

ホイスラ到来強度の周波数依存性

太田 健次*, 荒木 和哉**, 川岸 操***, 早川 正士****, 江口 博之*

The Frequency Dependence of the Intensity of Whistler Waves

Kenji Ota*, Kazuya ARAKI**, Misao KAWAGISHI***
Masashi HAYAKAWA****, and Hiroyuki EGUCHI*

(Received May 25, 1988)

In order to study the propagation mechanism of whistler, we have developed a new spectrum analyzer using PCM recorder and FFT analyzer. By using this equipment, we can investigate easily the fine structure in spectra, especially the intensity change of whistler waves with frequency. We found the "Patched" whistlers, not similar variations appearing in the frequency spectrum of the sources.

We obtained some preliminary important results as follows:

- (1) The pure-tone whistlers observed at low latitude: Yamaoka (Geomag. lat. 25° N) are almost "patched" whistlers.
- (2) The spacing of successive positions of intensity null (or maxima) is very variable and during a short time interval (the order of 1 sec.), the patched frequencies are the same, but after a few seconds they become very different from the previous one.
- (3) The spacing of successive positions of intensity null (or maxima) is from 200 Hz to 2.5 kHz.
- (4) Not only in day time but also in night time, we could observe "patched" whistler.

Interpreting these "patched" whistlers observed at Yamaoka, we tried to calculate the transmission coefficients of whistler waves propagating downward through the F layer in the ionosphere.

In this paper, we show the "patched" whistlers observed at Yamaoka and present some theoretical interpretation for patched structure.

1. まえがき

ホイスラは雷放電により放射された電磁波の一部が¹⁾

* 電子工学科 (Department of Electronic Engineering)

** 日本電気無線電子株式会社 (NEC Radio and Electronics Limited)

*** 日本電気システム建設株式会社 (NEC System Integration and Construction Limited)

**** 名古屋大学空電研究所 (Research Institute of Atmospherics, Nagoya University)

おむね地球の磁力線に沿って磁気圏プラズマ中を伝搬し反対半球へ到達する VLF (Very Low Frequency) 帯の電磁波である¹⁾。ホイスラの伝搬群速度を v_g 伝搬微小距離を ds とすれば、全通路での遅延時間は

$$t = \int_{path} \frac{ds}{v_g} = \frac{1}{2c} \int_{path} \frac{f_p}{\sqrt{f f_H}} ds = D f^{-\frac{1}{2}} \text{ (sec)} \quad (1)$$

となる。

但し, D の値をホイッスラの分散値 ($\text{sec}^{1/2}$) と言い, f はホイッスラの周波数 (Hz), c は光速 (m/sec), f_p はプラズマ周波数 (Hz), f_H は電子ジャイロ周波数 (Hz) である。また, N を電子密度 ($\text{個}/\text{cm}^3$) とすれば $f_p = 9N^{1/2} \text{ kHz}$, 磁気赤道上の地磁気磁束密度を B (Gauss) とすれば, $f_H = 2800 B \text{ kHz}$ の関係がある。

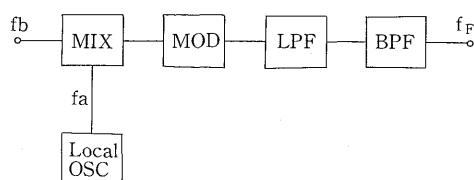
通常, ホイッスラの観測はルーチン観測法によって行われ, 毎時 50 分より 52 分までの 2 分間に発生する空電雑音をあらかじめテープレコーダに録音し, 後に解析者の聴覚によりホイッスラの発生数を数え, その時間におけるホイッスラの発生頻度としている。またソナグラフ装置 (音声帯域における周波数解析装置の一種) を用いて解析した周波数軸と時間軸 (以下 f - t と記す) 上のホイッスラと (1) 式で求められる (f - t) におけるホイッスラ分散値 D の曲線群とを重ね合わせてホイッスラ分散値を決定している。これらホイッスラ発生頻度と分散値の変動を知ることにより, 電離層及び磁気圏プラズマ中のホイッスラ伝搬路における電子密度, 及びホイッスラ伝搬路の生成と消滅などの物理情報を推定することができる²⁾。この装置で解析された (f - t) のスペクトルよりホイッスラ分散値の測定はもとより, 電離層と大地との多重反射による遮断周波数の測定, 周波数成分の有無等の解析に大きな成果を挙げている³⁾。しかしながら, ソナグラフ装置では周波数成分の強度が放電記録紙上の放電量で示されるため細かな強度変化を解析するには必ずしも最適とは言えない⁴⁾。我々は PCM (Pulse Code Modulation) レコーダと FFT (Fast Fourier Transform) 解析によりホイッスラの到来強度の周波数依存性を細かに調べた。その結果, ホイッスラの周波数スペクトルの強度分布に特徴的な強弱の斑が存在することを見いだした。この強弱の斑はホイッスラに対応する先行空電の周波数スペクトルの強度分布とは関係がなく, ホイッスラの伝搬路における物理状態により発生するものと考えられる。

これら強弱の斑をパッチと呼び, この斑を持つホイッスラをパッチトホイッスラ (Patched whistler) と名付け, 細かな解析を行なったのでここにその結果を報告する。

2. ホイッスラの周波数解析

最も簡単な周波数解析は中心周波数が各々異なる多数の BPF (Band Pass Filter) を使用して出力を取り出す方式である。またこのように類似の特性を持った多数の BPF を用いる代わりに単一の BPF を用いてその中心周波数を連続的に移動させる方式もある。しかしながら単一の BPF を同一特性のままその中心周波数のみを移動させることは極めて困難である。これらの欠点を解決するのがヘテロダイン分析法である⁵⁾。第 1 図にヘテロ

ダイン分析法を用いたソナグラフ装置の構成図を示す。



第 1 図 ヘテロダイン分析法の構成図

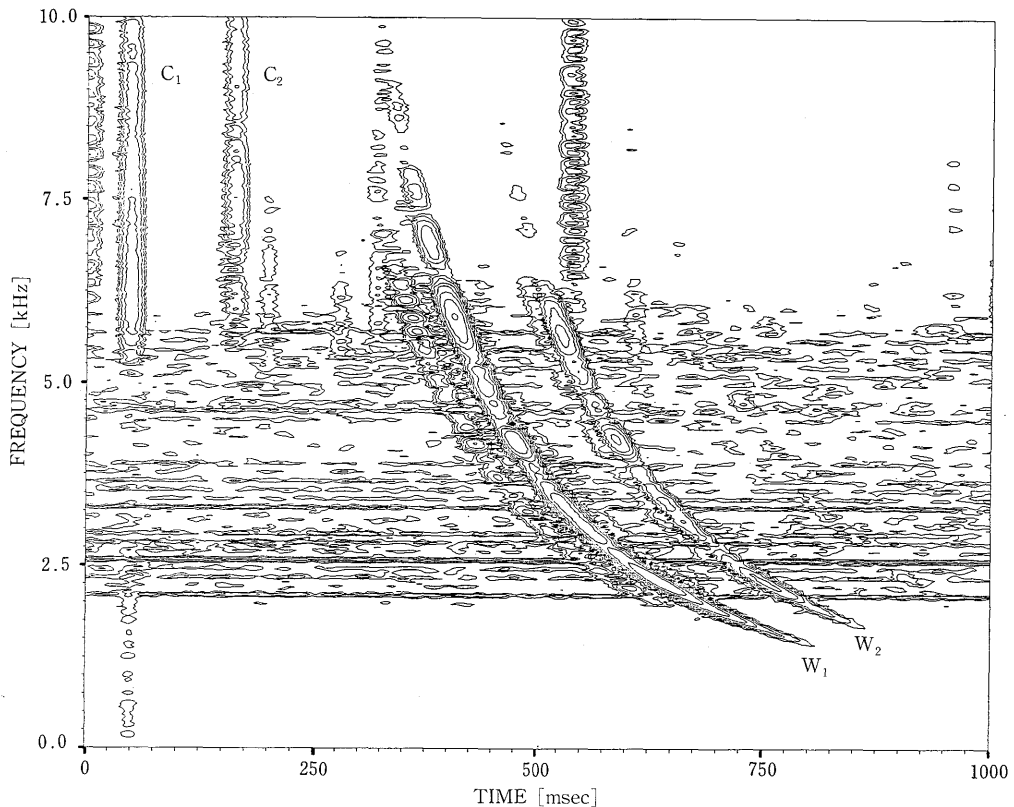
ヘテロダイン法とは分析フィルタは単一固定としてその代わりに信号周波数の方を連続移動させるものである。第 1 図において, A 信号 (周波数 $= f_a$) と B 信号 (周波数 $= f_b$) とを混合し, 非直線回路を通すことにより両者の和と差の信号が取り出される。LPF (Low Pass Filter) と分析フィルタにより分析フィルタを通過できる出力は $f_a - f_b = f_F$ すなわち, $f_b = f_a - f_F$ の条件が満たされるときのみである。よって, f_F が一定であれば f_a が決まることにより f_b も一義的に定まる。

一般に, ホイッスラ観測に用いられるソナグラフ装置は 2.4 秒間のエンドレステープにホイッスラの含まれる空電雑音を録音させ, 再生状態にセットし, その出力をヘテロダイン分析法にて各周波数成分の強度を放電記録紙に示すものである。エンドレステープレコーダによって再生されるホイッスラシグナル f_b は 35 kHz ~ 43 kHz の局部発信器出力と混合され $f_a \pm f_b$ の被変調信号を取り出す。また LPF により $f_a - f_b$ のみを取り出す。この出力を中心周波数 f_F が 35 kHz の分析フィルタに通す。 f_a と f_F が既知の値であることにより f_b の周波数が判明し, f_F の出力より f_b の強度も求められる。解析周波数表示範囲は 0 Hz ~ 8000 Hz であり, その解析帯域幅は 45 Hz 程度である⁶⁾。このソナグラフ装置と同等以上の解析能力を FFT で実現させるには, 最大解析周波数を 10 kHz, データ長を 1 KB に設定した場合 A/D (Analog to Digital) コンバータの変換速度は 40 μs となり, 2.4 秒のデータを記録するには 64 KB のメモリが必要となる⁷⁾。



第 2 図 FFT 解析法の構成図

FFT の解析結果は第 2 図に示す構成でマイクロコンピュータ PC-9801 上のカラーモニタでソナグラフ装置と同様に (f - t) 表示させている。また, その強度は任意のレベルで 8 分割のカラー表示が可能である。しかし, こ



第3図 昼間ホイスラの周波数スペクトル例

ここでは本学の大型コンピュータとSAS/GRAPHを利用し、この強度を等高線で表すことによりカラー表示の代理をさせる。

第3図は1987年1月12日に本学超高層山岡観測所(地磁気緯度25°N)において観測された代表的な昼間ホイスラの周波数スペクトル(f - t)図であり、その強度は8段階の等高線で示されている。ホイスラの観測においては商用電源の高調波雑音及びVLF電波局の信号波を除くため2~6 kHzのBPFが観測装置のプリアンプに挿入されている。よって、このBPFを通過できる2~6 kHzの周波数帯域に空電雑音が強く受信されていることが図に示されている。一群のホイスラは分散値がすべて $30 \text{ sec}^{1/2}$ であり、通常低緯度の山岡で観測される昼間ホイスラの代表的な分散値である。図においてホイスラの波源となる先行空電 C_1 及び C_2 は6 kHz以上の周波数帯域に強く分布するがそれ以下の周波数帯域においては大地と電離層間の伝搬モードにより減衰した状態で観測されている。一方ホイスラ W_1 と W_2 は6~1 kHzにその周波数成分が強く存在している。またホイスラ W_1 と W_2 は2~6 kHzのBPFがプリアンプに挿入されているにもかかわらず2 kHz以下の周波数帯域におい

て強く受信されており、大地と電離層間の伝搬モードによる減衰は見られない。このことより観測された昼間ホイスラは観測地点の山岡近傍に電離層下降透過点を持つことを強く示唆している。先行空電 C_1 及び C_2 はそれぞれホイスラ W_1 と W_2 に対応している。先行空電 C_1 の強度分布とホイスラ W_1 の強度分布は明かに異なる。つまり、先行空電の強度は等高線で示されており、5.5~7.5 kHzの周波数帯が最も強く受信されている。しかしながら、先行空電 C_1 に対応するホイスラ W_1 の強度はこの周波数帯域において、明かに2つのブロックに別れている。

Helliwellによればホイスラの周波数成分の強度はその源である先行空電の強度に関係があると示されている⁸⁾。つまり、観測されたホイスラにおいてその強度が弱い周波数帯域はその源となる先行空電においても対応する周波数帯域の成分が弱いと言うものである。一般に、昼間ホイスラにおいては大地と電離層間の伝搬モードにおいて伝搬損失が極めて大きいため2~6 kHzにおける先行空電の強度は明らかではない。図において各ホイスラの強度に注目するとその強度の強い部分がブロック状に分布しているのが見られる。ホイスラの周波数スペクトルにおいてその強度にブロック状の変化がみら

れることは従来のソナグラフ解析装置でもしばしば報告されている⁹⁾。しかしその理論解析はまったく行なわれておらず、わずかに Paymar が人工衛星によって観測された斑状のホイッスラについて、ダクト内の電波干渉によって発生することを証明したにすぎない¹⁰⁾。彼は、この斑状の周波数スペクトルを規則正しい帯状であることよりバンデッドホイッスラ (Banded whistler) と名付けた。本論文においてはバンド状態とは明らかに異なりその強度が斑模様になっている所よりパッチトホイッスラと呼ぶことにする。図のホイッスラ W_1 において、到来強度の最も強い周波数部分は、7.75, 5.75, 5.0, 4.25, 3.0, 2.25 kHz である。このパッチ状態は同時に観測されたホイッスラ W_2 においても 5.74, 4.25, 3.25, 2.25 kHz が最も強く、 W_1 と同一傾向が見られる。この観測日においては、検出されたホイッスラはすべてパッチトホイッスラであった。

雷放電は自然現象であり、各ホイッスラの先行空電 C_1 と C_2 が同一周波数の強度スペクトルで放電しているとは考えられない。事実、各ホイッスラの先行空電 C_1 と C_2 は 6 kHz 以上の周波数においては異なる強度スペクトルで放電をしていることは第 3 図より明らかである。また、先行空電の周波数スペクトルが解析できる 6 kHz 以上の周波数に注目すると明かに先行空電の強度スペクトルとホイッスラの強度スペクトルが異なる。つまり、観測されたパッチトホイッスラは先行空電の周波数の強度スペクトルには関係がなく伝搬路における物理状態によって発生するものと考えられる。

低緯度の山岡において観測されるこれらパッチトホイッスラの特徴を以下に示す。

- 1) パッチの周波数間隔は 200 Hz より 2.5 kHz 程度まで種々多様である。
- 2) 数秒間の短い時間帯に到来するホイッスラは異なる先行空電によって発生しているにもかかわらずほぼ同一のパッチ状態となる。
- 3) 先行空電の強度スペクトルとホイッスラの強度スペクトルとは一般に関係がない。
- 4) 数十秒間の間隔を置いて発生したホイッスラではパッチ状態は一般に異なる。
- 5) パッチトホイッスラは昼間時においても夜間時においても観測される。

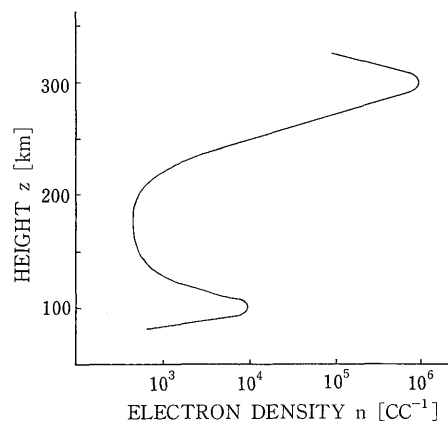
ホイッスラの周波数スペクトルの微細構造より、ホイッスラ伝搬路の物理状態を推定する手法は 1970 年代においてすでになされている。特に、斎藤らの開発した HISSA による周波数スペクトル解析よりホイッスラのドット構造が指摘された¹¹⁾。しかしながら、ドット構造となる原因についてはまったく解析されていない。

3. 電離層内におけるホイッスラ波の干渉

ホイッスラの伝搬には地球の磁力線に沿ったダクト伝搬と磁界の存在する媒質の異方性だけに起因するノンダクト伝搬がある^{12), 13)}。地上で観測されるホイッスラは高緯度よりもより低緯度であってもダクト伝搬であることは理論的にも実験的にもすでに証明されている^{14), 15)}。

下降ホイッスラ波の電離層内反射及び透過はその波面法線方向がスネルの法則で決まる透過円錐 (transmission cone) と磁力線に沿ったダクトの捕捉条件で決まる捕捉円錐 (trapping cone) との重なった部分の有無によりその伝搬性が著しく異なる¹⁶⁾。地上で観測されるホイッスラは透過円錐と捕捉円錐の重なり部分より地上に到来したものと考えられ、観測地点がホイッスラの電離層下降透過点とどの様な位置関係にあるかによって到来ホイッスラの受信強度は異なる。しかしながら、電離層下降透過点と観測地点の位置関係による到来強度においてはパッチトホイッスラのような周波数依存性は一般に考えられない。このダクト伝搬するホイッスラ波が電離層内でどのような影響を受けるかについての理論解析は多くの研究者によってなされている¹⁷⁾。しかし、ホイッスラのパッチに注目し透過波と反射波の相互作用による波の干渉についてはまったくなされていない。

電離層には下部より D 層, E 層, F 層が存在する。電子密度分布の一例を第 4 図に示す。

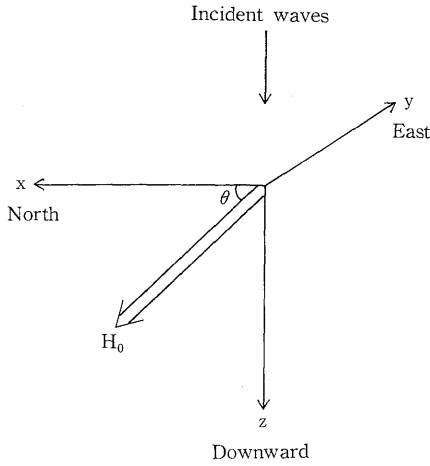


第 4 図 電離層における電子密度分布例

E 層における電子密度の突発的な増加をスポディック (sporadic) E, F 層における電子密度の増加をスプレッド (spread) F と呼ばれている¹⁸⁾。我々は D 層と E 層における電子密度の増加によるホイッスラ波の干渉については一部すでに報告している¹⁹⁾。本論文においてはスプレッド F において、この層を通過するホイッスラ波の透過と反射の周波数特性について解析し、パッチトホイッスラ発

生の一因を論ずる。

理論計算に用いる座標系を第5図に示す。



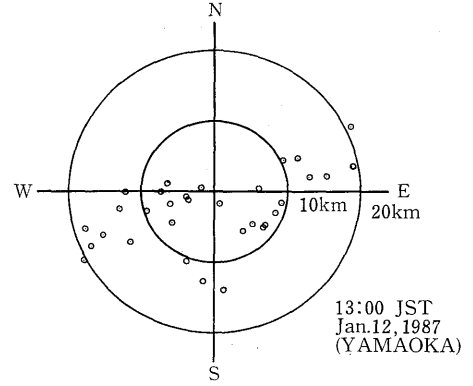
第5図 ホイスラ伝搬の座標系

図において z 軸の正方向を鉛直下方とし、 x, y 軸は水平面内にあり x 軸は地磁気軸上の北と一致しているものとする。地球磁界 H_0 は $x-z$ 面内にあり x 軸と θ の角度をなしている。従って、 θ は磁界の伏角を表わしている。電離層は水平に層をなしていると仮定し、電子密度と、衝突周波数は高度 z のみの関係である。入射する下降ホイスラ波の波面法線方向は地上での受信が可能であるためには先に述べたように狭い透過円錐内に入っていないなければならない。かつまた、従来の観測結果より低緯度の山岡で観測されるホイスラにおいてその到来方向は観測地点のほぼ真上に電離層下降透過点が存在する²⁰⁾。一例として第6図に第3図で示されるホイスラ W_1 の電離層下降透過点を示す。但し、電離層の高さを 80km と仮定した。

そこで以下の取扱いにおいては入射下降ホイスラ波の波面法線は z 軸に沿っているという合理的な仮定を行なっている。従って、電離層中の各領域での波面法線方向もスネル(Snell)の法則によりすべて鉛直方向であるものとする。電離層中での波の特性は位相屈折率と偏波によって記述される。二つの特性波の位相屈折率はアップルトン-ハートレイ(Appleton-Hartree)の方程式により与えられるが式が複雑なためホイスラ理論の応用にはQL(Quasi-Longitudinal)近似が用いられる²¹⁾。よって位相屈折率は(2)式、偏波は(3)式のように簡単化される。

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ \pm |Y_L|} \quad (2)$$

$$\rho = \pm i \quad (3)$$



第6図 ホイスラ到来方向の一例

但し、 X, Y, Z は通常のパラメータであり、衝突周波数を ν とすれば、

$$X = f_p^2 / f^2 \quad (4)$$

$$Y = f_H / f \quad (5)$$

$$Z = \nu / 2\pi f \quad (6)$$

であり、 θ を波面法線と磁界とのなす角とすれば

$$Y_L = Y \cos \theta \quad (7)$$

$$Y_T = Y \sin \theta \quad (8)$$

の関係がある。

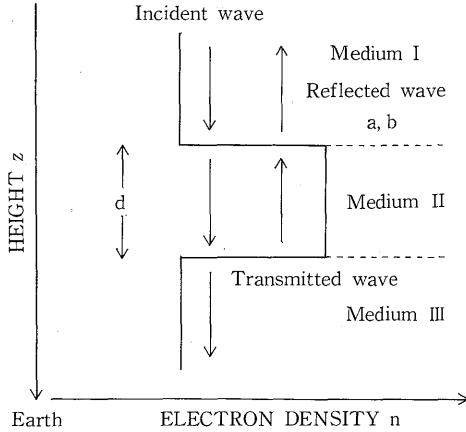
このQL近似は電離層の下端部(D層)を除いて広く一般に満足されている。(2)式の近似解において、F層以上のレベルでは Z は無視しても良い程小さく、かつまた、 $X > 1 + Y_L$ が成立する。 $n^2 > 0$ のとき、波は伝搬し、 $n^2 < 0$ のときは非伝搬である。従って a をホイスラモードの伝搬波(右廻りの偏波)、 b を減衰波(左廻り偏波)とすると次式が導かれる。

$$n_a^2 = 1 - \frac{X}{1 \mp |Y_L|} \quad (9)$$

$$\rho_a = \mp i \quad (10)$$

式において a は正常波を表わし、 b は異常波を示すものとする。以後 a モード、 b モードと言う²²⁾。電離層は多層モデルであり、各層における波の電磁界を算出することは数値計算が複雑になるのでここでは電離層を第7図に示す3層モデルで近似して取り扱うことにする¹⁷⁾。また、地上における波の反射の影響は受けないものとする。

媒質Iの層内における波(a モード)が次の層(媒質II)へ垂直に入射したとすると、境界からの反射波、入射波は a モードだけでなく b モードの波も励起される。媒質



第7図 電離層の三層モデル

I の層内における入射波の電磁界は時間因子 $e^{j\omega t}$ を省略し、かつまた入射波の強度を 1 とすると次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} E_x &= e^{-j\kappa_0 n_a^{(I)} z} \\ E_y &= \rho_a E_x = \rho_a e^{-j\kappa_0 n_a^{(I)} z} \\ H_x &= \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{-\kappa_0}{\omega\mu_0} n_a^{(I)} \rho_a e^{-j\kappa_0 n_a^{(I)} z} \\ H_y &= \frac{-1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\kappa_0}{\omega\mu_0} n_a^{(I)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(I)} z} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

これに対応して反射波の電磁界は a モードと b モードの重ね合わせである。

(イ) 媒質 I 層内の反射波

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_a^{(I)} e^{j\kappa_0 n_a^{(I)} z} + A_b^{(I)} e^{j\kappa_0 n_b^{(I)} z} \\ E_y &= \rho_a A_a^{(I)} e^{j\kappa_0 n_a^{(I)} z} + \rho_b A_b^{(I)} e^{j\kappa_0 n_b^{(I)} z} \\ H_x &= \frac{\kappa_0}{\omega\mu_0} n_a^{(I)} \rho_a A_a^{(I)} e^{j\kappa_0 n_a^{(I)} z} \\ &\quad + \frac{\kappa_0}{\omega\mu_0} n_b^{(I)} \rho_b A_b^{(I)} e^{j\kappa_0 n_b^{(I)} z} \\ H_y &= \frac{-\kappa_0}{\omega\mu_0} n_a^{(I)} A_a^{(I)} e^{j\kappa_0 n_a^{(I)} z} \\ &\quad + \frac{-\kappa_0}{\omega\mu_0} n_b^{(I)} A_b^{(I)} e^{j\kappa_0 n_b^{(I)} z} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

但し、 ω はホイッスラの角周波数、 κ_0 は真空中の伝搬定数、 μ_0 は真空中の透磁率である。また n は位相屈折率であり、 A は未定係数を表わし、(I) は層の番号、 a, b は伝搬モード、符号の $+$ $-$ は伝搬方向を示すものとする。

(12) 式において第 1 項が a モード波、第 2 項が b モードに対応する。このようにして媒質 II と媒質 III における

層内の電磁界 (透過波、反射波) を算出していく。

(ウ) 媒質 II 層内の透過波

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_{a+}^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(II)} z} + A_{b+}^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \\ E_y &= \rho_a A_{a+}^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(II)} z} + \rho_b A_{b+}^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \\ H_x &= \frac{-1}{\omega\mu_0} \rho_a A_{a+}^{(II)} \kappa_0 n_a^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(II)} z} \\ &\quad + \frac{-1}{\omega\mu_0} \rho_b A_{b+}^{(II)} \kappa_0 n_b^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \\ H_y &= \frac{1}{\omega\mu_0} A_{a+}^{(II)} \kappa_0 n_a^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(II)} z} \\ &\quad + \frac{1}{\omega\mu_0} A_{b+}^{(II)} \kappa_0 n_b^{(II)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(エ) 媒質 II 層内の反射波

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_{a-}^{(II)} e^{j\kappa_0 n_a^{(II)} z} + A_{b-}^{(II)} e^{j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \\ E_y &= \rho_a A_{a-}^{(II)} e^{j\kappa_0 n_a^{(II)} z} + \rho_b A_{b-}^{(II)} e^{j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \\ H_x &= \frac{1}{\omega\mu_0} \rho_a A_{a-}^{(II)} \kappa_0 n_a^{(II)} e^{j\kappa_0 n_a^{(II)} z} \\ &\quad + \frac{1}{\omega\mu_0} \rho_b A_{b-}^{(II)} \kappa_0 n_b^{(II)} e^{j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \\ H_y &= \frac{-1}{\omega\mu_0} A_{a-}^{(II)} \kappa_0 n_a^{(II)} e^{j\kappa_0 n_a^{(II)} z} \\ &\quad + \frac{-1}{\omega\mu_0} A_{b-}^{(II)} \kappa_0 n_b^{(II)} e^{j\kappa_0 n_b^{(II)} z} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

(オ) 媒質 III 層内の透過波

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_{a+}^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(III)} z} + A_{b+}^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(III)} z} \\ E_y &= \rho_a A_{a+}^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(III)} z} + \rho_b A_{b+}^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(III)} z} \\ H_x &= \frac{-\kappa_0}{\omega\mu_0} \rho_a A_{a+}^{(III)} n_a^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(III)} z} \\ &\quad + \frac{-\kappa_0}{\omega\mu_0} \rho_b A_{b+}^{(III)} n_b^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(III)} z} \\ H_y &= \frac{\kappa_0}{\omega\mu_0} A_{a+}^{(III)} n_a^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_a^{(III)} z} \\ &\quad + \frac{\kappa_0}{\omega\mu_0} A_{b+}^{(III)} n_b^{(III)} e^{-j\kappa_0 n_b^{(III)} z} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

以上 (11) 式から (15) 式より各層内における電磁界の式を求め、かつまた第 7 図に示すように媒質 I と媒質 II の境界の高さを $z=0$ 、媒質 II と媒質 III の境界の高さを $z=d$ とする境界条件より (16) 式に示す 8×8 の行列式が求められる。

(16) 式を解くことにより未定係数 $A_{a-}^{(I)} \sim A_{b+}^{(III)}$ が求められる。未定係数 $A_{a-}^{(I)} \sim A_{b+}^{(III)}$ は各層の透過係数と反射係数を表わすパラメータでありすべて複素数である。媒質 I における入射ホイッスラ波の強度が 1 であることより媒質 III の層内の透過係数は $A_{a+}^{(III)}$ で示され

$$\begin{bmatrix}
 -1 & -1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\
 -\rho_a & -\rho_b & \rho_a & \rho_b & \rho_a & \rho_b & 0 & 0 \\
 n_a^{(1)} \rho_a & n_b^{(1)} \rho_b & n_a^{(II)} \rho_a & n_b^{(II)} \rho_b & -n_a^{(II)} \rho_a & -n_b^{(II)} \rho_a & 0 & 0 \\
 n_a^{(1)} & n_b^{(1)} & n_a^{(II)} & n_b^{(II)} & -n_a^{(II)} & -n_b^{(II)} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & e^{-j\kappa_a n^{(II)} d} & e^{-j\kappa_b n^{(II)} d} & e^{j\kappa_a n^{(II)} d} & e^{j\kappa_b n^{(II)} d} & -e^{-j\kappa_a n^{(III)} d} & -e^{-j\kappa_b n^{(III)} d} \\
 0 & 0 & \rho_a e^{-j\kappa_a n^{(II)} d} & \rho_b e^{-j\kappa_b n^{(II)} d} & \rho_a e^{j\kappa_a n^{(II)} d} & \rho_b e^{j\kappa_b n^{(II)} d} & -\rho_a e^{-j\kappa_a n^{(III)} d} & -\rho_b e^{-j\kappa_b n^{(III)} d} \\
 0 & 0 & \rho_a n_a^{(II)} e^{-j\kappa_a n^{(II)} d} & \rho_b n_b^{(II)} e^{-j\kappa_b n^{(II)} d} & -\rho_a n_a^{(II)} e^{j\kappa_a n^{(II)} d} & -\rho_b n_b^{(II)} e^{j\kappa_b n^{(II)} d} & -\rho_a n_a^{(III)} e^{-j\kappa_a n^{(III)} d} & -\rho_b n_b^{(III)} e^{-j\kappa_b n^{(III)} d} \\
 0 & 0 & n_a^{(II)} e^{-j\kappa_a n^{(II)} d} & n_b^{(II)} e^{-j\kappa_b n^{(II)} d} & -n_a^{(II)} e^{j\kappa_a n^{(II)} d} & -n_b^{(II)} e^{j\kappa_b n^{(II)} d} & -n_a^{(III)} e^{-j\kappa_a n^{(III)} d} & -n_b^{(III)} e^{-j\kappa_b n^{(III)} d}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 A_a^{(1)} \\
 A_b^{(1)} \\
 A_a^{(II)} \\
 A_b^{(II)} \\
 A_a^{(III)} \\
 A_b^{(III)}
 \end{bmatrix}
 =
 \begin{bmatrix}
 1 \\
 \rho_a \\
 n_a^{(1)} \rho_a \\
 n_a^{(1)} \\
 0 \\
 0 \\
 0 \\
 0
 \end{bmatrix}
 \quad (16)$$

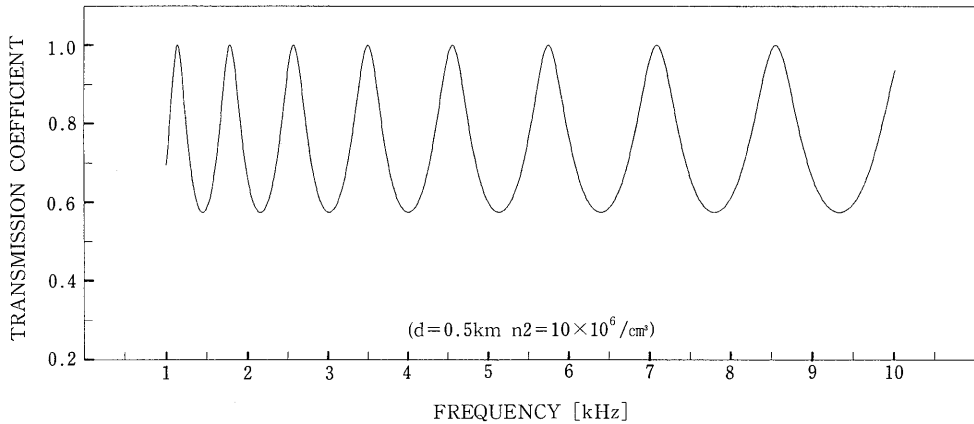
る。

媒質Ⅰと媒質Ⅱの境界の高さを地上より 300 km, 媒質Ⅰと媒質Ⅱの電子密度を $1 \times 10^6 / \text{cm}^3$ に固定し, 媒質Ⅲの電子密度及び媒質Ⅱの層厚 d を変えて媒質Ⅲへの透過係数 $A_{a+}^{(III)}$ の周波数特性を求める。

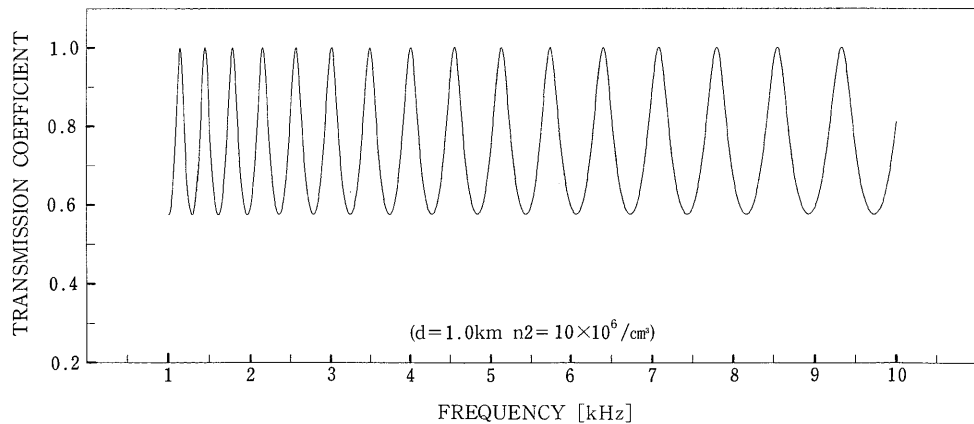
第 8 図に媒質Ⅱの電子密度 n_2 を $10 \times 10^6 / \text{cm}^3$, 媒質Ⅱの層厚 d を 0.5 km と仮定した媒質Ⅲへの透過係数の周波数特性を示す。

図において媒質Ⅰにおける入射ホイスラ波の強度が 1 であることより媒質Ⅲへの最大透過係数がほぼ 1 となる無損失伝搬の周波数がパッチ状に存在することが分かる。最大透過係数がほぼ 1 となる周波数は 1.25, 1.8, 2.6, 3.6, 4.75, 5.9 kHz 等であり周波数が高くなるほどパッチの周波数間隔が広がっているのが特徴的である。

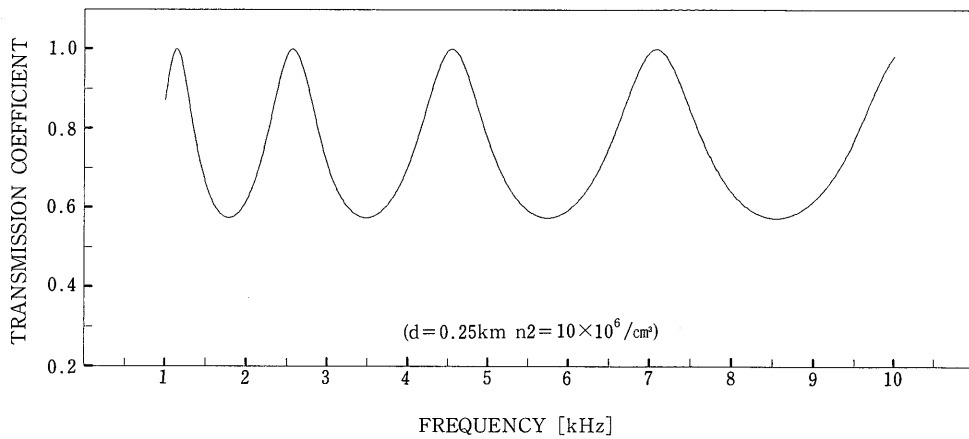
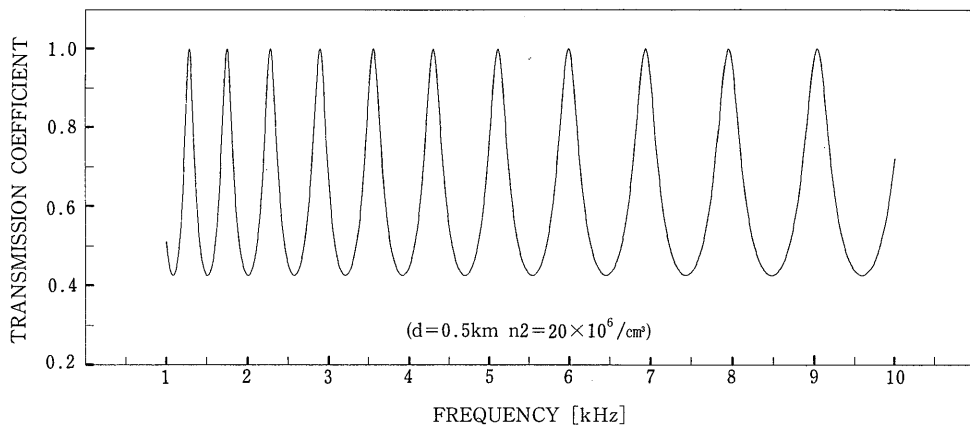
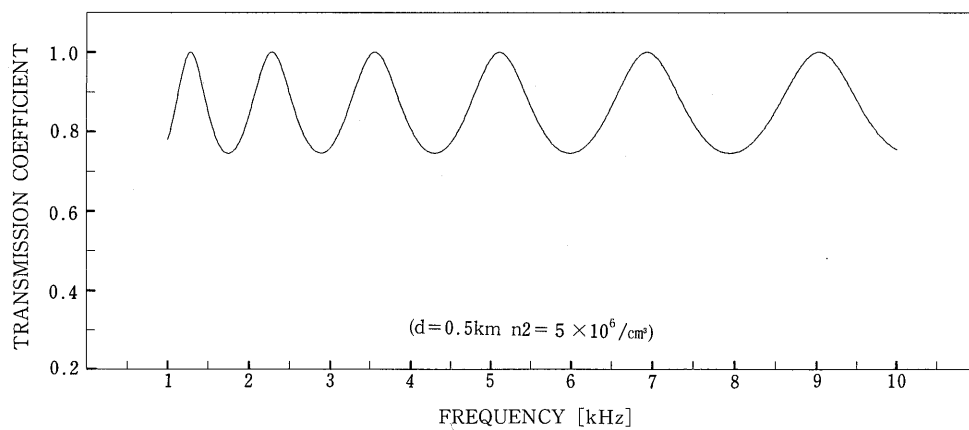
媒質Ⅱの層厚 d を 1.0 km に増した場合を第 9 図に示



第 8 図 電離層透過係数の一例
($d=0.5\text{km}$ $n_2=10 \times 10^6 / \text{cm}^3$)



第 9 図 電離層透過係数の一例
($d=1.0\text{km}$ $n_2=10 \times 10^6 / \text{cm}^3$)

第10図 電離層透過係数の一例 ($d=0.25\text{km } n_2=10 \times 10^6/\text{cm}^3$)第11図 電離層透過係数の一例 ($d=0.5\text{km } n_2=20 \times 10^6/\text{cm}^3$)第12図 電離層透過係数の一例 ($d=0.5\text{km } n_2=5 \times 10^6/\text{cm}^3$)

す。また、媒質IIの層厚 d を 0.25 km に減じた場合を第 10 図に示す。

媒質IIの層厚を増減することによりパッチの周波数間隔が大きく変動するのが見られる。そして、これらの変動に比べ最大透過係数と最低透過係数の変動はまったく見られない。

一方、媒質IIの層厚 d を 0.5 km に固定し、電子密度 n_2 を変動させた場合の透過係数を第 11 図と第 12 図に示す。

第 11 図は媒質IIの電子密度 n_2 を $20 \times 10^6 / \text{cm}^3$ とし、第 12 図では媒質IIの電子密度 n_2 を $5 \times 10^6 / \text{cm}^3$ とした。第 8 図と比較して最大透過係数はまったく変わっていないが、最低透過係数は一層減少している。また、媒質IIの電子密度 n_2 の増加によりパッチ周波数の間隔は狭まり、媒質IIの層厚 d の増加によるパッチの周波数間隔の変動と同一傾向を示している。よって、地上観測されるパッチトホイスラにおいてそのパッチ周波数間隔が極めて短時間に変動するのは媒質IIの層厚の d が変動するか、または、媒質IIの電子密度 n_2 が変動するためであると考えられる。

理論解析においては、媒質Iより入射するホイスラ波の強度が全周波数帯域にわたり均一であると仮定した。しかしながらホイスラの波源となる先行空電のスペクトルは全周波数帯域にわたり均一ではない。このため観測されたパッチ周波数間隔と理論計算で求められるパッチ周波数間隔が必ずしも一致していないものと考えられる。

パッチ周波数間隔の解明には、今後、さらに細かな解析が必要である。

5. むすび

地上で観測されるホイスラの到来強度に周波数依存性があることは古くからソナグラフの解析によって知られていた。しかし、その強度はホイスラの発生源である雷放電の周波数特性によるものとされてきた。本論文においては、雷放電の周波数特性によるもの以外にもホイスラの強度に周波数依存性が存在することを見いだした。そしてこのホイスラをパッチトホイスラと名付け、その一因を解析した。

電離層、特に F 層において周囲電子密度より濃い電子密度の層を設定することにより、単純な 3 層モデルでホイスラ波の透過と反射の電磁界を計算した。その結果、入射する波の強度を 1 としたホイスラ波が干渉によりパッチトホイスラとなることを示した。特に、数秒間程度の短時間における同一特性のパッチトホイスラの発生、また数十秒程度の短時間後における異なったパッチトホイスラの発生などは従来のホイスラ発生源である雷放電

の周波数特性ではまったく解明できないものである。これらパッチトホイスラの発生原因に電離層の電子密度の変動、または層厚の変動を考慮すれば極めて単純なモデルでその特性が解明できる可能性のあることを示した。

6. 謝 辞

本研究は本学の特別研究費と特別研究旅費の御援助によるものであり大学当局に厚く感謝すると共に、常に御理解と御支援を頂く電子工学科三上 修教授に深謝する。理論解析と観測結果について有意義な御助言を頂いた西脇 彰助教授、馬場清英講師に感謝する。また、大型計算機の使用にあたり御協力を頂いた本学情報処理センタ各位に感謝する。

文 献

- 1) Helliwell, R. A.: "Whistlers and Related Ionospheric Phenomena", pp. 1-10, Stanford University Press 1966
- 2) Storey, L. R. O.: "An investigation of whistling atmospherics", Phil. Trans. Roy. Soc., A 246, 113 1953
- 3) Iwai, A. and J. Outu: "On an investigation of whistling atmospherics in Japan", Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ., 5, 50 1956
- 4) 齊藤, 桑島: "High Speed Spectrum Analyzer(HISSA)の試作", IASY シンポジウム(第3回), 66 1970
- 5) Kenny, J. F., TK. Deaton, and J. E. Miller: "The Review of Scientific Instruments", 38 665, 1967
- 6) Helliwell, R. A.: "Whistlers and Related Ionospheric Phenomena", pp. 87-88, Stanford University Press 1966
- 7) 太田, 馬場, 江口: "ホイスラ到来偏波の自動観測", 中部大工学部紀要, 22.27 1986
- 8) Helliwell, R. A.: "Whistlers and Related Ionospheric Phenomena", pp. 121-123, Stanford University Press 1966
- 9) Helliwell, R. A.: "Whistlers and Related Ionospheric Phenomena", pp. 115, Stanford University Press 1966
- 10) Paymar, E. M.: "Banded Whistlers Observed on OGO-4", Tech. Rept., 3439-1, Stanford, Univ. 1972
- 11) 上山, 森, 荒木: "Whistler の微細構造", IASY シンポジウム(第4回), 313 1971
- 12) Smith, R. L., R. A. Helliwell, and I. Yabroff: "A theory of trapping of whistlers in field-aligned columns of enhanced ionization" J. Geophys. Res., 65(3), 815-23, pp. 43-49 1960
- 13) Maeda, K. and I. Kimura: "A theoretical investigation of the propagation paths of the whistling atmospherics", Rept. Ionosph. Space Res., Japan, 10(3), 105-23 1959
- 14) Smith, R. L.: "Propagation characteristics of whistlers trapped in field-aligned columns of enhanced ionization", J. Geophys. Res., 66, 3699 1961

- 15) Hayakawa, M. and Y. Tanaka: "On the propagation of low-latitude whistlers", *Rev. Geophys. Space Sci.*, 16, 111, 1978
- 16) Hayakawa, M. and J. Ohtus: "Ducted propagation of low latitude whistlers deduced from the simultaneous observations at multistation", *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 35, 1685 1973
- 17) 早川: "下降ホイスラ波の電離層内反射機構について", *信学論*, 57-B, 3, 177 1974
- 18) Davies, K. 糟谷 他訳: "電離層電波伝搬", コロナ社, pp. 135-138 1966
- 19) Tian M., K. Ohta, C. C. Tang, S. Shimakura, and M. Hayakawa: "Wide-band direction finding of low-latitude whistlers by using a FFT analyzer", 1988 Intl. Symp. on Radio Propagation, Beijing, 278
- 20) Hayakawa, M., K. Ohta, and Y. Tanaka: "Further direction finding evidence on ducted propagation of low latitude daytime whistlers", *Res. Lett. Atmos. Elect.*, 5, 35 1985
- 21) Helliwell, R. A.: "Whistlers and Related Ionospheric Phenomena", p. 27, Stanford University Press 1966
- 22) Budden, K. G.: "Radio waves in the ionosphere", p. 114, Cambridge University Press 1959