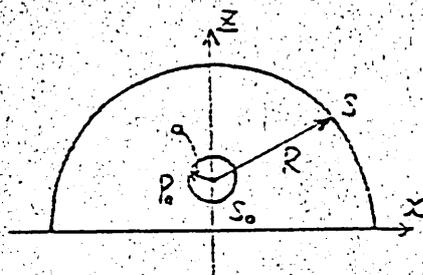


図 9.

合には(4.24)は

$$1 = 4 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{r_{\infty}}^{\infty} \left[G_0 \frac{\partial G_0}{\partial r} r \right] d\theta \quad (4.26)$$

が成り立つ等である。右辺の G_0 に漸近形(4.13)で $A_0 = 0$ としたものをを用いると、右辺は

$$P_{\text{asym}} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left| 2 \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} (kz_0 \cos \theta) \right|^2 d\theta \quad (4.27)$$

(\sin は Dirichlet, \cos は Neumann 条件) がえられるが、漸近形を用いたためにこの値は1にはならず一般に $P_{\text{asym}} \neq 1$ である。 kz_0 が小さいときは大きいが、 $kz_0 \gg 1$ ならば十分に近くなる。従って漸近形を用いて光学定理(4.25)を調べる場合には、右辺全体を P_{asym} で規格化しておかなければならないであろう。

5. 電流密度分布の数値計算

上に与えた遠方での漸近場を用いたコヒーレントおよびインコヒーレント波動場の電流密度分布の数値結果を以下に示す。

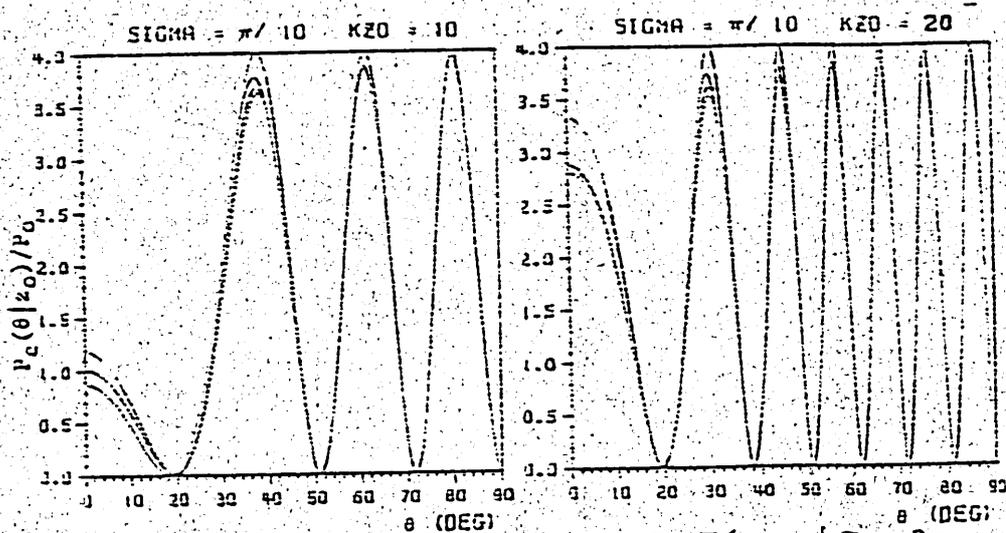
ランダム表面の電カスペクトルを Gauss 形とし、

$$|F(\lambda)|^2 = \sigma^2 \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\lambda^2/\sigma^2}, \quad -\infty < \lambda < \infty \quad (5.1)$$

を用いる。ここで λ は相関距離である。

Dirichlet 条件

コヒーレント電流密度分布(4.14)を図8に示す。この場合波源 P_0 からの直接波と鏡像 P_0' からの反射波との干渉縞(縞の数は波源の高さ z_0 に比



$\sigma = \pi/10, \quad kz_0 = 10$ $\sigma = \pi/10, \quad kz_0 = 20$
 実線(高さ4): $\sigma^2 = 0$, 点線: $k\lambda = 0.5$, 破線: $k\lambda = 1.0$, 長線: $k\lambda = 2.0$

図8 全コヒーレント電流密度の角分布 (Dirichlet)

例して増大)が生じ、それに不規則性によるコヒーレント反射係数 A_0 が直線した形となる。図の高さ4の波動源は完全に干渉($\sigma^2=0$)によるものである。 A_0 の値が小さいため、 θ に対応する P_0 の変化は小さい。遠方で A_0 のみで分離測定することはできないが、(2.38)、(2.44)により計算されるコヒーレント散乱係数の角度変化 $A_0(k \sin \theta)$ の一例および対応する平均表面インピーダンス $Z_0(k \sin \theta)$ を図9に示しておく、(2.43)により $\theta=90^\circ$ で $A_0=0$ 、 $Z_0=0$ である。

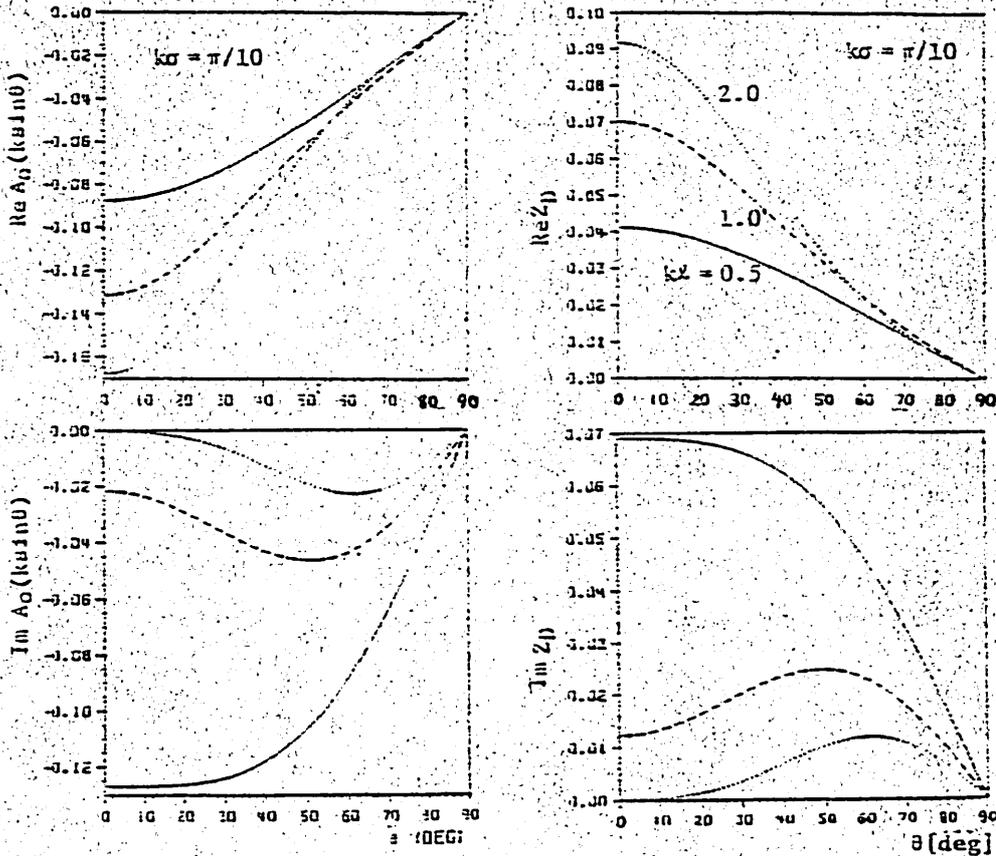


図9 コヒーレント散乱係数の角度依存性

平均表面インピーダンスの角度依存性 (Dirichlet)

インコヒーレント散乱係数の角度分布は(4.19)により計算される。 $kz > 10$ の例では表面波の効率が小さいので波源 P_0 の高さ z_0 による変化は殆どない。図12にインコヒーレント散乱係数角度分布の例を2つ示す。角度分布の形状は2つの例で殆ど変化はない。強度は $\propto \sigma^2$ に比例しているが、(2.41)が示すように多重散乱の効果のために完全には比例せず幾分か変化している。
光学定理 上に求めた近似解ではW-H展開の2次以上の項を無視(解法の中では A_2 を用いている)しているため解の近似度に対する一様性をcheckする必要がある。この目的のために光学定理(4.25)の右辺をパラメタ kx 、 kz の各値に対して計算して左辺と比較することによりcheckが

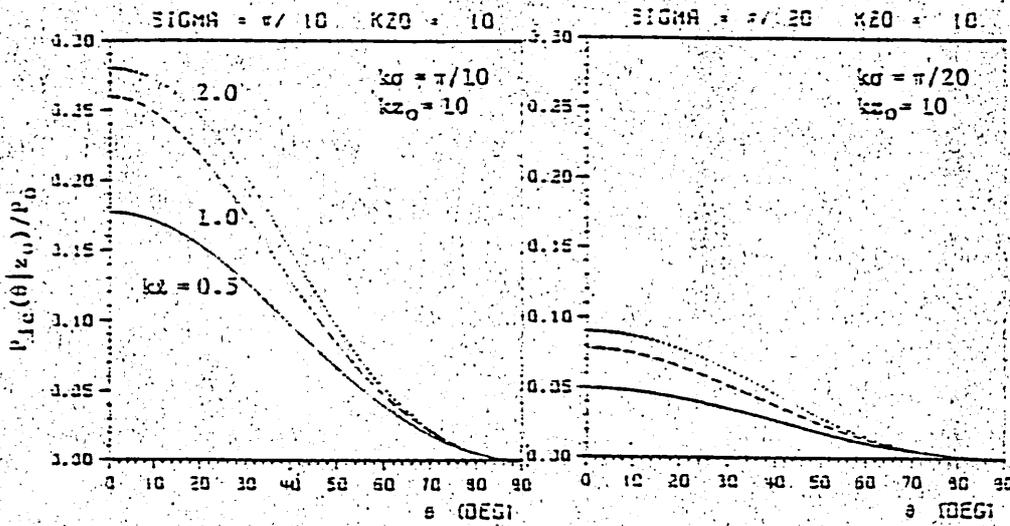


図10 インコヒーレント散乱電力流の角度分布 (Dirichlet)

可能である。図11は $k\sigma = \pi/20$ (一定), $kz_0 = 100$ (一定) のもとでパラメタ kL を変化させて全コヒーレント電力 P_c と全インコヒーレント電力 P_{ic} の和 $P_c + P_{ic}$ を全入力 P_0 と比較したものである。この例では $kL < 0.2$ の範囲で十分良い近似で光学定理を満たすことがわかる。これは kz_0 , $k\sigma$ の値によって多少変化し、 $k\sigma$ が大きく、 kz_0 が小さくなれば不一致が生ずる。図14は $kL = 1.0$ (一定), $kz_0 = 100$ (一定) のもとで上記のパラメタ $k\sigma$ を変化させた1例を示す。 $k\sigma$ が増大すれば近似度が低下し $k\sigma = \pi/10$ で約2%の不一致がみられる。 $k\sigma$ が大きい場合には W-H 展開の2次の積分核も P_{ic} の中に考慮すればよい。

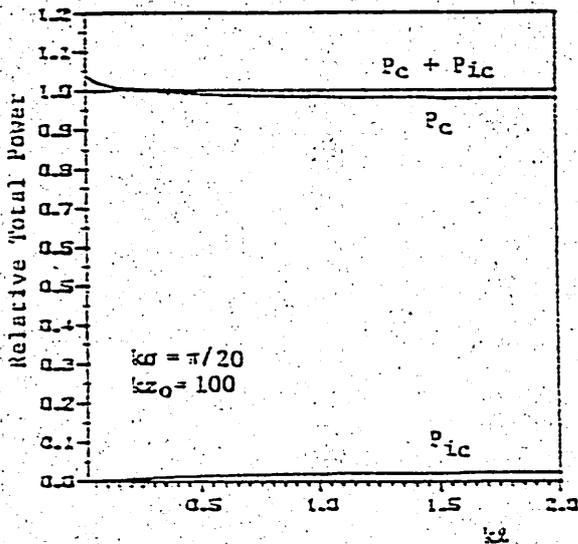


図11 電力流保存 (kL パラメタ)

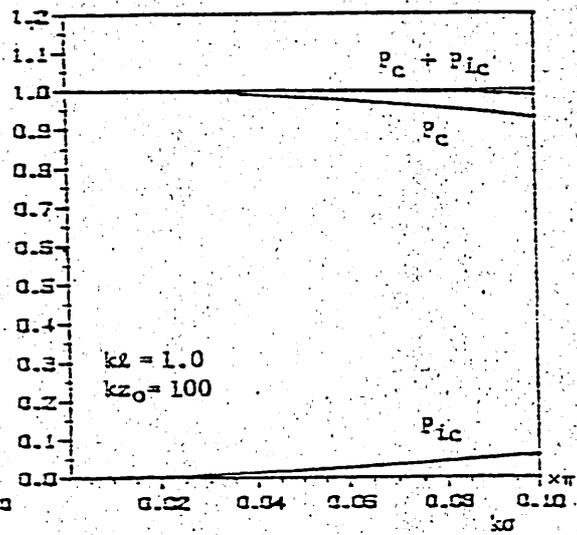


図12 電力流保存 ($k\sigma$ パラメタ)

Neumann 条件

コヒーレント電カ流 (4.14), (2.44) に于けるコヒーレント電カ流の角
度分布を図13に示す。これは図8(Dirichlet)と異なり、表面がランダムな
らば $\sigma^2 > 0$ が如何に小さくとも $\theta = 90^\circ$ の近傍で完全平面 ($\sigma^2 = 0$) の場合と
の差が見える。これは(2.44)の示すように Neumann 条件では $\sigma^2 = 0$ なら
ば $A_0(k) = 0$ であるが $\sigma^2 > 0$ ならば $A_0(k) = -2$ ($1 + A_0 = -1$) となること
による(これはランダム ($\sigma^2 > 0$) の場合 $\theta = 90^\circ$ ではコヒーレント反射波が
Dirichlet 条件の場合に一致することと意味する)。これはランダム性のた
りかたに生じた Neumann 条件と Dirichlet 条件の結果の大きな差異である。

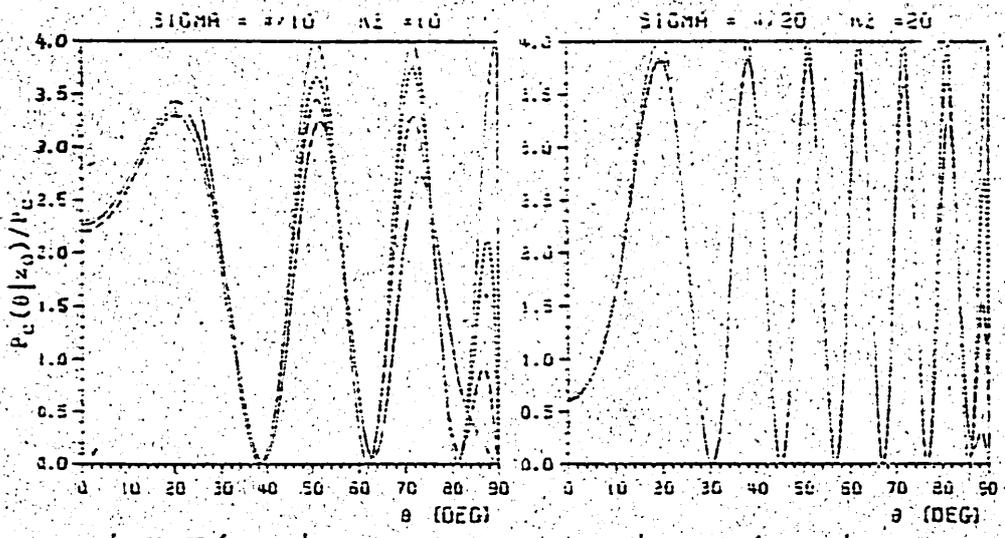
コヒーレント散乱振幅 図9(Dirichlet)に示して図14にインコ
ヒーレント散乱振幅を示す。Dirichlet 条件の場合と異なり、 $k\sigma$ の値によって角
度分布の形状が変化することがわかる。 $k\sigma$ が小さくなれば $\text{Re} A_0$ は右上に
 $\text{Im} A_0$ は右下に押しやられた形状となり $\theta = 90^\circ$ の近傍で急な変形をするこ
とがわかる。上に述べたように $\theta = 90^\circ$ で $A_0 = -2$ の値をとる。

インコヒーレント散乱電カ流 角度分布は(4.19), (2.47)によって計算さ
れる。図15に $k\sigma = \pi/10, \pi/20$ の例を示す。これも Dirichlet 条件の場合
(図10)と異なり、粗さのパラメタ $k\sigma$ の2乗に比例せず、角度分布の形状
も多少変化する。更に Dirichlet 条件の場合には波源の高さ z_0 には殆ど依
存しないが、Neumann 条件の場合には z_0 にも多少依存することがわかる。
これは表面散乱の強度が波源の高さにかなりなく依存するためである。

光学定理 (4.25)の右辺を計算して A_2 を含めた効果散乱係数保存式
にどれほど影響を与えるかを見るのが図16, 17である。これらの例では
殆ど光学定理が満足されているが、 $k\sigma$ が大きく $k\sigma$ が小さくなれば A_1 のみ
では電カ流の保存式に不一致が生ずることが示される。

参考文献

- 1) Nakayama, Ogura, Matsumoto; Radio Science 15 P.1049 (1980)
- 2) Nakayama, Ogura, Sakata; J. Math. Phys. 22 P.471 (1981)
- 3) Nakayama, Ogura, Sakata; Radio Science 16 P.831 (1981)
- 4) Nakayama, Sakata, Ogura; Radio Science 16 P.847 (1981)
- 5) 中山; 不規則表面に於ける波動散乱(学位論文; 1982.3. 京大)
- 6) 小倉, 水谷, 高橋; ランダム表面上の Green 関数と輻射問題 I, 電磁学会
電磁理論研究会資料 EMT-83-20 (1983)



$k\sigma = \pi/10$ $kz_0 = 1.0$ $k\sigma = \pi/20$ $kz_0 = 2.0$
 実線(高=4): $\sigma^2 = 0$, 点線: $k_l = 0.5$, 破線: $k_l = 1.0$, 実線: $k_l = 2.0$
 図13 全コヒーレント流れの角度分布 (Neumann)

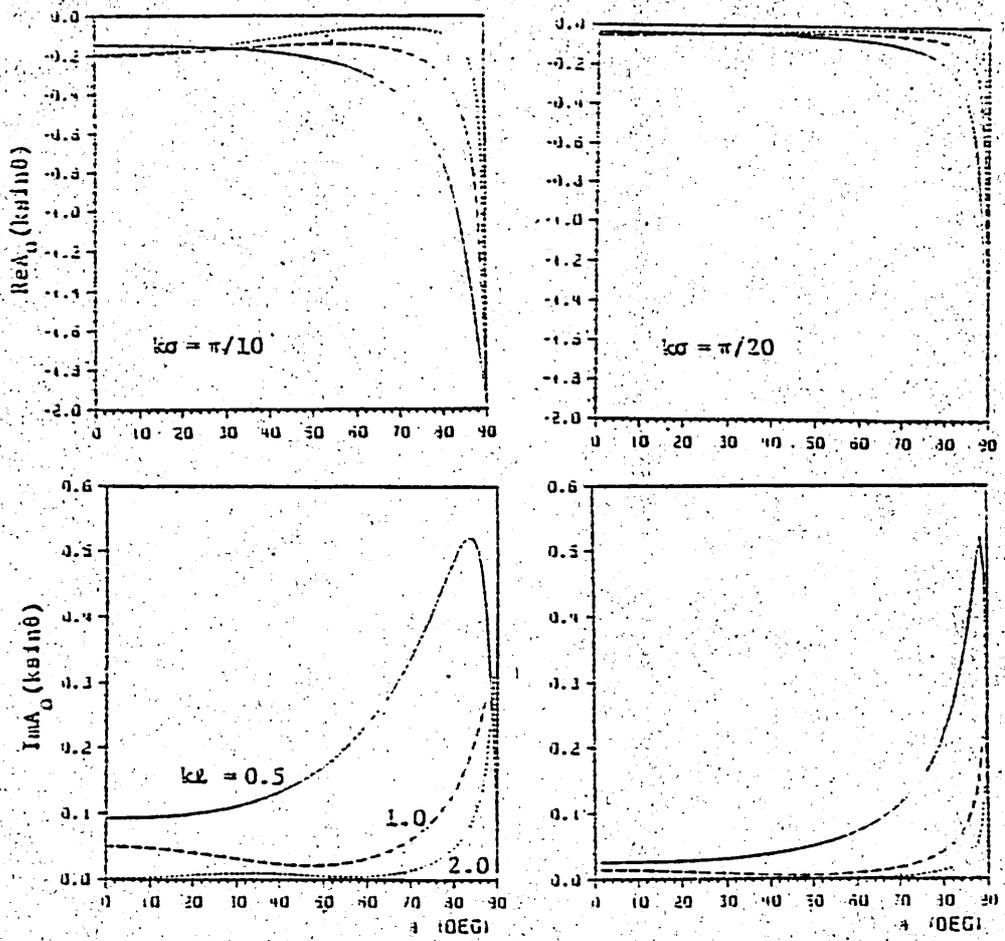


図14 コヒーレント波束中の角度依存性 (Neumann)

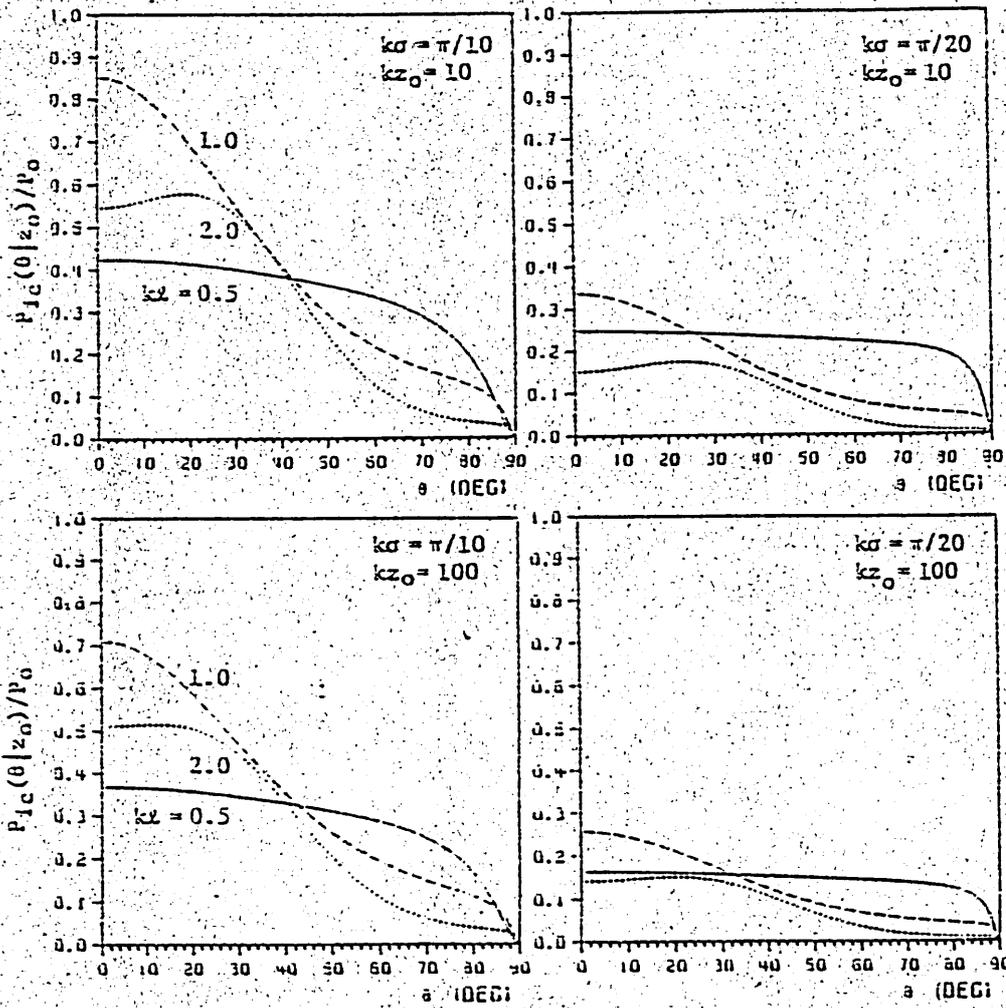


図 15 インコヒーレント散乱電力流の角度分布 (Neumann)

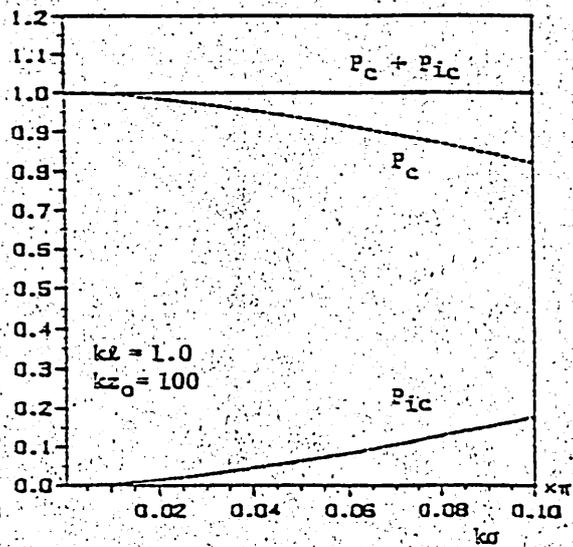
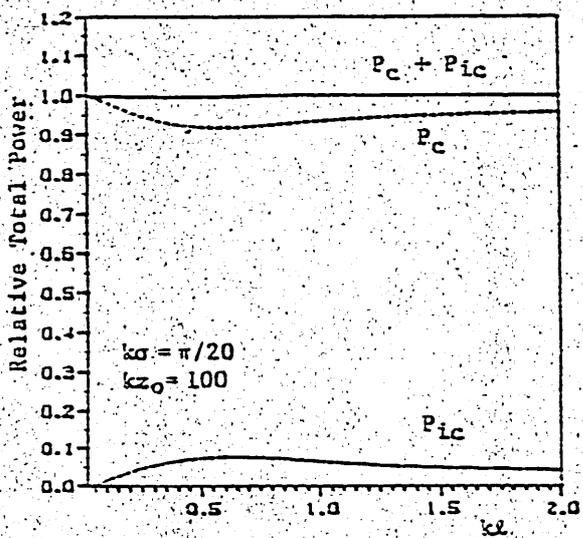


図 16 電力流保存 (kz パラメタ) 図 17 電力流保存 ($k\alpha$ パラメタ)

輻射科学研究会資料

RS83-11

ラマン型自由電子レーザーの
二次モード解析

塩 沢 俊 之
(大阪大学・工学部)

中 島 隆
(電電公社)

1983年9月30日

ラマン型自由電子レーザの2次元 モード解析

塩沢 俊之 (大阪大) 中島 隆 (日電公社)

1. まえがき

ラマン型自由電子レーザと云うのは、相対論的電子ビームによる誘導ラマン散乱という過程によって、サブミリ波から遠赤外線あたりまでの比較的波長の長い領域において大電力の電磁波を発生し得る新しいタイプの波長可変レーザである。これまでに行われた実験^{(1),(2)}では、このタイプのレーザによってメガワットのレベルの短ミリ波あるいはサブミリ波のパルス出力が得られてゐる。ラマン型自由電子レーザの出力のエネルギーは、上述のように、相対論的電子ビーム中における誘導ラマン散乱という過程を通じて、相対論的電子ビームの運動エネルギーから供給されるが、この過程は、より一般的な観点から見ると、相対論的電子ビームに沿って伝搬するポンプ波、散乱波(正エネルギー波)および電子プラスマ波(負エネルギー波)の間のパラメトリック相互作用と考えることができる。すなわち、ポンプ波の媒介によって散乱波と電子プラスマ波の間でエネルギーの授受が行われ、散乱波がレーザ出力として外部に取り出される。さて、実際のラマン型自由電子レーザでは、導波管中をドリフトする有限半径の相対論的電子ビームが用いられるが、これまでの理論的研究⁽³⁾⁻⁽⁶⁾は、ほとんど、1次元の場合を取り扱っており、ビームの有限半径および導体壁の存在を考慮に入れた考察は少いようである。ManheimerおよびOtt⁽⁴⁾は平行平板導波管中をドリフトするシート・ビームを、またUhmとDavidson⁽⁵⁾は円形導波管中をドリフトする中空ビームを取り扱っているが、これらの報告では、いずれも、ビームの厚さが発生する電磁波の波長に比べて十分小さいという近似がなされている。しかしながら、実際のラマン型自由電子レーザでは、ビームの厚さは散乱波の波長と同程度あるものはそれ以上になるために、いわゆる“薄いビームの近似”は成り立たなくなる。筆者等⁽¹³⁾は、先に、平行平板導波管中をドリフトする任意の厚さの相対論的電子ビームを用いるラマン型自由電子レーザについて考察し、ビームの有限厚さおよび導体壁の共振モードに及ぼす影響について詳細に検討した。先の報告では、ポンプ波および散乱波が奇対称モードの場合のみを取り扱ったが、本稿では、偶対称モードの場合も含めて一般的に論じる。また、先の考察には若干不備な点があったので、本稿では、この点の修正も含めて行う。

2. 基礎方程式

本稿で取り扱う2次元のラマン型自由電子レーザのモデルおよび座標系は

図1に示されている。図1では、二次元の相対論的電子ビーム（幅 $2a$ ）が平行平板導波管（導体板間隔 $2b$ ）中を一定の速度 v_0 でドリフトしているものとする。簡単のため、電子ビームはイオンによって中和されており、また電子の熱運動の効果は無視できるものとする。このとき、以下での解析の基礎となる方程式は、マクスウェルの方程式、電子に対する相対論的運動方程式および電子群に対する連続の方程式である。これらの式では、振動成分に関して2次のオーダーまでを考慮し入れる必要がある。

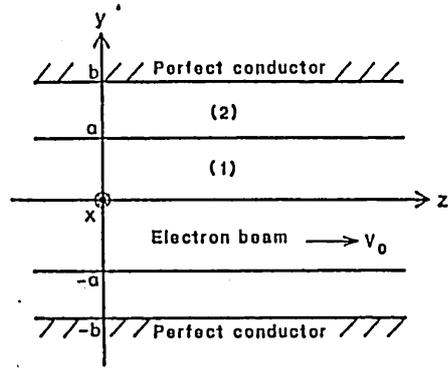


図1 解析のモデル

まず、電磁波モードに対してはTE波を考えよう。図1の座標系を用いると、TE波に対するマクスウェルの方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) = \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + J_x$$

$$J_x = -e(n + n_0)v_x \quad (1)$$

ただし、 $-e$ および n_0 は電子の電荷および平均密度であり、 n および v_x は、電子密度および電子の速度の変動分を表す。また、 ϵ_0 および μ_0 は真空の誘電率および透磁率を表す。式(1)から、TE波の電磁界は、 E_x, B_y, B_z および J_x によって表すことができる。ここで、 J_x は電子ビームによって作られる電流密度を表す。

一方、電子プラスマ波モードに対してはTM波を考える。TM波に対するマクスウェルの方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_x}{\partial z} = \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + J_y$$

$$-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_x}{\partial y} = \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + J_z, \quad \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$J_y = -e(n + n_0)v_y, \quad J_z = -e(n_0v_z + n v_z), \quad \rho = -en \quad (2)$$

ただし、 v_y および v_z は電子の速度の変動分を表す。式(2)から、TM波の電磁界は、 B_x, E_y, E_z, J_y, J_z および ρ によって表される。ここで、 ρ は電子ビームによって作られる電荷密度の変動分を表す。

次に、電子の速度の振動成分がドリフト速度 v_0 に比べて十分小さいものとするとき、電子に対する相対論的運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{e}{\gamma m_0} (E_x - v_0 B_y) - \frac{e}{\gamma m_0} (v_y B_z - v_z B_y - \frac{\beta}{c} v_x E_z) - v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} - v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} - \gamma^2 \frac{\beta}{c} v_z \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_x}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{e}{\gamma m_0} (E_y + v_0 B_x) + \frac{e}{\gamma m_0} v_x B_z$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{e}{\gamma m_0} E_z - \frac{e}{\gamma m_0} v_x B_y + \frac{e}{\gamma m_0} \frac{\beta}{c} v_x E_x \quad (3)$$

ここで、

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}, \quad \beta = v_0/c \quad (4)$$

であり、 m_0 および c は、電子の静止質量および真空中の光速を表す。また、式(3)の右辺では、TE波の電磁波モードとTM波の電子プラズマ波モードのパラメトリック相互作用に寄与しない2次のオーダーの項は省略されている。最後に、電子群に対する連続の方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v_0 \frac{\partial n}{\partial z} + n_0 \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (5)$$

式(1), (2), (3) および(5)が以下の解析の基礎となる方程式である。

3. モード結合方程式

振動成分に関して2次のオーダーの量を考慮に入れると、電磁波モード(正エネルギー波)と電子プラズマ波モード(負エネルギー波)は、適当なポンプ源の媒介によって、たがいに結合し、これらのモードの間でエネルギーの授受が行われ、その結果として増大波が得られる。本稿では、ポンプ源として、相対論的電子ビームの運動方向とは逆の方向に伝搬する大強度の電磁波(TE波)を考え、電磁波モード(散乱波)と電子プラズマ波モードを結びつけるモード結合方程式を求める。ポンプ波がTE波の場合には、式(3)からわかるように、散乱波もTE波となる。いま、ポンプ波、散乱波および電子プラズマ波(負エネルギー波)のパラメトリック結合の様子を分散曲線上に示すと、図2のようになる。さて、ポンプ波、散乱波および電子プラズマ波の周波数を ω_i , ω_s および ω_p 、これらに対応するz方向の波数を k_i , k_s および k_p とし、これらの間1次の位相整合条件が成り立つものとしよう。

$$\omega_s + \omega_p = \omega_i$$

$$k_s + k_p = k_i^* + k_p = k_i \quad (6)$$

ここで、 ω_s , ω_p は ω_i , k_i とともに実数であると仮定する。このとき、 k_s および k_p は複素数になり得る。位相整合条件(6)が満たされる場合には、散乱波と電子プラズマ波は増大波となり、それらの空間的増大率は k_s および k_p の虚

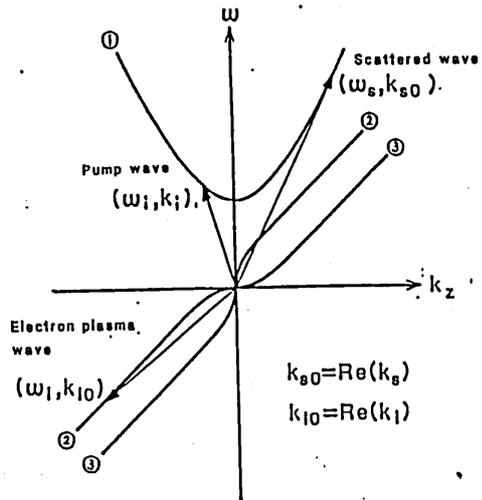


図2 ポンプ波、散乱波および電子プラズマ波のパラメトリック結合

数値によつて与えられる。また、電子ビームが十分希薄な場合には、散乱波の周波数は近似的に次式によつて与えられる。

$$\omega_s = \gamma^2 \left[1 + \beta\sqrt{8} - \frac{\omega_p}{\sqrt{2}\gamma\omega_i} + \beta \sqrt{\left(1 + \beta\sqrt{8} - \frac{\omega_p}{\sqrt{2}\gamma\omega_i}\right)^2 - \left(\frac{n\pi c}{2\gamma\omega_i l}\right)^2} \right] \omega_i$$

$$\gamma = 1 - \left(\frac{m\pi c}{2\omega_i l}\right)^2 \quad (7)$$

ここで、 m および n は、ポンプ波および散乱波のモード次数を表す。散乱波の周波数の正確な値は、散乱波と電子プラズマ波に対する線形近似における分散関係式と位相整合条件を用いて数値的に求めることができる。

さて、ポンプ波、散乱波および電子プラズマ波の間の結合が弱いものとして、これらの波を結びつけるモード結合方程式を求めよう。これらの波のパラメトリック相互作用に關係する振動電磁界の z 方向成分は次のように表される。

$$B_z = \frac{1}{2} \left[\tilde{B}_{sz}(y) e^{i(\omega_s t - k_s z)} + \tilde{B}_{sz}(y) e^{i(\omega_s t - k_s z)} + c.c. \right]$$

$$E_z = \frac{1}{2} \left[\tilde{E}_{sz}(y) e^{i(\omega_s t - k_s z)} + c.c. \right] \quad (8)$$

ただし、添字 i, s および l は、それぞれ、ポンプ波、散乱波および電子プラズマ波を意味する。

式(8)を運動方程式(3)および連続の方程式(5)に代入することにより、散乱波および電子プラズマ波に対する電流密度を求めることができる。まず、散乱波に対しては、非線形体積電流密度は0となる。一方、電子プラズマ波に対しては、ポンプ波と散乱波の結合によって、0でない非線形体積電流密度が得られる。散乱波に対する非線形体積電流密度は0になるが、その代わりに、ポンプ波と電子プラズマ波の結合によって、電子ビームの表面に非線形表面電流密度が現われる(後述)。このようにして、散乱波に対する非線形表面電流密度と電子プラズマ波に対する非線形体積電流密度とを比べて、散乱波と電子プラズマ波はたがいに結合し、これらの波の間でエネルギーの授受が可能となる。

上で導出した散乱波および電子プラズマ波に対する電流密度をマクスウェルの方程式(1)および(2)に代入すると、それぞれの波のモード関数に対する方程式が得られる。まず、散乱波に対しては、次の方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \tilde{B}_{sz}}{\partial y^2} + k_{sy}^2 \tilde{B}_{sz} = 0 \quad (9)$$

ただし、

$$k_{sy}^2 = \left(\frac{\omega_s}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2 - k_s^2 \quad (10)$$

ここで、 ω_p は電子ビームのプラズマ周波数を表す。また、式(9)の右辺が0になるのは、散乱波に対する非線形体積電流密度が0になるからである。

一方、電子プラズマ波のモード関数に対する方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_{zz}}{\partial y^2} - k_{zy}^2 \tilde{E}_{zz} = P \left[2\tilde{\beta}_{iz} \tilde{\beta}_{sz}^* + \frac{\partial \tilde{\beta}_{sz}^*}{\partial y} \int \tilde{\beta}_{iz} dy + \frac{\partial \tilde{\beta}_{iz}}{\partial y} \int \tilde{\beta}_{sz}^* dy - k_{zy}^2 \int \tilde{\beta}_{iz} dy \int \tilde{\beta}_{sz}^* dy \right] \quad (11)$$

ただし、

$$k_{zy}^2 = k_z^2 + \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_z}{c}\right)^2$$

$$P = i \frac{\omega_p^2 e (\beta \omega_p / c - k_z)}{2 \gamma m_0 \epsilon_0 (\omega_z - v_0 k_z)^2}$$

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2 (\omega_p - v_0 k_z)^2} \quad (12)$$

モード結合方程式(11)を解くために、電子ビーム中においてポンプ波が次式で与えられるものとする。

$$\tilde{\beta}_{iz}^{(1)} = i \frac{k_{iz}}{\omega_i} A_i \sin(k_{iy} y - \nu \frac{\pi}{2}) \quad (\nu = 0, 1) \quad (13)$$

ここで、

$$k_{iy}^2 = \left(\frac{\omega_i}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2 - k_z^2 \quad (14)$$

ただし、 ν はポンプ波の偶奇性を示す。すなわち、 $\nu = 0$ は奇対称モードを、また $\nu = 1$ は偶対称モードを表す。また、 A_i は任意の定数である。

同様にして、散乱波は次のように仮定する。

$$\tilde{\beta}_{sz}^{(1)} = i \frac{k_{sz}}{\omega_s} A_s \sin(k_{sy} y - \nu \frac{\pi}{2}) \quad (\nu = 0, 1) \quad (15)$$

ここで、

$$k_{sy}^2 = \left(\frac{\omega_s}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^2 - k_z^2 \quad (16)$$

ただし、 A_s は任意定数である。なお、本稿では、簡単のため、電子プラズマ波は偶対称の場合のみを考える。このときは、式(13)からわかるように、散乱波とポンプ波の偶奇性は同じでなければならぬ。

電子プラズマ波が偶対称の場合には、式(11)の基本解は次のようになる。

$$\tilde{E}_{zz} = A_p \cosh k_{ey} y \quad (17)$$

ただし、 A_p は任意定数である。

ポンプ波、散乱波および電子プラズマ波の結合が同一場合には、結合方程式(11)の特解は容易に求むることができる。従って、結合方程式(11)の一般解は、基本解と特解の和として、次のように表すことができる。

$$E_{zz}^{(1)} = A_p \cosh k_{ey} y + i Q A_i A_s^* \left\{ \cos(k_{iy} - k_{sy}^*) y + \cos[(k_{iy} + k_{sy}^*) y - \nu \pi] \right\} \quad (\nu = 0, 1) \quad (18)$$

ここで,

$$Q = \frac{\omega_p^2 e (\beta \omega_e / c - k_z)}{4\pi m_0 \omega_s \omega_s \epsilon_p (\omega_e - v_0 k_z)^2} \quad (19)$$

電子プラスマ波の他の電磁界成分は、式(18)と式(2)から得られる。

4. 分散関係式と空間的増大率

本節では、まず、ポンプ波の媒介によって結合した散乱波と電子プラスマ波に対する分散関係式を導き、次に、この分散関係式から散乱波と電子プラスマ波の空間的増大率を求める。図1の対称性を考慮すると、 $0 \leq y \leq b$ の領域において考察すれば十分である。まず、電子ビーム中における散乱波と電子プラスマ波の電磁界成分は、式(15)と式(18)から求めることができる。一方、電子ビーム外部の領域($a < y < b$)においては、散乱波の電磁界成分は

$$\begin{aligned} \tilde{B}_{sz}^{(2)} &= i \frac{k_{sy}}{\omega_s} B_s \cos[k_{sy}(b-y)] \\ k_{sy}^2 &= \left(\frac{\omega_s}{c}\right)^2 - k_s^2 \end{aligned} \quad (20)$$

から、また、電子プラスマ波の電磁界成分は

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{sz}^{(2)} &= B_e \sinh[k_{ey}(b-y)] \\ k_{ey}^2 &= k_e^2 - \left(\frac{\omega_e}{c}\right)^2 \end{aligned} \quad (21)$$

から求めることができる。

次に、電子ビーム表面($y = a$)における境界条件は次のようになる。

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{sx}^{(1)} = \tilde{E}_{sx}^{(2)}, \quad \tilde{E}_{sz}^{(1)} = \tilde{E}_{sz}^{(2)}, \quad \tilde{E}_{sy}^{(1)} - \tilde{E}_{sy}^{(2)} &= -\tilde{\sigma}_p / \epsilon_0 \\ \tilde{B}_{sz}^{(1)} = \tilde{B}_{sz}^{(2)} = -\mu_0 \tilde{K}_{sx}^{NL}, \quad \tilde{B}_{sz}^{(1)} - \tilde{B}_{sz}^{(2)} &= \mu_0 \tilde{K}_{sz} \end{aligned} \quad (22)$$

ただし、

$$\tilde{K}_{sx}^{NL} = \frac{1}{2} \tilde{\sigma}_p^* \tilde{v}_{ix}, \quad \tilde{K}_{sz} = \tilde{\sigma}_p v_0 \quad (23)$$

ここで、 \tilde{K}_{sx}^{NL} は、ポンプ波と電子プラスマ波の結合によって生じた散乱波に対する非線形表面電流密度を表す。前節で述べたように、散乱波に対する非線形体積電流密度は0になるので、 \tilde{K}_{sx}^{NL} は、散乱波と電子プラスマ波の結合において重要な役割を果たすことがわかる。

式(15)、(20)、(18)および(21)から得られる散乱波と電子プラスマ波の電磁界成分は、電子ビーム表面における境界条件(22)を適用することにより、結合した散乱波と電子プラスマ波に対する分散関係式として次式が得られる。

$$R \cdot S = |A_i|^2 T \quad (24)$$

ただし,

$$R = k_{sy} \cos(k_{sy}a - \nu \frac{\pi}{2}) \cos[k_{sy}(b-a)]$$

$$- k_{sy} \sin(k_{sy}a - \nu \frac{\pi}{2}) \sin[k_{sy}(b-a)]$$

$$S = \cosh k_{sy}^* a + E_2^* \frac{k_{sy}}{k_{sy}^*} \sinh k_{sy}^* a \tanh[k_{sy}^*(b-a)]$$

$$T = - \frac{e \omega_s (\rho \omega_2 / c - k_{sy}^*)}{2 \Gamma m_0 \omega_1 k_{sy}^* (\omega_2 - \nu_0 k_{sy}^*)^2} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 Q^* \cos(k_{sy}a - \nu \frac{\pi}{2}) \sinh k_{sy}^* a$$

$$\times \sin[k_{sy}(b-a)] \{ \cos[(k_{sy}^* - k_{sy})a] + \cos[(k_{sy}^* + k_{sy})a - \nu \pi] \}$$

$$(\nu = 0, 1) \quad (25)$$

式(24)において, $A_i = 0$ の場合すなわちポンプ波が存在しない場合には, $R = 0$ あるいは $S = 0$ となる. ここで, $R = 0$ および $S = 0$ は, それぞれ, 線形近似における散乱波および電子プラズマ波に対する分散関係式を表す. すなわち, ポンプ波が存在しない場合には, 散乱波と電子プラズマ波は独立に伝搬し得るか, ポンプ波が存在する場合には, その振幅の二次のオーダーの量によって, これらの波はたがいに結合することがわかる.

次に, 散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率を求める. さて, 散乱波と電子プラズマ波が結合する場合には, これらの波に対する z 方向の波数は複素数となり, 次のように表すことができる.

$$k_s = k_{s0} + i\alpha, \quad k_l = k_{l0} + i\alpha \quad (26)$$

ここで, k_{s0} および k_{l0} は, それぞれ, $R = 0$ および $S = 0$ を満たす線形近似における波数を表し, α は散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率を表す. いま, 散乱波と電子プラズマ波の結合が十分弱く, $\alpha \ll |k_{s0}|, |k_{l0}|$ なる条件が成り立つものとする. 式(24)から, α は次式で与えられることがわかる.

$$\left(\frac{\partial R}{\partial k_s} \right)_0 \cdot \left(\frac{\partial S}{\partial k_l^*} \right)_0 \alpha^2 = |A_i|^2 T_0 \quad (27)$$

ただし, 微係数 $(\partial R / \partial k_s)_0$ および $(\partial S / \partial k_l^*)_0$ は, それぞれ, $k_s = k_{s0}$ および $k_l^* = k_{l0}$ における値を取るものとする. また, T_0 は $k_s = k_{s0}$ および $k_l^* = k_{l0}$ における T の値を表す. 式(27)から, 散乱波と電子プラズマ波の空間的増大率 α はポンプ波の振幅 $|A_i|$ に比例することがわかる.

5. 数値例

本節では, 2次元のラマン型自由電子レーザーにおける導体壁および電子ビームの有限幅の効果を調べるために, 散乱波の特性を数値的に検討する. いま, ω_p / ω_1 , $\omega_p a / c$ および ν をパラメータとして, 散乱波の周波数および空間的増大率と a/b (電子ビームの幅と導体板間隔の比) の関係の数値例を示すと, 図3および図4のようになる. ただし, 図3および図4は, それぞれ,

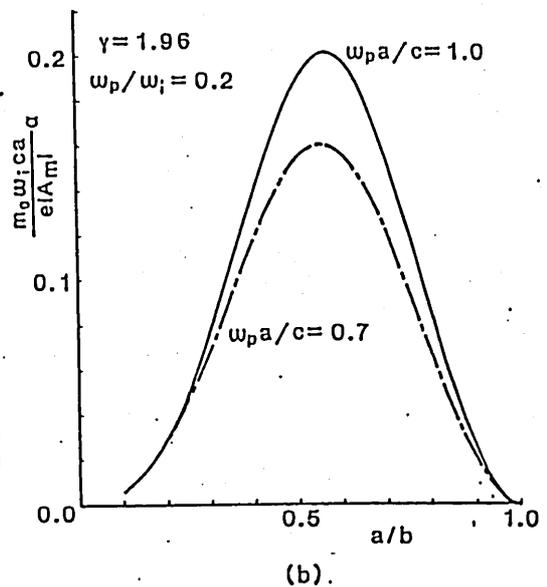
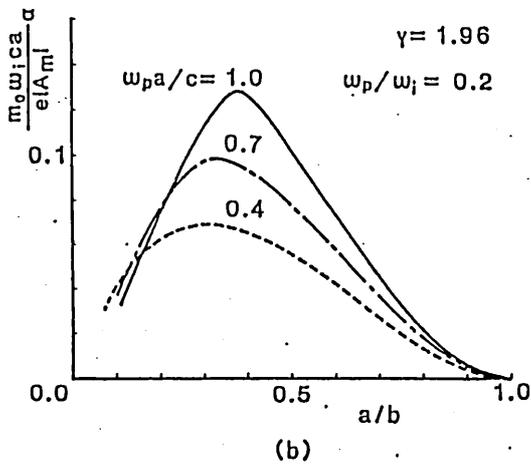
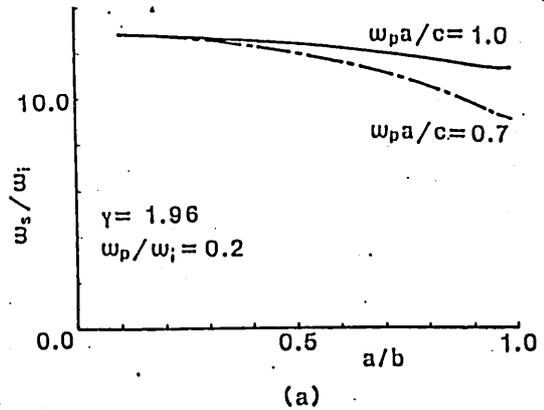
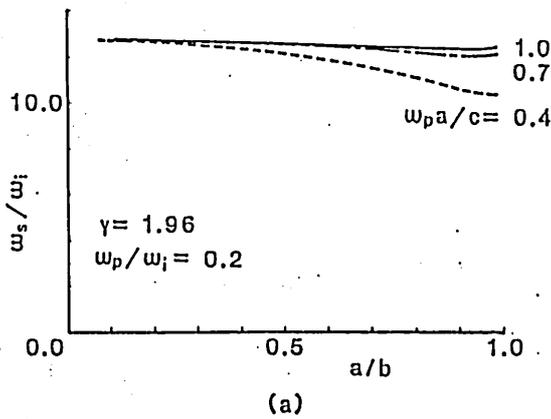


図3 散乱波の特性と a/b の関係
(a)周波数 (b)空間的増大率
(TE, モード)

図4 散乱波の特性と a/b の関係
(a)周波数 (b)空間的増大率
(TE₂モード)

ポンプ波と散乱波がともに奇対称の最低次モード(TE, モード)および偶対称の最低次モード(TE₂モード)の場合を示している。また、図3および図4のいずれの場合にも、電子プラズマ波は偶対称の最低次モードを考えている。さらに、 A_m はポンプ波の横方向の電界の最大値を表している。さて、上の図からわかるように、散乱波の空間的増大率は、奇対称モードおよび偶対称モードのいずれの場合にも、 a/b の特定の値において極大となり、この極大値は $\omega_p a/c$ の値の増加とともに大きくなる。また、散乱波の空間的増大率は、ポンプ波および散乱波が偶対称モードの場合の方が奇対称モードの場合より大きくなることからわかる。その理由には次のように考えられる。すなわち、電子プラズマ波の電磁界は電子ビ-

ムの表面に集中することから、ポンプ波および散乱波として、横方向の電界および磁界が電子ビームの表面で極大値を取り得るようなモードを考えれば増大率はより大きくなるはずである。偶対称の最低次モードの場合には、 $a/c = 0.5$ において横方向の電界および磁界は極大となるので、 $a/c = 0.5$ の近傍に電子ビームの表面を置くとすれば、増大率は極大となり、より大きな増大率が得られることになる。以上では、散乱波としては、偶対称および奇対称の最低次のモードのみを考えたが、実際のラマン型自由電子レーザーでは、他の多くの高次モードについても同時に考えなければならぬ。というのは、実際のラマン型自由電子レーザーでは、ドリフト管の寸法および電子ビームの厚さが散乱波の波長に比べてかなり大きくなるからである。

6. おまけ

本稿では、2次元のラマン型自由電子レーザーにおける共振モードの解析を行った。導体壁および電子ビームの有限の厚さの効果について詳しく調べた。まず、電子ビームに対する流体力学を用いて、ポンプ波をTEモードと仮定し、散乱波(TEモード)と電子プラズマ波(TMモード)を結びつけるモード結合方程式を求めた。次に、上で求めたモード結合方程式の解と電子ビーム表面における境界条件を用いて、結合した散乱波と電子プラズマ波に対する分散関係式を導き、これから上の二つの波の空間的増大率を求めた。最後に、散乱波の特性を数値的に詳しく検討し、次のような結果を得た。まず、空間的増大率は、電子ビームの幅と導体板間隔の比の特定の値において極大となり、この極大値は電子密度あるいは電子ビームの幅が大きくなると大きくなることわかった。また、空間的増大率は、ポンプ波と散乱波が偶対称モードの場合の方が奇対称モードの場合よりも大きくなることわかった。

謝辞 日ごろ御べんたつ頂く大阪大学工学部熊谷信昭教授に感謝する。

文 献

- (1) Granatstein, V.L., Schlesinger, S.P., Herndon, M., Parker, R.K. and Pasour, J.A. : "Production of megawatt submillimeter pulses by stimulated magneto-Raman scattering", *Appl. Phys. Lett.*, 30, pp. 384-386 (April 1977).
- (2) Birkett, D.S., Marshall, T.C., Schlesinger, S.P. and McDermott, D.B. : "A submillimeter free-electron laser experiment", *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-17, pp. 1348-1353 (Aug. 1981).
- (3) Sprangle, P., Granatstein, V.L. and Baker, L. : "Stimulated collective scattering from a magnetized relativistic electron beam", *Phys. Rev. A*, 12, pp. 1697-1701 (Oct. 1975).
- (4) Kwan, T., Dawson, J.M. and Lin, A.T. : "Free electron laser", *Phys. Fluids*, 20, pp. 581-588 (April 1977).
- (5) Hasegawa, A. : "Free electron laser", *Bell Syst. Tech. J.*, 57, pp. 3069-3089 (Oct. 1978).
- (6) 塩沢俊之 : "相対論的電子ビームによる誘導ラマン散乱 — 自由電子レーザーの解析", *信学論(C)*, J63-C, pp. 279-286 (昭55-05).
- (7) 塩沢俊之 : "周期磁界を用いた自由電子レーザーの解析", *信学論(C)*, J64-C, pp. 574-581 (昭56-09).
- (8) 塩沢俊之 : "ラマン型自由電子レーザーの一般理論", *信学論(C)*, J65-C, pp. 436-443 (昭57-06).
- (9) 塩沢俊之 : "ラマン型自由電子レーザーにおける電子サイクロトロン共鳴の影響について", *信学論(C)*, J65-C, pp. 977-984 (昭57-12).
- (10) Shiozawa, T. : "A general theory of the Raman-type free-electron laser", *J. Appl. Phys.*, 54, pp. 3712-3722 (July 1983).
- (11) Manheimer, W.M. and Ott, E. : "Theory of microwave generation by an intense relativistic electron beam in a rippled magnetic field", *Phys. Fluid*, 17, pp. 463-473 (Feb. 1974).
- (12) Uhm, H.S. and Davidson, R.C. : "Theory of free electron laser instability in a relativistic annular electron beam", *Phys. Fluids*, 24, pp. 1541-1552 (Aug. 1981).
- (13) 中島隆, 塩沢俊之, 盛田仁 : "ラマン型自由電子レーザーの2次元解析", *信学論(C)*, J66-C, pp. 439-446 (昭58-06).
- (14) Collin, R.E. : "Field theory of guided waves", p. 49. McGraw Hill, New York (1960).

輻射科学研究会資料 RS 83-12

薄膜の遷移層がアベレス法に
与える影響

京都大学 工学部

栗井 郁雄、池上 淳一

昭和58年9月30日

1. まえがき

アベレス法は薄膜の屈折率を測定する方法の中で最も簡便なものの一つである。その原理は極めて単純であり、次のようにまとめることができる。P偏光を物質の平面境界にあてるときブリュースター角が存在し、その入射角において反射波が消失することが知られている。何らかの基板の上に作成された薄膜にP偏光を入射させると、一般には空気-膜、膜-基板間で多重反射が起こる。しかしもし入射角を空気-膜間のブリュースター角に選ぶとその境界における反射はなくなるため、多重反射も消失する。従って現実には膜があるにもかかわらず、この時にはあたかも基板のみが存在し、通常の反射特性となる。そのゆえに別途基板の露出している部分に光をあて、そこから反射光を観測し、上述の膜からの反射光と等しくなるような入射角を測定すれば、その角は空気-膜間のブリュースター角となる。ブリュースター角 ϕ_B において成り立つ関係

$$n_f/n_0 = \tan \phi_B \quad (1)$$

を用いれば膜の屈折率 n_f が求まるわけである。

以上の原理から明らかのようにこの方法は次のような特徴を持つ。

(1)測定装置及び測定結果からの計算は簡単である。

(2)測定値は膜厚に依存しない。

(3)基板より膜の屈折率が小さい場合にも適用できる。

薄膜に光を導波させてそのMラインによって n_f 及び膜厚を測定する synchronous angle 法 (Mライン法)も装置系が簡単であり、その精度は恐らくいかなる方法よりも高いため最近広く用いられているが、上の(2),(3)の点で問題がある。我々は導波モードが一つしか存在しない程に薄い膜の屈折率が知りたいので、Mライン法は用いる事ができずアベレス法に頼らざるを得ない。

そこで前回の報告¹⁾のようにアベレス法を改良し、コーニング7059ガラス上に Nb_2O_5 をスパッタリングで成長させた膜の屈折率を測定した。第一段階として、アベレス法の誤差を調べるため導波モードが二つ以上存在するような

厚い膜を作り、Mライン法による測定値と比べてみると予想外に大きな差があった。Mライン法に誤差がある可能性は否定できないが、それによる測定値の再現性、それを用いて計算した理論値の実験との一致などから考え、可能性は極めて低いといわざるを得ない。

アベリス法の誤差要因はいくつも考えられるが我々はまず次の事項を検討してみた。

- (1) 基板裏面からの反射光が表面からの反射と干渉する。
- (2) 入射光がP偏光から少しずれている。
- (3) 材料に損失がある。

これらのうち(1)、(2)は簡単に除去できるし、制御可能である。又(3)による誤差を計算してみると透明物質では極めて小さくほとんど問題にならないことが判明した。

このような経過の中で測定をくり返しているうちに、誤差(Mライン法との差)は確かに大きいが一貫した系統性を持つことを見出した。膜厚を横軸にとり

誤差をプロットすると図1のように非常に強い膜厚依存性があり、周期性らしいものも見られる。従ってこれは何らかの隠れた原因によるものであることは明らかとなった。この原因として最も可能性の高いものは膜の厚み方向の非一様性である。Goellらは1972年に電界拡散などによって作られたグレーテッドインテグス平面導波路の屈折率を測定する際の誤差について論じている。²⁾更に、そのような導波路でなく一様であると期待して作られた薄膜、例えば蒸着膜が、必ずしも屈折率の異なる遷移層を持っており、それがアベリス法に大きな誤差をひき起こることが1960年前後に何度も指摘されている。^{3)~5)}

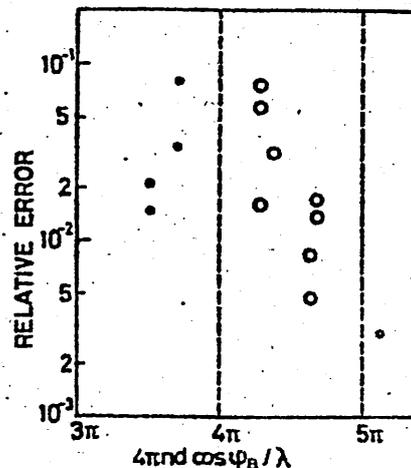


図1. Nb_2O_5 膜の屈折率をアベリス法で測定した場合の相対誤差
($\lambda = 0.633 \mu m$, n : 膜の屈折率, d : 膜厚, ϕ_B : 膜内の入射角)

蒸着やスパッタで膜を作るとき恐らく基板に接する部分とそれ以後に成長した部分の結晶性が異なるであろうと予想されるし、膜表面が数10~数100Åの凹凸を持つ⁶⁾ため等価的に屈折率が厚み方向に変化すると考えられる。従って膜の表面又は基板側に非常に薄い遷移層を仮定してアベリス法の誤差を計算する事が必要である。アベリス法は遷移層の影響を受け易いという注意が20年前に何度も述べながら誤差の詳細は何ら明らかにされていないこと、更に最近はその指摘が全く無視され無反省に使われがちであること⁷⁾⁸⁾に鑑み、ここで誤差の基本的な特性を検討しておく必要があると考える。

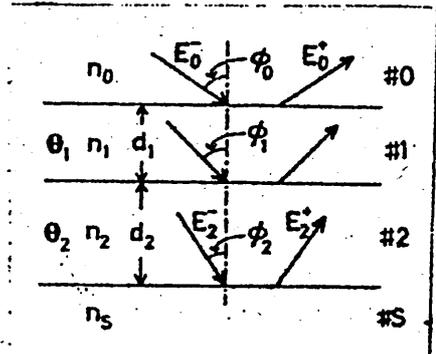
2. 一様な遷移層

最も単純な例として屈折率が一定な極めて薄い遷移層が膜の外又は内側に成長した場合をとり上げてみよう。この時は電算機に頼らなくても近似的に誤差の評価をすることができる。Goellらによれば²⁾多層薄膜の第 m 番及び $m-1$ 番層における入射及び反射電界の間には次式のような関係が成り立つ*。

$$\begin{bmatrix} E_{m-1}^+ \\ E_{m-1}^- \end{bmatrix} = \frac{1}{t_m} \begin{bmatrix} e^{j\delta_m} & r_m e^{-j\delta_m} \\ r_m e^{j\delta_m} & e^{-j\delta_m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{bmatrix} \quad (1)$$

これを図2のような4層構造に適用すると、

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \frac{1}{t_1 t_2} \begin{bmatrix} e^{j\theta_1} & r_{01} e^{-j\theta_1} \\ r_{01} e^{j\theta_1} & e^{-j\theta_1} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} e^{j\theta_2} & r_{12} e^{-j\theta_2} \\ r_{12} e^{j\theta_2} & e^{-j\theta_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix} \quad (2)$$



を得る。但し添字は m と z に変え、 δ と θ に

図2. 一様な屈折率をもった遷移層を解析するための4層構造

* 脚註 很等の文献における式(6)-(8)

には誤植があり、ここに示したように訂正すべきであると思われる。

書きかえた。又、 r, t の添字を $r_1 \rightarrow r_{01}, r_2 \rightarrow r_{12}$ のように境界面の両側の層を用いるよう改めた。それらの量は

$$r_{ij} = \frac{n_i \cos \phi_j - n_j \cos \phi_i}{n_i \cos \phi_j + n_j \cos \phi_i} = \frac{\sin 2\phi_i - \sin 2\phi_j}{\sin 2\phi_i + \sin 2\phi_j} \quad (3)$$

$$t_{ij} = \frac{2n_i \cos \phi_j}{n_i \cos \phi_j + n_j \cos \phi_i} \quad (4)$$

$$\phi_i = \sin^{-1} [(n_j / n_i) \sin \phi_j] \quad (5)$$

$$\Theta_i = [(2\pi n_i / \lambda) \cos \phi_i] d_i \quad (6)$$

S は下方に半無限に広がっているから $E_2^- = 1, E_2^+ = r_{2s}$ と置くことができる。これを式(2)に代入すると

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{01} t_{12}}$$

$$\times \begin{bmatrix} e^{j\Theta_1} (e^{j\Theta_2} r_{2s} + e^{-j\Theta_2} r_{12}) + r_{01} e^{-j\Theta_1} (e^{j\Theta_2} r_{12} r_{2s} + e^{-j\Theta_2}) \\ r_{01} e^{j\Theta_1} (e^{j\Theta_2} r_{2s} + e^{-j\Theta_2} r_{12}) + e^{-j\Theta_1} (e^{j\Theta_2} r_{12} r_{2s} + e^{-j\Theta_2}) \end{bmatrix} \quad (7)$$

を得るので両者の比をとると

$$\frac{E_0^+}{E_0^-} = \frac{r_{01} + r_{12} e^{j2\Theta_1} + r_{2s} e^{j2(\Theta_1 + \Theta_2)} + r_{01} r_{12} r_{2s} e^{j2\Theta_2}}{1 + r_{01} r_{12} e^{j2\Theta_1} + r_{12} r_{2s} e^{j2\Theta_2} + r_{01} r_{2s} e^{j2(\Theta_1 + \Theta_2)}} \quad (8)$$

と成る。 $|r_{ij}| \ll 1$ ので r の2次以上の項を省略すると

$$\frac{E_0^+}{E_0^-} \approx r_{01} + r_{12} e^{j2\Theta_1} + r_{2s} e^{j2(\Theta_1 + \Theta_2)} \quad (9)$$

が得られる。この絶対値の2乗はエネルギー反射率と成る。これを R とおくと

$$R = \left[r_{01} + r_{12} e^{j2\theta_1} + r_{25} e^{j2(\theta_1 + \theta_2)} \right] \times$$

$$\left[r_{01} + r_{12} e^{j2\theta_1} + r_{25} e^{-j2(\theta_1 + \theta_2)} \right] = r_{01}^2 + r_{12}^2 + r_{25}^2$$

$$+ 2r_{01}r_{12} \cos 2\theta_1 + 2r_{12}r_{25} \cos 2\theta_2 + 2r_{01}r_{25} \cos 2(\theta_1 + \theta_2) \quad (10)$$

一方、 r_{ij} には次のような関係式が成立する。

$$\frac{r_{01} + r_{12}}{1 + r_{01}r_{12}} = \frac{\frac{\sin 2\phi_0 - \sin 2\phi_1}{\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1} + \frac{\sin 2\phi_1 - \sin 2\phi_2}{\sin 2\phi_1 + \sin 2\phi_2}}{1 + \frac{\sin 2\phi_0 - \sin 2\phi_1}{\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1} \frac{\sin 2\phi_1 - \sin 2\phi_2}{\sin 2\phi_1 + \sin 2\phi_2}}$$

$$= \frac{(\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_0 + \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2)}{(\alpha_0 + \alpha_1)(\alpha_1 + \alpha_2) + (\alpha_0 - \alpha_1)(\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (\sin 2\phi_i = \alpha_i \text{ とおく})$$

$$= \frac{2(\alpha_0\alpha_1 - \alpha_1\alpha_2)}{2(\alpha_0\alpha_1 + \alpha_1\alpha_2)} = \frac{\sin 2\phi_0 - \sin 2\phi_2}{\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_2} = r_{02} \quad (11)$$

ここで $|r_{ij}|$ は 1 より非常に小さいので 2 次の項を無視すると

$$r_{01} + r_{12} \approx r_{02} \quad (12)$$

を得る。従ってこの操作を もう一度 重ねることにより

$$r_{01} + r_{12} + r_{25} \approx r_{05} \quad (13)$$

が成立することは 容易にわかる。

基板へ直接入射する光のエネルギー反射率を R_s とすれば

$$R_s = r_{05}^2 \quad (14)$$

であるから (10), (13), (14) 式により

$$\frac{R}{R_s} = \frac{r_{01}^2 + r_{12}^2 + r_{25}^2 + 2r_{01}r_{12} + 2r_{12}r_{25} + 2r_{01}r_{25} - 4r_{01}r_{12} \sin^2 \theta_1 - 4r_{12}r_{25} \sin^2 \theta_2 - 4r_{01}r_{25} \sin^2(\theta_1 + \theta_2)}{r_{05}^2}$$

$$= 1 - \frac{4r_{01}r_{12}}{r_{05}^2} \sin^2 \theta_1 - \frac{4r_{12}r_{25}}{r_{05}^2} \sin^2 \theta_2 - \frac{4r_{01}r_{25}}{r_{05}^2} \sin^2(\theta_1 + \theta_2) \quad (15)$$

アベリス法は $R/R_s = 1$ を満たすような入射角 ϕ_0 を見出すことにより、薄膜の屈折率を測定する。もし膜が一層より成っているならば式(15)において $\theta_2 = 0$ 、 $\theta_1 = \theta$ と置くことにより、

$$R/R_s = 1 - \left(\frac{4r_{01}r_{12}}{r_{0s}^2} + \frac{4r_{01}r_{2s}}{r_{0s}^2} \right) \sin^2 \theta \quad (16)$$

を得るので $R/R_s = 1$ は

$$r_{01} = 0$$

を与えることがわかる。これから

$$\phi_{00} + \phi_{10} = \frac{\pi}{2}$$

が導かれる。新しく加わった 2 番目の添字 0 は無振動状態における解を意味する。スネルの法則 (5) 式を併用するとこの式は

$$\tan \phi_{00} = n_1/n_0 \quad (17)$$

を与え、アベリス法の原理が説明される。従って式(16)と無振動状態としてこれに屈折率の異なる極めて薄い膜がつけ加わると考えることにしよう。

i) 遷移層が膜-基板境界に存在する場合

θ_2 を振動量と考え式(15)を θ_2 について 2 次の項まで残して展開すると

$$\begin{aligned} \frac{R}{R_s} \approx & \left(1 - \frac{4r_{01}r_{12}}{r_{0s}^2} \sin^2 \theta_1 - \frac{4r_{01}r_{2s}}{r_{0s}^2} \sin^2 \theta_1 \right) - \frac{4r_{01}r_{2s}}{r_{0s}^2} \sin 2\theta_1 \sin \theta_2 \\ & - \left(\frac{4r_{01}r_{2s}}{r_{0s}^2} \cos 2\theta_1 \sin^2 \theta_2 + \frac{4r_{12}r_{2s}}{r_{0s}^2} \sin^2 \theta_2 \right) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに } \sin^2(\theta_1 + \theta_2) &= (\sin \theta_1 \cos \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_2)^2 \\ &= \sin^2 \theta_1 (1 - \sin^2 \theta_2) + \sin 2\theta_1 \sin \theta_2 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} + \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \\ &= \sin^2 \theta_1 + \sin 2\theta_1 \sin \theta_2 + \cos 2\theta_1 \sin^2 \theta_2 \end{aligned}$$

を用いた。式(18)右辺第1項は $\sin \theta_2$ について 0 次、第2項は 1 次、第3項は 2 次の量である。第1項は式(16)と同じであり、 $R/R_s = 1$ とおくと式(18)は

$$\Gamma_{01} \Gamma_{15} \sin \Theta_1 + \Gamma_{01} \Gamma_{25} \sin 2\Theta_1 \sin \Theta_2 + (\Gamma_{01} \Gamma_{25} \cos 2\Theta_1 + \Gamma_{12} \Gamma_{25}) \sin^2 \Theta_1 = 0 \quad (19)$$

となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{01} \Gamma_{15} \sin^2 \Theta_1 &= f_0(\phi_0) \\ 2\pi n_2 \Gamma_{01} \Gamma_{25} \sin 2\Theta_1 \cos \phi_2 &= f_1(\phi_0) \\ (2\pi n_1)^2 \Gamma_{01} \Gamma_{25} \cos 2\Theta_1 \cos^2 \phi_2 &= f_2(\phi_0) \\ (2\pi n_2)^2 \Gamma_{12} \Gamma_{25} \cos^2 \phi_2 &= f_3(\phi_0), \quad d_2/\lambda = \delta \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

と置くと式(19)は

$$f_0(\phi_0) + f_1(\phi_0)\delta + [f_2(\phi_0) + f_3(\phi_0)]\delta^2 \approx 0 \quad (21)$$

となる。無擾動状態での解を $\phi_0 = \phi_{00}$ とおきその近傍で上式を展開すると

$$\begin{aligned} f_0(\phi_{00}) + f_0'(\phi_{00})\Delta\phi_0 + \frac{1}{2}f_0''(\phi_{00})(\Delta\phi_0)^2 + f_1(\phi_{00})\delta + f_1'(\phi_{00})\Delta\phi_0\delta \\ + [f_2(\phi_{00}) + f_3(\phi_{00})]\delta^2 \approx 0 \end{aligned} \quad (22)$$

$f_0(\phi_{00}) = 0$ であるだけでなく式(20)の項 Γ_{01} の存在により

$$f_1(\phi_{00}) = f_2(\phi_{00}) = 0 \quad (23)$$

でもあつた。式(22)は

$$f_0''(\Delta\phi_0)^2 + 2(f_0' + f_1'\delta)\Delta\phi_0 + 2f_3\delta^2 = 0 \quad (24)$$

となる。煩雑を避けるため各関数の引数 ϕ_{00} は省略した。これに $\Delta\phi_0$ について解くと

$$\Delta\phi_0 = \frac{-(f_0' + f_1'\delta) \pm \sqrt{(f_0' + f_1'\delta)^2 - 2f_3f_0''\delta^2}}{f_0''}$$

を得るが、 $\Delta\phi_0$ は微小量であるから複号のうち+のみが意味があり

$$\Delta\phi_0 \approx \frac{1}{f_0''} \left[-(f_0' + f_1'\delta) + (f_0' + f_1'\delta) - \frac{f_3 f_0'' \delta^2}{f_0' + f_1'\delta} \right] = -\frac{f_3}{f_0'} \delta^2 \quad (25)$$

を得る。これは式(24)において $\Delta\phi_0, \delta$ について最も低次の項を残して解いたものと同じである。上式の f_0' を計算しておこう。式(20)より、

$$f_0'(\phi_{00}) = \Gamma_{01} \Gamma_{15} \sin^2 \Theta_1 \Big|_{\phi_0 = \phi_{00}} + \Gamma_{01} \Gamma_{15} \sin^2 \Theta_1 \Big|_{\phi_0 = \phi_{00}} + \Gamma_{01} \Gamma_{15} \frac{d}{d\phi_1} \sin^2 \Theta_1 \Big|_{\phi_0 = \phi_{00}}$$

であるが第2, 3項は $\Gamma_{01}(\phi_{00}) = 0$ によって消えてしまうので第1項だけが残る。

$$\frac{d\Gamma_{01}}{d\phi_0} = \frac{d}{d\phi_0} \frac{\sin 2\phi_0 - \sin 2\phi_1}{\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1} = 2 \frac{(\cos 2\phi_0 - \cos 2\phi_1 \frac{d\phi_1}{d\phi_0})(\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1)}{(\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1)^2}$$

$$= -2 \frac{(\cos 2\phi_0 + \cos 2\phi_1 \frac{d\phi_1}{d\phi_0})(\sin 2\phi_0 - \sin 2\phi_1)}{(\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1)^2} = 2 \frac{\cos 2\phi_0 \sin 2\phi_1 - \cos 2\phi_1 \sin 2\phi_0 \frac{d\phi_1}{d\phi_0}}{(\sin 2\phi_0 + \sin 2\phi_1)^2}$$

一方、式(5)より

$$\frac{d\phi_1}{d\phi_0} = \frac{\cos \phi_0}{n_1 \cos \phi_1} \quad (26)$$

又、 $\phi_{10} + \phi_{11} = \frac{\pi}{2}$ より

$$\sin 2\phi_{10} = \sin(\pi - 2\phi_{11}) = \sin 2\phi_{11}$$

$$\cos 2\phi_{10} = \cos(\pi - 2\phi_{11}) = -\cos 2\phi_{11} \quad (27)$$

$$\cos \phi_{10} = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \phi_{11}\right) = \sin \phi_{11}$$

よって

$$\begin{aligned} f_0'(\phi_{00}) &= 2 \frac{\sin 2\phi_{00} \cos 2\phi_{00} \left(1 + \frac{\cos \phi_{00}}{n_1 \sin \phi_{00}}\right)}{4 \sin^2 2\phi_{00}} \Gamma_{10}(\phi_{00}) \sin^2 \theta_1 \Big|_{\phi_0 = \phi_{00}} \\ &= \frac{(1 + \tan^2 \phi_{00})}{2 \tan 2\phi_{00}} \frac{\sin 2\phi_{00} - \sin 2\phi_{50}}{\sin 2\phi_{00} + \sin 2\phi_{50}} \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \cos \phi_{11}\right) \end{aligned} \quad (28)$$

また、式(20)により

$$f_3(\phi_{00}) = (2\pi n_1)^2 \cos^2 \phi_{00} \frac{\sin 2\phi_{11} - \sin 2\phi_{20}}{\sin 2\phi_{11} + \sin 2\phi_{20}} \frac{\sin 2\phi_{20} - \sin 2\phi_{50}}{\sin 2\phi_{20} + \sin 2\phi_{50}} \quad (29)$$

を得る。式(28)、(29)を式(25)と共に用いるには $R/R_s = 1$ とする入射角の変化量 $\Delta\phi_0$ を知る必要がある。この時見かけの屈折率の変化 Δn_f は

$$\tan \phi_0 = n_f$$

を微分して $\tan \phi_{00} + \sec^2 \phi_{00} \Delta\phi_0 = n_{f0} + \Delta n_f$

$$\Delta n_f = \sec^2 \phi_{00} \Delta\phi_0 \quad (30)$$

により求めることができる。

あるいは、相対誤差は

$$\Delta n_f / n_f = \frac{2}{\sin 2\phi_{00}} \Delta\phi_0 \quad (31)$$

で与えられる。以上をまとめると Δn_f に対し

$$\Delta n_f = 8\pi n_s \left(\frac{d_s}{\lambda}\right)^2 \cos^2 \phi_{s0} \tan 2\phi_{s0} \frac{\sin 2\phi_{s0} - \sin 2\phi_{s1}}{\sin 2\phi_{s0} + \sin 2\phi_{s1}} \frac{\sin 2\phi_{s1} - \sin 2\phi_{s2}}{\sin 2\phi_{s1} + \sin 2\phi_{s2}} \\ \times \frac{\sin 2\phi_{s2} - \sin 2\phi_{s3}}{\sin 2\phi_{s2} + \sin 2\phi_{s3}} \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 d_1 \cos \phi_{10} \right) \quad (32)$$

を得るが、各層での伝搬角で表現されているわけりにくいので式(5)、(26) (27)などを用いて角度を屈折率に書きかえると

$$\Delta n_f = \left(4\pi \frac{d_s}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{(n_1^2 - n_2^2)(n_2^2 - n_3^2)(n_3^2 - 1)}{(n_1^2 - n_2^2)(n_2^2 - 1)(n_3^2 - 1)} \right] \\ \times \left[\frac{n_1(n_1^2 n_2^2 + n_2^2 - n_1^2)(n_2^2 + \sqrt{n_1^2 n_2^2 + n_2^2 - n_1^2}) \{n_3^2(n_1^2 n_2^2 + n_2^2 - n_1^2) - n_1^2 n_2^2\}}{(1+n_1^2)(n_2^2 + \sqrt{n_1^2 n_2^2 + n_2^2 - n_1^2})^2 (n_1^2 + \sqrt{n_1^2 n_2^2 + n_2^2 - n_1^2} + n_1^2 \sqrt{n_1^2 n_2^2 + n_2^2 - n_1^2})^2} \right] \\ \times \operatorname{cosec}^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} d_1 \frac{n_1^2}{\sqrt{1+n_1^2}} \right) \quad (33)$$

右辺第1項は擾動の平方に比例する量、第2項は屈折率に強く依存する項、第3項は屈折率に弱く依存する項、第4項は膜厚の周期関数となっている。これにより Δn_f には以下の特徴があることがわかる。

- ① 遷移層の厚さの1乗に比例する項が消える。
- ② 膜厚の cosec^2 に比例するの Δn_f の符号は膜厚に依存せず一定である。周期的に $|\Delta n_f|$ が極端に大きくなる。
- ③ 遷移層の屈折率が誘膜又は基板のそれに近づくと当然ながら Δn_f は0となり、それを境にして符号が逆転する。

以上の特徴は、近似を用いずにアベリスの条件を満たす Δn_f を計算した結果である。図3.4に表われている添字1,2は識別しにくいので、今後図においては遷移層にあたるものは添字 t をつけ、一様な膜にあたるものは添字 f をつけることにする。従ってこの節では $1 \rightarrow f, 2 \rightarrow t$ とおきかえる。図3は遷移層の厚さをパラメータとし膜厚に対して Δn_f を描いた。屈折率は図1に示した実験における材料を想定し $n_f = 2.25, n_t = 1.53$ としている。膜厚 d_f はTE導波モードが1~3個伝搬する程度とし、又遷移層の厚さ d_t は文献(5)、(6)を参照して $5 \sim 20 \text{ nm}$ ($50 \sim 200 \text{ \AA}$) の間に設定した。遷移層の屈折率を2.20としたのに特別の理由はない。2.30としてみると上述の③の通り Δn_f は符号が反転し、常に正と

なるが 図は省略した。

図4は遷移層の厚さを5nmで一定とし屈折率をパラメータとしたものである。縦軸が図3に比べ10倍に拡大されている事に注意したい。 n_1 を基板の屈折率から除々に増加させて薄膜のそれに近づけると n_1 は最初増大するが再び減少して0となる様子が大体表われている。以上の2つの図の傾向は既に文献2)で計算されたものと基本的に同じである。

ii) 遷移層が空気-膜境界に存在する場合

この場合は前のように1次の擾動量が消えることはいないので式(18)は2次の量まで展開する必要はない。今度は#1が遷移層で#2が均質層となるので Θ_1 が擾動量である。

$$\begin{aligned} \frac{R}{R_S} &\approx \left(1 - \frac{4\Gamma_{01}\Gamma_{25}}{\Gamma_{05}^2} \sin^2\Theta_2 - \frac{4\Gamma_{01}\Gamma_{25}}{\Gamma_{05}^2} \sin^2\Theta_2\right) - \frac{4\Gamma_{01}\Gamma_{25}}{\Gamma_{05}^2} \sin 2\Theta_2 \sin\Theta_1 \\ &\approx \left(1 - \frac{4\Gamma_{05}\Gamma_{25}}{\Gamma_{05}^2} \sin^2\Theta_2\right) - \frac{4\Gamma_{01}\Gamma_{25}}{\Gamma_{05}^2} \sin 2\Theta_2 \sin\Theta_1 \end{aligned} \quad (24)$$

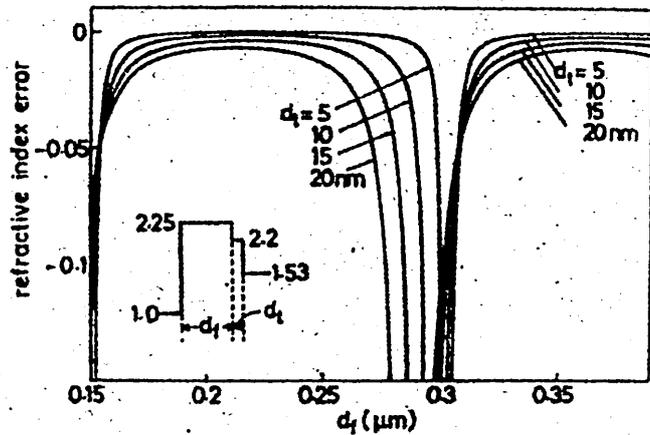


図3. 膜厚による誤差の変化 (遷移層が内側にある場合。 $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ とし、以後すべてこの値を用いる)

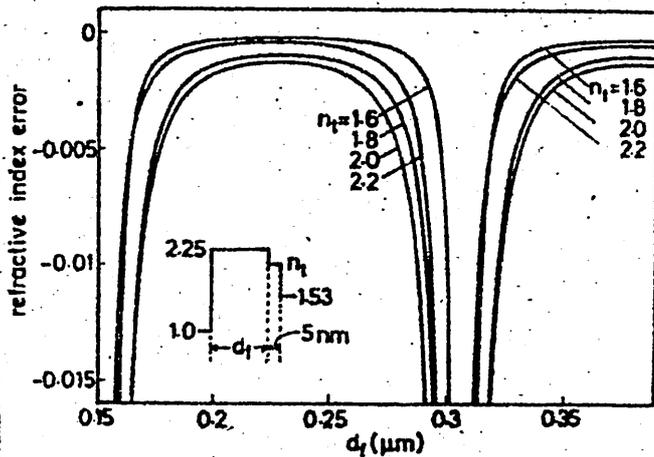


図4. 遷移層の屈折率による誤差の変化 (遷移層が内側にある場合)

$R/R_s = 1$ とおくと

$$r_{02} \sin^2 \Theta_2 + r_{01} \sin 2\Theta_2 \sin \Theta_1 = 0 \quad (35)$$

前と同じく

$$\left. \begin{aligned} r_{02} \sin \Theta_2 &= g_0(\phi_0) \\ 4\pi n_1 r_{01} \cos \Theta_2 \cos \phi_1 &= g_1(\phi_0) \\ d_1/\lambda &= \delta \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

と置くと式(35)は

$$g_0(\phi_0) + g_1(\phi_0) \delta = 0 \quad (37)$$

と簡単化した。 $\phi_0 = \phi_{00}$ の近くで微小量について1次まで展開すると

$$g_0(\phi_{00}) + g_0'(\phi_{00}) \Delta\phi_0 + g_1(\phi_{00}) \delta = 0$$

これを $\Delta\phi_0$ について解いて ($g_0(\phi_{00}) = 0$)

$$\Delta\phi_0 = - \frac{g_1(\phi_{00})}{g_0'(\phi_{00})} \delta \quad (38)$$

を得る。ここで g_1, g_0' は前節と同じく計算することから

$$g_0'(\phi_{00}) = r_{02}' \sin \Theta_2 \Big|_{\phi_0 = \phi_{00}} = \frac{1 + \tan^2 \phi_{00}}{2 \tan 2\phi_{00}} \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos \phi_{10} \right) \quad (39)$$

$$g_1(\phi_{00}) = 4\pi n_1 \cos \phi_{10} \frac{\sin 2\phi_{00} - \sin 2\phi_{10}}{\sin 2\phi_{00} + \sin 2\phi_{10}} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos \phi_{20} \right) \quad (40)$$

式(30)と(38)~(40)により

$$\Delta n_f = 8\pi n_1 \left(\frac{d_1}{\lambda} \right) \cos \phi_{10} \tan 2\phi_{00} \frac{\sin 2\phi_{10} - \sin 2\phi_{00}}{\sin 2\phi_{00} + \sin 2\phi_{10}} \cot \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2 d_2 \cos \phi_{20} \right) \quad (41)$$

を得る。i) と同じく ϕ を屈折率で表わすと

$$\Delta n_f = (16\pi \frac{d_1}{\lambda}) \left[\frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 - 1} (n_1^2 - n_2^2) \right] \left[\frac{n_1^2 n_2^2 n_1^2 + n_1^2 - n_2^2}{\sqrt{1 + n_2^2 (n_1^2 + n_1^2 n_2^2 + n_2^2)}} \right] \cot \left(\frac{2\pi d_2}{\lambda} \frac{n_2^2}{\sqrt{1 + n_2^2}} \right) \quad (42)$$

となり前よりかなり単純な形をしているが各項は前と同じようにならべた。

これによって表わされる特性をまとめると

① Δn_f は遷移層の厚さの 1 乗に比例する

② Δn_f は膜厚の \cot に比例するので周期的に符号を変える。又周期的に無限大に発散する。

③ 遷移層の屈折率が空気又は薄膜のそれに近づくとき当然ながら Δn_f は 0 となりそれを境として符号が逆転する。

これらを確認するために電算機による厳密な解析結果を示そう。図5は図3と対応して遷移層の厚さをパラメータとしている。膜厚に対して Δn_f の符号の変わる様子が見てとれる。 d_f の値によっては式(42)のようには \cot に比例すると言えない部分もあるがおおむね一致した傾向を示している。遷移層の厚さに対する依存性は図3とは異なり違って大体その一乗に比例していることがわかる。

図6は図4と対応

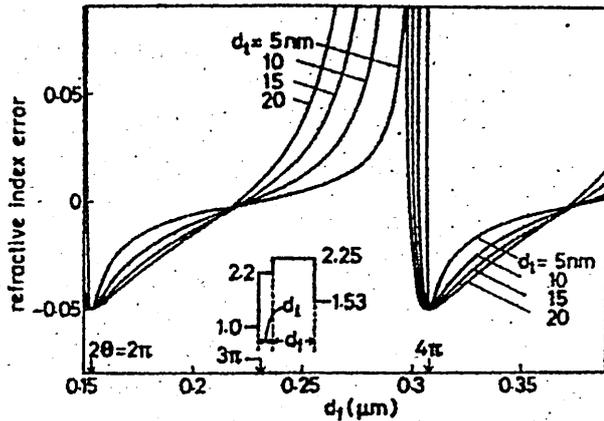


図5. 膜厚による誤差の変化 (遷移層が外側にある場合。①は式(6)に定義された②をおきかえたもの。図1の横軸は 2θ になっている)

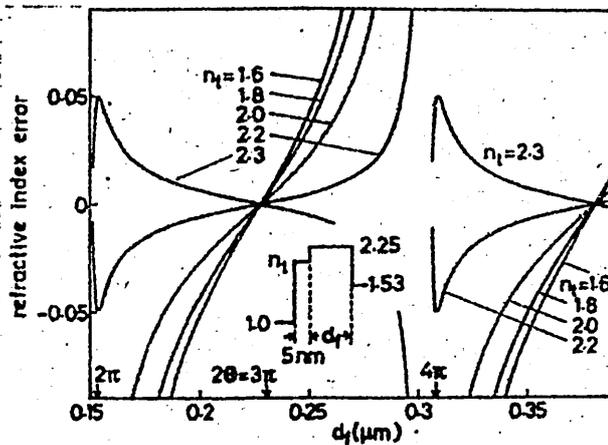


図6. 遷移層の屈折率による誤差の変化 (遷移層が外側にある場合)

して n_t をパラメータとして描かれている。この場合にも n_t を空気の屈折率 1.0 から薄膜の屈折率に向かって増大させるに対応して図4と同様な α の増大、減少が見られ、 n_t を越えると式(42)に示された通り符号が反転している。なお、図5.6の横軸上の $2\theta = \pi$ の矢印は式(42)の $\cot t$ の引数を θ としたもので、図1の横軸と 2θ は同じものである。

以上により、図1の実験結果は膜表面に遷移層の存在を仮定することによって説明できることが明らかとなった。ここでの計算は解析的に扱えることを重視してあまり現実的とは思えないような屈折率を持った遷移層を仮定したが、以下では全面的に電算機の助けを借りることによって任意の屈折率分布について計算してみよう。

3. 任意の屈折率分布を持った表面遷移層

式(1)に多層膜に対する漸化式が求められているので、遷移層を多層分割してこの式を用いることにする。分割数を変化させて収束の様子を調べた結果、大体30層近似で 10^{-3} 以下の相対誤差となってグラフ上の差がなくなったため、この値をとった。層の分割法は等しい厚さにとる場合と、屈折率差が等しくなるようにとる場合を比較し、後者の方が若干収束が早いので、そのようにした。

遷移層の屈折率分布は無限に可能性があるので系統的な比較のし易さを考えると、厚み方向の距離 x に対して n^2 (α は1より大きい又は小さい正数) に比例する変化を仮定するのが良さそうである。図7(a)は $\alpha=1$ の場合を示し、 α が大きくなるほど誤差は小さくなる。これは α の大きい方が遷移層の中で

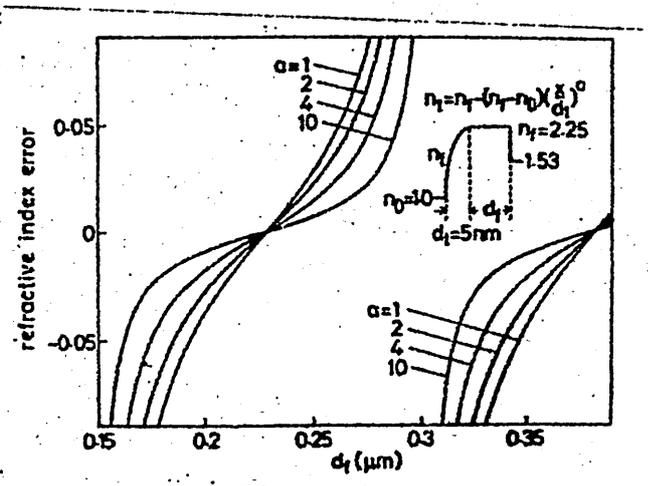


図7(a) 遷移層の屈折率が整数で変化する場合の誤差

n_f に近い部分が増えて行き、等価的に遷移層の厚さ d_t が小さくなるような効果をもつからと考えられる。図7(b)は $1 \geq a > 0$ の場合であり、図(a)ほどに a の差によって誤差に顕著な差は生じない。しかしこの場合も a の減少と共に遷移層が空気の屈折率に近づき等価的に d_t が減少したことになる。誤差は減少する。

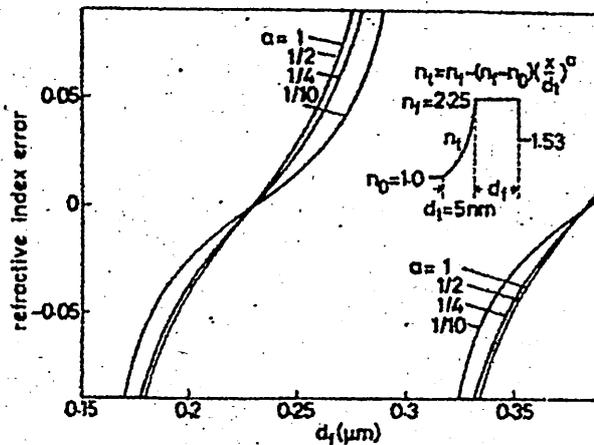


図7(b) 遷移層の屈折率が無理関数で変化する場合の誤差

図7(a)(b)に見られる傾向をまとめると

(1) Δn_f の膜厚依存性は遷移層が一様であってもなくても同じことであり、大抵は $\cot t$ に比例する変化である。

(2) 遷移層の屈折率 n_t が

一定の場合は薄膜と空気の屈折率からできるに分離した値より中間の値 $n_m = (n_f + 1)/2$ に近い値を n_t がとると誤差が最も大きくなるが一定でない場合も $|n_t - n_m|$ の積分が小さいほど誤差が増大する傾向がある。屈折率分布の形はあまり問題にはならないようである。

以上を裏づけるため図8

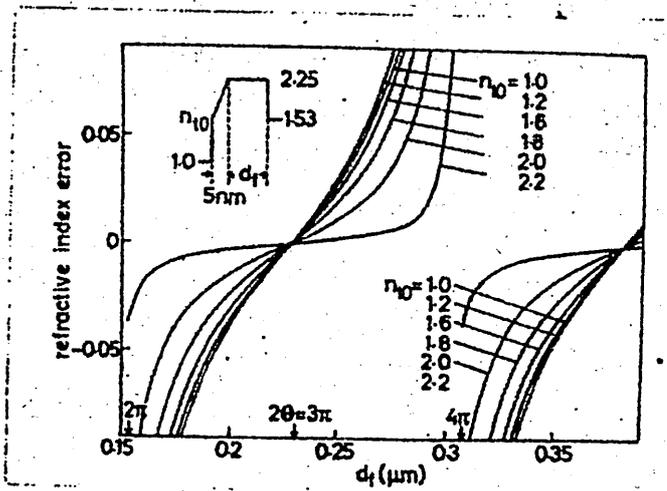


図8. 遷移層の屈折率が直線的に変化する場合の誤差

に遷移層の屈折率分布が直線的な場合の結果を示そう。表面における遷移層の屈折率 n_{t0} が減るほど誤差は増えていくが、 $n_{t0} = 1.0$ ではかえって減少している。

図9はこれを図式的に説明するものであり、斜線を引いた部分の面積が $|n_t - n_m|$ の積分となる。(a)、(c)の面積が等しいことは容易にわかる。(b)はその間にあってより小さい面積を示す。それゆえ(c)のように $n_{t0} = 1.0$ ではな

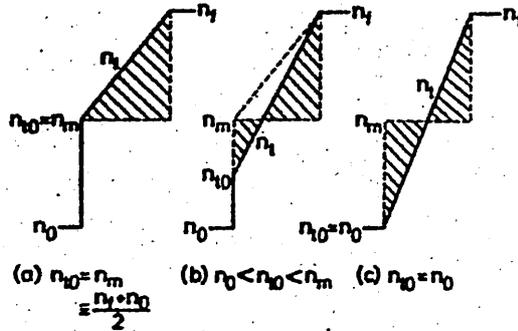


図9. $|n_t - n_m|$ の積分 (a) と (c) は同じ値となり (b) はそれらより小さい。

く、 n_{t0} がそれより少し大きい (b) のような場合に誤差は最大となるわけである。図8をその意味でもっと見易くするため、横軸を遷移層表面の屈折率 n_{t0} に変えてみると図10のようになり、上に述べた傾向がはっきり見てとれる。図8で明らかのように、 2θ は $4\pi n_f d_f \cos \phi_f / \lambda$ であり 2π ごとに1つの周期をなす。そこで1周期内で膜厚をパラメータとするため、図10のような値を選んだ。これは d_f に概算して $0.184 \sim 0.276 \mu m$ である。すなわちの d_f に対し、 $n_{t0} = 1.2$ あたりで誤差は極大値となっていることがわかる。

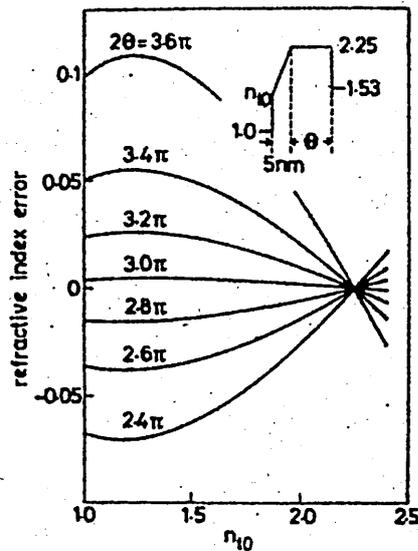


図10. 遷移層の表面の屈折率による誤差の変化 (n_t が直線的な場合)

これらの結果によって屈折率分布の形には大きな意味がないようにので、今後は $n_{t0} = 1.0$ とするようは (図9 (c) のような) 直線的分布だけを扱うことにする。

図11は、遷移層が一様な場合の式(42)のように、誤差が遷移層の厚さに比例するかどうかを調べるための計算である。非一様な場合も傾向には全く変りはなく、 α_t が小さい限り誤差はそれに正比例する事が示されている。なお $2\theta = 3\pi$ では式(42)における誤差が常に0となるはずであるが α_t の増大と共に摂動近似が破れるため少しずつ増加している。

図12は基板層の影響を調べたものであり、膜厚にかかわらず $n_s \approx n_f$ において誤差が非常に増大する事がわかる。

逆にこの近く以外では n_s の値によらずほぼ一定の誤差を示しており、式(42)の中に n_s が含まれていないことに対応している。

式(42)は一様な屈折率の遷移層に対応するものであるが、図12がそこから若干おくれるのは、非一様性の効果ではなく、図11の場合と同じく摂動近似が破れるためである。 $n_s \approx n_f$ においては式(34)の r_{2s} も0に近くなり、 $\sin^2\theta$ を無視できなくなる。

以上の計算結果は、光導波への応用を頭に置いて、すべて薄膜の屈折率が基板のそれよりも大きい場合の数値例であったが、アベレス法

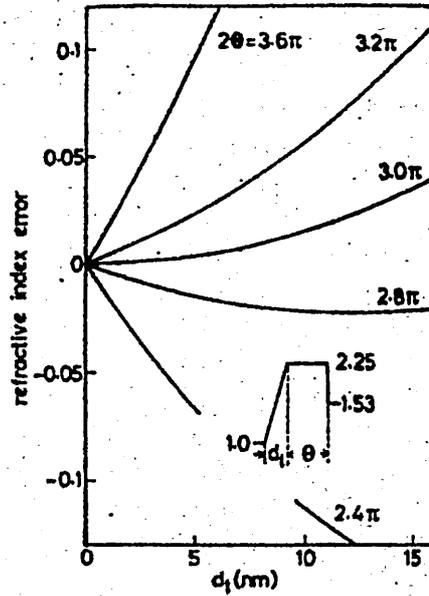


図11. 遷移層の厚さによる誤差の変化(n_t が直線的に変化する場合)

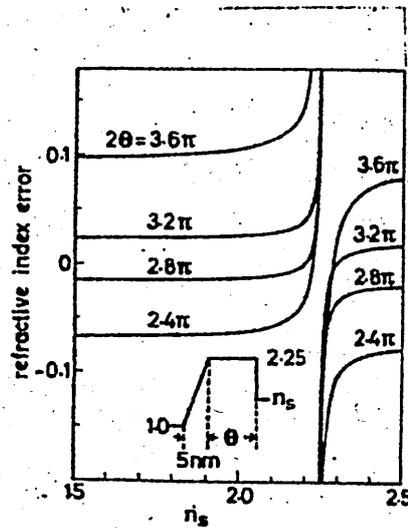


図12. 基板の屈折率による誤差の変化

は初めに述べた如く基板より小さい屈折率の薄膜に対しても適用できるという特徴を持っているので、一例を図13にあげておこう。基板は前と同じくユニーク7059ガラス、膜はMgF₂を想定した。遷移層の厚さをパラメータとし、膜厚を横軸にとったが、反射防止膜に対応する $d_f = \lambda/4$ の点に印を

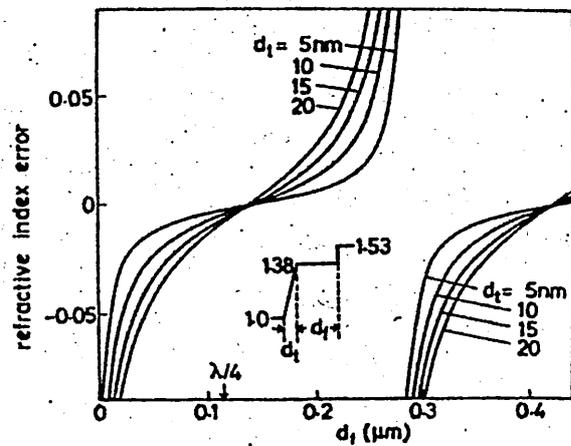


図13. 基板が薄膜より小さい屈折率をもつ場合の誤差。

入れている。波長は従来通り He-Ne 0.633 μm である。式(42)から予想できる如く、 $n_s > n_f$ は誤差の傾向に何ら変化を及ぼさない。これほど全く同じ特性となっている。

4. あとがき

アベリス法を用いてスパッタ膜の屈折率を測定したところ予想外に大きな誤差があったためその原因を検討してみた。いくつかの可能性を調べたが結局膜の表面に存在する遷移層によって生じたものであろうとの結論に至った。

そこで本報告では遷移層の存在による見かけの屈折率のずれを詳細に検討し、その種々のパラメータ依存性について計算結果を示した。最も大きな特徴だけをまとめると、

- 1) 屈折率の見かけのずれ(誤差)は膜厚に強く依存する。その依存性は膜厚のcot関数となって周期的である。
- 2) 誤差は遷移層の厚さに比例する。
- 3) 誤差は遷移層の平均屈折率が膜の一樣部分及び空気層の屈折率から離れるほど大きくなる。

4) 基板の屈折率が膜の一樣部分に極めて近い時以外は基板の屈折率は誤差に影響しない。

遷移層の影響そのものはアベレス法の提案された直後に何度も指摘されている。しかしその割に誤差特性の解析が報告される。「アベレス法は慎重に使いわねばいけない」という「かけ声」だけが先行していたように見受けられる。その上、この時期のたび重なる警告にもかかわらず最近の光学の教科書には不用意に用いるなという注意が完全に落ちしまい、結果的にアベレス法は過大評価されているように思われる。この報告がその意味で再度の注意喚起をうながすものとなり、又逆に薄膜の表面状態をさぐるための方法を提供するものとなる事を願っている。

参考文献

- 1) 粟井、小野寺、池上 "アベレス法による薄膜屈折率の測定" 輻研資料 RS82-6; 1982年7月
- 2) J.E.Goell and R.D.Standley "Effect of Refractive Index Gradients on Index Measurement by the Abeles Method" *Appl. Optics* 11 (1972) pp 2502 - 2505.
- 3) O.S. Heavens and S.D. Smith, "Dielectric Thin Films", *J.O.S.A* 47 (1957) pp 469 - 472.
- 4) G.Koppelman and K. Krebs, "Die Optischen Eigenschaften Dielectricer Schichten mit Kleinen Homogenitätsstörungen", *Z. Physik* 163 (1961) pp 539 - 556.
- 5) P.Rouard and P.Bousquet, "Optical Constants of Thin Films", *Prog. Optics* 4 (1965) pp 147 - 161.
- 6) G.Rasigni, F.Varnier, J.P.Palmarì, N.Mayani, M.Rasigni and A.Llebaria, "Study of Surface Roughness for Thin Films of CaF_2 Deposited on Glass Substrates", *Optics Commun.* 46 (1983) pp 294 - 299.
- 7) 全原、藤原、"薄膜" (裳華堂) 1979) pp 203 - 204
- 8) 神山、菅田編、"薄膜工学ハンドブック" (オーム社) 1964) pp II285 - II 286.

OPTICAL COMMUNICATIONS IN AUSTRALIA

P. S. CHUNG

University of New South Wales, Sydney

RADIATION SCIENCE SOCIETY LECTURE SERIES

Friday, 30th September 1983

SUMMARY

In the past ten years, the trade between Australia and Japan increased very significantly. Japan is now the major trading partner of Australia, overtaking Britain, the U.S.A. and Germany. On the other hand, Australia is the world's largest importer (per capita) of Japan's manufactured products. The relationship and trade between the two countries are expected to improve further in the future. A few facts comparing Australia and Japan are listed in Table 1.

The universities and higher education institutions, numbered about 100 with 280,000 students, expanded rapidly in the seventies. A few of the larger universities are located on the map in Fig. 1.

The research in Optical Communications in Australia has been fairly active in a number of areas, viz. optical fibre propagation theory, vision research, fibre measurement techniques, and recently the single-mode, single-polarization fibre as proposed by Prof. A. Snyder at the Australian National University. The government R & D programme is led by Telecom Australia (an equivalent institution to NTT in Japan) and recently the Defence Department took a very active and an encouraging role. Private industries taking the optical fibre

bandwagon are few. These include some Australian-owned companies like AWA (Australian Wire Amalgamated), Olex Cable and Austral Cable. The institutions engaged in optical communication research are shown in Fig. 2.

This lecture will discuss some of the optical research projects carried out in Australia, and in University of NSW in particular. A number of research topics ^{were} carried out by the lecturer in the field of integrated optics. These include the refractive index profiling of optical waveguide using an interferometric focussing method, the study of propagation characteristics in metal-cladded ion-implanted waveguides, and an investigation of optical coupling between laser diodes and mono-mode optical waveguides.

AREA (km ²)	7.6 million (3,800 km E-W 3,200 km N-S)	0.37 million
POPULATION	14.7 million	119 million
DISTRIBUTION	≈ 70% along Pacific coast	≈ 70% along 京浜 → 沿 京 浜 strip
G.N.P.	U.S.\$162 billion (1981/82)	U.S.\$1,200 billion
G.N.P./capita	≈ U.S.\$10,000/person	≈ U.S.\$10,000/person

TRADE	<p style="text-align: center;">→ \$5.3 billion (1981/82) (≈ 30% Aust. Total Export)</p> <p>Iron ore, coal, meat, beef, sugar & other minerals</p>
	<p style="text-align: center;">← \$4.5 billion</p> <p>Cars, machinery, consumer goods, chemicals World's largest importer (per capita) of Japan's manufactured products.</p>
	<p>JAPAN is now Australia's principal trading partner</p>

Table 1. A few facts comparing Japan and Australia

HIGHER EDUCATION SYSTEM IN AUSTRALIA

オーストラリア

Universities : 20 ← 600 (Japan)
150,000
Colleges, Institutes, etc: 84
130,000

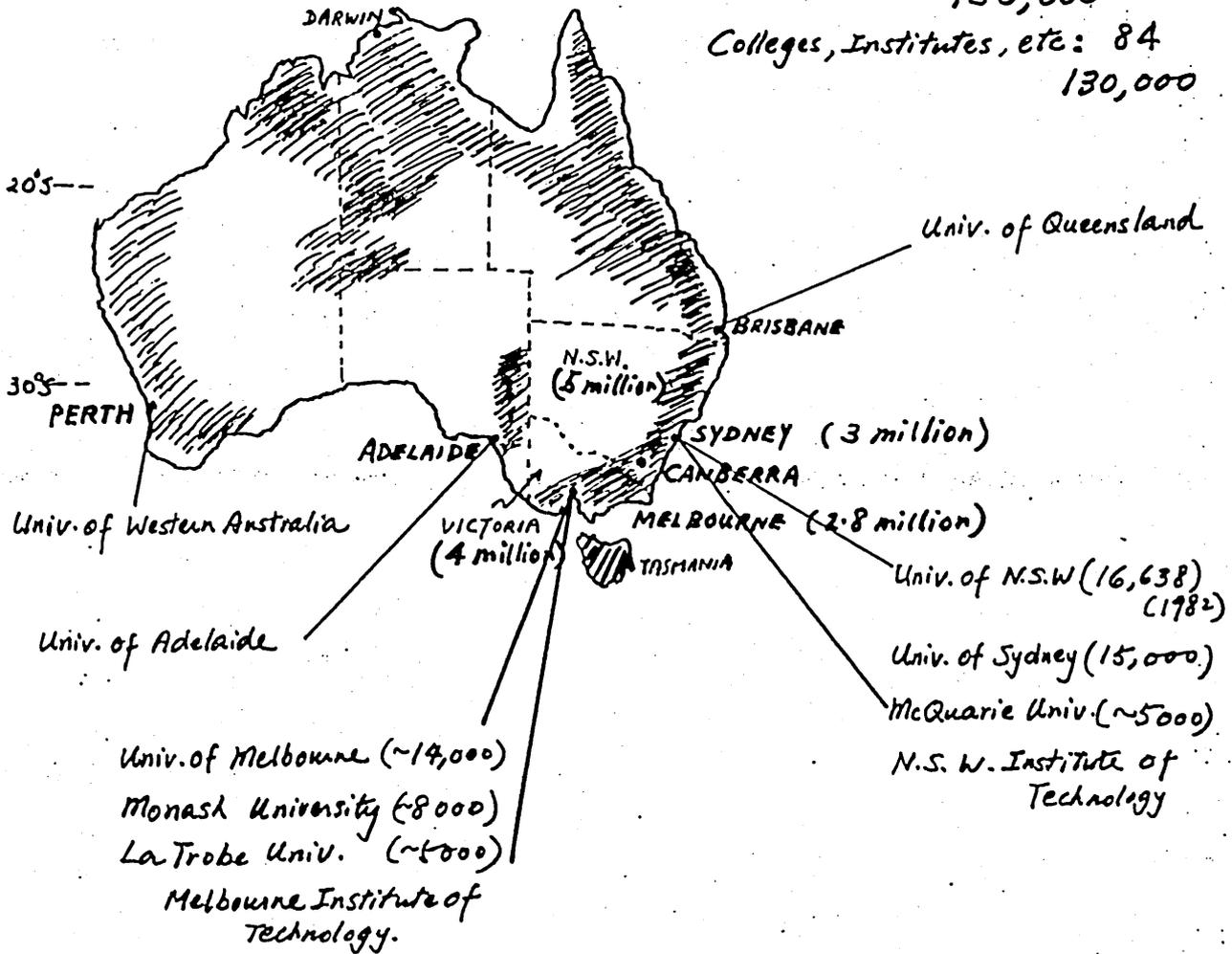


Fig.1. Map showing a few large universities in Australia.

Institutions Involved in Optical Communications

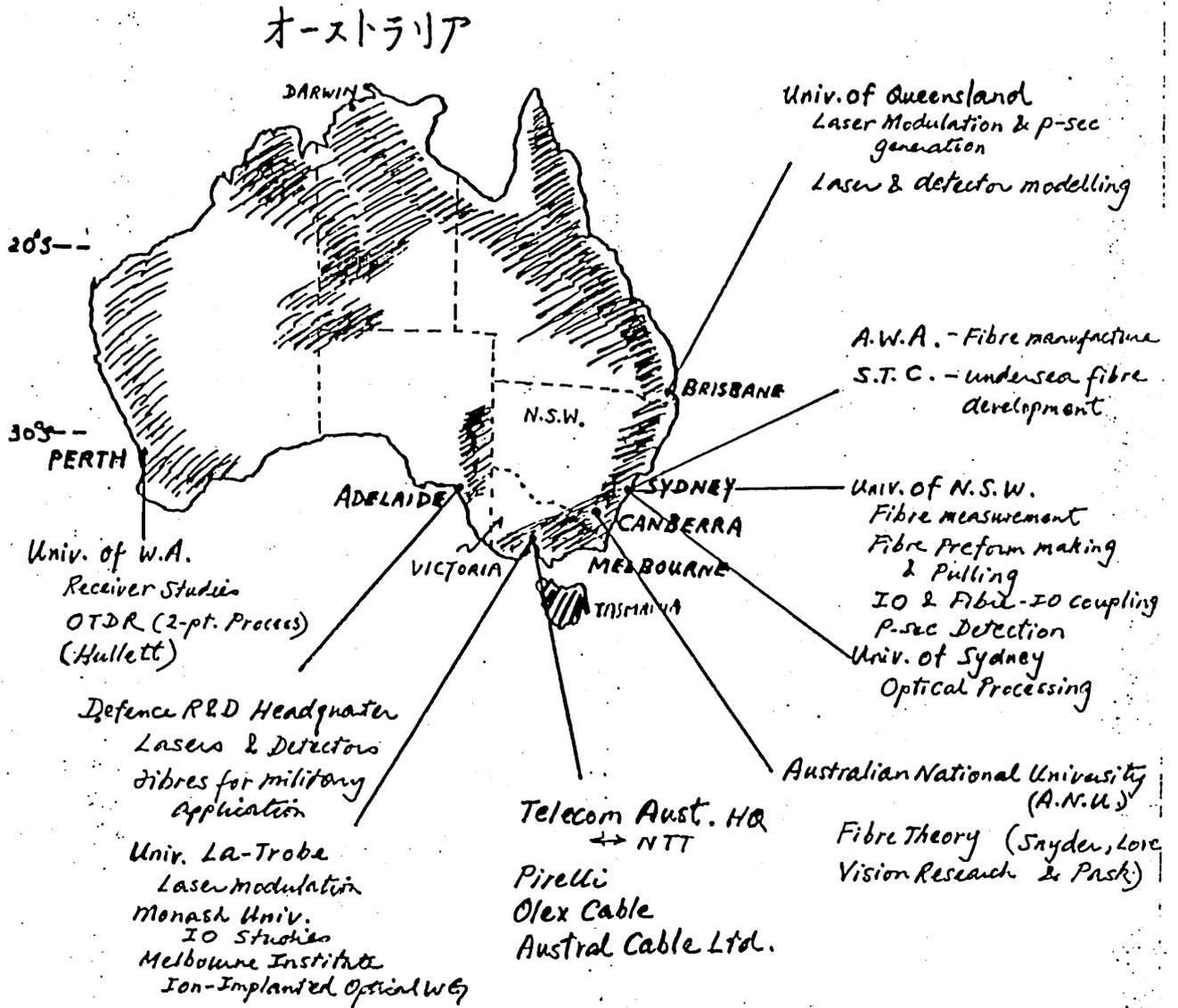


Fig. 2. The R & D institutions engaged in Optical Communications in Australia.

輻射科学研究会資料 RS 83-13

ガンダイオードにおけるアイドラー発振
を伴う非同期同時発振

飯田幸雄 森田正信
(関西大学 工学部)

昭和 58 年 12 月 9 日
(於 中央電気クラブ)

1. まえがき

ガンダイオードは容易に数百ミリワットの出力を出せることから発振器として実用に供されている。このような単独動作の他にドップラレーダへ応用されている⁽¹⁾等、ガンダイオードが複合した機能をもっていること⁽²⁾は良く知られている。我々は、2重空洞をもつ9GHz帯のガンダイオード発振器において、導波管側に2つの発振、バイアス端子側にその差の周波数の発振が現われる3周波同時発振現象を報告した⁽³⁾。この現象は、バイアス側に現われる発振の周波数が空洞の周波数を変えることによって168 MHzから766 MHzまで連続に変化できる等、条件が整っておれば安定に観測できるものである。ガンダイオードにおけるこのように顕著な同時発振の報告はあまり見当たらないように思われる。Altukovら⁽⁴⁾は走行時間モード付近の周波数である18GHzと、これよりはるかに高い59GHzの同時発振を報告しているが、我々の観測した現象では、マイクロ波帯の2つの発振の周波数は走行時間モード付近のものであるので、同じ現象ではないと思われる。

一方、非線形振動論の分野において、多重モード発振は古くからの研究テーマとなっており、複数の共振器と電圧-電流特性が3次又は5次の多項式で表わされる非線形能動素子とからなる発振器について多くの研究がある。⁽⁵⁾⁻⁽⁹⁾

ガンダイオードにおける3周波同時発振現象を説明するために、我々は、生駒ら⁽¹⁰⁾のガンダイオードモデルを基にした解析と、ガンダイオードをその電圧-電流特性が3次の多項式で表わされる非線形能動素子であると思なした発振器モデルについての解析とを行った⁽¹¹⁾。ここでは、後者の解析について触れた後、この発振器モデルの実験的検証を行なうと共に検討を加える。その結果、3周波同時発振現象は、1つの発振がアイドラー発振と思なせ、他の2つの発振を維持するために必要な発振であると思えられるので、アイドラー発振を伴う非同期同時発振と思えられる結論を得ている。

2. 3周波同時発振現象と発振器モデル

3周波同時発振の観測される発振器の一例を図1に示す。発振器はWRJ-10の半分の高さをもつ導波管の中央に誘導性絞りとダイオードを置き、管軸方向に2重空洞を構

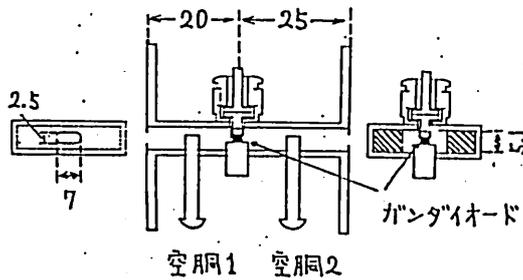


図1. 2重空洞耿イオード発振器の構造

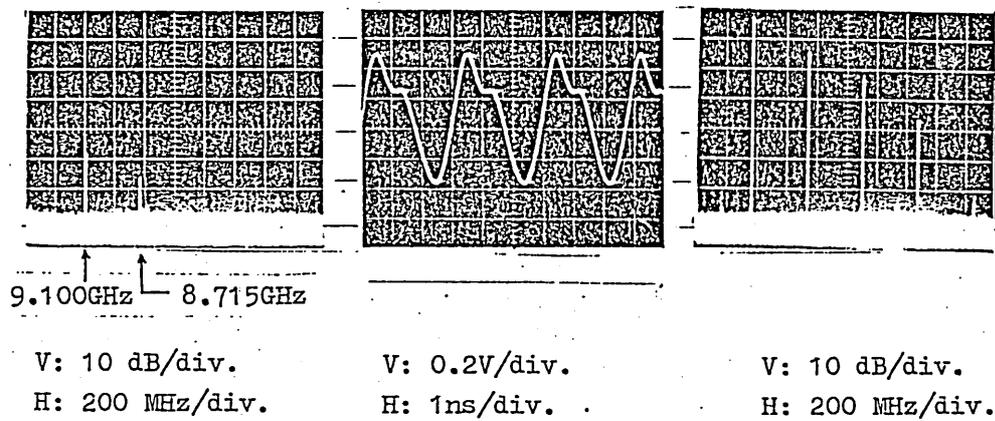


図2. 導波管側における発振スペクトラム，及びバイアス波形とそのスペクトラム

成している。

バイアス電圧及び発振器を適当に調整すると，空洞1から ω_1 の発振が，空洞2から ω_2 の発振が，バイアス端子からその差の周波数 ω_3 の発振が観測される。図2に，導波管側に現われる発振のスペクトラム，及びバイアス波形とそのスペ

クトラムの一例を示す。バイアス波形は多くの高調波を含んでいる。 ω_1, ω_2 はそれぞれ空洞1及び2の固有周波数に一致しており、空洞の周波数を変えると、 $\omega_3/2\pi$ は168 MHzから766 MHzまで連続に変化できる。この事からバイアス回路は共振特性をもっていないことがわかる。

これらの結果を基にすると、3周波同時発振の観測される2重空洞ガンダイオード発振器は模式的に図3のように表わすことができる。導波管側は共振器をもつが、バイアス回路側では直流阻止キャパシタを通し純抵抗負荷が接続されている。

ガンダイオードを電圧-電流特性が多項式で表わされる非線形能動素子であると見なすと、図4に示す発振回路が考えられる。キャパシタ C_3 のアドミッタンスは ω_1, ω_2 に対しては g_3 に比べて十分大きく、 ω_3 に対しては十分小さいと考えるのである。なお、図4の回路では g_3 の両端に発振電圧に基づき直流電圧が発生し、非線形素子のバイアス直流電圧を変化させることになるが、図3では直流バイアスは一定に保たれているので、図4は交流分に対してだけ成り立つ回路である。

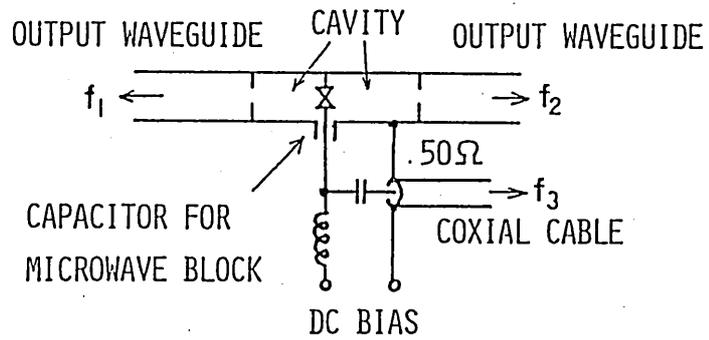


図3. 2重空洞ガンダイオード発振器の模式図

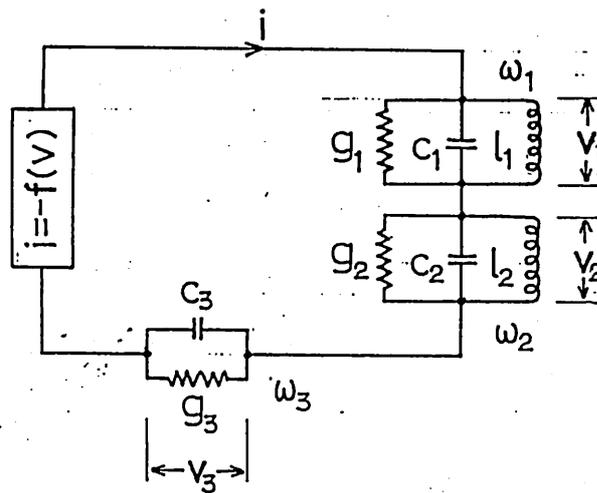


図4. 発振器モデル

なお，図4の C_3 と g_3 からなる回路をアイドラー回路と呼ぶことにする。

3. 発振器モデルによる解析

非線形能動素子の電圧-電流特性を次式で表わす。

$$-i = a_1 v + a_2 v^2 + a_3 v^3 \quad (a_1 < 0, a_3 > 0) \quad (1)$$

但し、

$$v = v_1 + v_2 + v_3,$$

$$v_k = A_k \cos(\omega_k t + \phi_k) \quad (k=1, 2, 3) \quad (2)$$

であり、 v_1, v_2, v_3 及び i は図4に示す通りである。

表1に示す仮定を用いると、図4の回路より、以下の関係式を得ることができる。

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} &= \frac{A_1 |a_1|}{2C_1} \left\{ \left(1 - \frac{g_1}{|a_1|}\right) - \frac{3}{4} \frac{a_3}{|a_1|} A_1^2 - \frac{3}{4} (2-\Gamma) \frac{a_3}{|a_1|} A_2^2 \right\}, \\ \frac{dA_2}{dt} &= \frac{A_2 |a_1|}{2C_1} \left\{ \left(1 - \frac{g_2}{|a_1|}\right) - \frac{3}{4} \frac{a_3}{|a_1|} A_2^2 - \frac{3}{4} (2-\Gamma) \frac{a_3}{|a_1|} A_1^2 \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

又、 v_3 の振幅 A_3 と位相 ϕ_3 は、

$$A_3 = -\frac{a_2 A_1 A_2}{g_3},$$

$$\phi_3 = \phi_1 - \phi_2 \quad (4)$$

但し、

$$\Gamma = \frac{4}{3} \frac{a_2^2}{a_3 g_3} \quad (5)$$

表1. 解析に用いた仮定

$$\omega_1 > \omega_2 \gg \omega_3$$

$$A_1, A_2 \gg A_3$$

$$g_3 \gg |a_1|$$

$$\omega_2 C_3 \gg g_3 \gg \omega_3 C_3$$

式(3)より、 $\Gamma=0$ のときには、 ω_1, ω_2 の同時発振は起こらないことがわかる。 Γ が大きくなると、発振の可能性

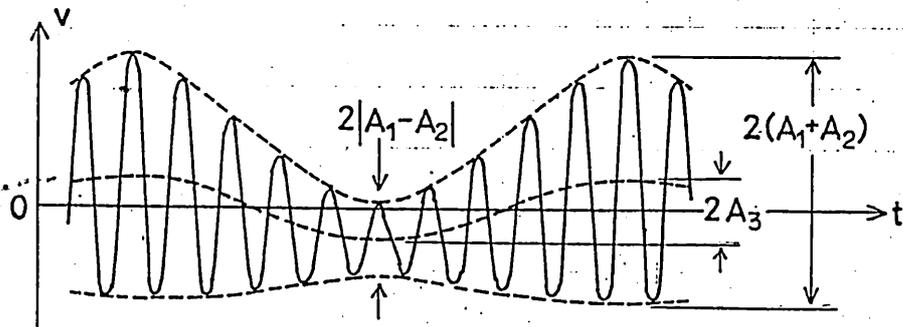


図5. 発振器電圧波形の模式図

が出てくる。特に、 $\Gamma=2$ では、 ω_1, ω_2 の発振は独立に存在できることがわかる。

式(3)を基にして、定常解及びその安定判別ができる。その結果によると、もし、コンダクタンス g_1, g_2 が妥当な値ならば、同時発振は

$$1 < \Gamma < 3 \quad (6)$$

のとき可能となる。例えば、 $\Gamma=2$ 、 $g_1 = g_2$ ならば、

$$0.8 < g_1 / |a_1| < 1 \quad (7)$$

のとき、同時発振が起こる結果となる。解析によって得られた発振器電圧 v の波形を図5に模式的に示す。

図6は、 $f(v) = -v - 0.5v^2 + a_3v^3$ の曲線と電圧波形の模式的な様子を示している。電圧波形の包絡線のウエスト

付近では波形の振動中心が $v=0$ の左側にあるために、電圧波形が見る能動素子の平均コンダクタンスは他の部分より大きくなっている。これに対して、波形の振動中心が $v=0$ の右側にある部分では、ある程度以上振幅が大きくなる限り、平均コンダクタンスは小さく（負性コンダクタンスが大きく）なっている。

従って、振動振幅の小さいところでは、振幅はより小さく、振幅の大きいところではより大きくなる状況となっている。

従って、式(1)の v^2 の項により発生する $\omega_3 (= \omega_1 - \omega_2)$ 成分の電流がアイドラー回路に流れる結果発生する電圧 v_3 が重要な役割を演じているのがわかる。

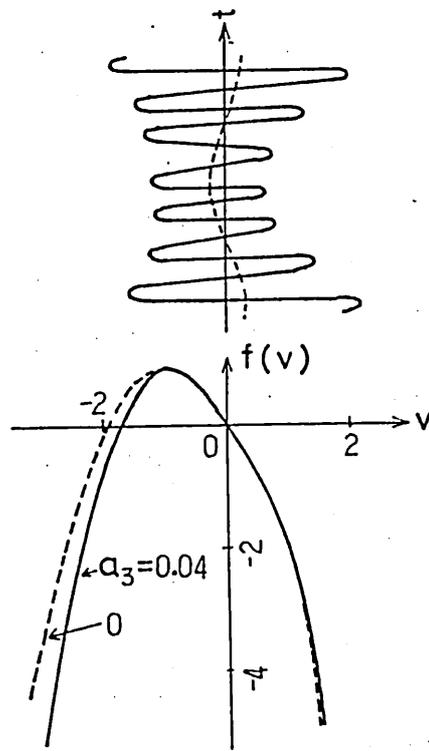


図6. 能動素子の電圧-電流特性と電圧波形の模式図

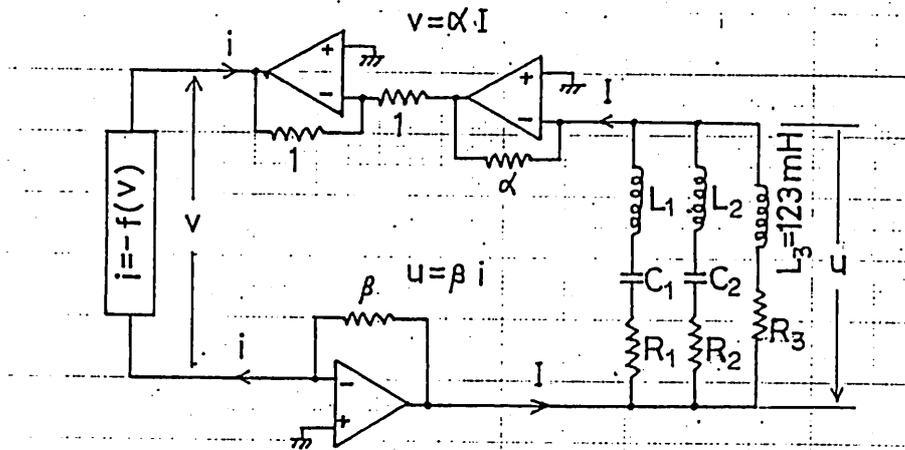


図7. 発振器モデルの実験回路

表2. 図4と図7の回路定数の関係

$$g_k = \frac{R_k}{\alpha\beta} \quad (k=1, 2, 3)$$

$$C_k = \frac{L_k}{\alpha\beta} \quad (k=1, 2, 3)$$

$$L_k = \alpha\beta C_k \quad (k=1, 2)$$

表3. 実験周波数及び回路定数の値

$$\omega_1/2\pi = 103 \text{ kHz}$$

$$\omega_2/2\pi = 100 \text{ kHz}$$

$$\omega_3/2\pi = 3 \text{ kHz}$$

$$\alpha = \beta = 660 \Omega$$

$$R_1 = R_2 = 1.2 \text{ k}\Omega$$

4. 実験による確認

ここでは、発振器モデルの動作を確認するために、非線形素子が実現容易な低周波領域で実験を行う。

実験回路を図7に示す。低周波領域では、 Q の高い共

振器を集中定数回路で構成するのは困難であるから、水晶振動子を用いる。図7には、図4における2つの並列共振回路を直列共振回路で実現するために、2つの電流-電圧変換器が含まれている。回路定数の関係を表2に、実験周波数及び回路定数の値を表3にまとめている。なお、 L_3 の値は、そのインピーダンスが100kHzにおいて R_3 の約6倍に、3kHzにおいて約1/6となるように決定した。

式(1)で表わされる電圧-電流特性の非線形素子を実現するために、図8に示す回路を用いる。式(1)の v^2 の項は、特性のそろった2個のゲルマニウムダイオード1N60に適切なバイアスを加え、一方をNIC (Negative Impedance Converter) で負性抵抗に変換することにより実現してい

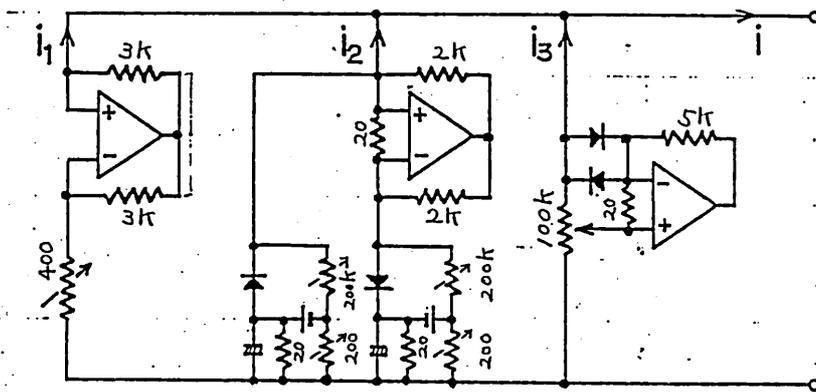
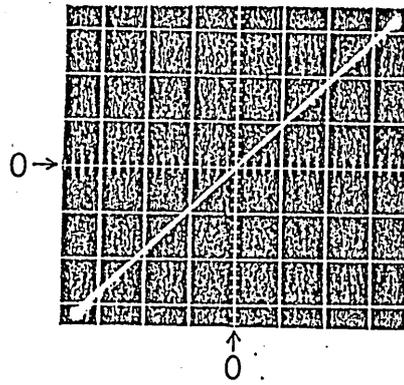
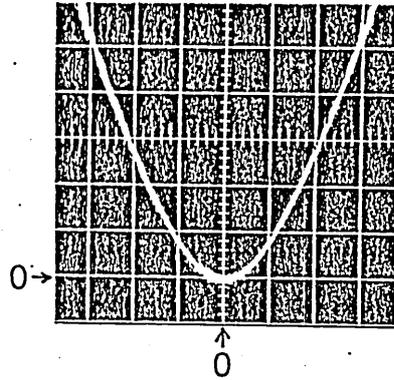


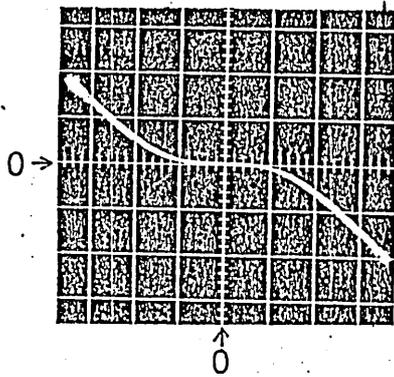
図8. 式(1)の特性を実現するための回路



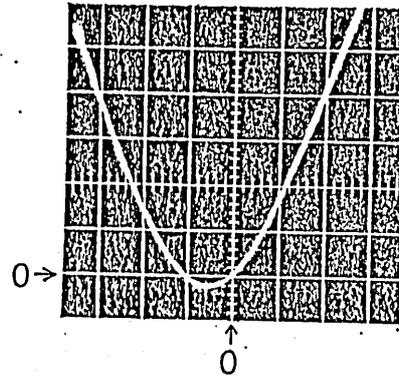
(a) i_1 versus v .



(b) i_2 versus v .



(c) i_3 versus v .



(d) i versus v .

図9. 非線形回路の電圧-電流特性 ($H: 0.2\text{V/div.}$, $V: 1\text{mA/div.}$)

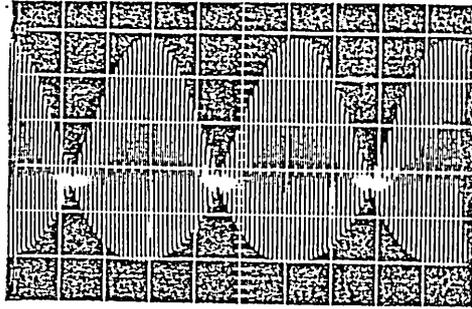
る。 v^3 の項は基本的には 1N60 の特性そのままを用いるが、ダイオードに印加される電圧を調整できる回路としている。回路は式(1)が成り立つようにできるだけ調整する。 a_2, a_3 の目標値はそれぞれ $-17 \times 10^{-3} \text{ A/V}^2$, $9 \times 10^{-3} \text{ A/V}^3$ である。

この値が実現されるならば $\Gamma = 1.9 \times 10^4 / R_3$ となる。

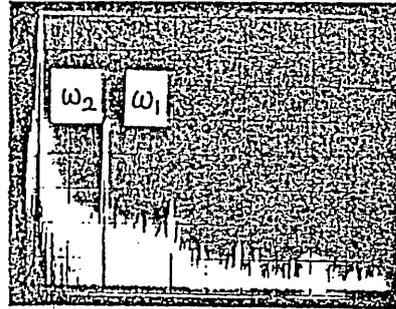
$R_3 = 9.5 \text{ k}\Omega$ のとき $\Gamma = 2$ となる。

図8の回路の電圧-電流特性を図9に示している。解析によると $\Gamma = 2$ では式(7)の範囲で同時発振が起るはずであるが、実験では、 $|a_1| < 3.5 \times 10^{-3} \text{ S}$ ($g_1 / |a_1| > 0.8$) では起るず、 $|a_1|$ はより大きい値が必要であった。 $a_1 = -4.5 \times 10^{-3} \text{ S}$ における発振電圧 v の波形とそのスペクトラムを図10に示す。 A_1 と A_2 はほぼ等しいので、図10の観測波形は図5の理論波形と定性的によく一致している。また、スペクトラムから ω_1 と ω_2 の発振は高調波が少ないことがわかる。

$a_1 = -4.5 \times 10^{-3} \text{ S}$ のとき、 $R_3 = 5 \text{ k}\Omega \sim 17 \text{ k}\Omega$ の範囲で同時発振は容易に立上る。図11に発振波形のいくつかを示す。 R_3 が小さい(従って、 Γ は大きい)程、発振振幅が大きくなる事がある。これは、式(3)の右辺第3項の係数が Γ に対応して増加するので、 Γ が大きい程 A_1 、 A_2 の定常値も大きくなるためである。また、 R_3 の小さい図(a)では、 v に多くの高調波が含まれている。これは、 ω_1 、 ω_2 の発振がきれいな正弦波であることが観測できるので、図5に示す理論波形との対応からわかる。

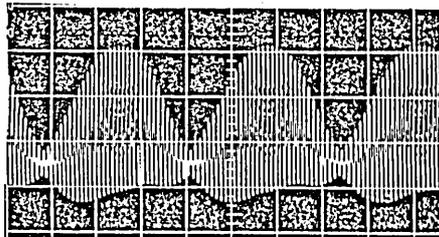


H: $100\mu\text{s}/\text{div.}$, V: $0.2\text{V}/\text{div.}$

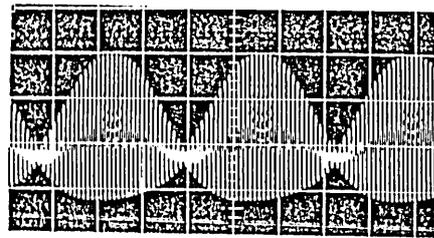


H: $50\text{kHz}/\text{div.}$, V: $10\text{dB}/\text{div.}$

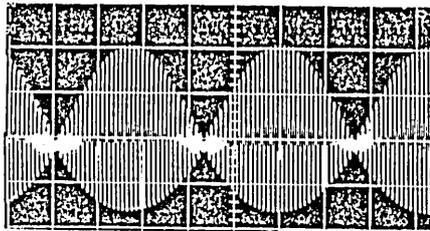
図10. 発振器電圧 v の波形とそのスペクトラム
 ($a_1 = -4.5 \times 10^{-3} \text{ S}$, $R_3 = 9.5 \text{ k}\Omega$)



(a) $R_3 = 5.1 \text{ k}\Omega$, V: $0.5 \text{ V}/\text{div.}$



(b) $R_3 = 8.1 \text{ k}\Omega$, V: $0.5 \text{ V}/\text{div.}$



(c) $R_3 = 11.1 \text{ k}\Omega$, V: $0.2 \text{ V}/\text{div.}$

図11. 発振器電圧 v の波形
 ($a_1 = -4.5 \times 10^{-3} \text{ S}$, H: $100\mu\text{s}/\text{div.}$)

§.3 で述べた解析は、表1の仮定を含むので、例えば、 $A_3 \ll A_1, A_2$ の仮定とは異なり、実際には A_3 はかなり大きい等、実験値と理論値の直接の対応は困難である。しかし、発振器の振舞は理論で予想された通りのものであることがわかる。

5. 検討

5.1 発振器モデルについて

図4の回路において $g_3 = \infty$ とすると、古くから多重発振の研究対象とされた発振回路となる。非線形能動素子の電圧-電流特性が、3次の多項式で表わされる場合には同時発振は起こらないことが知られ⁽⁵⁾、5次の多項式の場合には同時発振するが、自励振動しないことが指摘されている⁽⁶⁾。

Bertrand⁽⁷⁾ は、非線形素子の電圧-電流特性の偶数次項の重要性について述べ、非線形性の小さい発振器 (Marginal Oscillator と呼んでいる) について非同期同時発振を検討している。我々の発振器モデルでも、 $i-v$ 特性の2次項は重要な役割を果たしている。

Bertrand⁽⁷⁾ の取り扱っている発振器は、能動素子は真空

管であるが、直列に接続された2つの並列共振回路と、真空管のバイアスを調整するためのキャパシタと抵抗器の並列回路とを含んでおり、我々の発振器モデルとよく似ている。しかし、以下の点で Bertrand のものと異なっている。

- (1) 非線形性が小さい能動素子のものを取り扱っているのに対し、我々のものでは非常に大きい (v^2 の項) をもっている。
- (2) ω_1 と ω_2 の2つの発振の競合の様子は、我々の解析では μ の値のみによって明確に表すことができる。
- (3) ω_1 と ω_2 の差の周波数である ω_3 でバイアスが変化するという概念について述べている。

5.2 ガンダイオードとの関係

2重空洞をもつガンダイオード発振器における3周波発振現象は、発振器モデルによりよく説明できる。

しかし、ガンダイオードは式(1)で与えられる特性を有しているとは必ずしも言えない。図12は、ガンダイオードが共振回路制御モードで動作するときの説明によく使われる模式的な電圧-電流特性である。

図のように発振電圧があるとする。

バイアスが下がれば、発振波形的に見る平均コンダクタンスは増加するので、発振振幅はより小さくなる。逆に、減少すればより大きくなる。発振器モデルでの発振は、

能動素子のバイアス電圧が v_3 の電圧によって周期的に変えられるために、定常状態時の発振振幅のより大きい状態とより小さい状態の間を周期的に往復する結果起るものであることが、§.3 での記述よりわかる。従って、この論文で取り扱っているアイドラー発振を伴う非同期同時発振は、必ずしも式(1)で与えられる能動素子である必要はないと考えられる。

但し、 v^2 の項、又はこれに相当する $\omega_1 - \omega_2 (= \omega_3)$ の成分を発生させる作用は必要である。ガンダイオードにはこれがあるものと思われる。

6. まとめ

ガンダイオードにおける 3 周波同時発振現象に

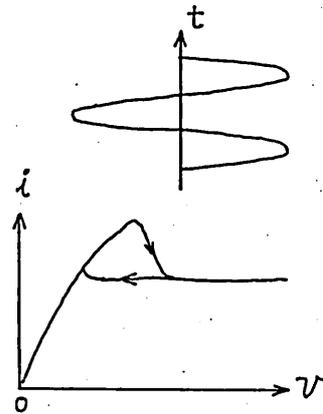


図12. ガンダイオードの模式的な電圧-電流特性

ついで、発振器モデルによる解析と実験を行い、その機構をほぼ解明し、アイドラー発振を伴う非同期同時発振であるとの結論を得た。また、 Γ の値のみによって2つの発振の競合関係が明確に説明できるこれまでに報告された事のないと思われる発振回路を結果として得たことになると思われる。

この発振の機構は、パラメトリック作用の観点に立てば容易に理解できるものであるので、この発振をパラメトリック発振と呼んだ方が適切かも知れない。

謝辞 有益な御助言、御討論を頂いた京都大学池上淳一教授ならびに中島将光助教授に感謝致します。

文 献

- (1) 長野, 植野, 近藤, 村上: "ガンダイオードを用いた自己励振形混合器とそのドップラレーダへの応用", 信学論 52-B, pp. 179-180 (1969).
- (2) B. W. Hakki: "GaAs Post-Threshold Microwave Amplifier, Mixer and Oscillator", Proc. IEEE, 54 pp. 299-300 (1966).

- (3) 飯田, 森田: "ガンダイオードにおける3周波発振現象",
信学論 J63-B, pp. 536-538 (1980).
- (4) I.V. Altukhov, N.A. Vasil'ev, M.S. Kagan, S.G. Kalashnikov,
V.V. Kukushkin, and V.S. Lukash: "Two-Frequency
Oscillation in Gunn Diodes", Sov. Phys. Semicond.,
13, pp. 1148-1151 (1979).
- (5) M.I. Disman and W.A. Edson: "Simultaneous Asynchronous
Oscillations in Class-C Oscillators", Proc. IRE, 46,
pp. 895-903 (1958).
- (6) J.S. Schaffner: "Simultaneous Oscillations in
Oscillators", IRE Trans., CT-1, pp. 2-9 (1954).
- (7) C. Bertrand, A. Bonnot and A. L. Capiomont:
"Simultaneous Asynchronous Oscillations in Marginal
Oscillators", IEEE Trans., CT-19, pp. 271-277
(1972).
- (8) 斎藤, 高木, 真野: "非線形共振回路を有する発振回路にお
ける多重モード発振", 信学論, 57-A, pp. 511-518 (1974).
- (9) M. Shinriki, M. Yamamoto and S. Mori: "A Simultaneous
Asynchronous Oscillator with both Nonlinear Positive
and Negative Conductances Connected in Series",
Proc. IEEE, 67, pp. 322-324 (1979).
- (10) 生駒, 鳥塚, 柳井: "ガン効果発振の共振状態の解析的理論
と実験", 信学論, 52-B, pp. 632-639 (1969).
- (11) 飯田, 森田, 中島: "ガンダイオードにおける3周波同時発振の解
析", 信学論, J65-B, pp. 1237-1244 (1982).

ランダム表面上の Green 関数と輻射問題 - III
— 表面に沿う遠方での波動場 —

小倉久直 高橋信行

(京都工芸繊維大学 工学部 電子工学教室)

まえがき

一様な確率場で表されるランダム表面に平面波が入射する場合の散乱波動場はランダム表面の汎関数としてすでに解かれており^{1)~4)}種々の統計量が具体的に求められている。以前の報告⁵⁾(以下Iとよぶ)では平面波入射の場合の波動場を合成することによりランダム表面上に位置する波源よりの輻射場すなわち Green 関数を求めることを示し、2次元空内のスカラー波の場合にランダム表面上で Dirichlet および Neumann の2種の境界条件を満たす Green 関数の表現を汎関数として具体的に求めた。更にこの表現を用いて表面より離れた遠方における波動場の漸近解を鞍部点法によって評価し、コヒーレントおよびインコヒーレント波動場の単位角当りの輻射あるいは散乱電力流を求め示し、種々の解析結果を具体的に与えた。前報告⁶⁾(以下IIとよぶ)ではIで殆ど示しえなかった遠方での波動場に関する数値的計算結果を詳しく与えた。本報告では伝搬問題で重要な表面に沿う遠方における波動場の漸近形を具体的に解析して種々の著しい結果がえられることを示す。これらの理論は容易に3次元スカラー波、電磁波の場合に拡張することができる。以下の節番号はIIより継続して付されている。

7. Green 関数の漸近形 - 2. 表面に沿う遠方での波動場

伝搬の問題では伝搬距離 x が増加 ($kx \rightarrow \infty$) しても受信アンテナの高さ z は送信アンテナの高さ z_0 と大差ないのが普通である。これは(4.1)で $\theta = \pi/2$ の場合に相当するが4節で求めた漸近形は $\theta = \pm\pi/2$ の場合には用いることができない。したがってこの z , z_0 は一定のまま改めて $kx \rightarrow \infty$ の漸近形を評価しよう。

コヒーレント部分 今の場合(3.14) [または(5.14)], (3.17) [(5.16)] に対しては4節の方法による鞍部点法が使えない ($\lambda_s = k$ となり分岐点に一致する) ので、積分を次の様に変形する。 $x > 0$ の場合に図 20.1 のカットおよび積分路を図 20.2 の様に変形すれば、 λ 平面上の積分は図 20.3 の S 平面上の積分路 (向きを反転と $d\lambda/s = -ds/\lambda$ の符号が打消す) に沿うものとなる。(3.14) [(5.14)] を

$$g_c(x, z|0, z_0) = \frac{1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda x + iS(\lambda)(z+z_0)} \frac{A_0(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda \quad (7.1)$$

となる。これを(4.7)の第2項に用いれば(2.6)の漸近形として

$$G_c(x, z; z_0) \sim \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} k^3 e^{-i3\pi/4} f''(0) \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}}, \quad kx \rightarrow \infty \quad (2.10)$$

がえられる。次に $f''(0)$ を計算しよう。(2.7)を(2.38), (2.44)を用いて書き直すと

$$f(s) = \frac{s}{\lambda(s)} \left\{ \frac{e^{-is(z-z_0)} - e^{is(z+z_0)}}{s} - e^{is(z+z_0)} a_0(\lambda(s)) \right\} \quad (2.11)$$

の形となるから、 $\lambda'(0) = 0$ を用いると

$$f''(0) = \frac{2}{k} \left\{ 2zz_0 - i(z+z_0)a_0(k) + \frac{\partial}{\partial s} a_0(k) \Big|_{s=0} \right\} \quad (2.12)$$

となる。ここで第3項の微分は a_0 が $a_0(\lambda, s)$ の形で s にも依存することを用いた。更に $a_0(\lambda)$ に(2.40), (2.46)を代入すると次式をうる；

$$f''(0) = \frac{2}{k} [zz_0 + i(z+z_0)\xi(k) - \zeta^2(k)] \quad (\text{Dirichlet}) \quad (2.13)$$

$$= \frac{2}{k} [zz_0 + i(z+z_0)\frac{1}{\eta(k)} - \frac{1}{\eta(k)^2}] \quad (\text{Neumann}) \quad (2.14)$$

$$\xi(k) \cong \int_{-\infty}^{\infty} S(\lambda) |F(\lambda-k)|^2 d\lambda, \quad \eta(k) \cong \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k^2(k-\lambda)^2}{S(\lambda) + \eta(0)} |F(\lambda-k)|^2 d\lambda \quad (2.15)$$

従って(2.13), (2.14)を(2.10)に代入すれば、

$$G_c(x, z; z_0) \sim \frac{k^2}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} e^{-i3\pi/4} [zz_0 + i(z+z_0)\xi(k) - \zeta^2(k)] \quad (\text{Dirichlet}) \quad (2.16)$$

$$\sim \frac{k^2}{\sqrt{2\pi}} \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} e^{-i3\pi/4} [zz_0 + i(z+z_0)\frac{1}{\eta(k)} - \frac{1}{\eta(k)^2}] \quad (\text{Neumann}) \quad (2.17)$$

これが表面に沿う遠方におけるコヒーレント波の漸近形である。

Green関数の Primary waveつまり表面が平坦($\sigma^2 = 0$)の場合の波動場は(3.6) [(5.10)]で与えられ、Dirichlet条件の場合の $kx \rightarrow \infty$ での漸近形は(2.13)の第1項を(2.10)に代入して

$$G_0(x, z; z_0) \sim \frac{k^2}{\sqrt{2\pi}} e^{-i3\pi/4} z z_0 \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} \quad (\text{Dirichlet}) \quad (2.18)$$

で与えられる。一方、Neumann条件の場合には(2.7)で $A_0 \rightarrow 0$ とおいた時の漸近形(この場合 $f(0) = 2/k \neq 0$)であるから

$$G_0(x, z; z_0) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i3\pi/4} \frac{e^{ikx}}{\sqrt{kx}} \quad (\text{Neumann}) \quad (2.19)$$

がえられる。これは(4.13) [(5.25)]で $A_0 = 0$, $\theta = \pi/2$ とした場合の2倍に相当し波源および鏡像からの輻射が重畳したものになっている。Dirichlet条件の場合は表面上で波動場が0となる境界条件のため、 $1/\sqrt{kx}$ に比例して遠方で減衰する単一波源の波動場が打消されて、(2.16)の様 $1/(kx)^{3/2}$

に比例して速く減衰する漸近形をもつ。Neumann 条件の場合には波源と鏡像が打消さず逆に重畳するので (2.19) の様に $1/\sqrt{kx}$ に比例する漸近形をもつことになる。ところが表面がランダム ($\sigma^2 > 0$) な場合, Neumann 条件に対しては (2.49) により $2 + A_0(k) = 0$ となるから, コヒーレント部分 $G_0 + g_0$ の漸近形で (2.19) の形の項は打消されてあるわけない。この意味で Neumann 条件に対しては平坦面 $\sigma^2 = 0$ とランダム面 $\sigma^2 > 0$ の場合の波動場の性質は著しく異なるものとなる。その結果ランダムな場合には Dirichlet, Neumann 条件のいずれの場合も漸近形は (2.10) の如く kx については同じ振舞いをするが, (2.16), (2.17) を比較すればわかるように σ^2 に対する依存性は全く異なる。(2.16) は σ^2 の正べき ($\sigma^0, \sigma^2, \sigma^4$) の項からなるが, (2.17) は σ^2 の逆べき ($\sigma^0, 1/\sigma^2, 1/\sigma^4$) の項から成る。このことは, Neumann 条件の場合 $\sigma^2 \rightarrow 0$ の極限で漸近形 (2.10) が成り立たないことに関連している。

インコヒーレント部分 (3.15) [(5.15)] の漸近評価を求めるには積分核 (3.16) [(5.16)], (3.17) の評価を行えばよい。 $S(\lambda), S(\lambda - \lambda_1)$ の分枝は図4の様定義しているから, $k\lambda, k\lambda_1 \gg 1$ とすれば被積分関数は $|\lambda| \rightarrow \infty$ と共に $|\lambda| \gg 2k$ では速く0に収束する。図4に示すように $S(\lambda)$ は2枚の Riemann 面を持つ。鞍部点と分岐点に一致するため分岐点の2価性を1価に変換する必要がある。一方 λ_1 は実軸上 $-\infty < \lambda_1 < \infty$ を移動するので cut の変形を図20.2の様にとることができない。 $\lambda_1 \geq 0$ に応じて図21の様積分路を2本の cut に沿って変形することは可能である。ここで2つの分岐点 $k, k + \lambda_1$ から始まる2本の cut は共に λ の実軸上を $\lambda = -\infty$ 方向にのびるものとする。cut および積分路はいずれも λ の実軸上にあるが, 図は分枝を分かり易く明示するために概念的に書かれている。 $\lambda_1 \geq 0$ に応じて各 cut に対する積分路の分枝が異なることに注意する。

(2.3) と同様の変換で分岐点 $\lambda = k$ の2価 \rightarrow 1価の写像を行う。この様な変換 $\lambda \rightarrow \xi$ としては

$$\xi = \sqrt{k - \lambda}$$

$$\lambda = k - \xi^2, S(\lambda) = \xi \sqrt{2k - \xi^2} \quad (2.20)$$

を用いてもよいが, 上の結果を利用するために変換 (2.3) を用いる。ただしこの場合積分路を図21の様にとるため, S 平面上の積分路は遠方で実軸から離れるが, 鞍部点 $S = 0$ の近傍での積分には影響はない。

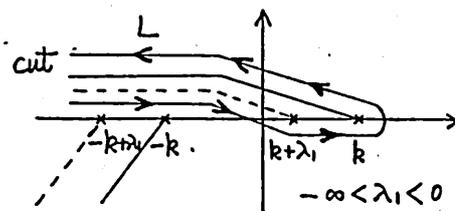


図 21.1

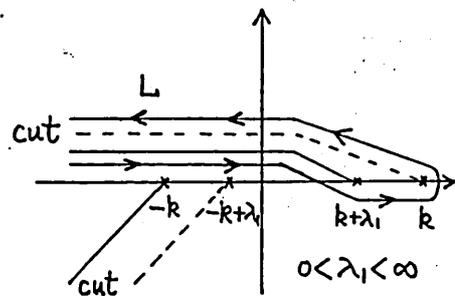


図 21.2 分枝カットと積分路の変形

まず $\lambda_1 > 0$ (図2/2) の場合には分岐点 $\lambda = k + \lambda_1$ に対して (2.3) と同様の 2価 \rightarrow 1価の変換を行い, $\lambda_1 < 0$ (図2/1) の場合には分岐点 $\lambda = k$ に対して同様の変換を行う。このためには $\lambda_1 > 0$ に対しては (3.16), $\lambda_1 < 0$ に対しては (3.17) の表式を用いるのが都合がよい。(2.2) と同様にして (3.16), (3.17) を (2.6) の形に表わしておく:

$$K(x, z, z_0 | \lambda_1) = \frac{1}{4\pi i} e^{i\lambda_1 x} \int_L e^{i\lambda(s)x} f_+(s | \lambda_1) ds, \quad \lambda_1 > 0 \quad (2.21)$$

$$= \frac{1}{4\pi i} \int_L e^{i\lambda(s)x} f_-(s | \lambda_1) ds, \quad \lambda_1 < 0 \quad (2.22)$$

$$f_+(s | \lambda_1) \equiv e^{iS(\lambda(s)+\lambda_1)z} e^{iSz_0} \frac{S}{\lambda(s)} a_1(\lambda_1 | \lambda(s)), \quad \lambda_1 > 0 \quad (2.23)$$

$$f_-(s | \lambda_1) \equiv e^{iSz} e^{iS(\lambda(s)-\lambda_1)z_0} \frac{S}{\lambda(s)} a_1(\lambda_1 | \lambda(s) - \lambda_1), \quad \lambda_1 < 0 \quad (2.24)$$

この形に書けば $e^{i\lambda(s)x}$ の鞍部点 (2.5) と同じくいずれも $S = 0$ ($\lambda(0) = k$) である。しかも鞍部点ではいずれも

$$f_+(0 | \lambda_1) = 0, \quad f_-(0 | \lambda_1) = 0 \quad (2.25)$$

となるので, $kx \rightarrow \infty$ での (2.21) の漸近形として (2.10) と同形の評価

$$K(x, z, z_0 | \lambda_1) \sim \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} k^3 e^{-i3\pi/4} f_+''(0 | \lambda_1) \frac{e^{i(k+\lambda_1)x}}{(kx)^{3/2}}, \quad \lambda_1 > 0 \quad (2.26)$$

$$\sim \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} k^3 e^{-i3\pi/4} f_-''(0 | \lambda_1) \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}}, \quad \lambda_1 < 0 \quad (2.27)$$

がえられる。ここで (2.2) の場合と同様にして $f_{\pm}''(0)$ を計算すると

$$f_+''(0) = \frac{2}{k} e^{iS(k+\lambda_1)z} \left\{ i z_0 a_1(\lambda_1 | k) + \frac{\partial a_1(\lambda_1 | k)}{\partial S} \Big|_{S=0} \right\}, \quad \lambda_1 > 0 \quad (2.28)$$

$$f_-''(0) = \frac{2}{k} e^{iS(k-\lambda_1)z_0} \left\{ i z a_1(\lambda_1 | k-\lambda_1) + \frac{\partial a_1(\lambda_1 | k-\lambda_1)}{\partial S} \Big|_{S=0} \right\}, \quad \lambda_1 < 0 \quad (2.29)$$

ここで2項の微分は $a_1(\lambda_1 | \lambda)$ または $a_1(\lambda_1 | \lambda - \lambda_1)$ が S に陽に依存することによる。これに (2.41) [(5.18)], (2.47) [(5.21)] を代入して計算すれば

$$\left. \begin{aligned} f_+''(0) &\cong \frac{4}{k} [z_0 + i\xi(k)] e^{-\sqrt{\lambda_1(2k+\lambda_1)}z} F(\lambda_1), \quad \lambda_1 > 0 \\ f_-''(0) &\cong \frac{4}{k} [z + i\xi(k)] e^{-\sqrt{-\lambda_1(2k-\lambda_1)}z_0} F(\lambda_1), \quad \lambda_1 < 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{(Dirichlet)} \quad (2.30)$$

$$\left. \begin{aligned} f_+''(0) &\cong \frac{4i}{\eta(k)} [z_0 + i\frac{1}{\eta(k)}] e^{-\sqrt{\lambda_1(2k+\lambda_1)}z} \sqrt{\frac{\lambda_1}{2k+\lambda_1}} F(\lambda_1), \quad \lambda_1 > 0 \\ f_-''(0) &\cong \frac{4i}{\eta(k)} [z + i\frac{1}{\eta(k)}] e^{-\sqrt{-\lambda_1(2k-\lambda_1)}z_0} \sqrt{\frac{-\lambda_1}{2k-\lambda_1}} F(\lambda_1), \quad \lambda_1 < 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{(Neumann)} \quad (2.31)$$

がえられる。ここで $\xi(k), \eta(k)$ は (2.15) で与えられる。

積分核 K の漸近形 (2.26), (2.27) を次の様にまとめて書いておく:

$$K(x, z, z_0 | \lambda) \sim \left. \begin{aligned} & \frac{e^{i(k+\lambda)x}}{(kx)^{3/2}} h_+(z, z_0 | \lambda), \quad \lambda > 0 \\ & \frac{e^{ikx}}{(kx)^{3/2}} h_-(z, z_0 | \lambda), \quad \lambda < 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.32)$$

$kx \rightarrow \infty, z, z_0 > 0$

$$h_+(z, z_0 | \lambda) \equiv \frac{k^3}{4\sqrt{2\pi}} e^{-i3\pi/4} f_+''(0), \quad h_-(z, z_0 | \lambda) \equiv \frac{k^3}{4\sqrt{2\pi}} e^{-i3\pi/4} f_-''(0) \quad (2.33)$$

ここで h_+, h_- は (2.30), (2.31) により z, z_0, λ の関数であって

$$h_+(z, z_0 | \lambda) = h_-(z_0, z | -\lambda) \quad (2.34)$$

の関係にあることがわかる。

インコヒーレント波の漸近形は (3.15) [(5.15)] に (2.32) を用いれば、

$$g_{ic}(x, z | 0, z_0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x, z; z_0 | \lambda) dB(\lambda) \\ \sim g_{ic}^S(x, z | 0, z_0) + g_{ic}^P(x, z | 0, z_0), \quad kx \rightarrow \infty \quad (2.35)$$

$$g_{ic}^S(x, z | 0, z_0) \equiv \frac{1}{(kx)^{3/2}} \int_0^{\infty} e^{i(k+\lambda)x} h_+(z, z_0 | \lambda) dB(\lambda) \quad (2.36)$$

$$g_{ic}^P(x, z | 0, z_0) \equiv \frac{1}{(kx)^{3/2}} \int_{-\infty}^0 h_-(z, z_0 | \lambda) dB(\lambda) \quad (2.37)$$

の形の Wiener 積分で表わすことができる。ここで g_{ic}^S は表面波部分、 g_{ic}^P は e^{ikx} に比例する伝搬部分である。コヒーレント部分 (2.10) と同様、漸近形は $kx \rightarrow \infty$ と共に必ずしも $1/(kx)^{3/2}$ に比例して減衰することがわかる。ランダム測度の性質 (2.7) を用いると、これらの複素 Gauss 変数としての分散および共分散は

$$\langle |g_{ic}^S|^2 \rangle = \frac{1}{(kx)^3} \int_0^{\infty} |h_+(z, z_0 | \lambda)|^2 d\lambda, \quad (2.38)$$

$$\langle |g_{ic}^P|^2 \rangle = \frac{1}{(kx)^3} \int_{-\infty}^0 |h_-(z, z_0 | -\lambda)|^2 d\lambda, \quad (2.39)$$

$$\langle \overline{g_{ic}^S} g_{ic}^P \rangle = 0 \quad (2.40)$$

で与えられる。すなわち表面波部分と伝搬波部分は無相関であり、また (2.34) の関係によって、2つの部分の分散 (2.38), (2.39) は互いに z, z_0 を交換すれば等しい。(2.30), (2.31) より明らかな様に g_{ic}^S は受信点の高さ z が大きくなれば減少し、 g_{ic}^P は送信点 z_0 の高さが増えれば減少する。また Dirichlet 条件の場合 (2.30) は表面の粗さ σ に対して σ^1, σ^3 の項からなるが、Neumann 条件の場合には逆に $1/\sigma, 1/\sigma^3$ のオーダーの項からなり、 $\sigma \rightarrow 0$ と共にインコヒーレント散乱係数は増大する。この事情は (2.17) のコヒーレント波の場合と同様である。

表面に沿うインコヒーレント波の平均電力流は

$$P_{ic} = \frac{1}{k} \operatorname{Im} \langle \overline{g_{ic}} \frac{\partial g_{ic}}{\partial x} \rangle = P_{ic}^S + P_{ic}^P$$

$$= \frac{1}{(kx)^3} \left[\int_0^\infty \frac{k+\lambda_1}{k} |h_+(z, z_0 | \lambda_1)|^2 d\lambda_1 + \int_0^\infty |h_-(z, z_0 | -\lambda_1)|^2 d\lambda_1 \right] \quad (2.41)$$

で与えられ、第1項は表面波、第2項は伝搬波の平均電力流を表わす。

更に(2.35)より、 $(kx)^{3/2} g_i(x)$ を x の関数、すなわち

$$I(x) \equiv (kx)^{3/2} g_{ic}(x, z | 0, z_0; \omega), \quad kx \rightarrow \infty \quad (2.42)$$

とみれば1つの複素定常過程(因子 e^{ikx} を除けば(2.5)の意味で D^2 不変な強定常過程)であって、その相関関数は

$$R_I(x) = \langle \overline{I(a)} I(a+x) \rangle$$

$$= \int_0^\infty e^{i(k+\lambda_1)x} |h_+(z, z_0 | \lambda_1)|^2 d\lambda_1 + e^{ikx} \int_0^\infty |h_-(z, z_0 | -\lambda_1)|^2 d\lambda_1 \quad (2.43)$$

で与えられる。すなわち、表面波の部分は空間周波数 $\lambda = \lambda_1 + k > 0$ の部分に連続スペクトルを、伝搬波の部分は $\lambda = k$ において離散(線)スペクトルを持つことがわかる。これらの量は(2.43)の確率平均を空間平均で置きかえることにより実測が可能であり、積分範囲は表面波部分の相関距離おとび波長より十分長くとればよく、その間では kx は一定とみなしてもよいであろう。

8 表面に沿う伝搬波の振幅・電力の高度分布

上に与えた表面に沿う遠方での波動場すなわち伝搬波のコヒーレント、インコヒーレント部分の振幅あるいは電力流の高度分布の数値計算例を示す。ランダム表面の電力スペクトルは前と同様(6.1)のGauss形としておく。

Dirichlet条件

コヒーレント波 (2.16)に示すように振幅は伝搬距離に対し $(kx)^{1/2}$ に逆比例して減少するが、振幅の高度分布を定める因子は (z, z_0) に関し対称)

$$k^2 [z z_0 + i(z+z_0)\xi(k) - \xi^2(k)] \quad (8.1)$$

である。 $\xi(k)$ は(2.15)より $O(\sigma^2)$ である。(8.1)の第1項は平坦な表面 $\sigma^2=0$ の場合の分布であるが、高度 z に比例して増大するのは表面から離れた上方での漸近形は(2.13)により波源からの距離に対し $(kr)^{1/2}$ に逆比例して減少するためである。 z, z_0 がある程度大きければ ξ が小さいため振幅は殆ど(8.1)の第1項のみで定まる。従って高度分布(8.1)を示す代りに、変動分を定める $\xi(k)$ の値のみを図22に示す。 $kl < 0.2$ では近似は良くない(図13参照)。

インコヒーレント波 電力流は(2.41), (2.33), (2.30)により計算され高度分布は(2.30)の z, z_0 を含む項により定まる。高度 z が小さければ表面波部分 P_{ic}^s が、 z が大きければ伝搬部分 P_{ic}^p が優勢になることがわかる。インコヒーレント電力流の高度分布の例を図23に示す(因子 $(kx)^3$ を除外)。 z が大きくなれば電力流は P_{ic}^p が優越して z^2 に比例して増大する。これは(8.1)で定まるコヒーレント電力流でも同様である。

インコヒーレント表面波の電力スペクトル (2.43)による表面波の電力スペクトルを図24に示す。伝搬波の線スペクトルは図23の z の大きい部分である。

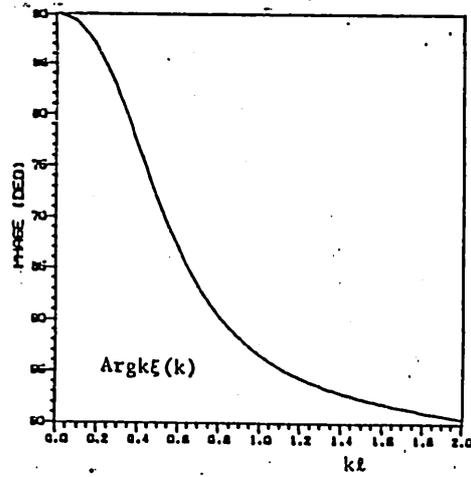
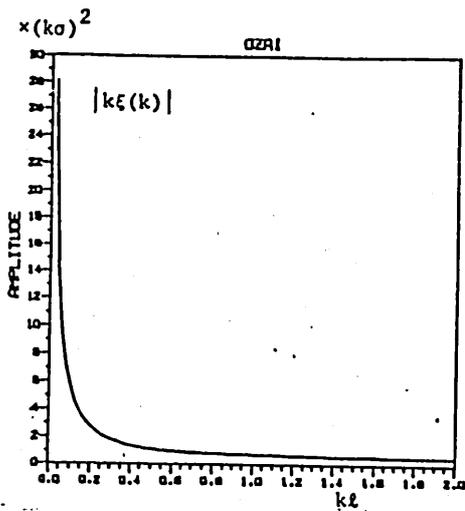


図 22 $\xi(k)$ の絶対値と位相 (パラメタ $k\ell$) : 式(7.15)

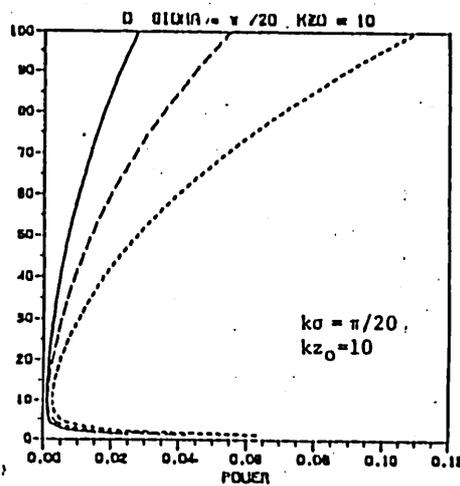
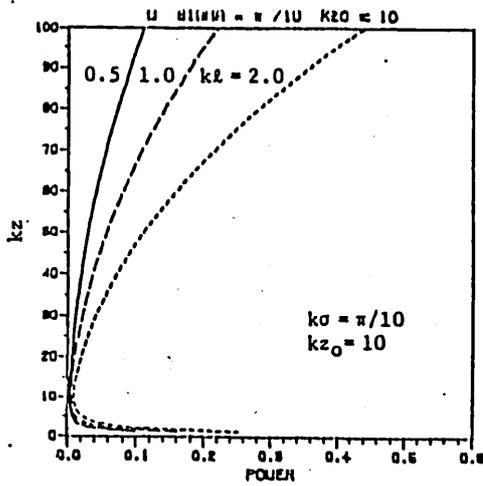


図 23 インコヒーレント電力流の高度分布 (Dirichlet)

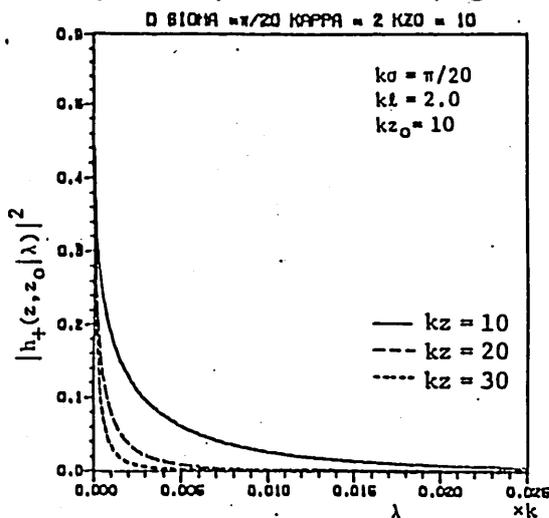


図 24 インコヒーレント表面波流の電力スペクトル (Dirichlet)

Neumann条件

コヒーレント波 (7.17) により

$$k^2 [z z_0 + i(z + z_0) / \eta(k) - 1 / \eta^2(k)] \quad (8.2)$$

が振幅の高度分布を定める因子である。(8.1)と異って第1項は $\sigma^2=0$ の高度分布ではなく、更に η が $0(\sigma^2)$ であるため振幅変化が大きい。図25に $1/\eta(k)$ を、図25に複素振幅の高度分布(8.2)の例を2つ示す。 z が十分大きくなれば z に比例して増大することは(8.1)と同様である。

インコヒーレント波 (7.4), (7.33)

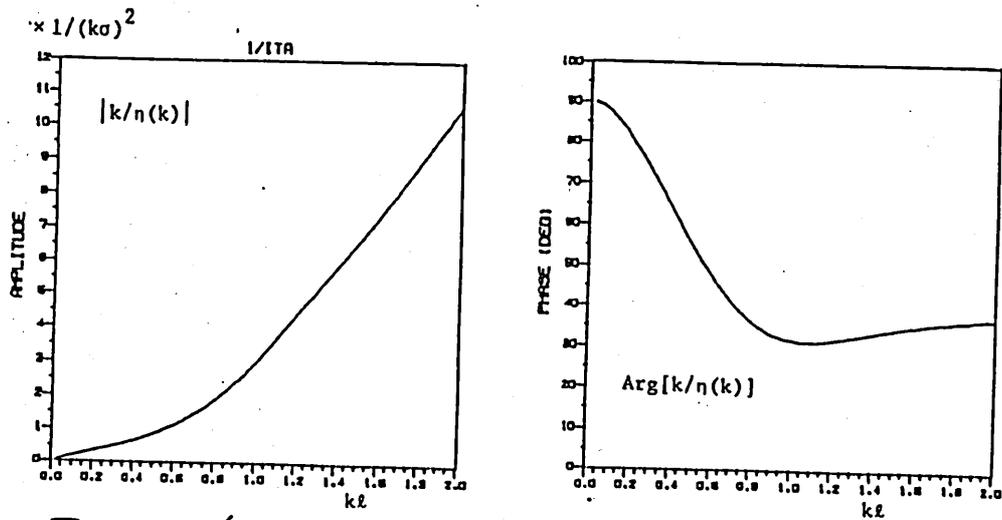


図 25 $1/\eta(k)$ の絶対値と位相 (パラメタ k_l) : 式 (2.15)

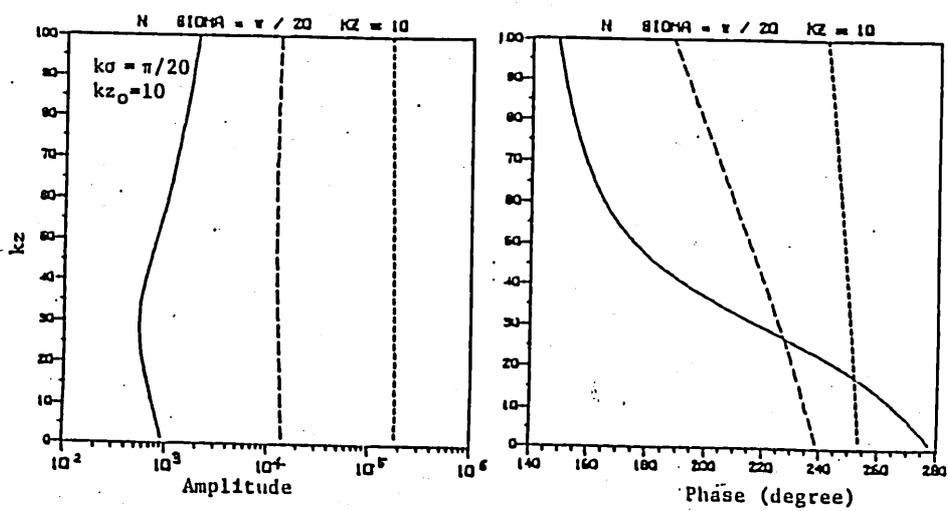
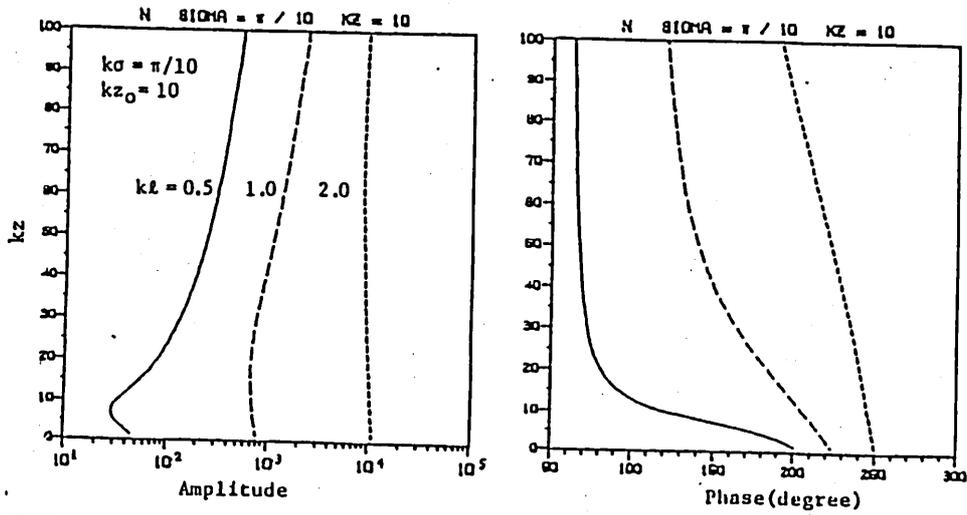


図 26 コヒーレント波振幅(絶対値と位相)の高度分布 (Neumann)

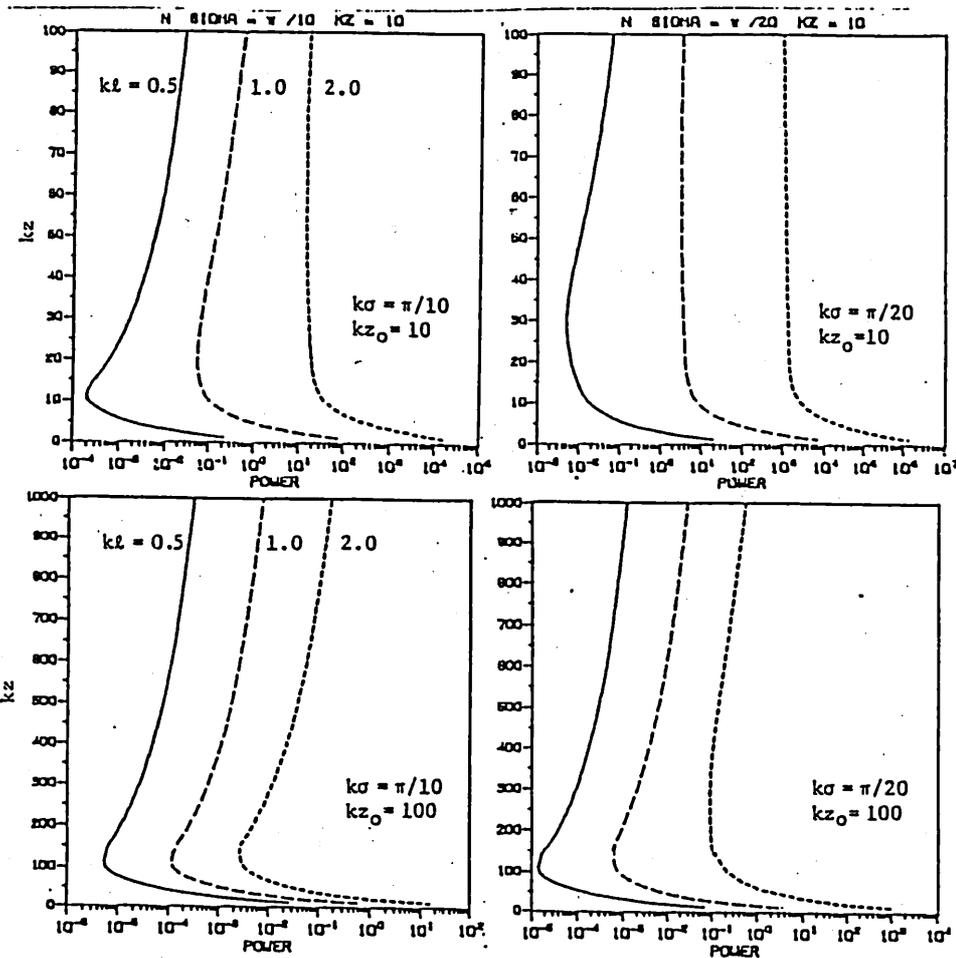


図27 インコヒーレント電力流の高度分布 (Neumann)

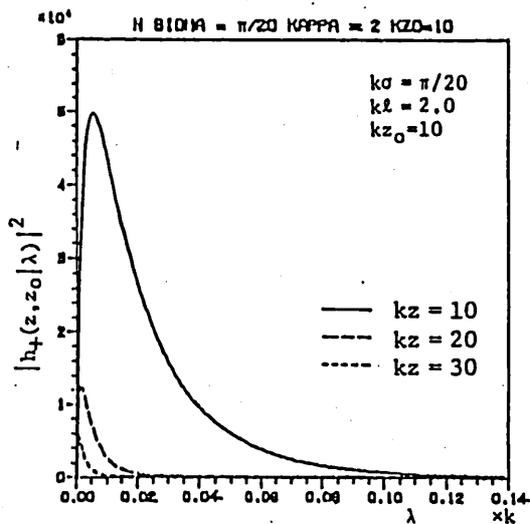


図28 インコヒーレント表面波流の電力スペクトル (Neumann)

(2.31)により計算されるインコヒーレント電力流の高度分布を図27に示す。上,下段は波源の高さ $kz_0 = 10, 100$ に対応する。 $z \rightarrow \infty$ では z^2 に比例することは図23と同様である。

インコヒーレント表面波の電力スペクトル (2.43) による表面波流の電力スペクトルを図28に示す
参考文献

- 1). Nakayama, et. al, Radio Sci. 15 P.1049(1980)
- 2). Nakayama, et. al, J. Math. Phys. 22 P.421 (1981), 3). Nakayama, et. al, Radio Sci. 16 P.831 (1981), 4). opcit P.847(1981)
- 5). 小倉, 水谷, 高橋, 電磁界研資 EMT. 83-20 (1983), 6). 小倉, 高橋 EMT 83-67.

輻射科学研究会資料

RS83-15

周期構造誘電体装荷

導波管の一解析法

鳥羽 浩 辻 幹男

繁沢 宏 滝山 敬

(同志社大学 工学部)

1983年 12月 9日

1. はじめに

周期構造中を伝搬する波動が呈する現象は、マイクロ波から光波帯にわたる種々の回路素子、あるいはアンテナなどにおいて利用されてきている。特にミリ波からサブミリ波にいたる周波数帯の集積回路における応用では、導波路の損失を考慮すると光波帯におけると同様に開放形誘電体導波路 [1] が用いられるようになってくる。このような導波路に周期構造を設けることによつて、例えはフィルタを構成する場合、考慮すべき主な点は、(i) 特性の変化が正しく解析できること、および (ii) 微調整素子等が設けられなくなるから、数値解析のみによつて満足しうる特性が得られること、であろう。(i) の点に對する一つのアプローチとして、不連続部と一様線路を表わす伝送行列の多段連続接続によるものをスラブ導波路およびHガイドを例に示してきた [2], [3]。そこでは、周期構造を Bragg 反射に伴う stopband 領域で動作させている限り、不連続部からの不必要な放射波が十分小さくなるような構造を用いることを前提に、表面波モードのみを考慮する近似を用いてきた。しかし、上述の (ii) の点をも考慮すれば、この近似解法では不十分であり、開放形導波路の場合には連続スペクトルをもつ波も考慮に入れなければならぬ。この連続スペクトル波をもつ端子伝送行列の多段接続へもつていく一つの有効なスペクトルの離散化の方法については別報でも触れてきた [4]、

[5]。

一方、連続スペクトルを離散化した1つのモデルはしゃ閉形表面波導波路で実現できる[6]。そこで、本文ではしゃ閉形導波路中に周期構造誘電体を装荷したモデルで、上述した(i), (ii)の問題点解決について若干の検討を加えてみる。言うまでもないが、このモデルによれば開放系における連続スペクトル波のうち、放射波成分はしゃ閉形導波路中の導波管モードに、また不放射成分はしゃ断モードに対応することになる。これと類似のモデルでの不連続部の取り扱いの代表的なものにRozzi [7], [8], [9]の導波管中に設けた相互干渉のある誘導性窓を扱ったものがある。窓のような不連続部では無数の高次モードが発生するから、一般的には無数の端子対をまとったマトリクスで1つの不連続部が表せる。そのような不連続部が単独で存在する場合、あるいは隣り合うそれらの間が十分に離れている場合には、1つの不連続部は伝搬モードに対応する線路(通常1本)とそれに集中的に負荷されたりアクタンス回路網で表されることが周知のことであり[10], [11]、このような不連続部の多段連続接続による解析は容易に行える。しかし、しゃ断モードも含む低次のいくつかのモードが隣り合う不連続部と互いに影響し合うようになると、問題は容易でなくなる。このような場合に考えられるアプローチとして前述したRozziは隣り合う不連続部との相互影響が殆んど無視できる高

次モードの端子はそれぞれの導波管における波動インピーダンス(純虚数)で終端する一方、相互影響を呈する低次のいくつかのモード(N 個)については、それらを独立端子として扱い、 N 端子の縦続接続を行っていった。その際、不連続問題の波動論的取り扱いによる結果より、不連続部を表す N 端子対リアクタンスマトリクス S の各リアクタンスエレメントの極およびその留数を導出して、その周波数依存の関数を求めることを行った。これによれば、周波数を変化させるたびに波動場の問題を繰り返し計算することなく、縦続接続回路の周波数特性を計算できるという特長が生じてくる。この方法は大変魅力的であるが、本文で取り扱おうとしている誘電体不連続部問題ではリアクタンスエレメントの極および留数を導出することが容易でなく、現在まで筆者らは成功していない。

そこで考えられる別のアプローチは、不連続部相互の影響の有無にかかわらず、いずれのモードについてもそれらを独立端子として波動論的取り扱いのみから不連続部のマトリクスエレメントを得て多端子縦続接続をしていく直接的な方法である。この単純なモード整合法的取り扱いでは周波数特性を求めるのに各周波数毎で毎回波動場の問題を解く必要があること、および $R_{0,zz}$ の場合より多くの端子、したがって大きいマトリクスを考えねばならないという欠点はあるが、不連続部分に電磁界に対する特異点が存在するような場合にも対処できる[12]。以

下では、この方法で図1の問題を考えていく。

2. 解析

まず、不連続部のマトリクス・エレメントを求めするために図2に示すようなステップ状不連続問題を考える。ここでは簡単のために誘電体エッジが電界の発散する特異点とならないTEモード入射の場合を取り扱うが、エッジが特異点となるTMモード入射の場合にもエッジ効果を考慮すれば[12]、全く同様の手順で解析が行える。いま、導波路1側よりモード次数 n のTEモードが入射した場合を考えると $z=0$ の $x-y$ 面における導波路1および導波路2の接線電磁界成分 E_y , H_x は次式を用いて厳密に表すことができる。

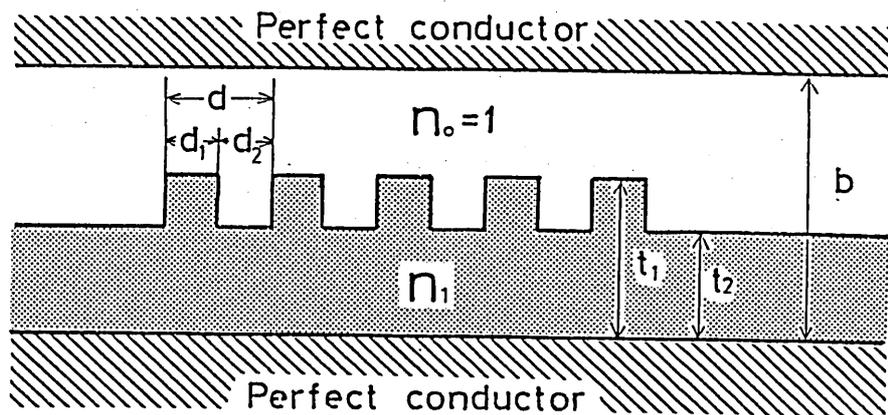


図1. 有限段数の周期構造をもつ誘電体装荷導波管

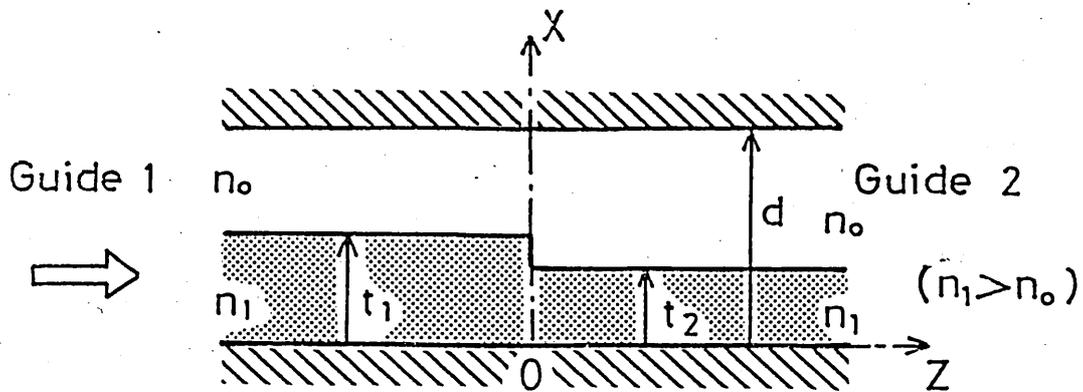


図2. ステップ不連続部と座標系

$$\left. \begin{aligned}
 & \text{(導波路1)} \\
 E_y^1 &= \sum_{n=0}^{\infty} (\delta_{nk} + R_n) e_{yn}^1 \\
 H_x^1 &= \sum_{n=0}^{\infty} (-\delta_{nk} + R_n) h_{xn}^1
 \end{aligned} \right\} (1)$$

$$\left. \begin{aligned}
 & \text{(導波路2)} \\
 E_y^2 &= \sum_{m=0}^{\infty} T_m e_{ym}^2 \\
 H_x^2 &= -\sum_{m=0}^{\infty} T_m h_{xm}^2
 \end{aligned} \right\} (2)$$

ここで e_{yj}^i, h_{xj}^i は導波路 i における j 次モードの電界, 磁界のモード関数であり, δ_{nk} はクロネッカーデルタの記号を意味する。 R_n, T_m はそれぞれ導波路1の n 次のモードの反射係数, 導波路2の m 次のモードの透過係数を表す。また, 各モードの正規化は次式にて行うこととする。

$$\left. \begin{aligned}
 \int_0^d e_{yn}^i h_{xn}^{i*} dx &= 1 && \text{(導波モード)} \\
 \int_0^d e_{yn}^i h_{xn}^{i*} dx &= j && \text{(ラ断モード)} \\
 \int_0^d e_{yn}^i h_{xm}^{i*} dx &= 0 && (n \neq m) \quad [i=1, 2]
 \end{aligned} \right\} (3)$$

さて、各モードの反射、透過係数は(1)、(2)式に示した接線電磁界成分に境界条件を適用すれば求められるわけであるが、実際の計算では(1)、(2)式の展開項数を有限で打ち切らねばならない。そこで、最小二乗法的に境界条件を取り扱うために、各導波路とも有限の展開項数 N で打ち切ったときの電磁界 $E_{yN}^1, H_{zN}^1, E_{yN}^2, H_{zN}^2$ を用いて相対二乗平均誤差 ε を次式のように定義する。

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{\int_0^d |E_{yN}^1 - E_{yN}^2|^2 dx}{\int_0^d |E_{yN}^1|^2 dx} + \frac{\int_0^d |H_{zN}^1 - H_{zN}^2|^2 dx}{\int_0^d |H_{zN}^1|^2 dx} \right) \quad (4)$$

従って、 n 次のTEモードが入射した場合の各モードの反射、透過係数は ε がこれらの係数のいずれに対しても最小となる条件より容易に求めることができる。

このようなステップ状不連続部の解析を基として、その多段縦続接続により周期構造導波路の解析を行おうとするとき、その接続が成功するポイントは不連続問題において各モードの反射、透過係数が十分精度良く求まっていることが条件となる。本文で用いた最小二乗法的な取り扱いの場合、(4)式で定義された相対二乗平均誤差 ε とともに複素電力の保存則が計算精度を評価するのに利用できる。いま、界が(1)、(2)式で表されるとき複素電力の保存則は次式で与えられる。

$$\int_0^d E_y^1 H_x^{1*} dx = \int_0^d E_y^2 H_x^{2*} dx \quad (5)$$

上式において(3)式の正規化条件を適用し、若干の整理を行うとその実部と虚部より次式に示す複素電力の保存則を得る。

$$1 = \sum_{n=1}^{N_p} |R_n|^2 + \sum_{m=1}^{M_p} |T_m|^2 \quad (6)$$

$$1 = \left(\sum_{n=N_p+1}^{\infty} |R_n|^2 + \sum_{m=M_p+1}^{\infty} |T_m|^2 \right) / 2 \operatorname{Im}(R_n^*) \quad (7)$$

ただし、 N_p および M_p は導波路1,2における導波モードの数を表す。(6)式は導波モードに係わる電力保存則を示すものであり、(7)式はシャ断モードの係数の間に成立すべき条件を示している。よって本文では(1)および(2)式を用いた直接的なモード整合法によって各未知係数を決定するわけではなく、前述の如くこれらの式の有限項数 N 個によって近似した電磁界に対する最小2乗法的モード整合法によって決定しているから、これによって決まる係数 R_n^N, T_m^N は(6),(7)式を完全に満足することはない。そこで本文では(4)式の境界条件誤差に加えて、次式に示す複素電力保存にかかわる誤差をも定義して、計算精度の評価を行うことにする。

$$\varepsilon_{pr} = 1 - \left(\sum_{n=1}^{N_p} |R_n^N|^2 + \sum_{m=1}^{M_p} |T_m^N|^2 \right) \quad (8)$$

$$\varepsilon_{pi} = 1 - \left(\sum_{n=N_p+1}^N |R_n^N|^2 + \sum_{m=M_p+1}^N |T_m^N|^2 \right) / 2 \operatorname{Im}(R_n^*) \quad (9)$$

当然のことながら、 R_n^N, T_m^N は $N \rightarrow \infty$ とすれば R_n, T_m に一致するものである。よって本文のように

いずれのしゃ断モードも独立端子として扱う多端子回路の縦続接続を行う場合、(4)式の ϵ とともに(8),(9)式で与えられる ϵ_{pr} , ϵ_{pi} が十分小さいことが要求され、実際の計算ではこの要求が満たされるよう展開項数 N を決めることになる。なお、TMモード入射の場合には誘電体エッジが電界の発散する特異点となることから、上述の解法を直接利用することはTEモード入射に比べて非常に多くの展開項数が必要となり得策でない。この場合、筆者らが提案した誘電体エッジの効果に基づく特異界の分布関数そのものを直接電界表現に取り込む手法〔12〕を用いれば、TEモード入射の場合と全く同程度の展開項数を考慮すれば済むことになり、本法の取り扱いにはTE, TMモードの区別なく適用できる。

一方、図2のような誘電体の不連続は言うまでもなく、それが導体のステップ状不連続であっても先に述べたRozziの手法ではTMモードに対する問題に対しては有効な方法ではなくなる。つまり、彼の手法では誘電体あるいは導体エッジにおいて特異性のある電界分布の効果の不連続部を表すリアクタンスマトリクスに取り込むには、Vassallo〔13〕が示したような特異界の固有モード展開に依らねばならない。しかし、彼自身が報告しているようにこの方法での解の収束、精度の改善はほとんど期待できないことも明らかである。これらの点から考えると、本文の方法は先に述べたような欠点はあるが、上述のような本質的な困難とは含まない有効なものと言

えよう。

さて、これまで述べたようにステップ状不連続部の解析が可能となったことから、次にこの不連続部を図3に示す如く2Nモードを1つの独立端子とみなした2N端子の伝送行列で表せばよいわけであるが、ここでは取り扱いを簡単にするために、まず不連続部を散乱行列で表すことを考える。このとき、導波路1側からn次のモードが入射する場合は入射波 a_n のみが存在し、他の入射波が零である場合に相当することから、散乱行列の要素 S_{in} ($i=1, 2, \dots, 2N$)は先程の反射、透過係数 R_n^N ($n=1, \dots, N$), T_m^N ($m=1, \dots, N$)を用いて次式より容易に求めることができる[2]。

$$\left. \begin{aligned} S_{nne} &= R_n^N \quad (n=1, \dots, N) \\ S_{N+me} &= T_m^N \quad (m=1, \dots, N) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

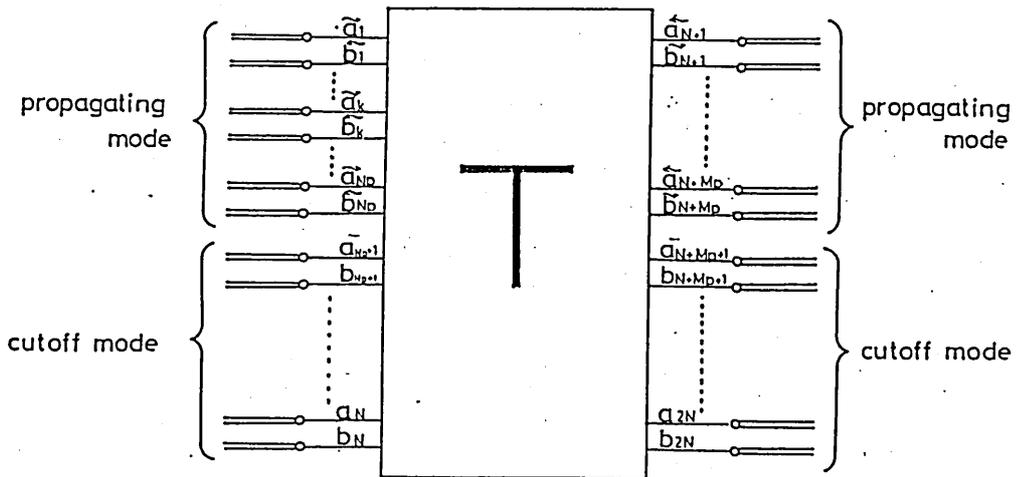


図3. ステップ状不連続部の伝送行列による表現

同様にして導波路2側からの入射を考慮すれば、不連続部を表す散乱行列の全要素が計算できることになる。この散乱行列を伝送行列に変換することは容易であり、ステップ状不連続部がしゃ断モードも含めた1つの伝送行列で表現可能となる。なお、しゃ断モードの入力に対応する散乱行列の要素を求めるにあたってはステップ状不連続部に向かって減衰するエバネッセント波の存在を考え、この波のために発生する各モードの諸係数を計算すれば、導波モード入力の場合と全く同様に扱える。このとき、しゃ断モード端子では不連続部から外に向かって減衰するエバネッセント波との結合係数を考える。エバネッセント波の存在に対するこのような考え方はステップ状不連続部だけの解析では物理的に意味のないものであるが、周期構造導波路等のように互いに干渉があるステップ状不連続部が複数個存在する場合には不連続部で生じたしゃ断モードが次段のステップ状不連続部にエバネッセント波の形で影響するから、このような取り扱いは意味あるものとなってくる。

さて、周期構造が部分的に装荷された導波路の伝送特性は図4に示すようにステップ状不連続部と均一な導波路を表すしゃ断モードも含めた $2N$ 端子の伝送行列を有限段縦続接続することによって求められる。すなわち、 n 番目のステップおよび接続導波路の伝送行列を T_n および T_{en} とすれば、1周期に対応する T_{unit} は

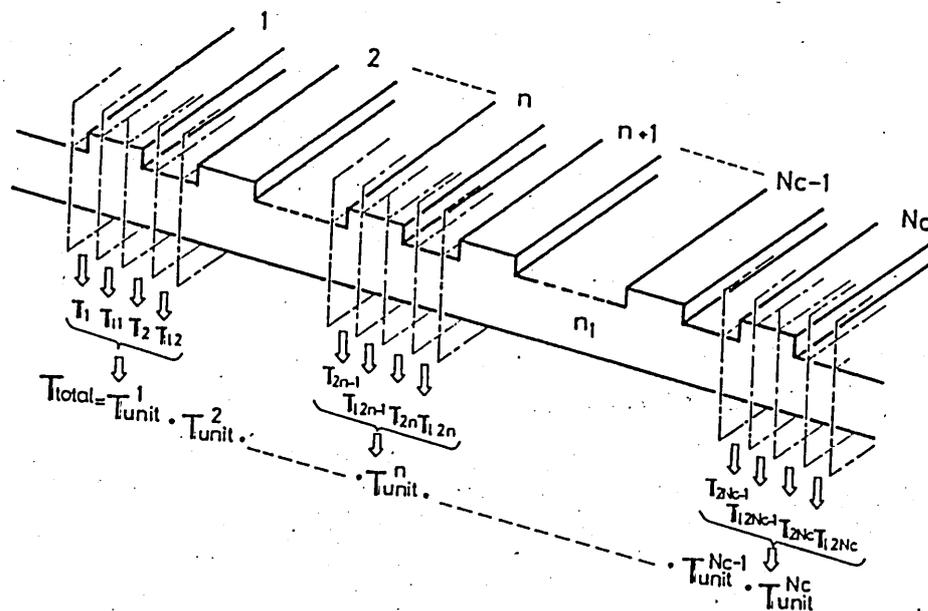


図4. 伝送行列で表された有限段数の周期構造導波路

$$T_{unit}^n = T_{2n-1} \cdot T_{e2n-1} \cdot T_{2n} \cdot T_{e2n} \quad (11)$$

で表すことができる。従って、 N_c 段構造の伝送行列 T_{total} は

$$T_{total} = \prod_{n=1}^{N_c} T_{unit}^n \quad (12)$$

で与えられ、これを用いれば有限段数の場合の伝送特性が直ちに解析できることになる。

一方、無限段数の周期構造は(11)式の T_{unit}^n で表される一周期の構造が無限に縦続接続されたものと考えることができる。従って、その伝送特性は Floquet の定理を適用して

$$|T_{unit}^n - e^{-\gamma d} \mathbb{1}| = 0 \quad (13)$$

与えられる固有値問題を解くことにより求められる。ここで $\Gamma (= \alpha + j\beta)$ は求めるべき伝搬定数であり、 d は周期、 $\mathbf{1}$ は単位行列である。

3. 計算結果

計算は図5に示すような方形導波管のE面に誘電体周期構造が部分的に装荷された構造のものについて行った。導波路の形状は $a=10\text{mm}$, $b=20\text{mm}$ とし、誘電体の厚さ $t_1=14\text{mm}$, $t_2=10\text{mm}$, そしてその屈折率を $n_1=1.51$ とした。またコルゲーシヨこの周期 d は 10GHz 付近で Bragg 反射による stop-band が生じるよう $d_1=d_2=d/2=6.3\text{mm}$ に選んだ。この導波管において誘電体の厚さが t_1 および t_2 のいずれの部分においても 10GHz 付近では基本モードである TE_{10} モードだけが伝搬可能であり、それ以外の高次の TE_{n0} ($n=2, 3, \dots$) モードはすべてシャ断モードとなっている。

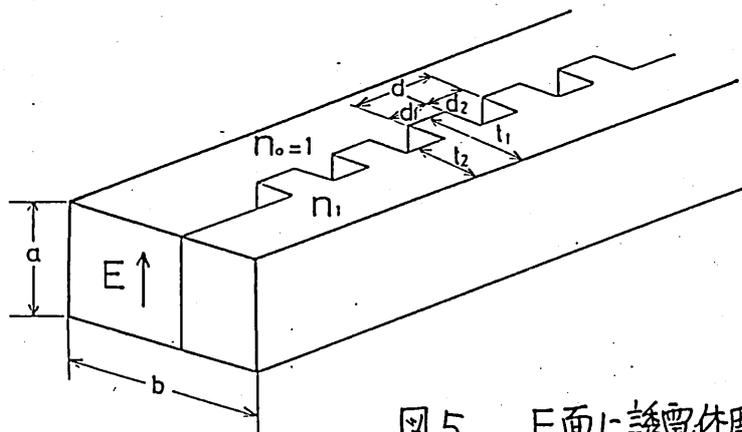


図5. E面に誘電体周期構造が部分的に装荷された方形導波管

まず、縦続接続を行うのに必要なモード数、したがって等価回路における端子対数 $2N$ を決定するためにステップ状不連続問題における計算精度を調べたのが表1である。ここでは TE_{10} モードが誘電体の厚さ t_1 の導波路側から入射した場合の境界条件の2乗誤差 ϵ および複素電力の保存則にかかわる誤差 ϵ_{pr} , ϵ_{pi} のモード数 N に対する変化を示している。 $N \geq 9$ とすれば、いずれの誤差も 0.001% 以下となることがわかる。ちなみに $N=9$ での電力の保存性は 99.9998% 満足されており、このような不連続部を数100段縦続接続行う場合にも十分と思われる計算精度が得られている。そこで、以下の周期構造の計算では $N=9$ の場合の18端子対回路網の伝送行列を用いることにする。

図6は無有限段数の周期構造における伝送特性を(13)式より求めたものである。図では Bragg 反射領域における位相、減衰定数が示されており、

N	ϵ (%)	ϵ_{pr} (%)	ϵ_{pi} (%)
1	2.8146	2.8337	—
2	0.2489	0.1942	1.6603
3	0.1414	0.1007	1.1642
4	0.0132	0.0093	0.0914
5	0.0130	0.0091	0.0982
6	0.0016	0.0009	0.0139
7	0.0009	0.0007	0.0039
8	0.0003	0.0002	0.0013
9	0.0002	0.0002	0.0003
10	0.0002	0.0002	0.0005
15	0.0000	0.0000	0.0002
20	0.0000	0.0000	0.0000

表1. ステップ状不連続問題における境界条件の2乗誤差 ϵ および複素電力の保存則にかかわる誤差 ϵ_{pr} , ϵ_{pi} のモード数 N に対する変化 (TE_{10} モード入射の場合)

実線は18端子対モデルを用いて得られた結果、また破線はしゃ断モードの影響を無視し、基本モードのみを考慮した2端子対モデルの場合の結果である。明らかに伝送特性においてしゃ断モードの影響が現れており、いまの場合では実線のものが点線のものよりも、しゃ断帯域幅において若干広くなり、かつしゃ断帯域全体が高域側に推移することになる。一方、図7は周期構造が有限段数から成る場合の18端子対モデルで解析した伝送特性を段数 N_c をパラメータとして求めたものであり、段数の影響が明確に示されている。特に位相推移特性およびしゃ断帯域外での損失特性、また図6でみられた結果などは微調整素子等が設けられない実際の回路素子設計の場合に重要な情報となるであろう。

4. まとめ

以上、本文では有限段数の周期構造をもつ誘電体装荷導波管の一解析法を示し、その伝送特性の数値計算結果を示した。本解析法は周期構造の不連続部で発生する高次のしゃ断モードの影響も厳密に考慮できるものであり、しかもTE、TMモードの区別なく適用できることから、フィルタ等の回路素子設計に対して有効なものである。また、これらの取り扱いは周期構造を有する開放形導波路の解析にも応用できる。これについて現在実験と並行して検討を行ってお

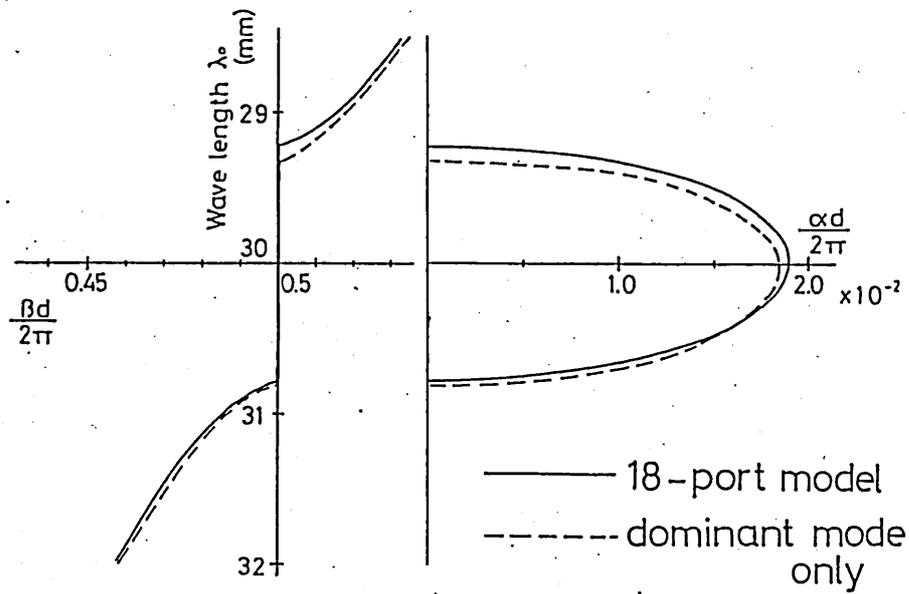


図6. 無限段数の周期構造の分散特性

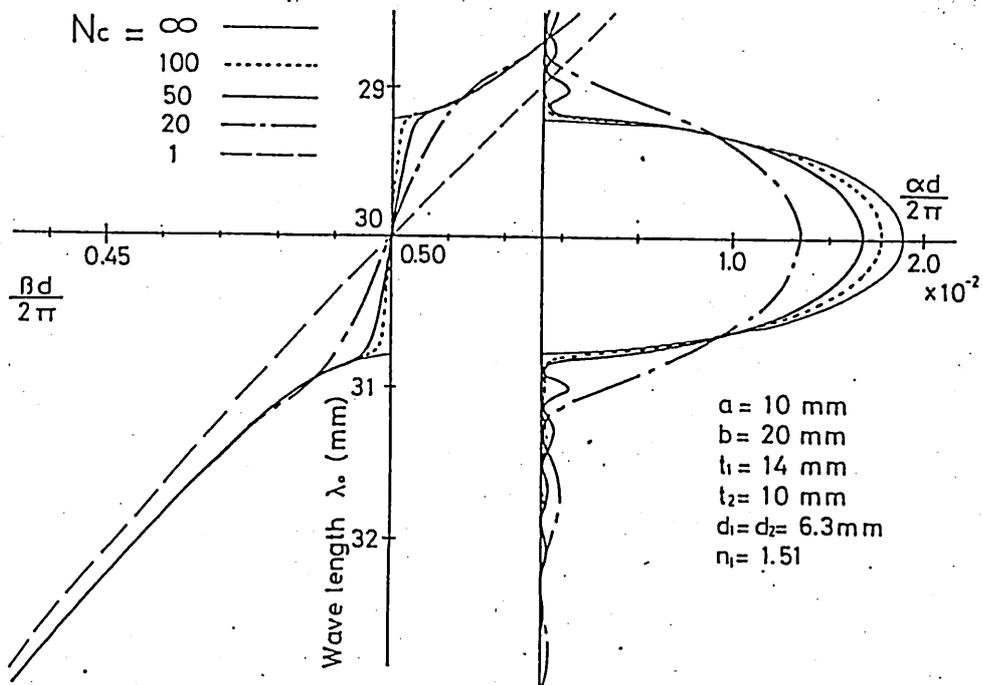


図7. 有限段数の周期構造の分散特性

り、その結果は別の機会にて発表させて頂く。

[参考文献]

- [1] H. Kogelnik, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-23, pp. 2-16, (Jan. 1975)
- [2] M. Tsuji et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-31, pp. 337-344 (Apr. 1983).
- [3] M. Tsuji et al., 1983 IEEE MTT-S Microwave Symp. Dig., (Boston, MA), pp. 296-298 (June 1983).
- [4] M. Tsuji et al., URSI, National Radio Science Meeting, (Houston, TX), p. 107 (May 1983).
- [5] 辻他, 信学技報 アンテナ研賞, AP83-54 (昭58-09).

- [6] G.H. Brook et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-30, pp. 760-770 (May 1982).
- [7] T.E. Rozzi, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-20, pp. 323-330, (May 1972).
- [8] T.E. Rozzi, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-21, pp. 82-88, (Feb. 1973).
- [9] T.E. Rozzi et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-23, pp. 235-245 (Feb. 1975).
- [10] J. Schwinger and D.S. Saxon, "Discontinuities in waveguides", Gordon and Breach, New York (1968).
- [11] R.E. Collin, "Field theory of guided waves", McGraw-Hill, New York (1960).
- [12] 辻他, 電気学会電磁界理論研賞, EMT83-40 (昭58-10).

- [13] C. Vassallo, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, pp. 208-212, (Apr. 1976).

放射科学研究会資料RS 83-16

PLZT薄膜高速光スイッチ

川口隆夫 足立秀明 真鍋由雄
東野秀隆 山崎 攻

昭和59年2月17日

1. はじめに

光通信制御システムの実用化が急速に進行しつつあり、光要素部品の開発が精力的に進められている。光要素部品は、半導体レーザ、発光ダイオードの発光素子、PINフォトダイオード等の受光素子に代表される能動部品と、分波・合波器、アイソレータ、光スイッチ等の受動部品に分けられる。

光スイッチは光ファイバや光導波路の光伝送路を伝搬する光信号を、光信号のまま オン(ON)-オフ(OFF)あるいは切り換えるもので、変調、多重、交換の機能を持っている。従って、特性上スイッチング速度と消光比が問題となる。現在、数多く実用されている光スイッチは主として機械的なもので、プリズムやミラー、またはファイバと相対位置を変えて、光路を切り換えている。高速ファクシミリやレーザプリンタ用の光スイッチには音響光学効果を利用した光スイッチも使用されている²⁾。他にも電気光学効果、磁気光学効果を利用した光スイッチが研究されている。スイッチング速度から考えると、機械式は msec までであるが、電気光学効果を用いると 18GHz での変調が報告されており³⁾、半導体レーザの直接変調の限界を越えるものである。半導体レーザの直接変調は緩和振動現象、注入キャリアの空間拡散効果あるいは多軸モード発振により実用上数 GHz が上限とされている。また半導体レーザでは DFB (Distributed Feed back) レーザ、QW (Quantum well) レーザにより上限周波数の改善が期待されているが、光スイッチの上限ははるかに高いものと

予想されている。

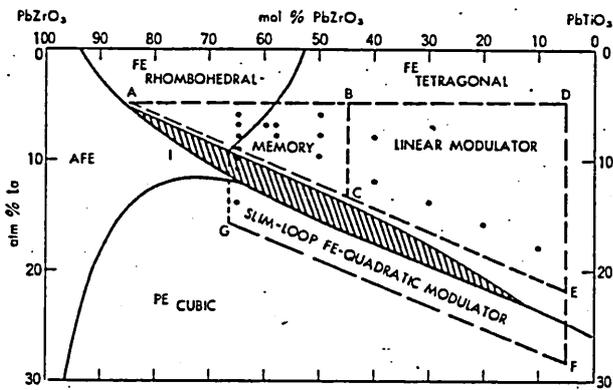
われわれは、大きな電気光学効果を示す PLZT 系薄膜の育成に成功し、その結晶性、誘電特性、電気光学特性について調べてきた。⁴⁾ 過日、本研究会において PLZT 系薄膜の光導波路への応用の可能性について報告した。⁵⁾ 以後、われわれは、誘電特性、電気光学特性についてさらに検討を加え、また光デバイスへの応用として光スイッチの試作を行った。本報告では、まず PLZT 系薄膜の諸特性について述べ、試作した光スイッチの構造とその動作特性について記す。

2. PLZT 系薄膜

1) PLZT 系薄膜の結晶性

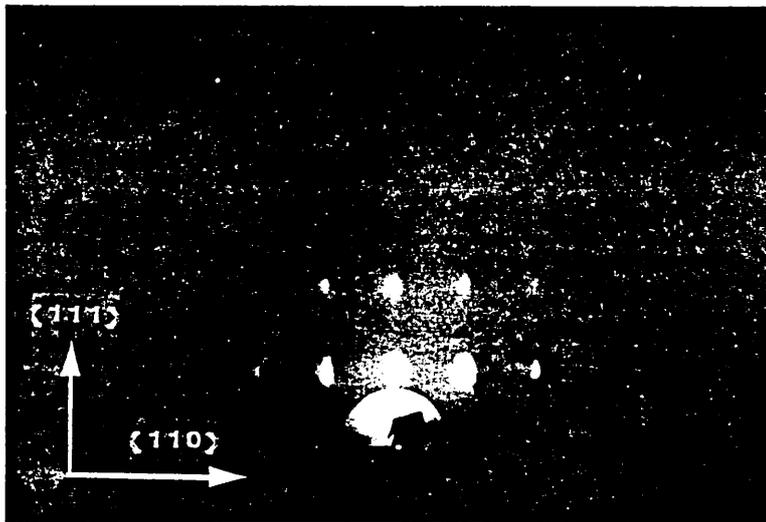
PLZT 薄膜の組成は、薄膜の特性を決定する上で重要な要素である。四元系複合酸化物 PLZT ($x/y/z$) のうち、Zr を含まない PLZT ($x/0/100$) の薄膜を作製した。この場合、結晶系は第 1 図に示したように立方晶 ($m3m$) あるいは正方晶 ($4mm$) である。この組成系列において、相境界付近の PLZT ($28/0/100$) の組成のターゲットを用いて、マグネトロンスパッタ法により薄膜を形成した場合、最大の電気光学効果を得られた。従って、光スイッチ用の薄膜材料として PLZT ($28/0/100$) の組成を利用した。

第 2 図はエピタキシャル成長させた PLZT 系薄膜の電子

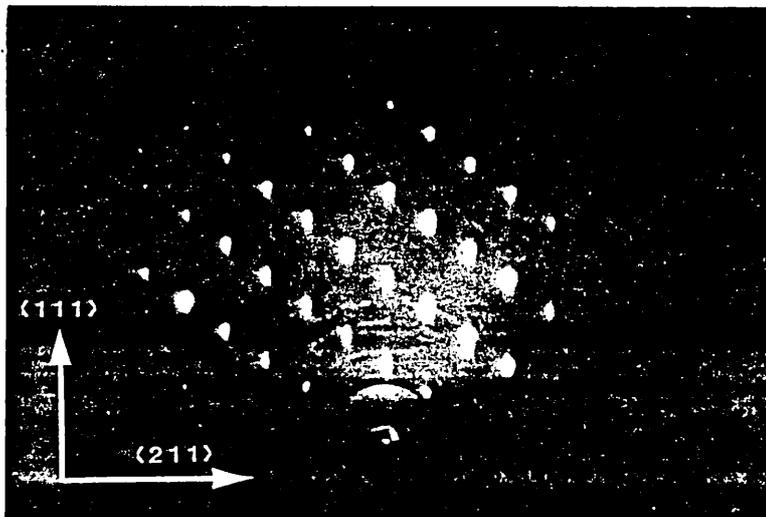


第1図 PLZTセラミックスの相図

回折像である。
 $\langle 211 \rangle$ 方向に電子線
 線を走行させると
 (a)のパターンが
 現われ、これと30°
 の角度をなす $\langle 110 \rangle$
 方向に走行させると
 (b)のパターンが
 得られた。PLZT



(a) $\langle 211 \rangle$ 投射



(b) $\langle 110 \rangle$ 投射
 第2図 エピタキシャル
 薄膜の電子線回折像

系薄膜はサファイヤ ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) C面基板上にエピタキシャル成長される。結晶系はサファイヤが三方晶, PLZTが立方晶あるいは正方晶であるが; (111)面のエピタキシャル成長に関しては, この相違は関与しないようである。このようにしたエピタキシャル成長膜の格子の関係は

$$\begin{aligned} (111) \text{ PLZT} // (0001) \text{ サファイヤ} \\ \langle 1\bar{1}0 \rangle \text{ PLZT} // [10\bar{1}0] \text{ サファイヤ} \end{aligned}$$

となっている。これにより X線の後方ラウエ回折のサファイヤの回折像から薄膜面内の結晶方位の決定を行った。

2) 誘電特性

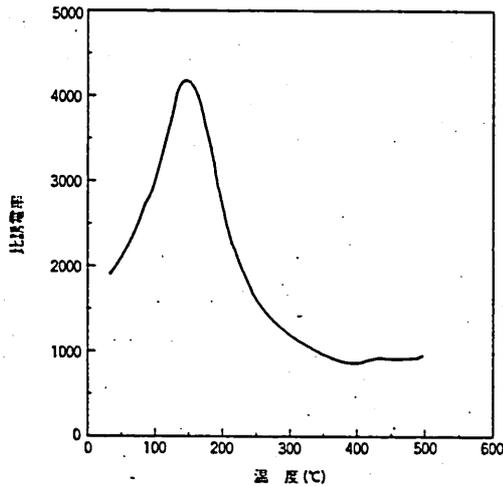
誘電率の測定には $3\mu\text{m}$ 間隔のくし型電極をアルミ蒸着膜でホトリソグラフィ形成に作製し, この電極両端の容量を測定することにより得た。この場合, 薄膜の比誘電率 ϵ_f は電極間容量 C から近似式

$$C = Knl \{ (\epsilon_s + 1) + (\epsilon_f - \epsilon_s) [1 - \exp(-4.6 l/L)] \} \dots (1)$$

で導出される⁶⁾。ここで, ϵ_s は基板の比誘電率, n は薄膜の厚さ, L は隣接電極間の中心距離, l はくし型電極の対数, l は一本の電極の長さで単位は m , K は電極構造により定まる定数で,

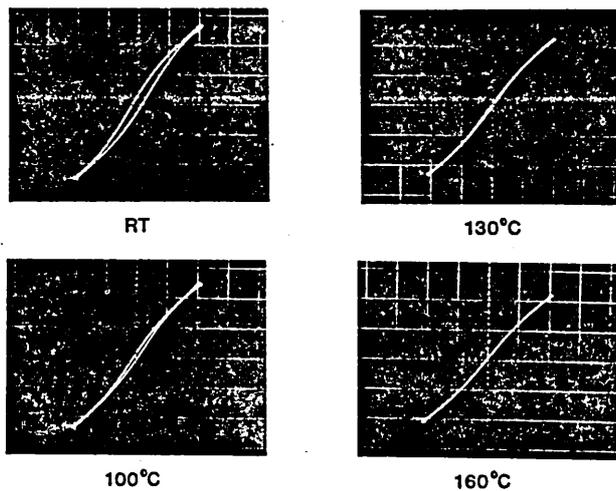
$$K = [6.5 (D/L)^2 + 1.08 D/L + 2.37] \times 10^{-12} \dots (2)$$

で求められる。ここで d は 1本の電極の幅である。PLZT (28/0/100) の比誘電率は常温で 1800 であり, 第3図に示す温度依存性を有していた。



第3図 PLZT 薄膜の誘電率の温度依存性。

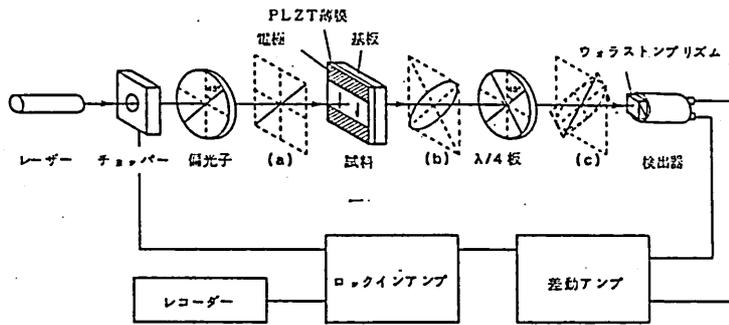
このくし型電極を用いて, ソーマクワ回路により, D-E ヒステリシスループの観察も行った。電極がくし型構造のため縦軸と横軸を明確に定義できないが, ヒステリシスループを描くことから PLZT (28/0/100) 薄膜が強誘電性であることを示している。PLZT (28/0/100) 薄膜のヒステリシスループは第4図のような温度変化を示し, 誘電率の異常点である 150°C 以上でループが消失した。以上のことから, 第3図の誘電率の異常点は強誘電-常誘電相転移点と考えられる。



第4図 D-E ヒステリシスループの温度依存性

(3) PLZT薄膜の電気光学効果

薄膜の電気光学効果は、薄膜面に垂直に光を透過させたときの位相差の微小な変化を印加電圧に対して測定した。測定配置を第5図に示す。電極は薄膜面上に1mm間隔のギャップをもつアルミ蒸着膜で作製した。測定光はHe-Neレーザ(0.633 μ m)で、初めに印加電界方向に対して45°に偏光されて薄膜中を透過



(a), (b), (c)は偏光状態を示す

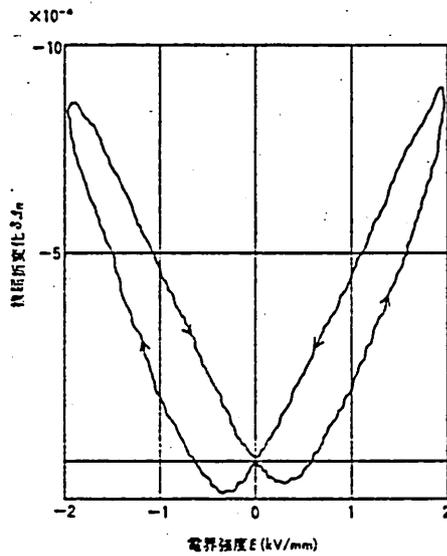
第5図 電気光学効果の測定配置図

し、その薄膜の光学的異方性により楕円偏光となる。このとき印加電界により複屈折の変化が生じていれば、この変化分に相当する楕円偏光の変化が現われる。この微小な変化を測定するために電界方向と45°をなす $\lambda/4$ 板を通して直線偏光とし、その偏光角をウオラストンプリズムをつけた検出器で差分をとり測定する。このようにすれば複屈折率の絶対値はわからないが、複屈折の相対変化は精度よく求めることができる。このときの位相

変化は検出器に入る直線偏光の偏光角の2倍で得られる。複屈折変化 $\delta\Delta n$ は位相変化 $\Delta\Gamma$ から、

$$\delta\Delta n = \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\Gamma}{d} \dots \dots (3)$$

なる関係で導かれる。ここで、 λ_0 は真空中の光の波長、 d は薄膜の厚さである。測定した複屈折率変化 $\delta\Delta n$ 対電界強度 E の測定例を第6図に示す。 $\delta\Delta n$ - E 特性はこの図に見られるように2乗依存の様相を示し、若干のヒステリシスをもち、



二次電気光学定数 (Kerr 定数) とすると、屈折率 n を用いて、

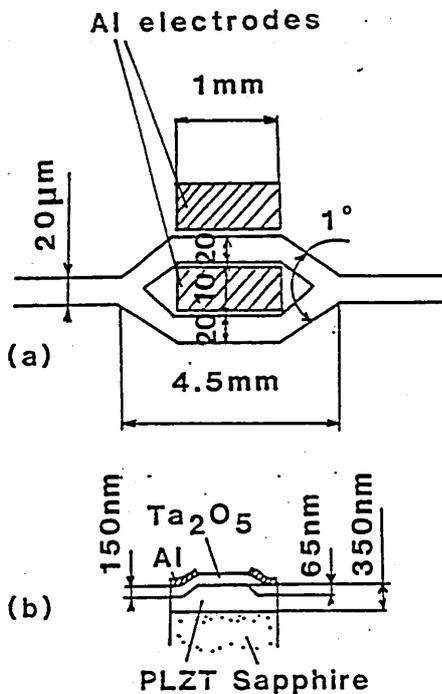
$$\delta\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 R E^2 \dots \dots (4)$$

第6図 PLZT (28/0/100) の電気光学効果

と表わされる。(4)式を適用すると、第6図の特性

は $R \approx 0.2 \times 10^{-16} (\text{m/V})^2$ とおり、PLZT セラミックスの代表的なカー定数と比べるとさほど大きくないが、組成を考えると十分な値がでていると考えられる。

(4) PLZT薄膜光導波路の電気光学特性



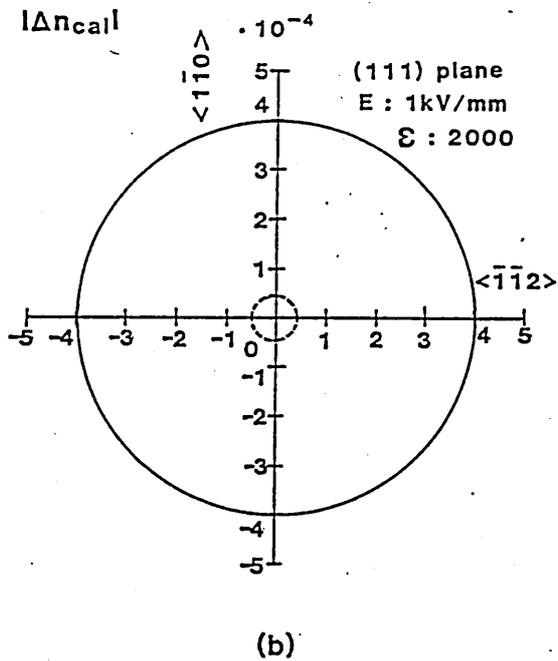
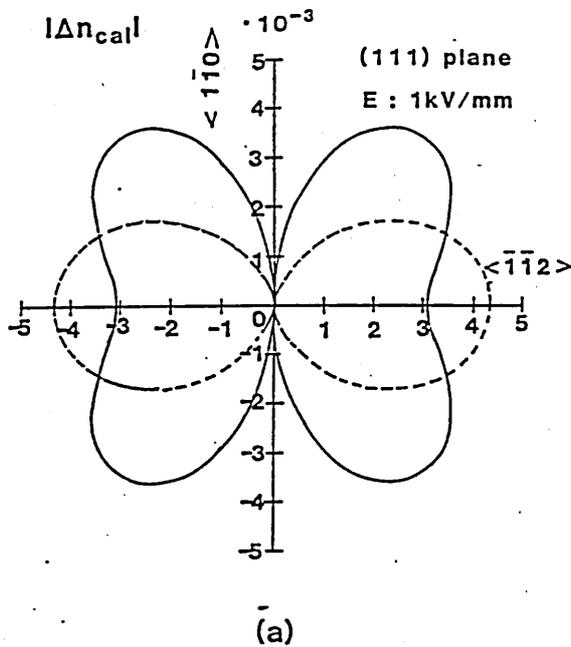
第7図 マッハツェンダ干渉素子の構造図

PLZT薄膜光導波路の電気光学効果について先日、若干述べたが、⁵⁾電気光学効果の光伝搬モードに対する依存性から、電気光学定数を評価できる。評価にはマッハツェンダ干渉素子を用いた。

PLZT薄膜(ターゲット組成(28/0/100))は正方晶(4mm)構造を有しており、1次電気光学効果(ポッケルス効果)および2次電気光学効果(カー効果)が表われると考えられる。電気光学定数マトリックス $[Y_{ij}]$, $[R_{ij}]$ を

(111)面で座標変更し、 $[Y'_{ij}]$, $[R'_{ij}]$ を求めると膜面内の電気光学特性は第8図(a),(b)に示す複屈折率変化量 $|\Delta n|$ を示す。PLZTセラミクス単結晶に関する電気光学定数は報告されていないので、ここでは4mm構造の $BaTiO_3$ の電気光学テンソルを用いて電気光学的特性の傾向を調べた。カー効果の場合、 $\epsilon \approx 2000$ として解析を行った。すなわち、ポッケルス効果では複屈折率変化量の面内方位依存性を持つとむに、その絶対値は TE_0 , TM_0 モードともほぼ同じである。一方、カー効果では面内方位依存性がなく、 TE_0 モード光が、 TM_0

モード光よりも大きい複屈折率変化が生じることが示される。

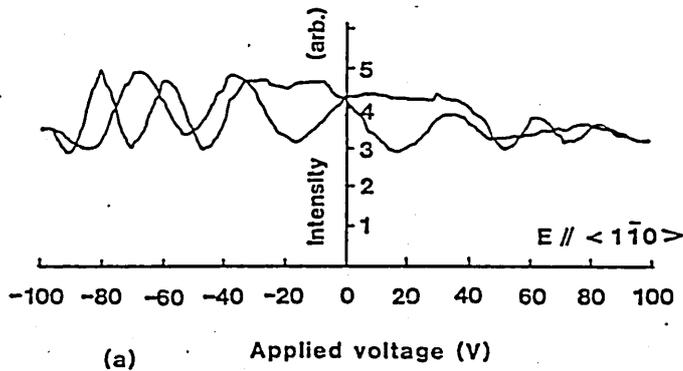


第8図 印加電圧 1kV/mm における (111) 面の複屈折率変化 ; (a) ホッケルス効果, (b) カー効果 ; 実線は TE_0 モード, 破線は TM_0 モード。

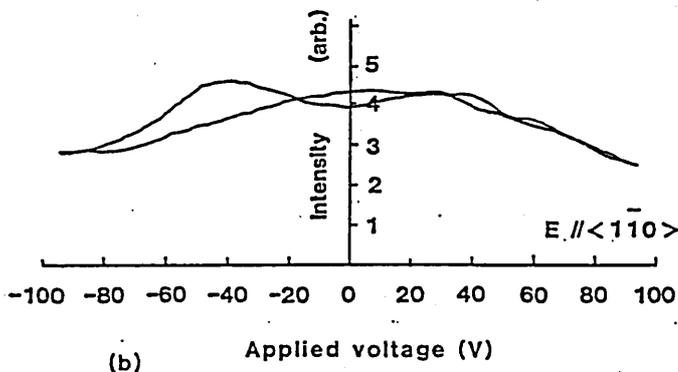
第9図 (a) と (b) にそれぞれ TE_0 および TM_0 モード光の光強度の印加電圧依存性を示した。同図より, 電気光学効果に極性がなく, TE_0 モードにおいて TM_0 モードより大きい電気光学効果を示された。

この測定にもとづき複屈折率変化量の電界依存性が, 第10図のように示された。これらの結果から, PLZT (28/0/100) 薄膜は主としてカー効果が電気光学効果に寄与していることが示される。

PLZT 薄膜 (111) 面に電気光学定数テンソルは,

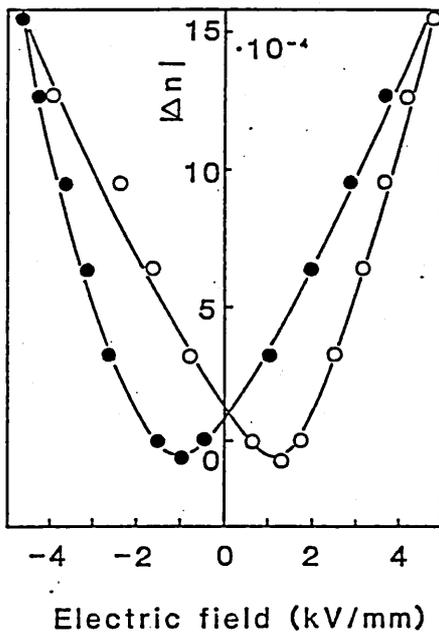


(a)



(b)

第9図 マツハツェンダ干渉素子の光強度の印加電圧依存性; (a) TE₀モード光と(b) TM₀モード光。



第10図 TE₀モード光の複屈折率変化量の電界依存性。

$$\begin{bmatrix} R'_{11} & R'_{12} & R'_{12} & 0 & 0 & 0 \\ R'_{21} & R'_{33} & R'_{13} & 0 & 0 & R'_{26} \\ R'_{21} & R'_{31} & R'_{33} & 0 & 0 & -R'_{26} \\ 0 & 0 & 0 & R'_{44} & R'_{54} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R'_{54} & R'_{66} & 0 \\ 0 & R'_{62} & -R'_{62} & 0 & 0 & R'_{66} \end{bmatrix}$$

で与えられる。4mm構造の場合、PLZT薄膜(28/0/100)のようなa軸とc軸の長さのほぼ等しい組成であると、次の関係が成立すると考えられる。

$$R'_{11} \cong R'_{33} \cong R'_{44}/2 \cong R'_{66}/2$$

$$R'_{12} \cong R'_{21} \cong R'_{31} \cong R'_{13}$$

ここで $R_{11}' \gg R_{12}'$ なので TE_0 モードの複屈折率変化量 Δn は、

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_{\text{eff}}^3 R_{11}' E^2 \quad \dots \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 n_{eff} は光導波路の実効屈折率である。一方、 TM_0 モードの複屈折率変化量 Δn は、

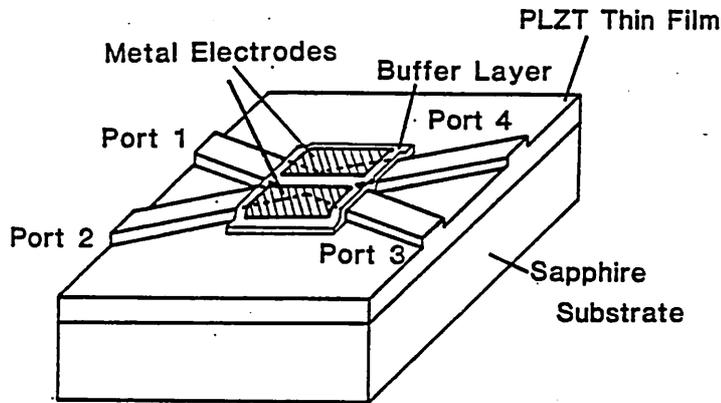
$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_{\text{eff}}^3 R_{12}' E^2 \quad \dots \quad (7)$$

で表わされる。(8)、(9)式を用いて PLZT 薄膜のカー定数を求めると、 $R_{11}' \approx 0.1 \sim 0.2 \times 10^{-16} (\text{m/V})^2$ 、 $R_{12}' \approx 0.01 \times 10^{-16} (\text{m/V})^2$ と得られた。 R_{11}' の値は(3)節で述べた値と一致した。

導波路材料として知られる LiNbO_3 は 1 次のポッケルス効果を示すが、 2 kV/mm 印加時の複屈折率変化量を PLZT (28/0/100) 薄膜と比較すると、 LiNbO_3 が $\Delta n \approx 2.54 \times 10^{-4}$ であるのに対して、PLZT 薄膜では $\Delta n \approx 5 \times 10^{-4}$ に達し LiNbO_3 の 2 倍の変化を示した。光スイッチに応用する場合にはこれ以上の電界をかけることもあり、PLZT 薄膜の複屈折率変化は E 乗依存で増加し、スイッチの低電圧化を実現しうるものとなる。

(5) 光スイッチ

第 11 図に試作した光スイッチの斜視図を示す。この光スイッチは TIR (Total Internal Reflection) 型光スイッチと呼ばれている⁷⁾ PLZT 薄膜の膜厚は $0.35 \mu\text{m}$ であった。TIR 型光スイッチは交差した 2 本の導波路から構成され、交差角は 2° とした。



第11図 PLZT薄膜光スイッチの構成

光導波路はリッジ型構造とし、膜厚差 50 nm の段差を設けて構成したマルチモード光導波路であった。光導波路幅は 20 μm とした。電極は蒸着アルミで構成し、長さ 1.7 mm で、幅 4 μm の電極ギャップを設けた。Al 電極化の導波光の光伝搬損失を防ぐために、バッファ層として膜厚 150 nm の酸化タンタル薄膜を電極と光導波路との間に挿入した。

TIR型光スイッチは第11図に示す電極に電圧を印加し、電極ギャップ下に低屈折率層を電気光学効果により形成し、たとえば「ポート」からの導波光をこの低屈折率で全反射させてスイッチング動作させる。したがって、TIR型光スイッチの全反射の臨界角 θ_c は、

$$\theta_c = \sin^{-1} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \pi^2 R \left(\frac{V}{\alpha} \right)^2 \right\} \quad \dots \quad (8)$$

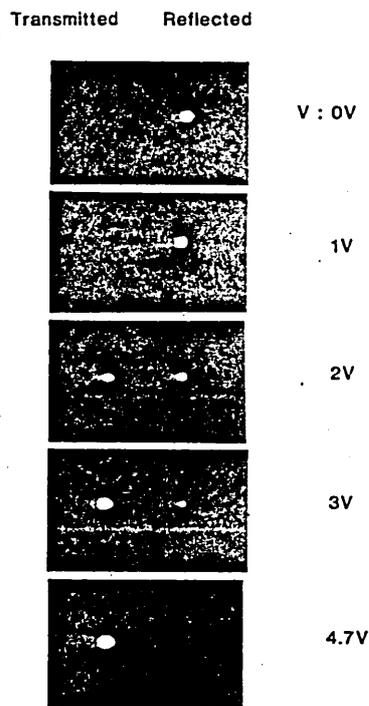
で与えられる。ただし、 n : 光導波路の有効屈折率、 R : カー定数、

V : 駆動電圧, d : 電極ギャップ幅である。試作した PLZT 薄膜の定数, $n=2.6$, $R=0.2 \times 10^{-16} (\text{m/V})^2$, $(V/d)=10 \text{ V}/\mu\text{m}$ を (8) 式に代入して算出すると, 臨界角 $\theta_c=83.3^\circ$ となる。これは同一電界の Ti 拡散型 LiNbO_3 導波路の TIR 型光スイッチよりも 4.5° も小さく, PLZT 薄膜光スイッチが動作電圧を従来の光スイッチよりも低くできることを示している。

スイッチング動作実験は He-Ne レーザ (波長 $0.633 \mu\text{m}$) で行った。光導波路への光結合は GaP プリズム ($n=3.31$) を用い, TE0 モードを励振させた。導波光はポート 1 から入射させ, ポート 3

(透過光) とポート 4 を伝播し, プリズムから射出する光強度の測定を行った。

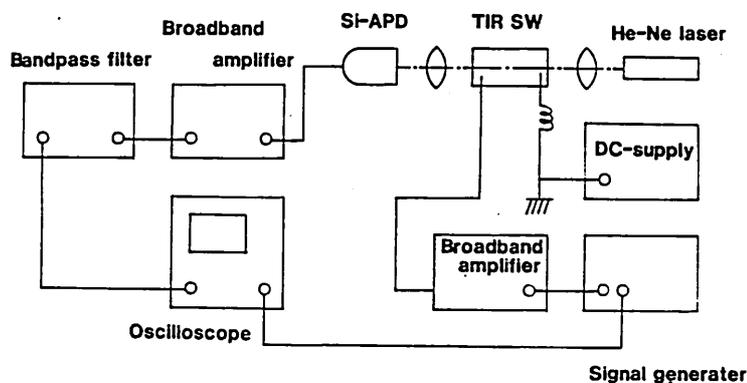
第 12 図は, 電圧を印加した場合のプリズムからの透過光および反射光の特性例を示す。約 4.7 V でスイッチング動作が確認された。この動作電圧は Ti 拡散型 LiNbO_3 導波路の TIR 型光スイッチで得られた動作電圧の $1/4 \sim 1/2$ である。また, ポート 3 (透過光) とポート 4 (反射光) で測定された消光比は駆動電圧 15 V で, それぞれ 13 dB および 12 dB が得られ, 良好であった。この PLZT 薄膜光スイッチの低電圧動作が可能なのは,



第 12 図 PLZT 薄膜光スイッチのスイッチング特性例 (dc バイアス印加)。

電圧印加に対する PLZT 薄膜の大きな複屈折率変化による。したがって、PLZT 薄膜光スイッチは組成を考慮し電気光学効果を改善することにより、さらに一更の低電圧動作が可能である。

しかし、PLZT セラミクスのような強誘電体材料では、従来 $\tan \delta$ による発熱、緩和時間などの理由により高速動作が疑問視されていた。第13図は同波数特性の測定系を示す。光源

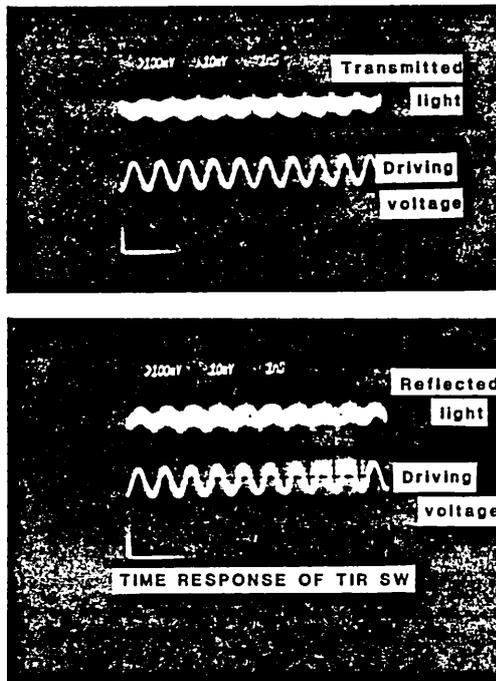


第13図 スイッチング動作の同波数特性の測定系

には He-Ne レーザ (波長 $0.633 \mu\text{m}$) を使用し、GaP フォリウム ($n = 3.31$) により励振させた基本モードの TE₀ モードのスイッチング動作の測定を行った。

第14図に高周波測定例を示す。1GHz 正弦波入力における出力光強度を示した。透過光と反射光強度は互いに逆極性を示しており、PLZT 薄膜光スイッチのスイッチング動作がこのような GHz 帯の高周波においても確認された。今回は測定系の限界もあり dc ~ 1GHz までの同波数領域で測定を行ったが、その結果出力

光強度に関して顕著な特異点は存在せず、スイッチング動作の周波数の上限はさらに高いと考えられる。



第14図 PLZT薄膜光スイッチの高周波動作例

今回 PLZT 薄膜光スイッチを集中定数的に動作させて測定を行った。TIR 型光スイッチは構造上、電界と導波光との相互作用距離を方向性結合型光スイッチよりも大幅に短い電極長寸法である 1mm 以下にすることが可能である。したがって、光導波路内 1mm の光伝搬時間の 10psec 近の高周波 ($\sim 100\text{GHz}$) におけるスイッチング動作までこのような集中定数的取り扱いでも可能と思われる。しかし、 10GHz 以上の超高速のスイッチング動作にはインピーダンス整合の点から分布定数的な回路

構成が必要である。

いずれにしても、光通信制御システム分野においては近年ますます高速化が計られており、この種の高速光スイッチは高速光変調素子として有望であると思われる。

まとめ

以上述べたように PLZT 薄膜を用いた TIR 型光スイッチにおいて、スイッチング動作は印加電圧 4.7V が実現された。この値は同一構成の Ti 拡散型 LiNbO_3 光スイッチの $1/4$ から $1/2$ であった。消光比も 13dB と実用可能であった。PLZT 薄膜光スイッチの低電圧動作は PLZT 薄膜の大きな電気光学効果による複屈折率変化によるため、組成と構造の改善により 1 桁以上低い低電圧駆動も期待される。また、応答速度も 1GHz 以上を実現しており、超高速光集積回路の実現も可能である。なお、本研究は通産省の委託研究「光応用計測制御システムの研究開発」の一環として行ったものである。

4. 参考文献

- 1) 石塚, 田中勉, 芥沢暗元; National Technical Report, vol.27, 118 (1981)
- 2) Tsai et al; Appl. Optics, vol.16 3044 (1977)
- 3) M. Izutsu, Y. Yamane and T. Sueta; IEEE J. Quantum Electron, QE-14, 513 (1978)
- 4) H. Adachi, T. Kawaguchi, K. Setsune, K. Okji and K. Wasa; Appl. Phys. Lett. vol.42, 867 (1983)
- 5) 川口隆夫, 足立秀明, 瀬恒謙太郎, 和佐清孝; 輻射研究会資料 RS82-19
- 6) G.W. Farnell, I.A. Cermak, P. Silvester and S. K. Wong; IEEE Trans. Sonics Ultrason. SU-17, 188 (1970)

7) C.S. Tsai, B. Kim and F. R. El-Akkari ; IEEE Quantum
Electron. QE-14, 513 (1978)

輻射科学研究会資料

RS 83-17

— 高安定化マイクロ波放射計の試作 —

橋 本 忍

電子技術総合研究所

大阪支所

昭和59年2月17日

高安定化マイクロ波放射計の試作

電総研 橋本 忍

1. はじめに

大気中の水蒸気量、気温分布の計測、あるいは海面の水湿分布、塩分濃度測定および表面汚染の検出等に適したマイクロ波放射計測法が近年盛んになってきた。このような目的に野外で使用される放射計においては、周囲温度変化に対する安定化が重要である。

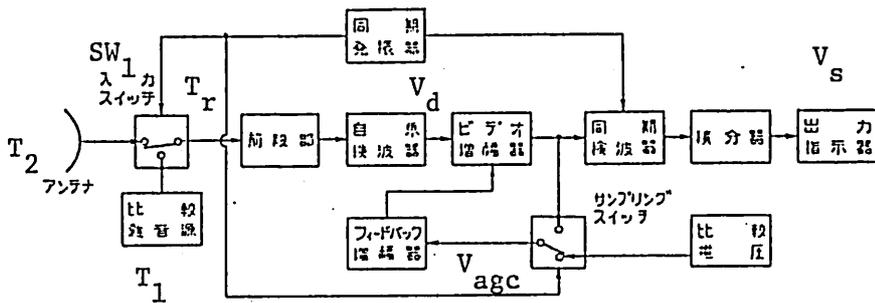
従来用いられている自動利得制御回路(AGC)付 Dicke 形放射計は、内部雑音温度の変化に対する安定性はなく、周囲温度の変化により測定値にドリフトを生じる。このために、放射計内部に2個の基準雑音源を組み込み、周期的に放射計の測定目盛校正をおこなう方法が通常用いられている。

一方、2個の雑音源からの基準雑音温度を利用して内部雑音温度変化の影響を受けない AGC 帰還回路方式の提案がある⁽¹⁾。この方式の AGC 回路をもつ Dicke 形放射計とすることにより、周囲温度変化に対する高安定化が期待できる。

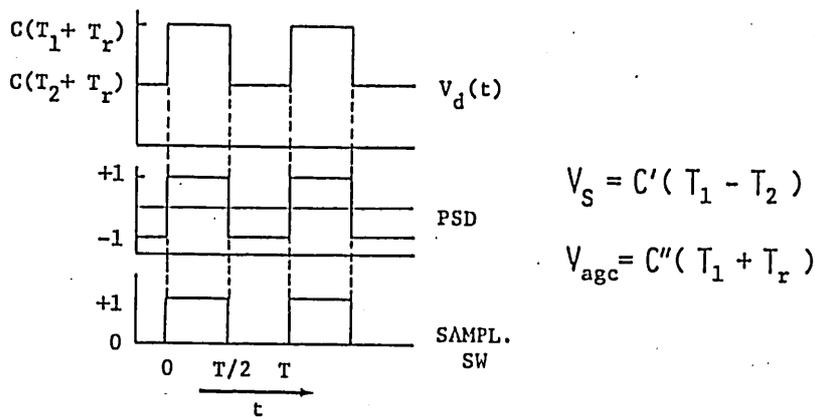
上記の二基準温度臭 AGC 放射計を試作し動作の確認をおこなった。さらに、残された変動要素である低周波回路部をインジカル化することにより安定化する見通しを得た。

2. 二基準温度差 AGC 放射計

図1は従来の AGC 回路を用いた Dicke 形放射計の回路構成およびその動作を示す。入力スイッチ SW1 により、比較雑音源とアンテナとを切換えて測定し、自乗検波器出力端には比較雑音源温度 T_1 とアンテナからの信号雑音温度 T_2 の差の振巾をもつ矩形波状出力 V_d が得られる。同期検波器および積分器により、 $(T_1 - T_2)$ に比例する信号出力 V_s が得られる。一方、スイッチが比較雑音源側にある期間の自乗検波器出力をサンプリングし、ホールド回路を通すことにより得られる AGC 帰還電圧 V_{agc} は、利得変動に比例する C'' とともに内部雑音 T_r



(a) 回路構成



(b) スイッチング タイミング図

図1. サンプルド AGC 付 Dicke 形放射計

による影響を受け、内部雑音変化を回路の利得変動と見做して、利得制御する誤動作が生じる。これが周囲温度変化の大きい環境での放射計の安定度を劣化させる原因となっている。

AGC 帰還電圧中の内部雑音温度 T_r の項を除去するために、AGC 回路も Dicke の比較形放射計回路の方式を用いる。信号回路のスイッチ SW1 および同期検波器 PSD1 は $2\nu_0$ の周波数の矩形波信号で駆動され、一方、AGC 回路側の SW2 および PSD2 は ν_0 の周波数で駆動される。スイッチングダイアグラムより容易にわかるように、PSD2 側出力の AGC 帰還電圧 V_{agc} は、

$$V_{agc} = C'(T_1 - T_2) \quad \dots (1)$$

となり、 T_1 および T_2 は一定な基準雑音温度であるから、利得変動による C' の変動のみを検出し、内部雑音温度 T_r の影響を受けない。

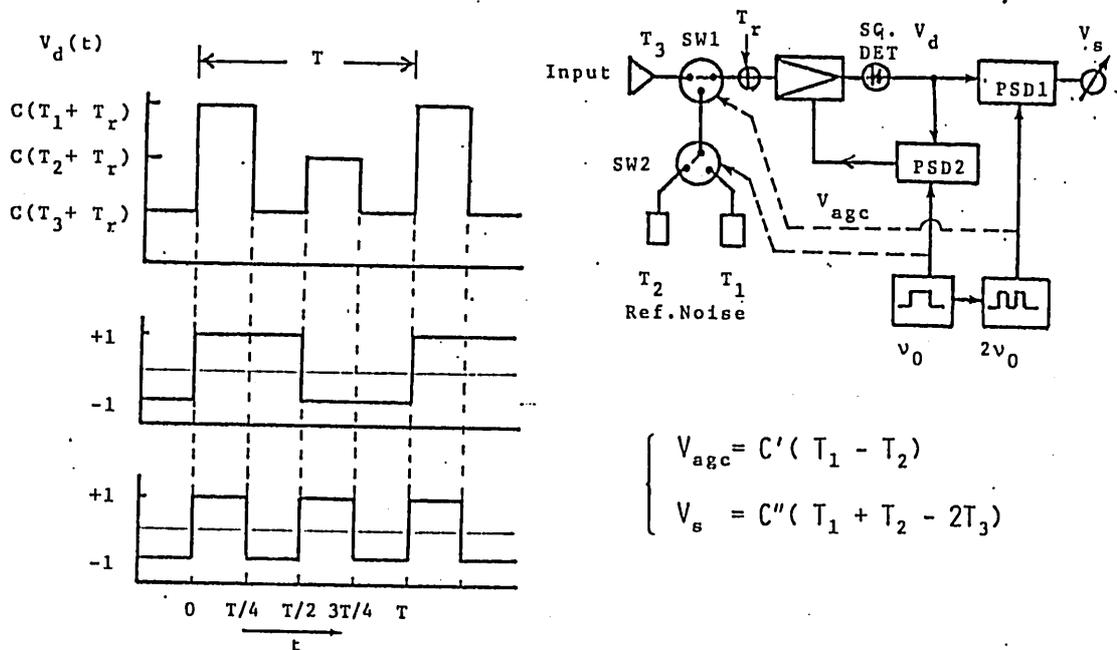


図 2. 二基準温度式 AGC 放射計

3. 試作回路

試作したニ基準温度臭AGC放射計のブロックダイヤグラムを図3に示す。受信周波数は10.2GHz~10.7GHzの範囲で可変、IF帯域・漏波帯の帯域中は100MHz、両側帯域受信となっている。入力スイッチSW1および雑音源切換スイッチSW2は、いずれもサキエレクタ形で挿入損失0.5dB以下である。入力スイッチSW1および信号側同期検波器の参照信号周波数は1000Hz、また雑音源切換スイッチSW2およびAGC側同期検波器の参照信号周波数は500Hzである。

ニ基準温度源は、図4に示すように、1個のノイズダイオードの雑音出力を方向性結合器で分離し、それぞれ適当な固定減衰器を通して雑音温度臭を設定している。また、雑音温度臭安定化のために65±0.1℃の温度安定度をもつ恒温槽に入れている。基準雑音温度

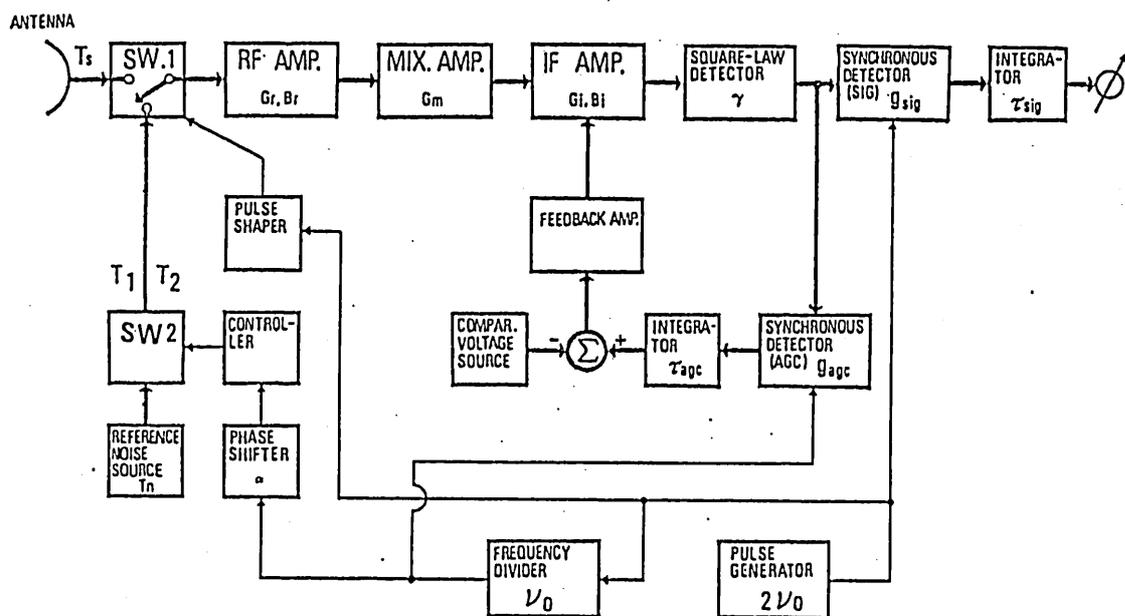
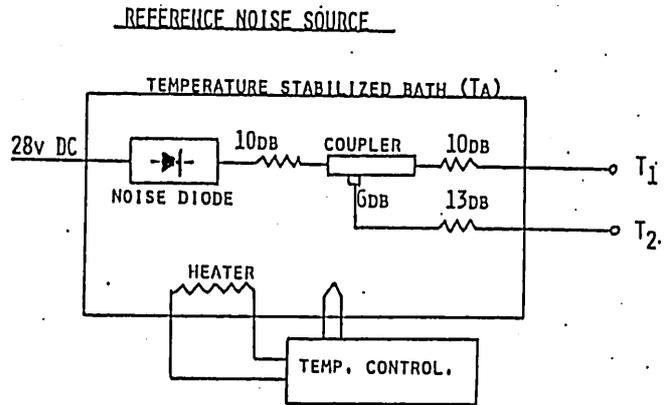


図3 試作放射計ブロックダイヤグラム

T_1 および T_2 は、それぞれ
414.7K および 350.2K
である。

3.1 動作測定

内部雑音温度変動
に対する安定性を調べる
ために、入力スイッチとRF
アンテナの間に方向性結合



$$T_1 = \frac{T_n}{L_1} + (1 - \frac{1}{L_1}) \cdot T_A$$

L_1 : LOSS FACTOR OF I-TH BRANCH

器を挿入し、サイトアームから 図4. = 基準雑音温度源

雑音注入をおこな
い、内部雑音増
加と同様の状態
にして出力の安定
性を調べる。

注入雑音温度
は、液体窒素温
度雑音源に常
温にある抵抗可

変減衰器を挿 図5. 内部雑音変化に対する安定性 (雑音注入)

続して、減衰量を変えて予め校正したものを利用した。

図5は、可変減衰器の減衰量目盛 0 dB 状態から減衰量を増加させたときの、注入雑音温度変化に対する放射計指示値

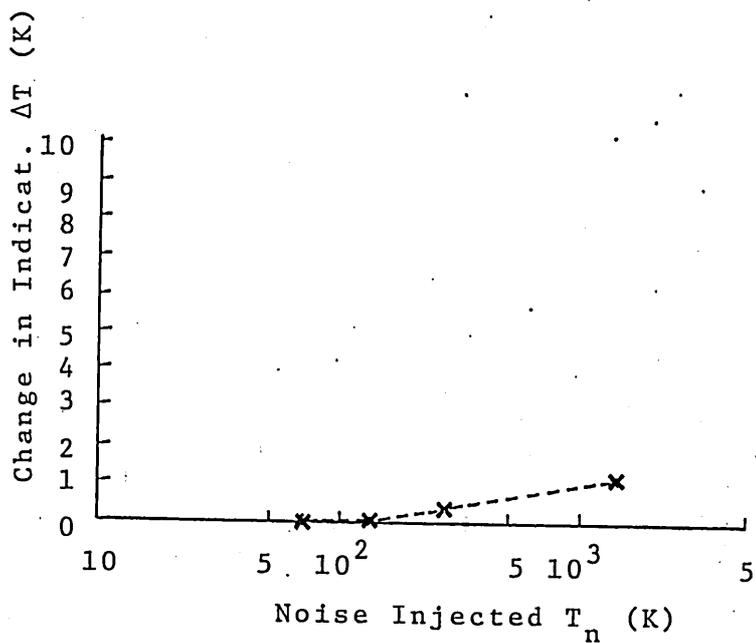


図5. 内部雑音変化に対する安定性 (雑音注入)

の変化も示す。注入雑音増加量 70K~1,400K 附近に変化している。注入雑音 140K 以下では放射計指示値の変化はみられず、内部雑音温度変化に対する安定化動作が確認された。

ただし、注入雑音 280K で指示値に 0.3K の変化、それ以上ではさらに大きい変化がみられる。原因は、AGC 回路における内部雑音除去動作の不平衡などが考えられる。

AGC 回路動作を調べるために、IF 回路に可変減衰器を挿入し、減衰量を変えて、実効的に放射計の利得変動をつくり、放射計指示値の変動を記録した結果を図 6 に示す。

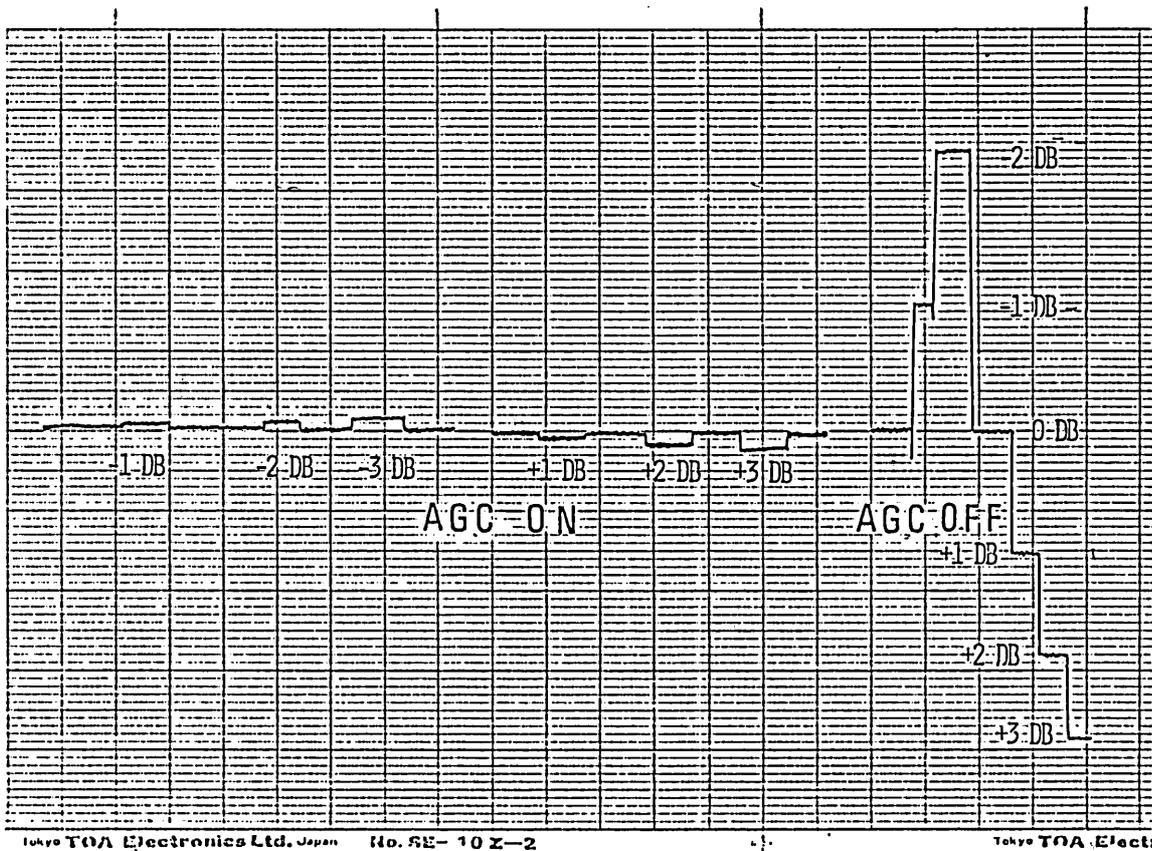


図 6 利得変動に対する AGC 動作テスト

3.2 低周波回路のファイナリ化

以上述べた回路構成によっても、 γ を同期検波器以下の回路の温度変動は避けられない。同期検波器以下の回路を計算機に置き換え、信号出力 V_s およびAGC帰還電圧 V_{agc} を計算させる方法を試みた。結果の一例を表1に示す。信号およびAGC側積分平均化時間はそれぞれ1secのときの、入力雑音温度295.0Kおよび82.0Kに対する結果である。

計算機のクロックパルスの前段への漏洩がみられ、雑音温度分解能が劣化することに対する注意が必要である。表1の結果においても漏洩が0.1~0.2K雑音温度分解能を劣化させているものと思われる。

T_{in} (K)	SIGNAL	AGC	TEMP (K)	ΔT (K)
295.0	3.64649E+03	2.33048E+03	295.87	< \pm 0.44
	3.64771E+03	2.32846E+03	294.99	
	3.64552E+03	2.32934E+03	295.71	
	3.64836E+03	2.33128E+03	295.75	
	3.64852E+03	2.32983E+03	295.26	
	3.64634E+03	2.32804E+03	295.14	
	3.64854E+03	2.33013E+03	295.35	
	3.64658E+03	2.32879E+03	295.32	
	3.64813E+03	2.32974E+03	295.31	
	3.64686E+03	2.32823E+03	295.09	
	4.71279E+03	2.33065E+03	81.13	
	4.71329E+03	2.33246E+03	81.76	
	4.71196E+03	2.33073E+03	81.33	
	4.71411E+03	2.33182E+03	81.34	
4.71198E+03	2.33157E+03	81.67		
4.70972E+03	2.33133E+03	82.02		
4.71260E+03	2.33012E+03	80.95		
4.71288E+03	2.33195E+03	81.64		
4.71404E+03	2.33165E+03	81.28		
4.71366E+03	2.33079E+03	81.01		
4.71296E+03	2.33044E+03	81.01		
4.71456E+03	2.33156E+03	81.14		
82.0				< \pm 0.54

表1 ファイナリ化放射計による測定結果

4. 参考文献

- (1) Hach, J.P "Proposal for a continuously calibrated radiometer", Proc. IEEE, vol. 54, Dec. 1966

輻射科学研究会資料

RS 83 - 18

強磁性体における表面スピン波

花房清夫・湯川敏信・池上淳一

(京都大学 工学部)

昭和 59 年 2 月 17 日

強磁性体における表面スピン波

1. まえがき

表面に局在したスピン系の振動状態解
 即ち表面スピン波については、表面での交換積
 分 J がバルクの値と異なるという条件の下で提
 案された de Wames と Wolfram^[1] の理論や、より
 複雑な面心立方、体心立方構造で交換積
 分が一定の場合を扱った Gel'fgat と Syrkín^[2] の
 理論等が発表されている。一方磁気バブルメモ
 リの開発と共にガーネット薄膜のエピタキシャル
 成長技術は急速に高められ、現在ではかなり良
 質の YIG (Yttrium - Iron - Garnet) 薄膜ができる
 様になったが、一般に入手可能なものは基板の
 GGG (Gadolinium - Gallium - Garnet) の関係から、表面が
 (111) 面を形成しているものと考えられる。

ここでは、最も簡単な単純立方の強磁性格子
 についてその (111) 面を伝搬する表面スピン波の
 分散関係および固有関数を de Wames と Wolfram
 の理論から求め、既に計算されている (100) 面。

(110)面における分散曲線および固有関数と比較検討する。

2. de Vries と Wolfram の理論

ここでは、スピンハミルトニアンのうち、交換項のみを考える。すなわち

$$H_s = -\frac{1}{2} \sum_{j,\Delta} J(j, j+\Delta) S_j \cdot S_{j+\Delta}, \quad J > 0 \quad (1)$$

ここに J は交換パラメータ S_j は j 番目の原子のスピン角運動量演算子。 Δ についての和は最近接原子についてのみとるものとする。

次に新しい演算子を定義する。

$$\begin{aligned} L_j &= S_{x,j} + i S_{y,j} \\ L_j^+ &= S_{x,j} - i S_{y,j} \end{aligned} \quad (2)$$

さらに、(1)式のハミルトニアンを運動方程式

$$i \frac{d}{dt} L_j = [L_j, H_s] \quad (3)$$

に代入する。ここに、 $[,]$ は交換子である。

いま、ランダム位相近似。すなわち S_z が S_x, S_y に独立であり、その平均で置き換えられるとすれば、零度において次式が成立する。

$$\omega L_j(\omega) = S \left[\sum_{\Delta} J(j, j+\Delta) \right] L_j(\omega) - S \sum_{\Delta} J(j, j+\Delta) L_{j+\Delta}(\omega) \quad (4)$$

ここに

$$\langle S_{zj} \rangle = S \quad (\text{全スピン})$$

$$L_j(t) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} L_j(\omega) d\omega \quad (5)$$

である。

さて、図 1 に示す様に結晶表面を xy 面にとるとすれば、面内での振動については、系は不変であるから、 j 番目の原子の位置座標を $R_j = (r_j, y_j)$ と定義する。但し、 r_j は xy 面内の 2 次元位置ベクトル、 y_j は面に垂直方向の位置座標である。

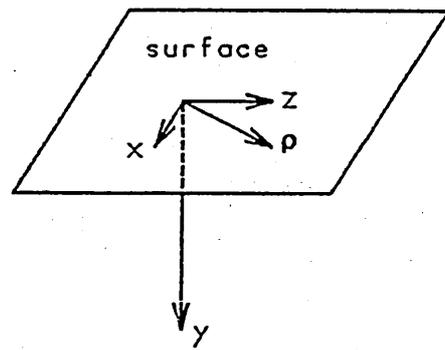


図 1
座標の選び方

L_j の 2 次元フーリエ変換を

$$L_j(\omega) = \frac{1}{(N_s)^{1/2}} \sum_{R_{j'}} \exp(i k_{||} \cdot r_j) u_{y_j}(R_{j'}, \omega) \quad (6)$$

N_s : 表面原子の数

として、(4) 式に代入する。

$$\omega u_{y_j}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = S \left\{ \sum_{\Delta} J(j, j+\Delta) \right\} u_{y_j}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) - S \sum_{\Delta} J(j, j+\Delta) \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \Delta_{\parallel}) u_{y_{j+\Delta_1}}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) \quad (7)$$

ここに、 Δ_{\parallel} は最近接原子の位置ベクトルの表面に平行な成分、 Δ_{\perp} は垂直な成分である。

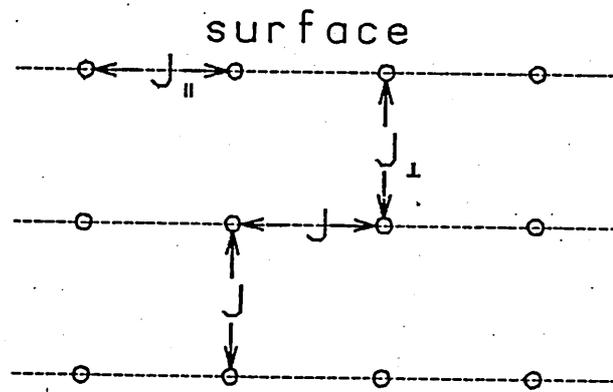


図 2 交換積分の値

いま、図 2 に示す様に、交換パラメータを表面層内の最近接原子間では J_{\parallel} 、表面層と第 2 層目の最近接原子間では J_{\perp} 、それ以外で J とし、表面から n 番目の層の振幅を u_n と書けば、(7) 式は行列の形となる。

$$(D_N + \Delta D) U_N = 0 \quad (8)$$

ここに、

$$D_N = \begin{bmatrix} 2\cos\theta & -1 & 0 & \dots \\ -1 & 2\cos\theta & -1 & \dots \\ 0 & -1 & 2\cos\theta & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$-(2\cos\theta) \gamma_{R_{11}}^{(2)} Z_{\perp} = \frac{\omega}{JS} - Z_{\parallel}(1 - \gamma_{R_{11}}^{(1)}) - 2Z_{\perp} \quad (10)$$

$$\Delta D = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} \\ d_{12} & d_{22} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} d_{11} &= [-Z_{\parallel}(1 - \gamma_{R_{11}}^{(1)})(1 - \epsilon_{\parallel}) - Z_{\perp}(2 - \epsilon_{\perp})] / Z_{\perp} \gamma_{R_{11}}^{(2)} \\ d_{12} &= 1 - \epsilon_{\perp} \\ d_{22} &= (\epsilon_{\perp} - 1) / \gamma_{R_{11}}^{(2)} \\ \epsilon_{\parallel} &= J_{\parallel} / J \\ \epsilon_{\perp} &= J_{\perp} / J \end{aligned} \right\} (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{R_{11}}^{(1)} &= \frac{1}{Z_{\parallel}} \sum_{\Delta_{11}(1)} \exp[ik_{11} \cdot \Delta_{11}(1)] \\ \gamma_{R_{11}}^{(2)} &= \frac{1}{2Z_{\perp}} \sum_{\Delta_{11}(2)} \exp[ik_{11} \cdot \Delta_{11}(2)] \end{aligned} \right\} (13)$$

Z_{\parallel} は最近接原子のうち、同一層内にあるものの数。
 Z_{\perp} は一方の隣接層にあるものの数、また (13) 式において $\gamma_{R_{11}}^{(1)}$ における和は同一層内の原子について、 $\gamma_{R_{11}}^{(2)}$ では隣接層についてとるものとする。

さらに (8) 式は次の様に書き換えることができる。

$$(I_N + G_N \Delta D) U_N = 0 \quad (14)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} G_N &= D_N^{-1} \\ G_{n,m} &= (2i\sin\theta)^{-1} (e^{i(n+m)\theta} - e^{i(n-m)\theta}) \end{aligned} \right\} (15)$$

ω_N が零以外の解を持つためには、(14)式の係数行列の行列式が零でなければならない。 $x = e^{-i\theta}$ とおいて、 ΔD が 2×2 行列であることから、次の3次方程式を得る。

$$x^3 + (d_{11} + d_{22})x^2 + (2d_{12} + d_{11}d_{22} - d_{12}^2)x + d_{22} = 0 \quad (16)$$

(16)式の解のうち、物理的意味を持つものは、 $\text{Im}(\theta) > 0$ すなわち、 $|x| \geq 1$ でなければならない。

3. 単純立方格子強磁性体における(111)面の表面スピノン波

(111)面を表面としたときには、 $Z_{11} = 0$, $Z_{\perp} = 3$.

また(16)式は、

$$x^3 + \frac{2\epsilon_{\perp} - 3}{\gamma_{\vec{q}}} x^2 + (1 - \epsilon_{\perp}) \left(1 + \epsilon_{\perp} + \frac{2 - \epsilon_{\perp}}{\gamma_{\vec{q}}^2}\right) x + \frac{\epsilon_{\perp} - 1}{\gamma_{\vec{q}}} = 0 \quad (17)$$

となる。ここに

$$\gamma_{\vec{q}} = \frac{1}{3} \left\{ \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{3} k_x a\right) + 2 \cos\left(\frac{\sqrt{1}}{6} k_x a\right) \cos\left(\frac{\sqrt{1}}{2} k_x a\right) \right\} \quad (18)$$

a : 格子定数

である。(付録 A1-1 参照) (16)式は、

$$\left. \begin{aligned} \omega_N &= 3 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \gamma_{\vec{q}} \left(x + \frac{1}{x}\right) \right\} \\ \omega_N &= \omega / 2JS \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

となる。

表面スピン波の分散関係は (17) 式の解のうち、 $|x| \geq 1$ であるものを (19) 式に代入することにより得られる。

例えば、 $\epsilon_1 = 1$ のとき、(17) 式の解は

$$x = 1 / \delta_q \quad (20)$$

となり、(20) 式を (19) 式に代入して

$$\omega_N = \frac{3}{2} (1 - \delta_q^2) \quad (21)$$

を得る。

$\epsilon_1 = 0$ のときには、(17) 式は因数分解できて、

$$(x - \frac{1}{\delta_q})(x^2 - \frac{2}{\delta_q}x + 1) = 0 \quad (22)$$

となる。(22) 式の解のうち、 $x = 1 / \delta_q$ は、(20) 式に一致する。 $\epsilon_1 = 0$ は表面層と第 2 層目のつながりが無い場合であるから、これは第 2 層目を表面とみなしたモードと考えることができる。(22) 式の他の 2 解は

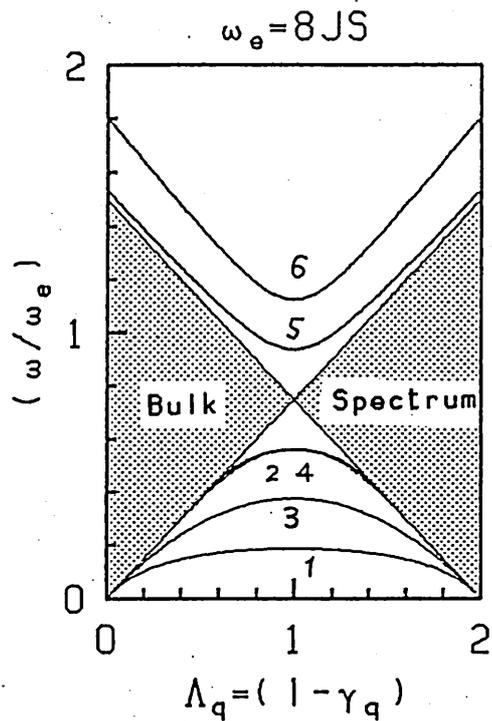
$$x = (1 \pm \sqrt{1 - \delta_q^2}) / \delta_q \quad (23)$$

であるが、このときの分散関係は $\omega_N = 0$ となってしまう。従って (100) 面や (110) 面において存在した^[1]様な表面層のみに局在するスピン

波モードはない。このことは、(111)面では最近接原子間の交換相互作用のみを考えた場合、同一層内でのつながりが無くなる ($z_{11}=0$) ことから容易に推察される。

その他、種々の ϵ_{\perp} の値における分散関係を数値計算で求めた結果を図3に示す。

Dispersion curves for the (111) surface



	ϵ_{\perp}	MODE
1.	0.5	1
2.	0.5	2
3.	1.0	1
4.	1.5	1
5.	1.5	2
6.	2.0	2

図 3

バルク波モードは、(19)式に $x + \frac{1}{x} = 2 \cos \theta$ を代入することにより

$$\left. \begin{aligned} \omega_N^{(B)} &= 3(1 - \alpha_f \cos \theta) \\ \theta &= k_y a / \sqrt{3} \end{aligned} \right\} (24)$$

で与えられる。

(111)面と(110)面の空間的位置関係から、(111)面の z 軸と(110)面の x 軸が一致する様に座標を選ぶことができる。このとき、(111)面の z 軸方向に伝搬する平面波の分散関係は、(24)式に $k_x = k_y = 0$ を代入して

$$\omega_N = 2[1 - \cos(\sqrt{3} k_z a)] \quad (25)$$

となり、(110)面の x 軸方向に伝搬する平面波モードと一致する。(付録 A2-2 参照)

次に固有ベクトル u_l の値について検討し、波の物理的描像を明らかにしよう。(14)式及び(15)式より、

$$u_l = -[(G_{l1} d_{11} + G_{l2} d_{12})u_1 + (G_{l1} d_{12} + G_{l2} d_{22})u_2] \quad (26)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} G_{l1} &= 1/x^l & (l=1, 2, \dots) \\ G_{12} &= 1/x^2 \\ G_{l2} &= (x + \frac{1}{x})/x^l & (l=2, 3, \dots) \end{aligned} \right\} (27)$$

を得る。

たとえば、 $\epsilon_1 = 1$ のときには、

$$\left. \begin{aligned} d_{11} &= -1 / \gamma_q \\ d_{12} &= d_{22} = 0 \\ \alpha &= 1 / \gamma_q \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

であるから、(26)式は

$$u_l = \gamma_q^{l-1} u_1 \quad (l = 1, 2, 3, \dots) \quad (29)$$

となる。

(2)式、(5)式、(7)式より、 $z=0$ 、 $P=0$ のとき u_l の大きさは、スピンの歳差半径の大きさを、符号はスピンの位相を表わすことがわかる。従って(29)式より歳差半径は結晶の奥深い所ほど小さくなる。また、 γ_q の符号が正であるならば、隣接層の歳差の位相は同相となり、負の符号の場合には逆相となる。ここでは前者を音響モード、後者を光学モードと呼ぶ。

ϵ_1 が種々の値をとる場合には、表面波の振幅が表面層で最大となるモードと第2層目で最大となるモードがあり、それぞれ第1層モード、第2層モードと呼ぶことにする。さきに考察した $\epsilon_1 = 0$ の場合には第2層モードのみが存在する。

次に $\gamma_q \rightarrow 0$ の場合の(17)式の解について

検討する。このとき、(19)式より α が A/δ_f の形
 であると仮定して A を定めれば

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= (2 - \epsilon_1) / \delta_f \\ \alpha_2 &= (1 - \epsilon_1) / \delta_f \end{aligned} \right\} (30)$$

となる。但し添字はそれぞれ第1層・第2層モードである
 ことを示す。(付録 A1-2 参照)

さらに、(30)式を (19)式に代入して

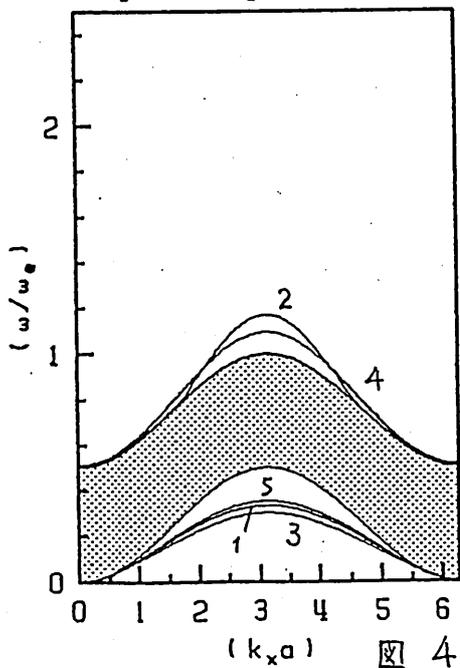
$$\left. \begin{aligned} \omega_N(1) &= \frac{3}{2} \epsilon_1 \\ \omega_N(2) &= \frac{3}{2} (1 + \epsilon_1) \end{aligned} \right\} (31)$$

を得る。

最後に (100)面、(110)面、(111)面について、分散
 関係を通常の ω - k ダイアグラムに描き直したのが、
 図 4 ~ 16 である。(100)面において、 $\epsilon_1 = 1.5$, $\epsilon_{11} = 1.5$
 および $\epsilon_1 = 2.5$, $\epsilon_{11} = 1.5$ のとき、第1層モードと第
 2層モードが縮退している場合があるのは、興
 味深い。

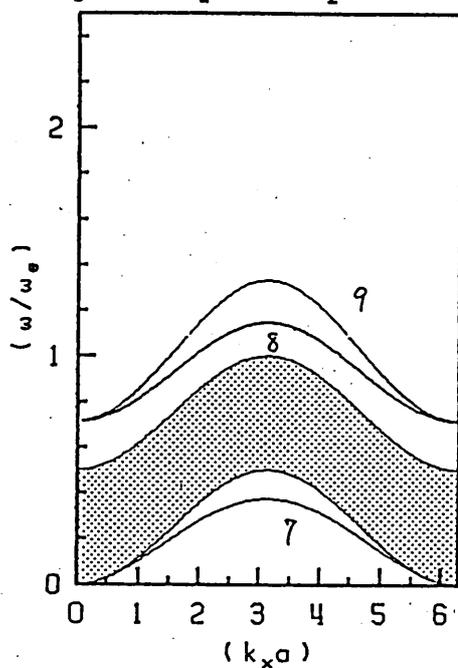
Dispersion curves for the (100) surface

$\omega_0 = 8JS; k_z a = 0.0 \pi$



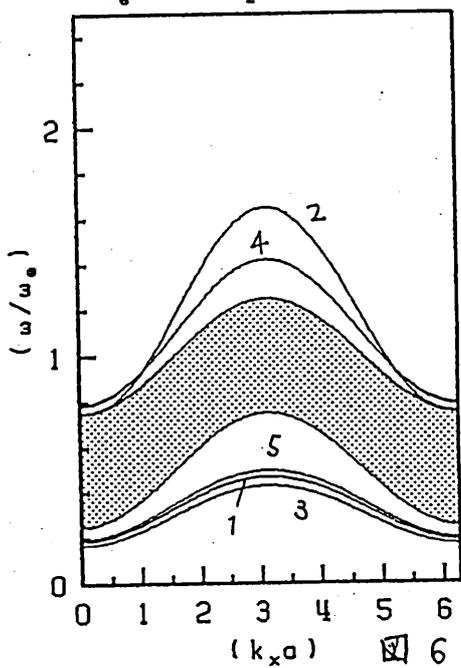
Dispersion curves for the (100) surface

$\omega_0 = 8JS; \epsilon_1 = 2.5; k_z a = 0.0 \pi$



Dispersion curves for the (100) surface

$\omega_0 = 8JS; k_z a = 0.50\pi$



5

	ϵ_1	ϵ_{11}	MODE
1.	1.0	0.5	1
2.	1.0	2.0	1
3.	0.5	0.5	1
4.	1.5	1.5	1,2
5.	1.5	0.5	1
6.	0.5	1.5	1
7.	2.5	0.5	1
8.	2.5	0.5	2
9.	2.5	1.5	1,2

Dispersion curves for
the (100) surface
 $\omega_0 = 8JS: \epsilon_1 = 2.5 \quad k_z a = 0.50\pi$

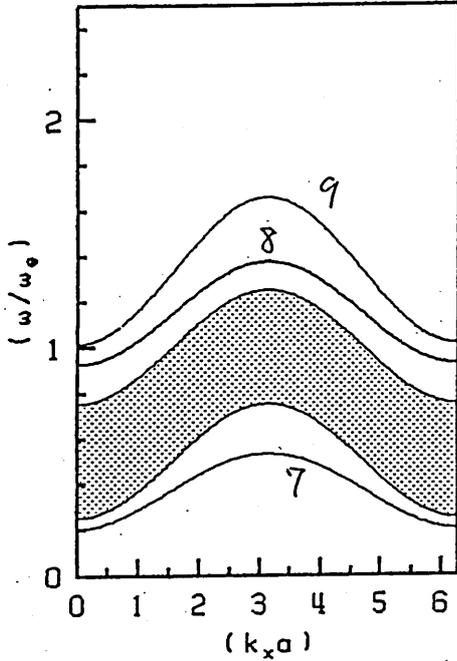


图 7

Dispersion curves for
the (100) surface
 $\omega_0 = 8JS: k_z a = 1.00\pi$

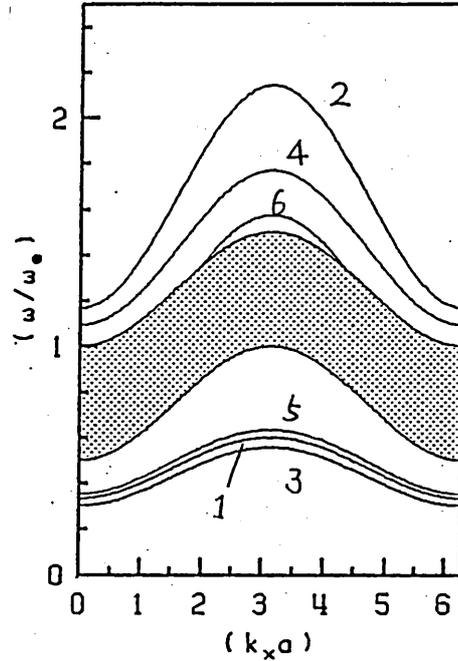


图 8

Dispersion curves for
the (100) surface
 $\omega_0 = 8JS: \epsilon_1 = 2.5 \quad k_z a = 1.00\pi$

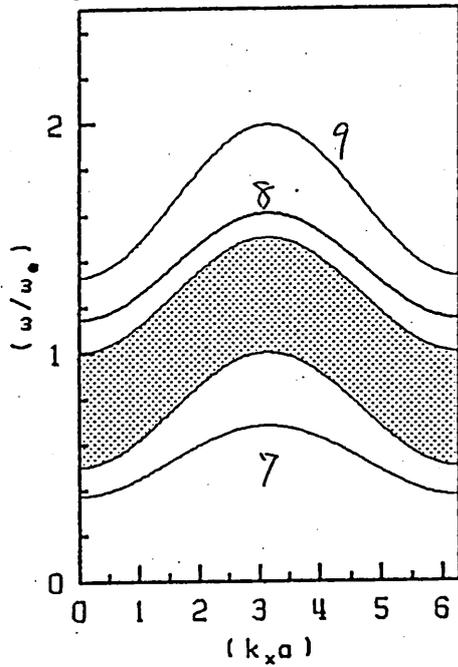
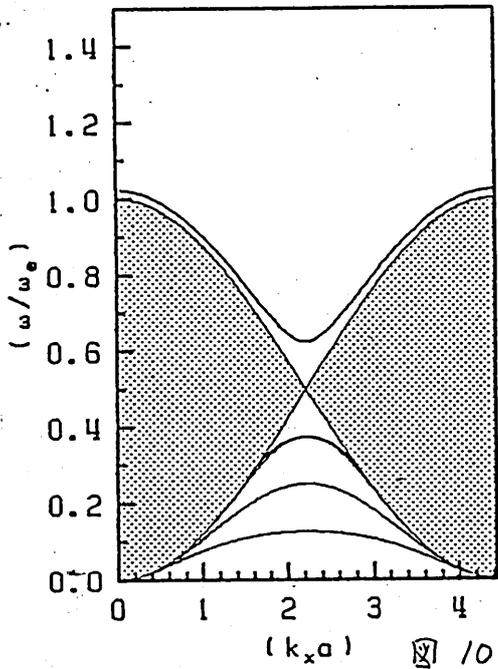
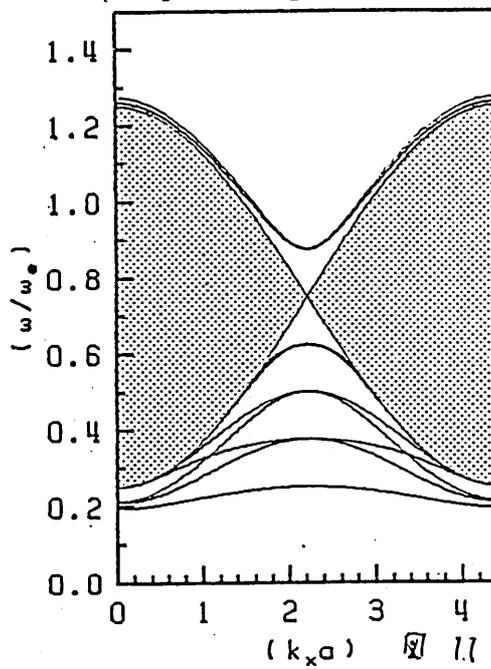


图 9

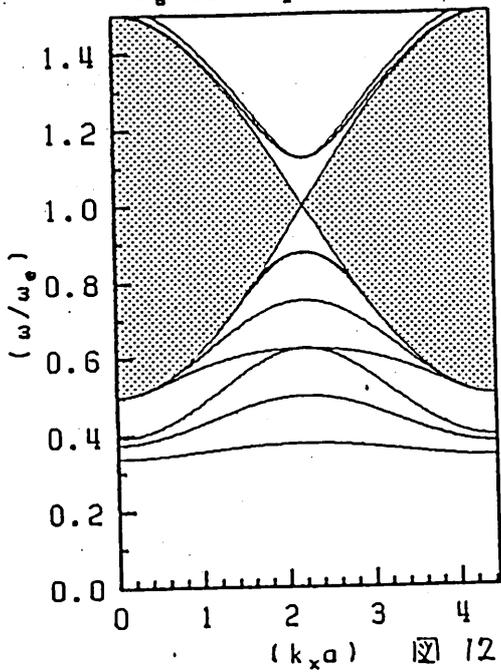
Dispersion curves for
the (110) surface
 $\omega_e = 8JS; k_z a = 0.0 \pi$



Dispersion curves for
the (110) surface
 $\omega_e = 8JS; k_z a = 0.50 \pi$

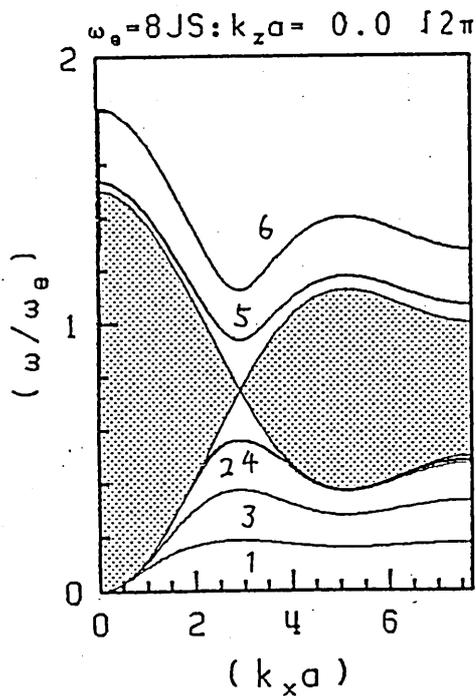


Dispersion curves for
the (110) surface
 $\omega_e = 8JS; k_z a = 1.00 \pi$



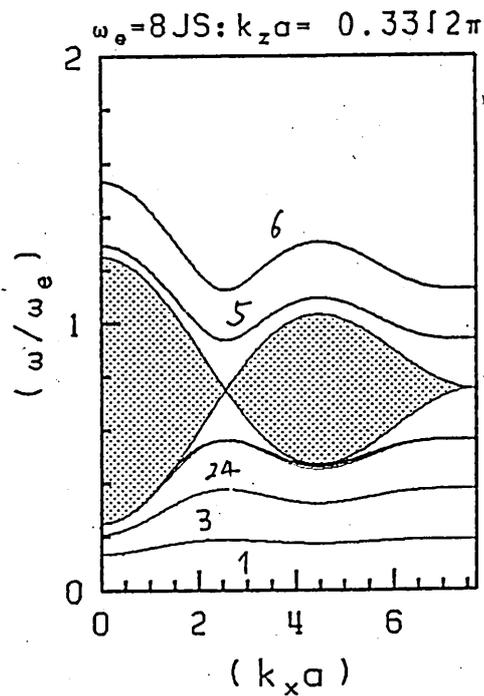
	ϵ_{\perp}	ϵ_{\parallel}	MODE
1.	1.0	0.5	1
2.	1.0	1.0	1
3.	1.0	1.5	1
4.	0.5	0.5	1
5.	0.5	0.5	2
6.	0.5	7.0	1
7.	0.5	7.0	2
8.	7.5	0.5	1
9.	7.5	0.5	2
10.	1.5	7.0	1
11.	1.5	7.0	2

Dispersion curves for the (111) surface



13

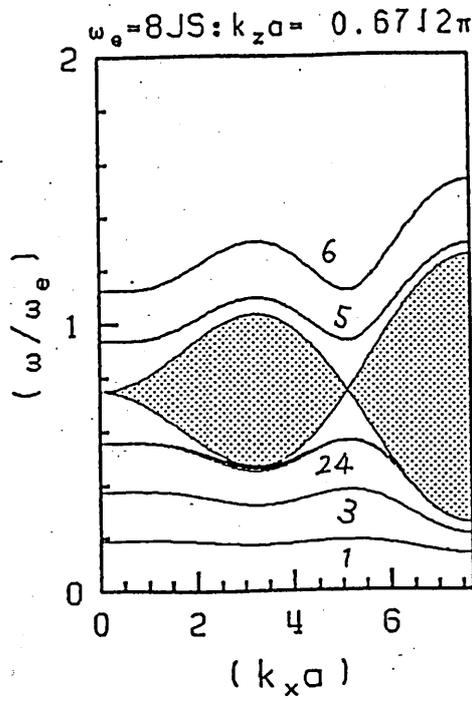
Dispersion curves for the (111) surface



14

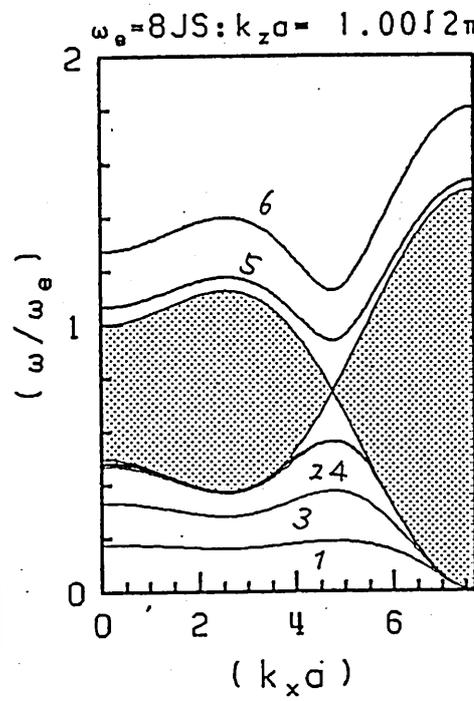
	ϵ_1	MODE
1.	0.5	1
2.	0.5	2
3.	1.0	1
4.	1.5	1
5.	1.5	2
6.	2.0	2

Dispersion curves for the (111) surface



15

Dispersion curves for the (111) surface



16

4. 結論

de Wames と Wolfram の理論を適用することにより、磁気的単純立方格子の(111)面を伝搬する表面スピン波の分散関係式及び固有ベクトルを求めた。(111)面では最近接原子間の交換相互作用のみを考えた場合、同一層内でのつながりが無い為、 $\epsilon_2=0$ としたときの第1層モードは存在しない。

(111)面の z 軸と(110)面の z 軸が一致する様に座標を選ぶことができる。この場合軸方向に伝搬する平面波モードは一致する。同様に、(100)面の x 又は z 軸と(110)面の z 軸を共通に選んだ場合、その軸方向に伝搬する平面波モードは一致する。

(100)面で第1層モードと第2層モードが縮退している場合がある。

5. 参考文献

- (1) R. E. de Wames, and T. Wolfram, *Phys. Rev.*, 185, (1969), 720.

(2). I. M. Gel'fgat, and E. S. Syrkin, Sov. J. Low. Temp. Phys., 3, (1977), 437.

付録

A1-1 δ_q の導出

(11)面を表面とした場合には、 $Z_{11} = 0, Z_1 = 3$ であるから、(10)式、(12)式はそれぞれ次の様になる。

$$-(2 \cos \theta) \delta_{k_{11}}^{(2)} Z_1 = \omega / JS - 2 Z_1 \quad (A-1)$$

$$\left. \begin{aligned} d_{11} &= -(2 - \epsilon_1) / \delta_{k_{11}}^{(1)} \\ d_{12} &= 1 - \epsilon_1 \\ d_{22} &= (\epsilon_1 - 1) / \delta_{k_{11}}^{(2)} \\ \epsilon_1 &= J_1 / J \end{aligned} \right\} \quad (A-2)$$

(A-1), (A-2)式はそれぞれ(10), (12)式において、

$\delta_{k_{11}}^{(1)} = 1$ としても得られる。

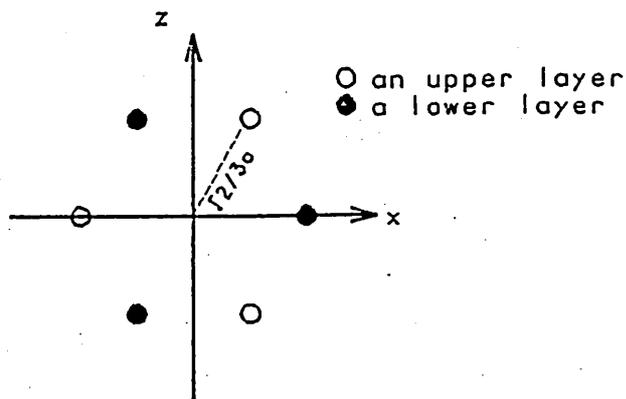


図 A-1 隣接層の最近接原子の正射影

図 A-1 は、いま注目している原子を原点にとり、その隣接層の最近接原子を同層内に正射影したときの様子を示している。(13)式より、 $\delta_{R_{11}}^{(2)}$ は

$$\begin{aligned} \delta_{R_{11}}^{(2)} &= \frac{1}{2Z_1} \sum_{\Delta_{11}^{(2)}} \exp[ik_{11} \cdot \Delta_{11}^{(2)}] \\ &= \frac{1}{6} \left\{ \exp[i\sqrt{\frac{2}{3}}k_x a] + \exp[-i\sqrt{\frac{2}{3}}k_x a] + \exp[i(\sqrt{\frac{1}{6}}k_x a + \sqrt{\frac{1}{2}}k_z a)] \right. \\ &\quad + \exp[i(\sqrt{\frac{1}{6}}k_x a - \sqrt{\frac{1}{2}}k_z a)] + \exp[i(-\sqrt{\frac{1}{6}}k_x a + \sqrt{\frac{1}{2}}k_z a)] \\ &\quad \left. + \exp[i(-\sqrt{\frac{1}{6}}k_x a - \sqrt{\frac{1}{2}}k_z a)] \right\} \\ &= \frac{1}{3} \left\{ \cos(\sqrt{\frac{2}{3}}k_x a) + 2 \cos(\sqrt{\frac{1}{6}}k_x a) \cos(\sqrt{\frac{1}{2}}k_z a) \right\} \quad (A-3) \\ &= \delta_q \end{aligned}$$

となる。

A1-2 $\delta_q \rightarrow 0$ の場合の分散関係式

$\delta_q \rightarrow 0$ のときには、(19)式から、(17)式が A/δ_q 又は $A\delta_q$ の形の解をもたねばならない。いま

$x = A/\delta_q$ として (17)式に代入すると

$$\frac{1}{\delta_q^2} [A^3 + (2\epsilon_1 - 3)A^2 + (1 - \epsilon_1)(2 - \epsilon_1)A] + \frac{1}{\delta_q} [(1 - \epsilon_1)A + (\epsilon_1 - 1)] = 0 \quad (A-4)$$

となる。 $\delta_q \rightarrow 0$ の場合を考えているので、(A-4)式の左辺第2項は第1項に比べて無視できる。従って

$$A = (1 - \epsilon_1) \quad \text{または} \quad (2 - \epsilon_1) \quad (A-5)$$

すなわち.

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= (2 - \epsilon_1) / \gamma_f \\ x_2 &= (1 - \epsilon_1) / \gamma_f \end{aligned} \right\} \quad (A-6)$$

を得る.

$x = A\gamma_f$ とした場合には同様にして $A = 2 - \epsilon_1$ となる。

A2-1 (100)面の表面スピン波

(100)面を表面としたときには、(16)式は、

$$x^3 + bx^2 + cx + d = 0 \quad (A-7)$$

こゝに、

$$\left. \begin{aligned} b &= -(3 - 2\epsilon_1) - 4\Lambda_f(1 - \epsilon_{11}) \\ c &= (1 - \epsilon_1)[3 + 4\Lambda_f(1 - \epsilon_{11})] \\ d &= \epsilon_1 - 1 \end{aligned} \right\} \quad (A-8)$$

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_f &= 1 - \gamma_f \\ \gamma_f &= \frac{1}{2}(\cos k_x a + \cos k_z a) \end{aligned} \right\} \quad (A-9)$$

さらに(10)式は、

$$\left. \begin{aligned} \omega_N &= 2\Lambda_f + 1 - \frac{1}{2}\left(x + \frac{1}{x}\right) \\ \omega_N &= \omega / 2JS \end{aligned} \right\} \quad (A-10)$$

となる。

(A-7)式の解のうち $|x| \geq 1$ であるものを(A-10)式

に代入して $\epsilon_1, \epsilon_{11}$ が種々の値をとる時の表面スピノ波の分散関係を求めることができる。

バルク波モードは、(A-10)式に $x + \frac{1}{x} = 2 \cos k_y a$ を代入して

$$\omega_N^{(B)} = 3 \left[1 - \frac{1}{3} (\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \right] \quad (A-11)$$

となる。

A2-2 (110)面の表面スピノ波

(110)面を表面としたときには (16)式は

$$x^3 + e x^2 + f x + g = 0 \quad (A-12)$$

zに

$$\left. \begin{aligned} e &= -[(3-2\epsilon_1) + \Lambda_z(1-\epsilon_{11})] / \delta_z \\ f &= 1 - \epsilon_1^2 + [\Lambda_z(1-\epsilon_{11}) + (2-\epsilon_1)](1-\epsilon_1) / \delta_z^2 \\ g &= (\epsilon_1 - 1) / \delta_z \end{aligned} \right\} (A-13)$$

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_z &= 1 - \delta_z \\ \delta_z &= \cos(k_z a) \\ \delta_x &= \cos(k_x a / \sqrt{2}) \end{aligned} \right\} (A-14)$$

となる。表面スピノ波の分散関係式は (A-12)式の解のうち $|x| \geq 1$ のものを

$$\omega_N = \Lambda_z + 2 - \delta_x \left(x + \frac{1}{x} \right) \quad (A-15)$$

に代入することにより求まる。

バルク波モードは (A-15) 式より。

$$\omega_N^{(B)} = 3 \left\{ 1 - \frac{1}{3} [2 \cos(\frac{\sqrt{2}}{2} k_x a) \cos(\frac{\sqrt{2}}{2} k_y a) + \cos(k_z a)] \right\} \quad (A-16)$$

で与えられる。x軸方向に伝搬する平面波の分散関係は、(A-16)式に $k_z = k_y = 0$ を代入して。

$$\omega_N = 2 [1 - \cos(k_x a / \sqrt{2})] \quad (A-17)$$

となる。(A-17)式は(25)式で z を x におき換えたものに一致する。

同様に、(110)面の z 軸と、(100)面の x 又は z 軸が一致する様に座標を選ぶことができ、このときも(110)面の z 方向に伝搬する平面波モードと(100)面の x 又は z 方向に伝搬する平面波は一致する。

輻射科学研究会資料

RS83-19

液相エピタキシャル法による

磁気光学導波路の作成 (II)

—— チャネル導波路 ——

岡 村 康 行

植 田 健 司

菊 地 哲 也

犬 塚 博 誠

山 本 錠 彦

(大阪大学 基礎工学部)

昭和59年2月17日

液相エピタキシャル法による磁気光学導波路の作成 (II)

—— チャネル導波路 ——

岡村 康行, 植田 健司, 菊地 哲也

犬塚 博誠, 山本 錠彦

(大阪大学 基礎工学部)

1. まえがき

チャネル化された誘電体光導波路は, 光集積回路系における各素子間の結合や能動素子の低電力動作を行なう上で重要であり, これまでには, 電気光学効果を示す Ti 拡散 $LiNbO_3$ 導波路 [1] や $GaAs$ 導波路 [2] が作成されており, たとえば, 2つの Y 分岐回路を組み合わせたマツハ・ツェンダー形回路素子を応用したスイッチ [3] や センサー [4], 論理回路 [5] などチャネル導波路を積極的に利用したデバイスや消費電力 $1.7 \mu W / MHz / rad$ の低電力駆動位相変調器 [6] が報告されている。しかしながら, 非相反回路を構成する上で不可欠な磁気光学導波路のチャネル化は, あまり試みておられず, 僅かに安

藤ら〔7〕による Ar レーザ とリソ酸 とを併用したレーザエッチング法による YIG 薄膜の選択エッチの作成例だけである。しかし、導波路幅は $100\mu\text{m}$ と広く、又、導波実験は行なわれていないようである。この種の磁性体材料には、 LiNbO_3 導波路における金属 Tc のような拡散源が見当たらず、埋め込み形導波路の作成は困難であり、チャンネル導波路としてはリッジ形やリブ形、ストリップロード形〔8〕となる。従って、チャンネル形磁気光学導波路作成には、薄膜作成とエッチング技術の確立が不可欠となる。薄膜作成については、従来から多く報告されている〔9〕が、エッチングについては、上記の報告例以外見当たらないのが現状である。

本報告では、液相エピタキシャル法により成長させた YIG 単結晶薄膜導波路のチャンネル化を試みてみる。チャンネル導波路としてはリブ形導波路を取り上げ、エッチング法は、イオン源がアルゴンガスであるイオンミリングによるドライエッチ法を用いた。一本の真直な導波路およびマッハ・ツェンダー形回路を作成し、赤外光によ

る導波実験より、各導波路の導波の確認を行なっている。

1. チャンネル導波路

誘電体光導波路のチャンネル化には、埋め込み形やリッジ形、リブ形、ストリップロード形〔8〕など数々の形式が考えられる。磁気光学効果を示す材料は、現在のところ

主にYIG系のフェリ磁性ガーネットであるが、

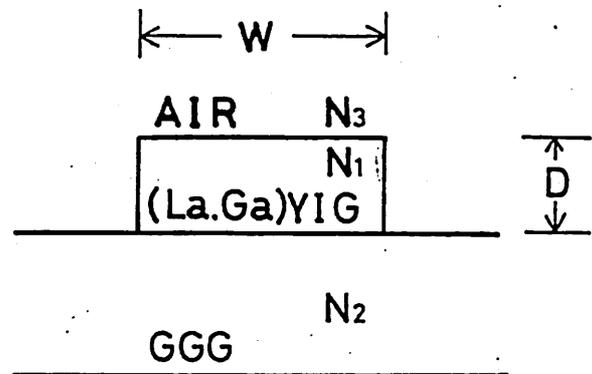
適当な拡散源が存在せず、従って埋め込み形導波路を形成する

ことは困難であると考えられる。ここでは

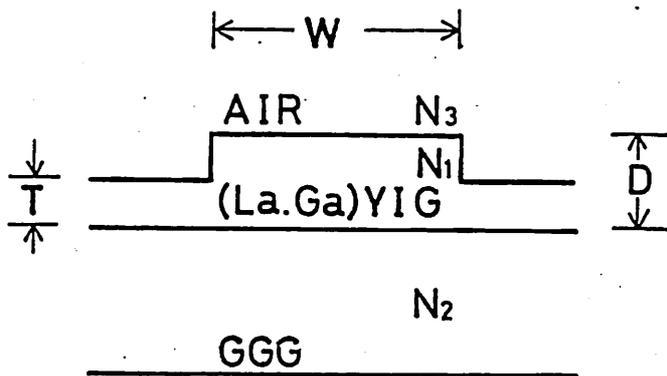
作成が可能であると思われるリッジ形とリブ

形導波路について、YIG薄膜/GGG基板

を基本とした系を考察



(a) リッジ形



(b) リブ形

図1 チャンネル導波路の断面

する。

図1 (a), (b)は, こゝで取り扱うリッジ形, リブ形導波路の断面形状である。導波部は共にYIGであり, Gが基板となっている。導波路部の厚さはD, 幅はWであり, リブ形ではチャンネル部以外のYIGの膜厚をTとする。Tをゼロにすれば, リブ形はリッジ形となる。

まず, YIG膜が一様であるスラブ導波路の特性を調べる。図2は, 等価屈折率 (伝搬定数 / 真空中の波数)

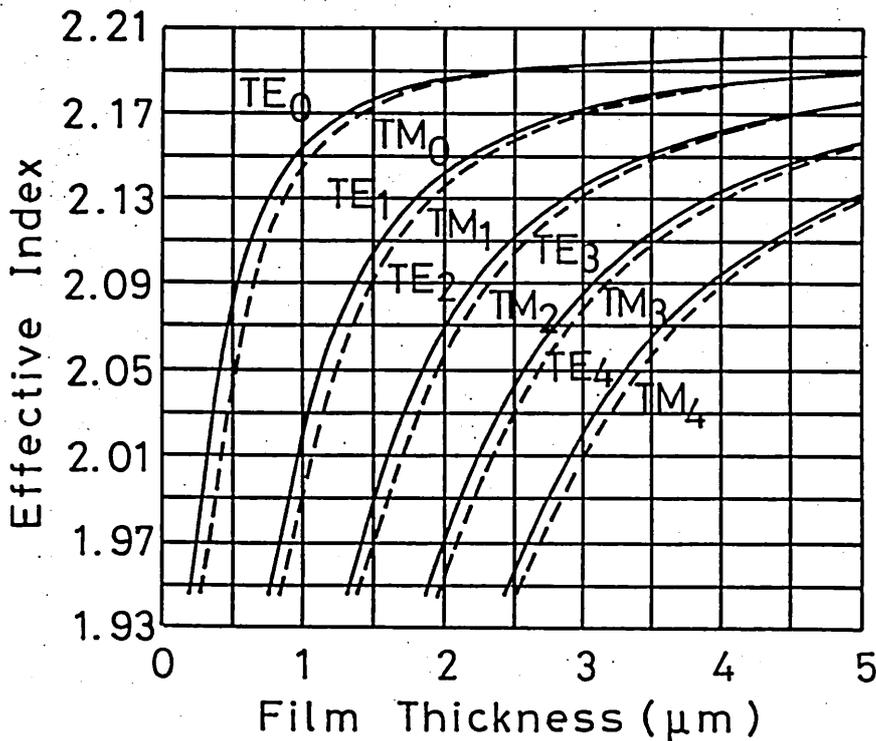
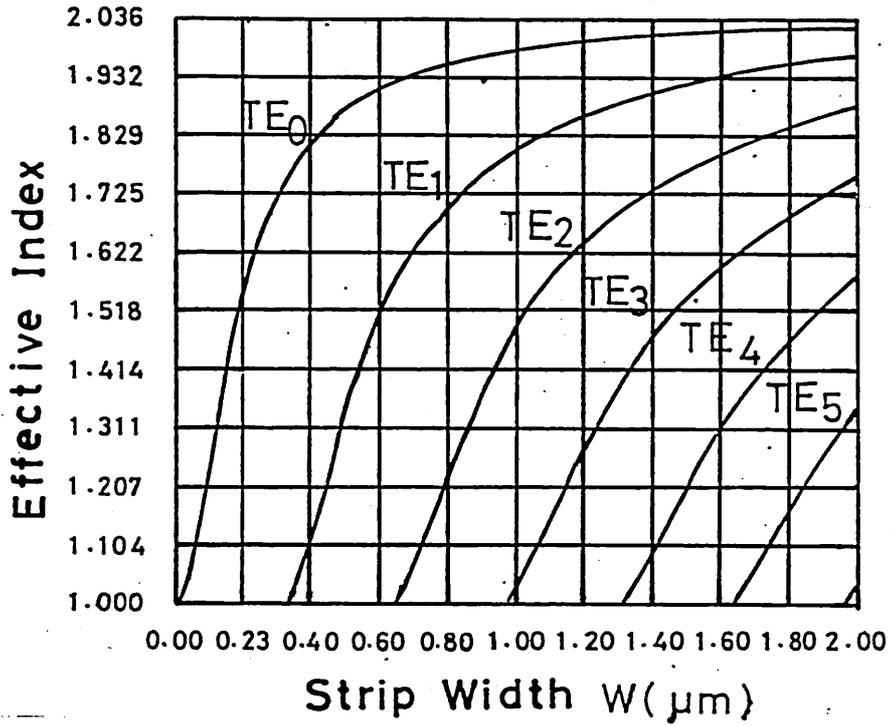
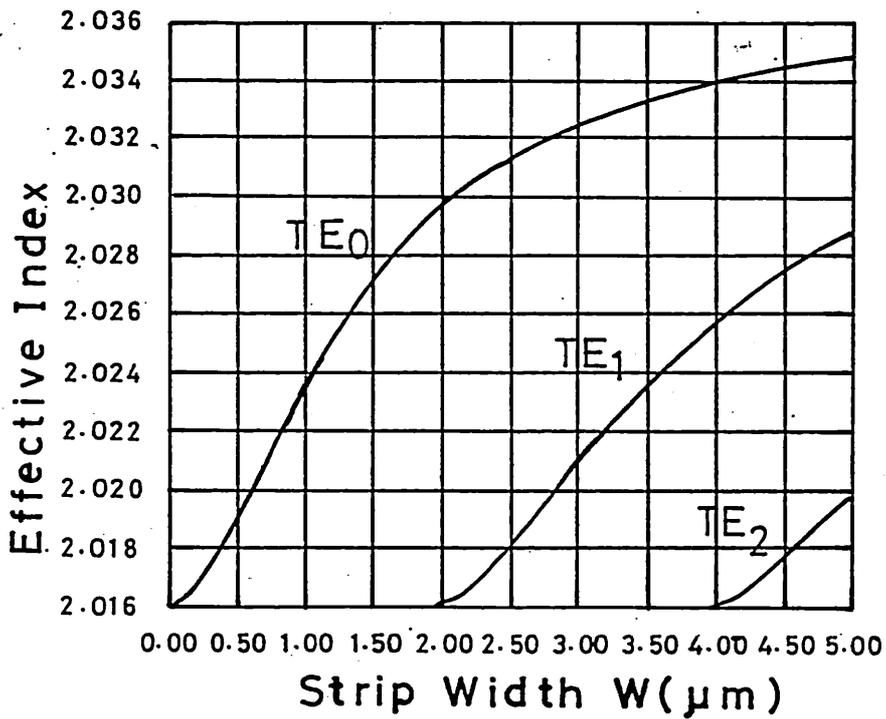


図2 YIG/GGG スラブ導波路の伝搬定数と膜厚との関係

と膜厚との関係を示したものである。ただし、動作波長は $1.15\mu\text{m}$ であり、YIGの屈折率を2.195, GGGのそれを1.945とする。図より、単一モード動作を得るには、TEモードについては膜厚を $0.75\mu\text{m}$ 以下に、TMモードについては $0.85\mu\text{m}$ 以下にする必要があることがわかる。次に、簡単のために等価屈折率法より求めたリッジ形およびリブ形導波路のガイド幅に対する実効屈折率を図3に示す。ただし、膜方向に単一モード動作を得るために、 D を $0.5\mu\text{m}$ とし、又、 T を $0.45\mu\text{m}$ とした。横方向単一モード動作には、リッジ形ではガイド幅を $0.3\mu\text{m}$ 以下にする必要があるのに対し、リブ形では $2\mu\text{m}$ 以上よい。この様にリブ形導波路ではリブの高さを制御することによって、実効的に導波路幅を広く、さらに、導波路側壁の不整の影響も緩和することもでき、製作上有利である。



(a) リッジ形 ($D = 0.5 \mu\text{m}$)



(b) リド形 ($D = 0.5 \mu\text{m}$, $T = 0.45 \mu\text{m}$)

図 3 チヤネル導波路の分散曲線

3. YIG単結晶薄膜の作成と特性

磁気光学材料として磁化ベクトルが膜面内に向く La, Ga 置換 YIG ($Y_{3-x}La_xFe_{5-y}Ga_yO_{12}$) を取り上げ、 $PbO + B_2O_3$ 系フラックスを用いた等温成長ディップ法と相エピタキシャル法 [9] により、単結晶基板上に薄膜を成長させた。基板には、直径 32 mm, 厚さ 0.5 mm

表1 YIG結晶成長に用いたメルト組成と各成分間のモル比

	COMPONENT	WEIGHT(g)	
GARNET COMPOSITION	Y ₂ O ₃	1.402	5-N
	Fe ₂ O ₃	14.194	5-N
	La ₂ O ₃	0.391	5-N
	Ga ₂ O ₃	0.340	5-N
FLUX COMPOSITION	PbO	200.000	5-N
	B ₂ O ₃	4.902	5-N

MOLAR RATIO

$$R_1 = \frac{Fe_2O_3}{Y_2O_3 + La_2O_3} = 11.997$$

$$R_2 = \frac{Fe_2O_3}{Ga_2O_3} = 33.503$$

$$R_3 = \frac{PbO}{B_2O_3} = 10.750$$

$$R_4 = \frac{(GARNET COMPOSITION)}{(ALL MELT COMPOSITION)}$$

$$= 0.092$$

の $\langle 111 \rangle$ GGG ($Gd_3 Ga_5 O_{12}$) を用いた。表 1 に薄膜成長に用いたマルチ組成と各成分間のモル比を示す。

このマルチの場合、飽和温度は 980°C であった。

通常の X 線回折装置を用いて、成長した YIG 単結晶薄膜の結晶性および格子不整合を調べた。図 4 に 100 rpm の回転を基板に与えて結晶成長した膜の格子不整合の成

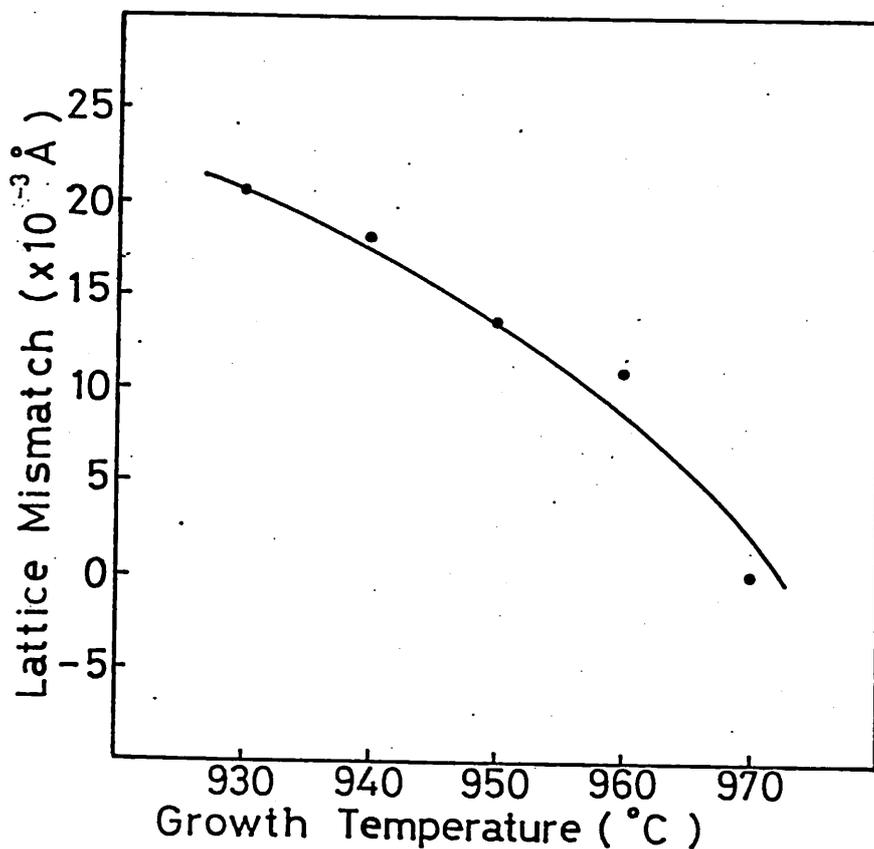


図 4 $(YLa)_3(FeGa)_5O_{12}$ 薄膜の格子不整合と成長温度との関係 (Lattice Mismatch = $a_s - a_f$, a_s : 基板の格子定数 ($=12.383 \text{ \AA}$), a_f : 膜の格子定数)

長温度依存性を示す。飽和温度から低くなるに従い、 γ - IG 膜の格子定数は小さくなり、 970°C 付近で基板と膜とが格子整合していることがわかる。

図5は、光学顕微鏡より求めた γ - IG 薄膜の膜厚の成長温度依存性である。ただし、この場合の結晶成長は、基板回転が 100 rpm 、成長時間は5分間である。 γ - IG 膜は成長温度に従って直線的に比例して薄く成長することがわかる。次に、いわゆる“Synchronous Angle 法” [10] によって求めた波長 $1.15\mu\text{m}$ での屈折率の成長温

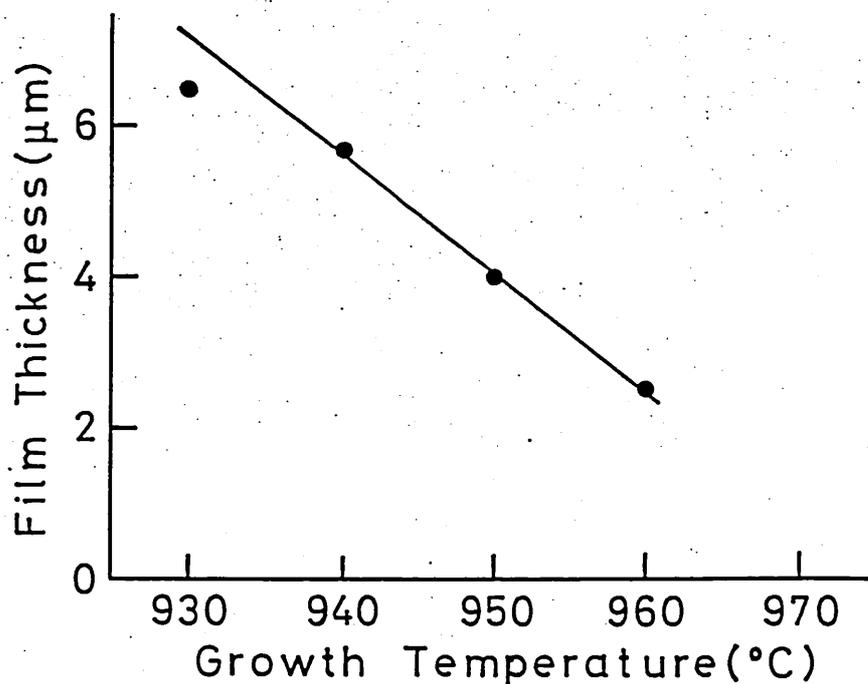


図5 $(\text{YLa})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 薄膜の膜厚と成長温度との関係

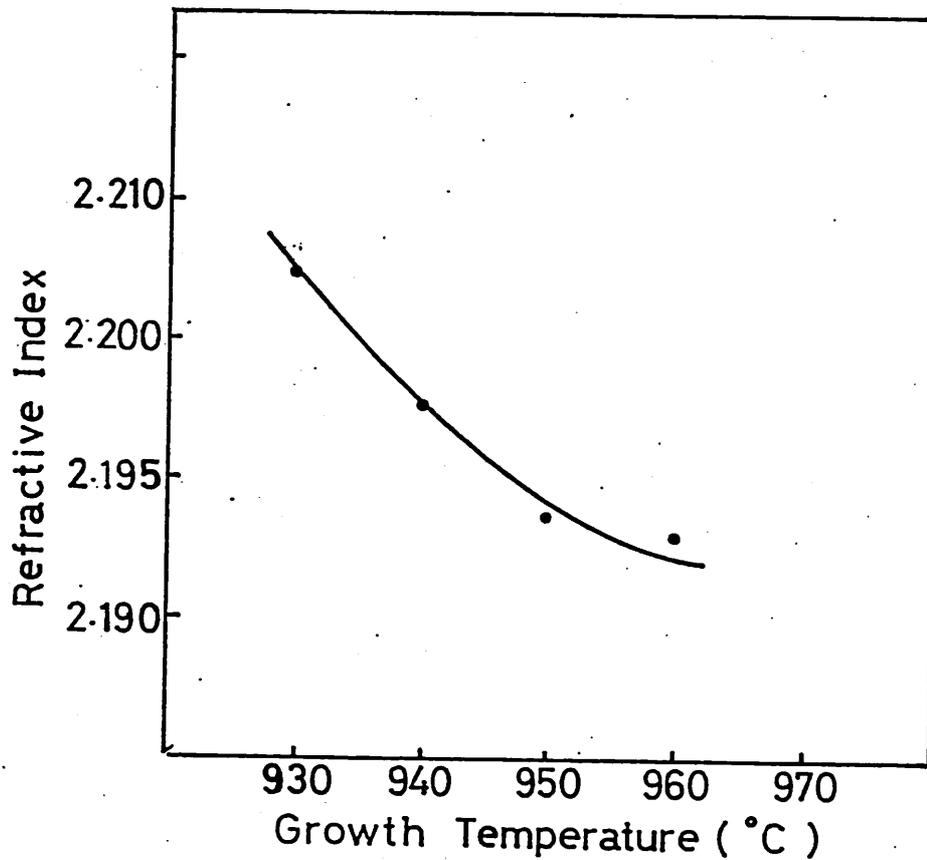


図6 $(YLa)_3(FeGa)_5O_{12}$ 薄膜の屈折率と成長温度との関係
(動作波長 = $1.15\mu m$)

度に対する変化を図6に示す。成長温度が低くなるに従い、YIGの屈折率は大きくなり、成長温度を変化させることにより、屈折率を0.01程度制御することができ
る。

最後に、X線マイクロアナライザー(XMA)によるYIG薄膜の組成分析を行なった。図7は、成長温度が

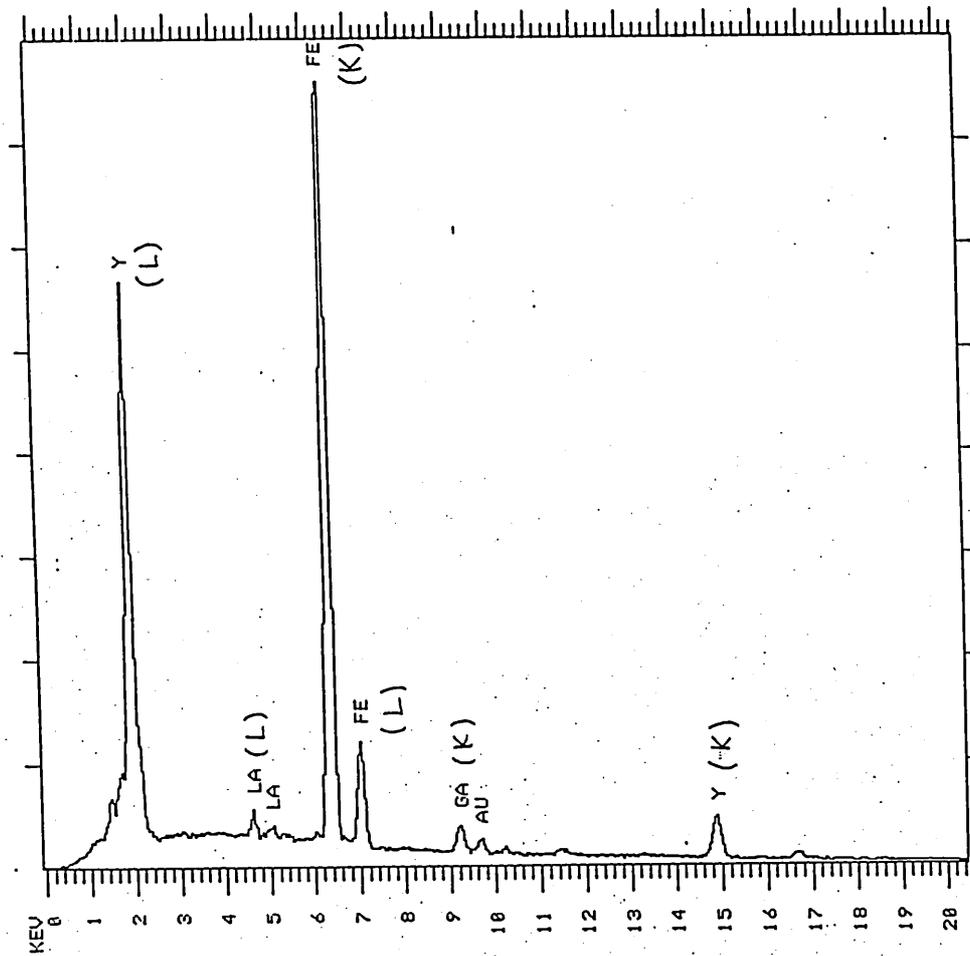


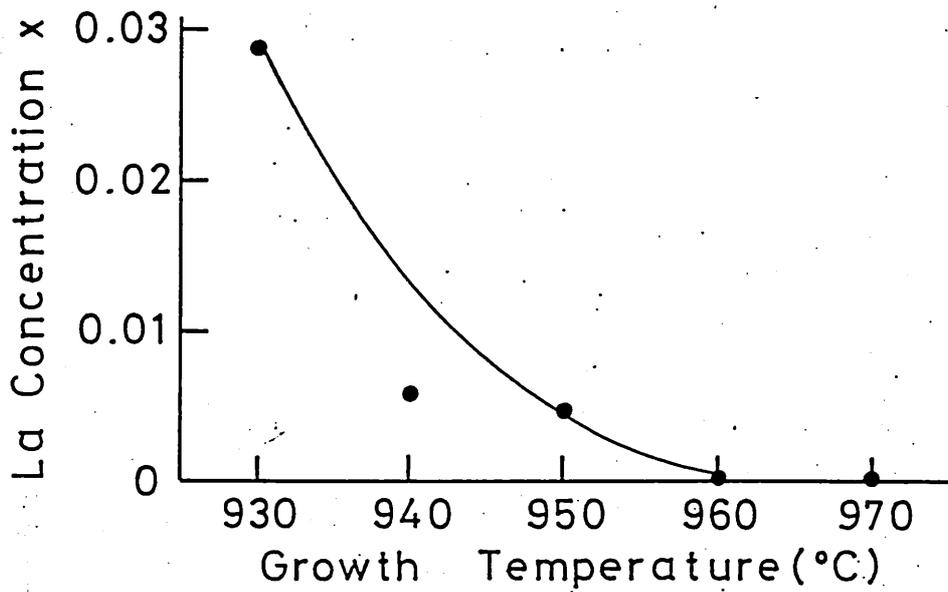
図7 $(YLa)_3(FeGa)_5O_{12}$ 薄膜のXMAスペクトル
(加速電圧 = 25 kV)

970°C の場合の YIG 薄膜の XMA スペクトルであり、
 Y (L-line, K-line), La (L-line), Fe (K-line,
 L-line), Ga (K-line) が同定できる。図中の Au の
 スペクトルは、チャージアップ防止のため YIG 膜上に
 コーティングした金によるものである。なお、フラック

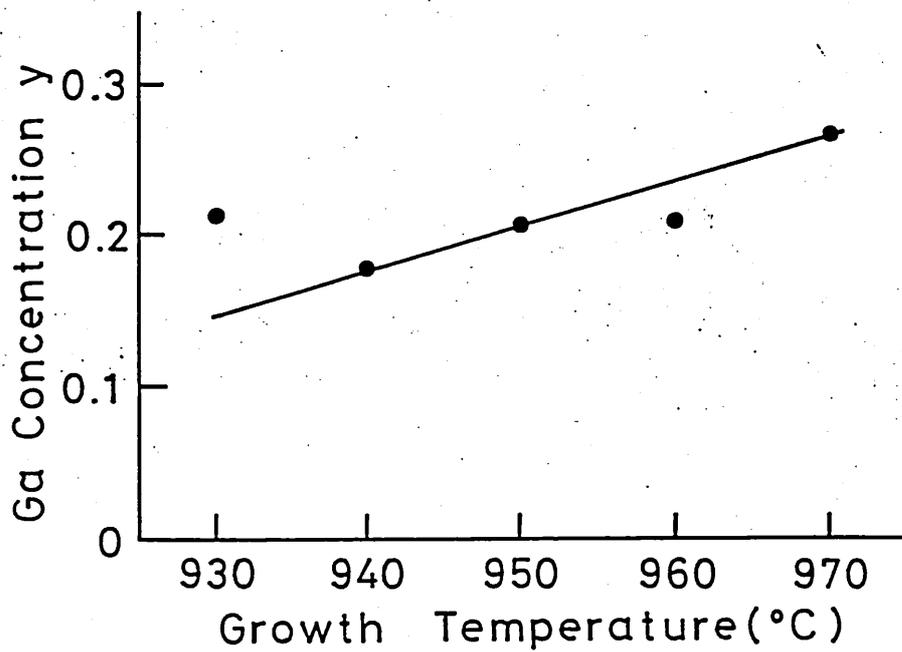
スおよびルツボ(白金製)からの混入が予想される Pb, Pt については, 微量のため今回用いた測定装置の検出限界外であった。それらの測定には原子吸光等の微量測定装置を用いる必要がある。XMA 半定量分析より求めた YIG 膜の組成の成長温度依存性は, 組成比を

$Y_{3-x} La_x Fe_{5-y} Ga_y O_{12}$ とした場合, 図 8 のようになる。

La は成長温度が低くなるに従い結晶中に多く取り込まれ, 逆に Ga は少なくなる。これは La と Ga の偏析係数の符号が逆 [1] になるためであり, 格子定数, 屈折率の成長温度に対する変化は, La , Ga の成長温度依存性によって説明される。



(a) ランタム組成



(b) ガリウム組成

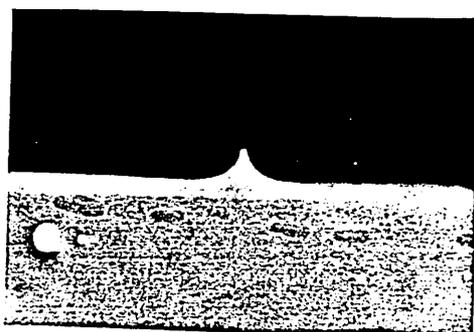
図8 $Y_{3-x}La_xFe_{5-y}Ga_yO_{12}$ 薄膜の $La(x)$, $Ga(y)$ 組成の成長温度依存性

4. リブ形導波路の作成と導波特性

ここでは、導波路側壁不整の影響をある程度軽減できると考えられるリブ形導波路を、液相エピタキシャル法により成長させた $(\text{Lu}, \text{Ga}) \text{YIG}$ 薄膜上にドライエッチング法を用いて作成し、その導波特性を求めた。

4.1 エッチング法

YIG に対するエッチングを、ウエット法、ドライ法について調べた。ウエット法については、熱リン酸のみが YIG に対して有効である。しかし、そのエッチレートは非常に速く、 270°C において $3000 \text{ \AA}/\text{sec}$ になる。そのため、制御が困難となり、さらに図9に示すようにサイドエッチが激しくなる。ただし、図9(a)は断面、(b)は平面の光学顕微鏡写真であり、ガイド幅がミ



(a) 断面



(b) 平面

図9 熱リン酸による YIG 膜のエッチング

クロンオーダであるような導波路作成には不適當である。
ただし、ガイド幅が $10\ \mu\text{m}$ 以上の導波路作成には用い
ることができるとであろう。

ドライ法に用いたのは、アルゴンイオン源としたイオ
ンミリングによるエッチングを試み、導波路作成の際必
要な材料のエッチレートを求めた。真空度 $0.02\ \text{Pa}$ 、加
速電圧 $500\ \text{V}$ 、ビーム電流 $1\ \text{mA}/\text{cm}^2$ とした場合、
エッチレートは、 $\text{Cr}: 50\ \text{\AA}/\text{min}$ 、 $\text{Ti}: 30\ \text{\AA}/\text{min}$ 、
 $\text{YIG}: 50\ \text{\AA}/\text{min}$ であった。 Cr 、 Ti はマスク材と
して用いることができ、制御もし易いことがわかった。

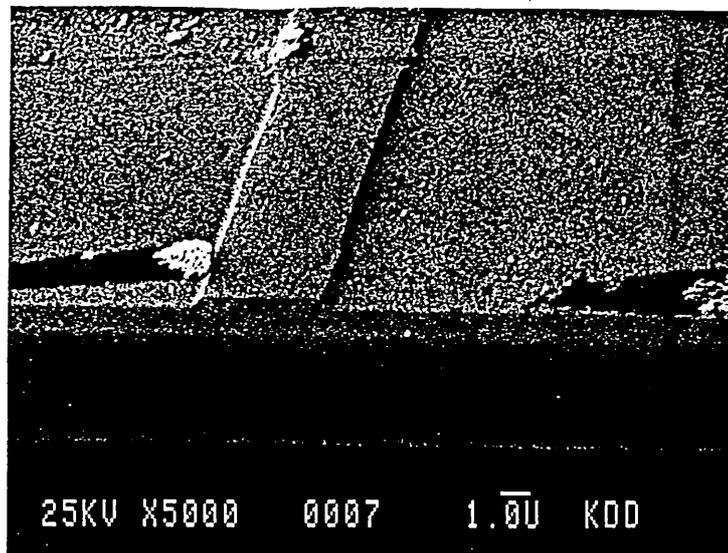


図10 (a) Cr をマスクとした場合のイオンミリング
による YIG 膜のエッチ面

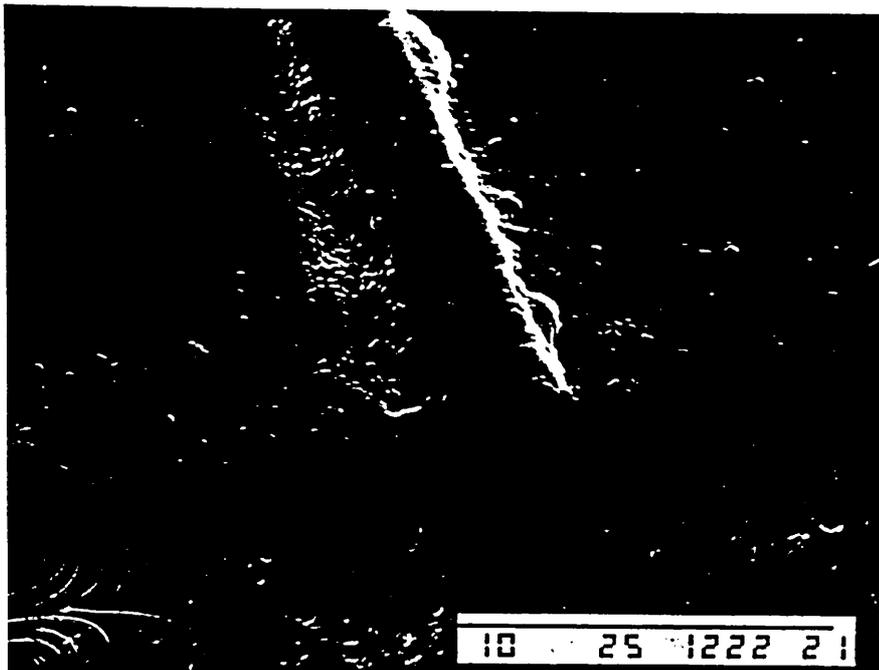


図10(b) Ti をマスクとした場合のイオンミリングによるYIG膜のエッチ面

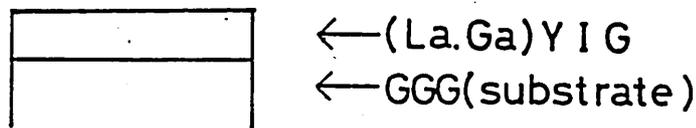
図10(a)はCrをマスク材とした場合、(b)は Ti をマスク材とした場合のYIGのエッチ面である。側壁はCrの方が滑らかであるが、YIGのエッチレートと同じであるため、リブの高さを高くすることができない。この場合には Ti を用いた方がよい。

4.2 直線導波路

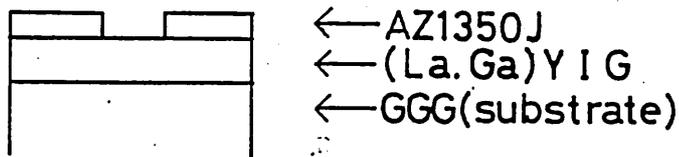
単一モード導波路(たとえば導波路厚 $0.5\mu m$, 幅 $1\mu m$)の作成には、現在のところ、マスクパターンおよびYIG

G単結晶薄膜の作成上、困難なため、今回は作成可能でありと思われるタモード直線導波路の作成を行なった。図11はリブ形導波路作成のプロセスを示したものである。マスク材は、リブの高さを高くすることができるともを用いた。

(1) LPE



(2) RESIST COATING and U.V EXPOSURE



(3) LIFT-OFF by METAL



(4) Ar ION-BEAM ETCHING

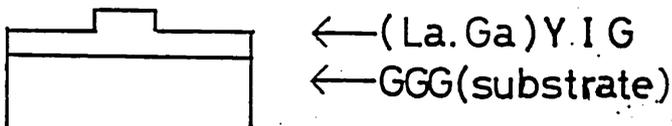


図11 リブ形導波路作成のプロセス

まずG/G基板の上に(La, Ga)YIG薄膜を結晶成長
し、シプレイマイクロポジット 1300-31 (AZ1350J)
レジストを $2\mu\text{m}$ 塗布し、ホトリソグラフィ法により、
長さ 20mm 、幅 $3\mu\text{m}$ の直線パターンを転写する。次に
Tiを $0.7\mu\text{m}$ スパッター蒸着し、リフトオフにより直
線部分だけにTiが残るようにする。そしてイオンミリ
ングによるエッチングを行ないリブ形導波路を作成する。
図12は作成過程(2)におけるレジスト・パターン、図
13はリフトオフ後のTiパターンのSEM写真である。

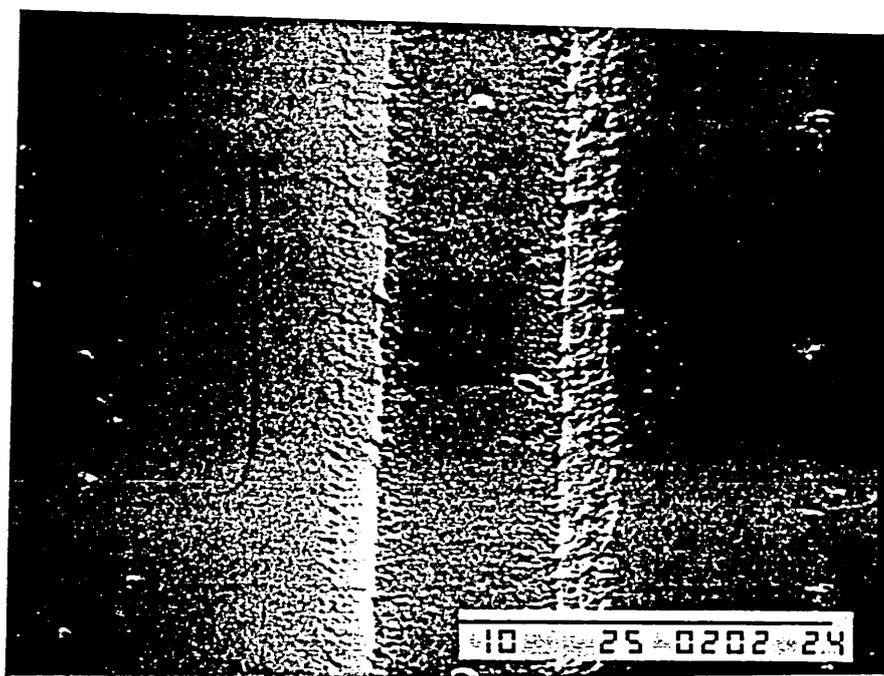


図12 レジスト・パターンのSEM写真

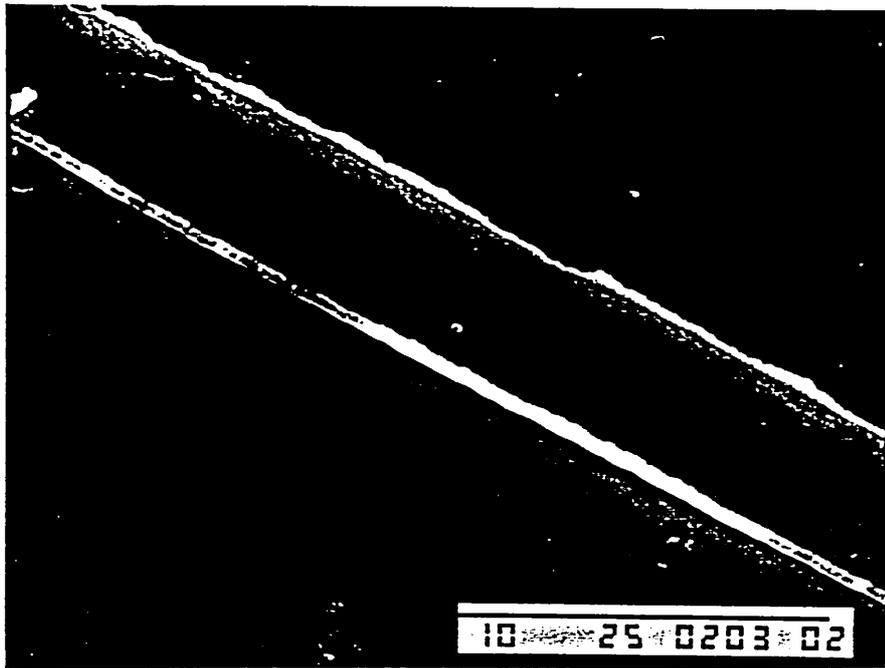
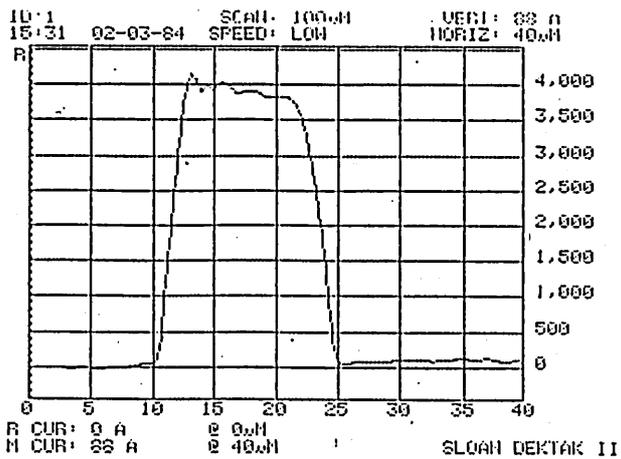
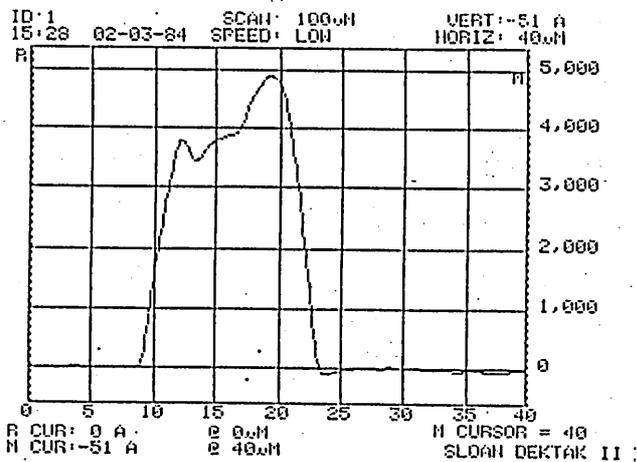


図13 Ti パターンのSEM写真

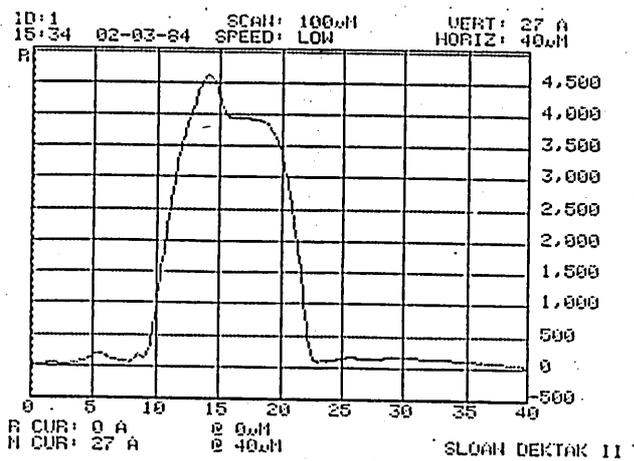
レジストが垂直に剥けないうえ、現在のところリフトオフ可能なTiの膜厚は $0.8\mu\text{m}$ 程度である。更に触針形膜厚計を用いてリフトオフ後のTiの膜厚の一様性を調べた結果を図14に示す。図は全長 8mm のTi直線パターンの両端と中央部の変化である。図中のだれは、触針形膜厚計の測定用針が曲率($R=25\mu\text{m}$)をもつために起こるものであり、実際はもう少し鋭くなる。図14よりTiは長さ方向に一様に蒸着されているが、エッジにはばりが生じている。これはリフトオフの際、レジスト



(a) 先端部



(b) 中央部



(c) 後端部

図14 Tiパターンの膜厚変化

除去時に生ずるものであり、レジスト・パターンを鋭く
する必要はある。

図15は作成したリブ形導波路のSEM写真である。
導波路側壁に不整が見られるが、リブ形であるため導波
にはあまり影響されない。膜厚計により測定したリブの
高さの距離依存性(全長 8mm)を示したのが図16で
ある。(a)、(c)は導波路入出力端、(b)は中央での測定
結果である。導波路幅 $4\mu\text{m}$ 、リブの高さ $0.685\mu\text{m}$ で

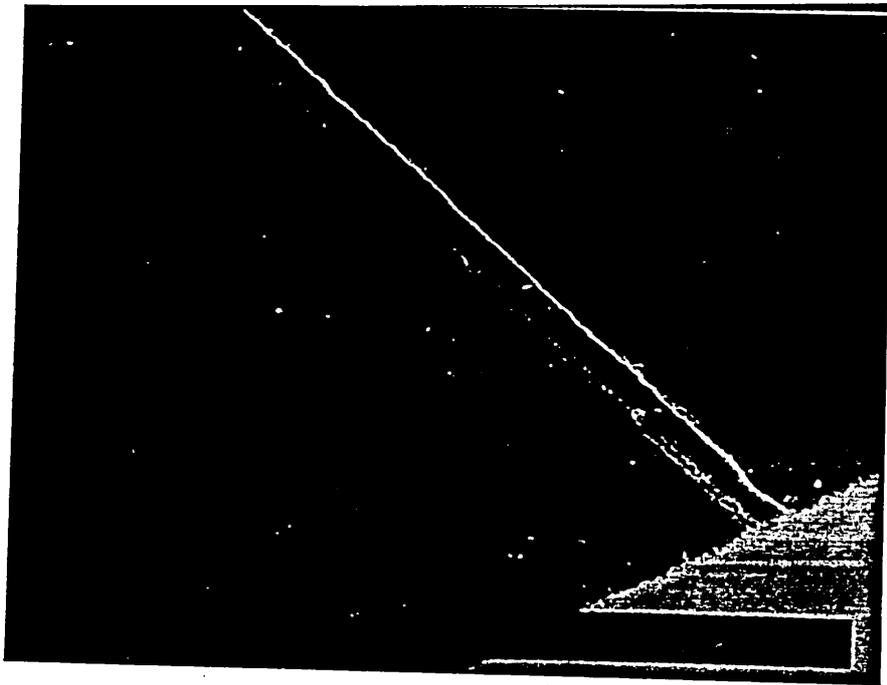
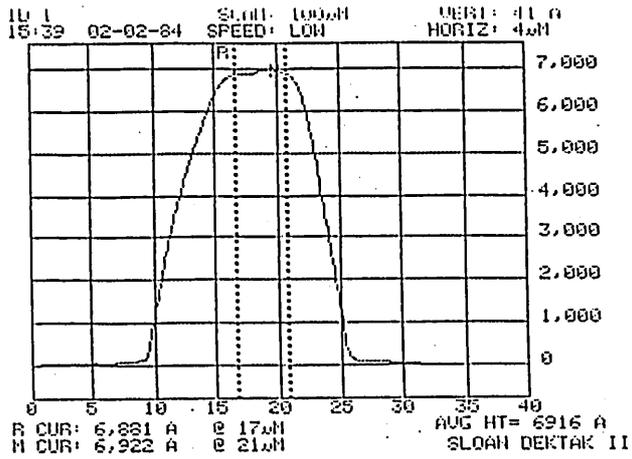
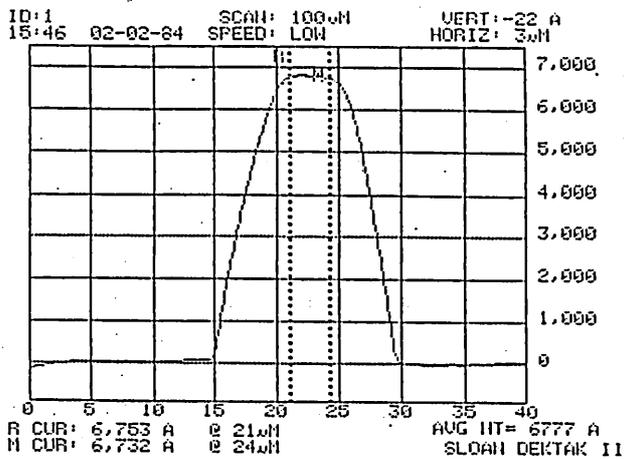


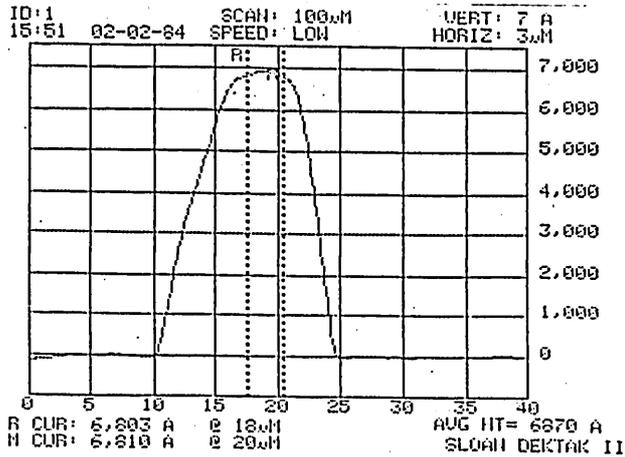
図15 リブ形導波路のSEM写真



(a) 入力端



(b) 中央部



(c) 出力端

図16 リブの高さの変化

ほぼ一様にエッチングされている。

次に赤外光による導波実験を行なった。用いた光源は波長 $1.15\mu\text{m}$ の He-Ne レーザおよび波長 $1.3\mu\text{m}$ の InGaAsP 半導体レーザである。対物レンズにより光学研磨された導波路端にレーザ光を入射し、ニアフィールドパターンを観察した。図17,18は、波長 $1.15\mu\text{m}$ のレーザ光を入射した場合の、導波路長 8mm 、導波路幅 $4\mu\text{m}$ 、導波路厚 $7\mu\text{m}$ 、リブの高さ $0.6\mu\text{m}$ のリブ導波路およびスラブ部からのニアフィールドパターンである。この場合、チャネルの効果はあまりなく、スラブ部は界が広がっている。又、スラブ部にのみ入射し

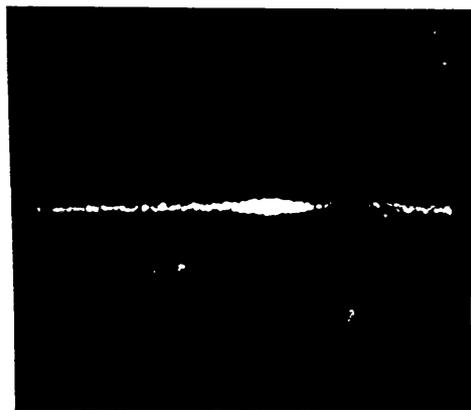


図17 リブ導波路からの出力パターン(波長 $= 1.15\mu\text{m}$)

しても導波し、イオンミリングによるYIG薄膜表面のダメージは少ないものと考えられる。図19は波長 $1.3\mu\text{m}$ のレーザ光を入射した場合のニアフィールドパターンである。動作波長が長いので、界が横方向に閉じ込められ、スポット状に見える。この効果は導波路形状を変えることによっても得られる。図20は、導波路厚を $4\mu\text{m}$ 、リブの高さを $0.6\mu\text{m}$ とした場合のニアフィ



図18 スラブ部からの出力パターン(波長 $1.5\mu\text{m}$)

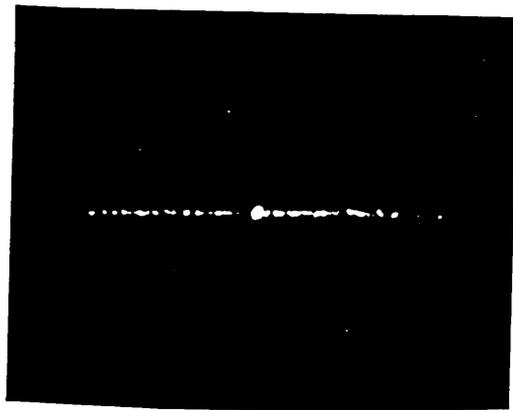


図19 動作波長を $1.3\mu\text{m}$ とした場合の出力パターン



図20 導波路厚を薄くした場合のリブ導波路からの
出力パターン(波長 = $1.15 \mu\text{m}$)

ールド・パターンである。ただし、入射光波長は $1.15 \mu\text{m}$ である。予想通りスポット状のパターンが見える。

図17, 19, 20における直線状パターンは、完全にリブ導波路に入力せず、スラブ部にも入力されるためである。

4.3 マツハ・ツエンダー形回路

図21に示す2個のY分岐回路を有するマツハ・ツエンダー形回路を前節と同様の方法より試作した。導波路厚は $4 \mu\text{m}$ 、リブの高さは $0.3 \mu\text{m}$ である。直線部、Y分岐部、平行部のSEM写真を図22に示す。さらに、波長 $1.15 \mu\text{m}$ の He-Ne レーザを用いて導波実験を行なった。図23はY分岐後の平行導波路からの出力パターンである。ほぼ 3dB に分岐されたことがわかる。図24

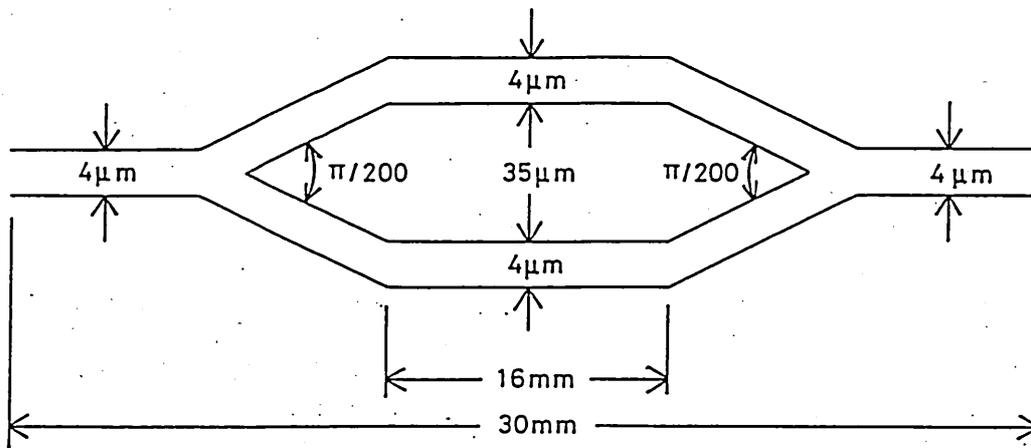


図21 試作したマッハ・ツェンダー形回路のマスク・パターン

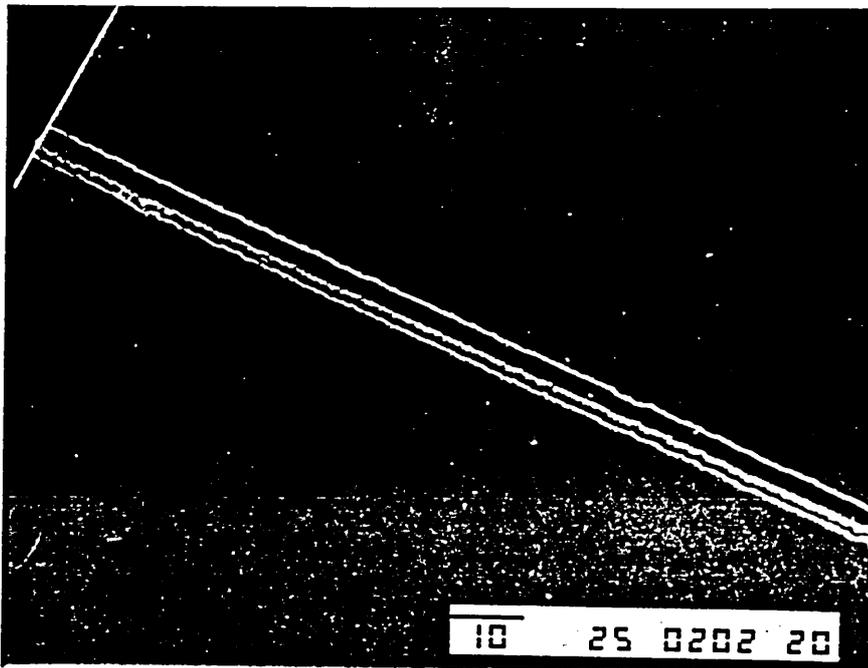


図22(a) マッハ・ツェンダー形回路の入力端 SEM写真

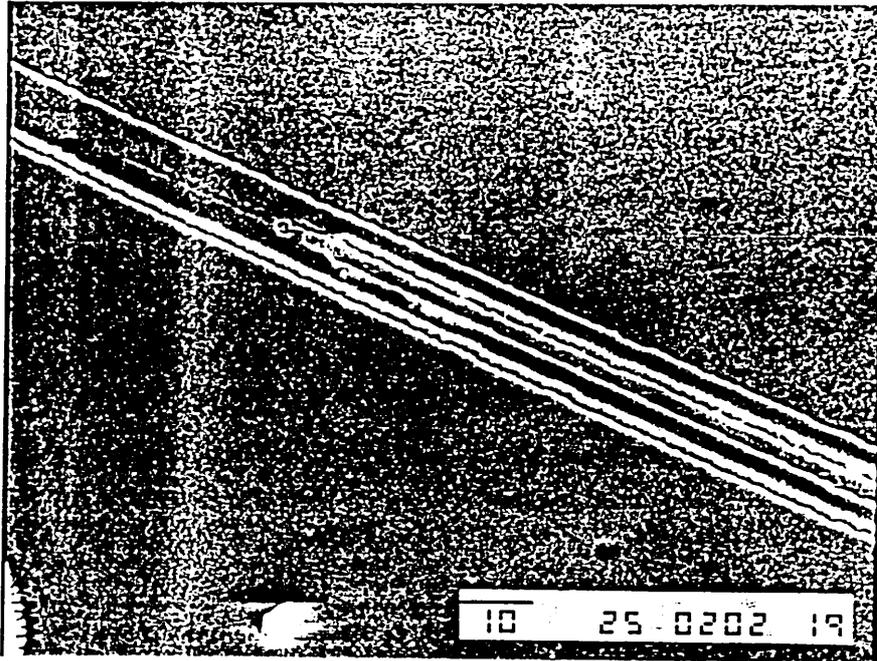


図22(b) マッハ・ツェンダー形回路のY分岐部SEM写真

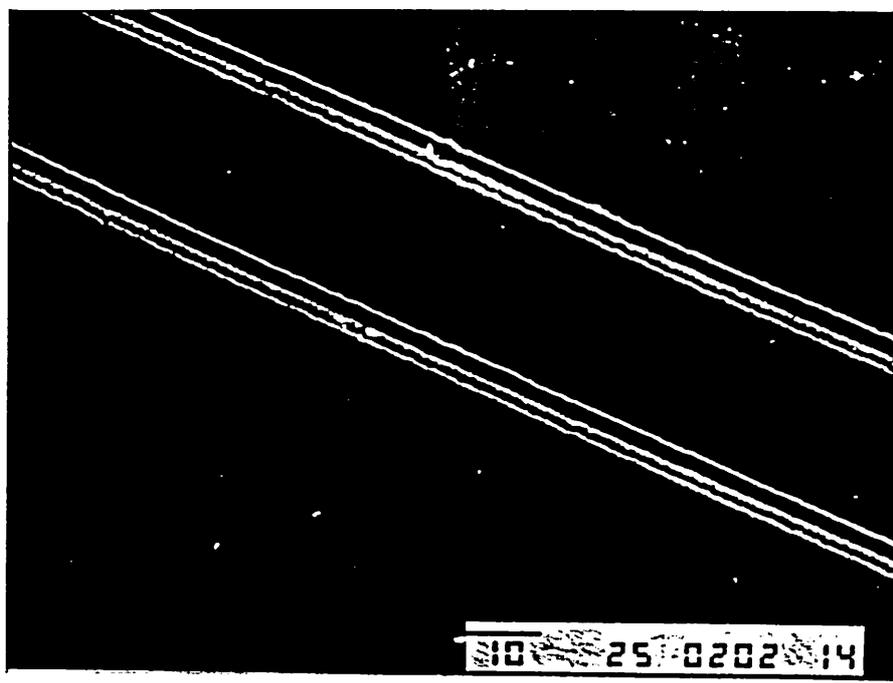


図22(c) マッハ・ツェンダー形回路の平行部SEM写真

はマッハ・ツェンダー形回路の出力端からの出射パターンである。側壁不整を有するにもかかわらず、全長 30 mm のマッハ・ツェンダー形回路が動作している。

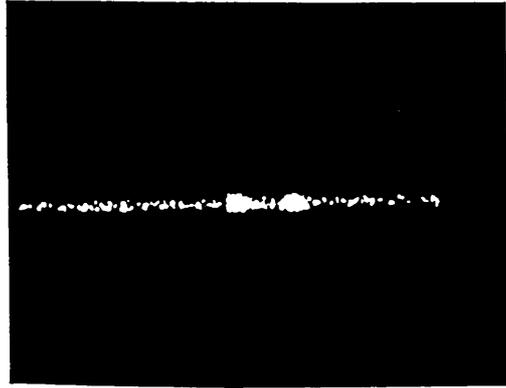


図 23 Y分岐後の出力パターン(波長=1.15 μ m)



図 24 マッハ・ツェンダー形回路出力端からの出力パターン(波長=1.15 μ m)

5. あとがき

液相エピタキシャル法より成長させたYIG単結晶薄膜をイオンミリングを用いて加工し、リブ形の直線チャンネル磁気導波路およびマッハ・ツェンダー形回路を作成し、赤外光による導波実験を行なった。導波路側壁に凹凸が生じたが、今回作成した多モード動作の導波路では、導波にはあまり影響なかった。しかし、単一モード動作の導波路ではその影響は大きく、レジスト・パターンやマスク材の改良が必要であり、現在、実験的に検討を進めている。

チャンネル導波路としては、 $T_2 = \text{LiNbO}_3$ 導波路のように拡散による作成が、電極作成など導波路作成後の処理あるいは入射条件などで有利であるため、YIG系ガネットへの拡散源の発見が望まれる。

謝辞

各種の分析測定を行なっていただいたKDD研究所材料部品研究室の各位に感謝します。なお、本研究の一部は文部省科学研究費の援助を受けて行なったものである。

文献

- [1] R.V.Schmidt and I.P.Kaminow, "Metal diffused optical waveguides in LiNbO_3 ," *Appl.Phys.Lett.*, 25, pp.458 - 460, 1974.
- [2] J.C.Shelton, F.K.Reinhart, and R.A.Logan, "Characteristics of rib waveguides in AlGaAs," *J.Appl. Phys.*, 50, pp.6675 - 6687, 1979.
- [3] W.E.Martin, "A new waveguide switch/modulator for integrated optics," *Appl.Phys.Lett.*, 26, pp.562 - 563, 1975.
- [4] L.M.Johnson, F.J.Leonberger, and G.W.Pratt, Jr., "Integrated optical temperature sensor," *Appl.Phys.Lett.* 41, pp.134 - 136, 1982.
- [5] A.Lattes, H.A.Haus, F.J.Leonberger, and E.P.Ippen, "An ultrafast all-optical gate," *IEEE J.Quantum Electron.*, QE-19, pp.1718 - 1723, 1983.
- [6] I.P.Kaminow, L.W.Stulz, and E.H.Turner, "Efficient strip waveguide modulator," *Appl.Phys.Lett.*, 27, pp.555 - 557, 1975.
- [7] K.Ando and S.Tsukahara, "Selective removal of iron garnet film on transparent substrate by laser etching," *Jpn.J.Appl.Phys.*, 25, pp.L347 - L348, 1982.
- [8] See, for example, T.Tamir ed., Integrated Optics, Springer-Verlag, New York 1979, pp.62 - 66.

- [9] Y.Okamura, T.Nakamura, and S.Yamamota, "Influence of growth temperature on the optical properties of $(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ film waveguides," Jpn. J. Appl. Phys., 22, pp.1400 - 1403, 1983.
- [10] P.K.Tien, R.Ulrich, and R.J.Martin, "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films," Appl.Phys.Lett., 14, pp.291 - 294, 1969.
- [11] 磁気工学講座, 磁気バブル, 丸善, 1976, pp.104-122.