

菅平宇宙電波観測所におけるホイッスラー空電観測 (1)*

— 観測例とその意義 —

奥沢隆志** 芳野起夫** 梶 靖夫** 上滝 実***

Observation of Whistling Atmospheric at Sugadaira Space Radio Wave Observatory (1)

— Preliminary data and their physical significance —

Takashi OKUZAWA, Takeo YOSHINO,
Yasuo KAJI and Minoru KOTAKI

Synopsis

An introductory discussion is given which concerns the preliminary observation of the whistling atmospheric at Sugadaira Space Radio Wave Observatory. The emphasis is placed on the physical significance of the obtained data in the light of recent knowledge of the space plasma physics. Some urgent subjects to be studied are also presented.

1. 緒言

近年、めざましい宇宙科学の進展が見られたが、その成果の一つとして「磁気圏物理」の誕生が挙げられる。太陽からは平均速度 500 km/s., 数密度にして地球近辺で約 5 ke/c.c. のプラズマ流 (太陽風) が常時その動径方向に放射され、地球もその影響下にあることが飛翔体による直接観測で確かめられた。即ち地球は双極子型の磁場を持っているため、太陽風は直接地表に達することなく、地球磁場と圧力平衡を保つ点 (平常時では地球-太陽を結ぶ線上風上側で約 $10 R_E$ (R_E は地球半径) の地心距離) で停められ、風下側 (夜側) では数 $10 R_E$ に延びた吹き流しのような形に地球磁場を歪めていることが分かっている。このいわば閉じ込められた空間が「地球磁気圏」であり、今日、その内外で生起するさまざまな物理現象が直接に研究の対象とされるにいたっている。

この磁気圏は放射能帯粒子の巨大なプールである。

か多様な自然電波の宝庫でもある。この自然電波を地表および飛翔体高度で受信して解析することは磁気圏のプラズマ診断の有力な方法であることは論をまたない。更に放射能帯粒子を含めたプラズマ粒子群はこれら自然電波と大規模なエネルギー交換を繰り返している筈であるから、地球磁気圏はそれ自身最近のプラズマ物理の精緻化にとってまたとない実験室を提供しているといっても過言ではない。

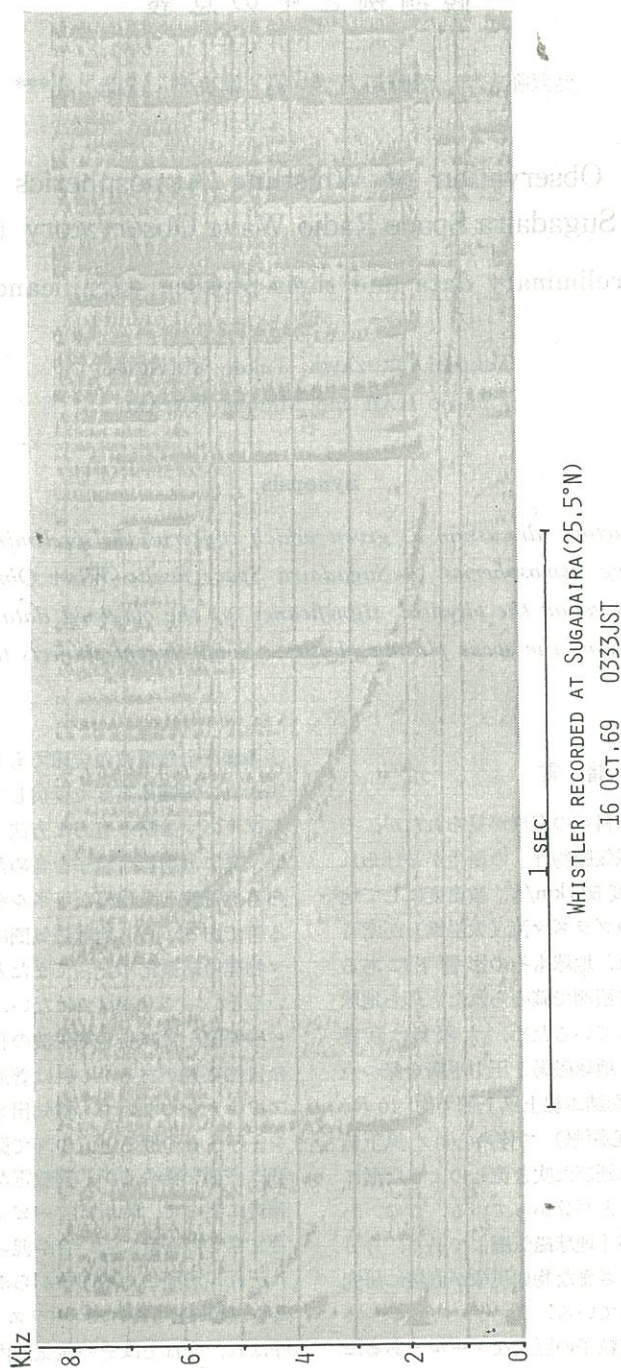
磁気圏を飛び交う電磁波の代表的なものに VLF 帯の自然電波がある。これは普通の低周波増幅器に直接アンテナをつないでも検知出来るし、その増幅器にレシーバーをつけると人の耳で聞くことが出来る。この音は多様を極めるが、雷放電から発するクリック性の雑音に混って、時折ピューピューという音、あるいはさまざまな楽音に近い音が混っていることがあり、それぞれ耳で聞こえる印象からホイッスラー (whistler) ヒス (hiss), ドーンコーラス (dawn chorus) などと呼ばれ、今日ではその磁気圏内発生位置分布および伝

* 昭和44年9月30日受理

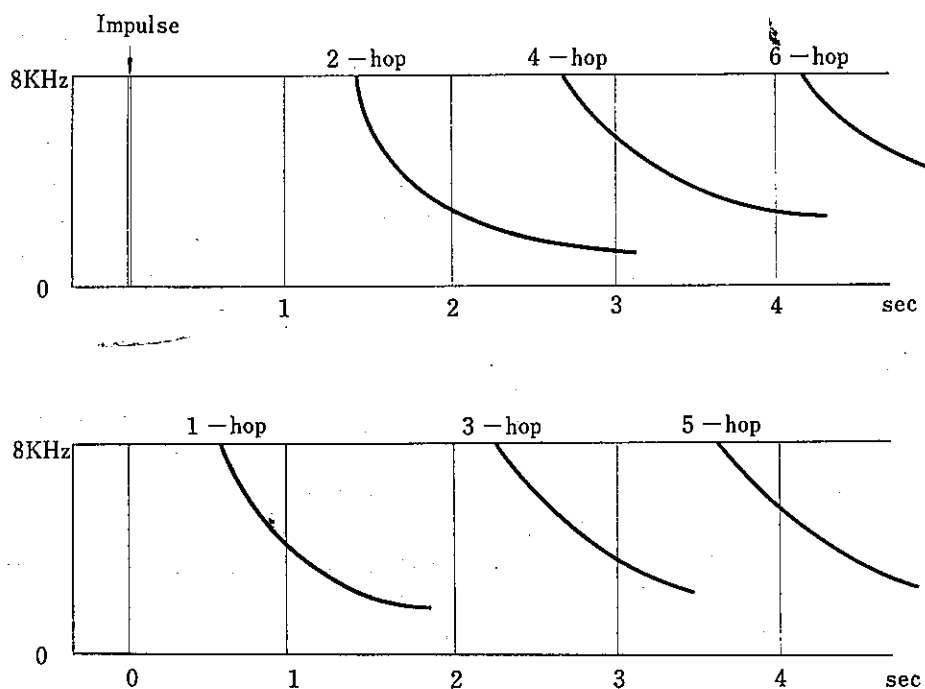
** 応用電子工学科

*** 電波工学専攻大学院生

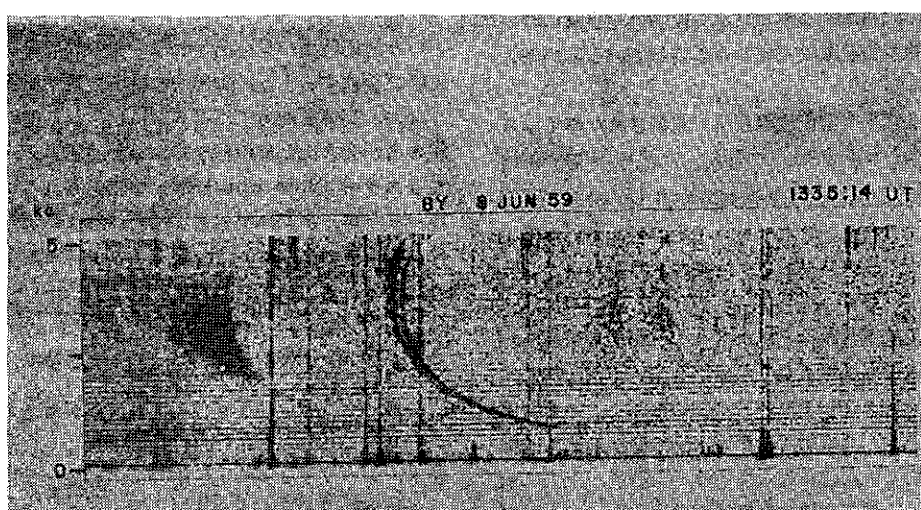
第 1 図



第 2 図



第 3 図



播と発振機構に関する研究が著々と進められている。これらVLF自然電波は大別して雷放電をその発振源とするもの(ホイッスラー およびトウィーク (tweet))と電離層より上空の磁気圏内に直接その源をもつVLFエミッションに分類されるが、本稿ではその内、特に前者のホイッスラー空電を取り上げ、菅平宇宙電波観測所で得られた受信例とその物理的意義および将来の研究目標について簡単に展望することにする。

2. ホイッスラー空電

ホイッスラー 空電そのものの発見はかなり古く、1919年にドイツのバークハウゼン(Barkhausen)が地電流の研究過程で見付けて報告している¹⁾。非常に漠然とした記載はそれ以前の1894年電話線に誘起したとしてプリース(Preece)によってなされてはいるが単なる注目に終っていた²⁾。その後、エッカーズレー(Eckersley)は1925年から35年にかけて雷放電および太陽活動度とホイッスラーの関連について現象論的な研究をまとめると同時に、周波数—時間の特異な依存性を説明する理論的な足がかり^{3), 4), 5), 6)}を作った。なお、後述するようにソナグラム上に顕現される周波数—時間の今日と同様な定量化にはじめて成功したのはベル電話研究所のバートン(Burton)とボードマン(Boardman)^{7), 8)}である。1953年ストーレー(Storey)はホイッスラー波が地球磁力線に沿って伝播し、雷放電がその発振源であることを理論的に証明し⁹⁾、従前のホイッスラーについての観測事実がほとんど完全にこの理論で説明されるに及びホイッスラー自身についての基礎的な物理像は完成の域に達しているといえよう。

第1図は菅平宇宙電波観測所で観測されたホイッスラーの一例でソナグラフ(周波数分析記録装置)を用いて縦軸に周波数(f)、横軸に時間(t)をとって得られた特性である。レシーバーでその音を聞いた時、規則正しく、その調子が下がってゆく口笛のような音調の視覚化である。

地上で雷放電が起ると、かなり広い周波数帯域にわたって電磁放射が起ることが分かっているが、例えば中波ラジオでクリック性雑音が受信されることでも明らかであろう。この電磁放射は1~30 kHzの比較的低い周波数帯でも同時に起っている。この内、上方に伝播するものは地球磁場の影響で電離層内をほとんど減衰を受けずに通過することが出来、この電波は更に上層の磁気圏内を通る磁力線沿いに進み、反対側の半球の地表に迄も達することが出来る。この伝播通路は

当然高緯度ほど長くなるが、先述のように減衰がほとんどなく、磁力線に依る収束性のために発散によるエネルギーの損失も少ないので、ホイッスラー波は時として両半球の間を往復することも出来る。観測点のある半球で起った雷放電によるホイッスラーをロングホイッスラー(long whistler)(クリックが先行する)、反対半球の雷放電によるものをショートホイッスラー(short whistler)(低緯度では時として地表・電離層間の導波管伝播により伝わってくるクリック性雑音が先行することもある)と分類して呼ぶのは便利である。観測されたホイッスラーおよびそのエコーの雷放電の時刻から測った出現時間(=伝播時間)の比は第2図のようにショートホイッスラーでは1:3:5……, ロングホイッスラーでは2:4:6……となるが、これは磁力線沿いの往復運動によって完全に理解される。実際、磁気赤道に関して対称な地磁気共軌点での同時観測がモーガン(Morgan)とアルコック(Allcock)により行なわれ、同じ源のホイッスラーが両地点で確認されている¹⁰⁾。またコスター(Koster)およびストーレーの実験では磁気赤道では全くホイッスラーらしきものは観測されなかった¹¹⁾。これらの結果はいずれもストーレーの理論の正しさを裏付けるものである。

観測されるホイッスラー波の特性の大切な要素として周波数(f)対伝播時間(t)の間に

$$t = D \sqrt{\frac{1}{f}}$$

という対応関係が見い出される。その勾配 D を「分散」と呼び後述するように物理的に重要な量である。

なお、高緯度地方では第3図に示される例のように左の方が突き出た鼻の形をしたいわゆる「ノーズ・ホイッスラー(nose whistler)」が受信されるが(1956年ヘリウエルが初めて報告¹²⁾)、これは特別なものではなく後述のように一般的なホイッスラー理論で完全に説明される。

3. ホイッスラーの伝播理論

一般にプラズマ粒子間の衝突周波数が考えている波の周波数よりも小さく(電離層100 kmより上部ではイオン、電子共にそのジャイロ周波数は粒子間衝突周波数より大きくなる。), かつ冷たいプラズマ媒質中では z 軸方向に磁場 H_0 があり、波の波数ベクトル k が xz —平面内にあるような座標を取ったとき(k と H_0 のなす角度 θ)、その波に対する媒質の屈折率 N

$=|k|c/f$ は次式に支配される¹⁴⁾.

$$AN^4 - BN^2 + C = 0 \quad (1)$$

ただし

$$\left. \begin{aligned} A &= S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta, \\ B &= RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta), \\ C &= PRL, \\ S &= \frac{1}{2} (R+L), \\ D &= \frac{1}{2} (R-L), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} P &= 1 - \sum_j \Pi_j^2 / f^2, \\ R &= 1 - \sum_j (\Pi_j^2 / f^2) \left(\frac{f}{f + \epsilon_j \Omega_j} \right), \\ L &= 1 - \sum_j (\Pi_j^2 / f^2) \left(\frac{f}{f - \epsilon_j \Omega_j} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

これらの式中の記号は CGS 単位系でまとめると,

$$\Pi_j = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi n_j e^2 Z_j^2}{m_j}} : j\text{-粒子のプラズマ周波数}$$

$$\Omega_j = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{Z_j e H_0}{m_j c} \right| : j\text{-粒子のジャイロ周波数}$$

$$\epsilon_j = \begin{cases} +1 & (\text{正イオン}), \\ -1 & (\text{電子および負イオン}), \end{cases}$$

f = 波の周波数 (Hz 単位),

n_j = j -粒子数密度,

$Z_j e$ = j -粒子の荷電,

m_j = j -粒子の質量,

c = 光速.

今, $f \gg \Omega_e$ の近似を用いてイオンの効果を無視すると (アップルトン・ハートレイ (Appleton-Hartree) の近似),

$$\left. \begin{aligned} R &\approx 1 - (\Pi_e^2 / f^2) f / (f - \Omega_e), \\ L &\approx 1 - (\Pi_e^2 / f^2) f / (f + \Omega_e), \\ P &\approx 1 - \Pi_e^2 / f^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

このとき, (1) 式は

$$N^2 = 1 - \frac{2\Pi_e^2(1 - \Pi_e^2/f^2)}{2f^2(1 - \Pi_e^2/f^2) - \Omega_e^2 \sin^2 \theta \pm \Omega_e \Delta} \quad (5)$$

ただし

$$\Delta = [\Omega_e^2 \sin^4 \theta + 4f^2(1 - \Pi_e^2/f^2) \cos^2 \theta]^{1/2} \quad (6)$$

次に

$$QL \text{ (Quasi-longitudinal) 近似として知られる} \\ \Omega_e^2 \sin^4 \theta \ll 4f^2(1 - \Pi_e^2/f^2) \cos^2 \theta \quad (7)$$

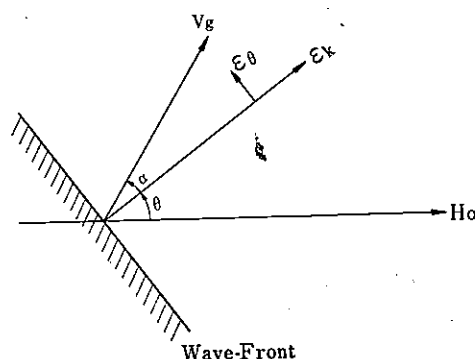
および

$$\Omega_e^2 \sin^2 \theta \ll |2f^2(1 - \Pi_e^2/f^2)| \quad (8)$$

の場合を考えると (5) 式は

$$N^2 = 1 - \frac{\Pi_e^2}{f(f \pm \Omega_e \cos \theta)} \quad (9)$$

この内, 負号を生かした異常波は右回り偏光波 (R-モ



第 4 図

ード) として知られているが, この波が通常いわれるホイッスラー波である. なお, 正号をとったときの正常波は実際の磁気圏のパラメータを代入すると $N^2 < 0$ となり伝播出来ないことが直ぐに分かる.

先ずこの R-モード波の磁力線に対する収束性を調べてみることにする. 波の群速度 (= エネルギーの伝播速度) を V_0 とすると, 第 4 図を参照して,

$$V_0 = \frac{\partial f}{\partial k} = \epsilon_k \frac{\partial f}{\partial |k|} + \epsilon_\theta \frac{1}{|k|} \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad (10)$$

ここに ϵ_k , ϵ_θ は夫々 k 方向, θ 方向への単位ベクトルを表わす. 図より

$$\tan \alpha = \frac{\frac{1}{|k|} (\partial f / \partial \theta)_k}{(\partial f / \partial |k|)_\theta} = - \frac{1}{|k|} \frac{\partial |k|}{\partial \theta} = - \frac{1}{2N^2} \frac{\partial N^2}{\partial \theta} \quad (11)$$

(9) 式の R-mode を用いて, 更に

$$\Pi_e^2 / f \Omega_e \cos \theta \gg 1 \quad (12)$$

の仮定を許すと (11) 式から直ちに

$$\tan \alpha = - \frac{1}{2} \tan \theta \quad (13)$$

の関係をj得る. 従って V_0 の磁力線に対する傾きは

$$\tan (\theta + \alpha) = \frac{\tan \theta}{2 + \tan^2 \theta} \leq 0.35356 \quad (14)$$

すなわち $(\theta + \alpha)$ の最大値は $19^\circ 29'$ である. このことはエネルギー伝達方向の磁力線に対する収束性がかなりのものであることを示している. 従って第一近似として, 波は磁力線沿いに進むと仮定することが出来る. その伝播に要する時間 t は ds を単位伝播通路長として

$$\begin{aligned} t &\approx \int_{\text{path}} ds / |V_0| \\ &= \int_{\text{path}} (N + f \partial N / \partial f) ds / c \\ &= \int_{\text{path}} \frac{\Pi_e \Omega_e}{\sqrt{f} (\Omega_e - f)^{3/2}} ds \end{aligned} \quad (15)$$

更に

$$\Omega_e \gg f \quad (16)$$

の仮定を許せば (15) 式は

$$t \approx \frac{D}{\sqrt{f}} \quad (17)$$

$$D = \frac{1}{2c} \int_{path} \frac{\Pi_e}{\sqrt{\Omega_e}} ds \quad (18)$$

このようにして (17) 式はホイッスラーの重要な特性である周波数対時間の関係を見事に説明していることになる。(18) 式で与えられる D (=分散) は周波数に無関係で、その伝播通路沿いの電子密度と磁場の強さにより与えられる定数である。これは観測されたホイッスラーについて夫々一つづつ得られる。磁場が双極子形で近似出来るとすると、原理的には D が決まれば (18) 式を用いて電子密度の高度分布が決定出来ることになる(ただし後述するように実際には相当難しい)。なお、菅平(地磁気緯度 25.5°N) のような低緯度観測所を通る磁力線の apex は赤道面で $1,500\text{ km}$ 以下にあるが、試みに菅平をとると、 Ω_e および Π_e の最小値はこの apex (高度 $1,450\text{ km}$) での値、 Ω_e の最大値は約 100 km の高度(ジャイロ・フリーになる高度)での値をとると、

$$\Pi_e \geq 1 \times 10^3 \text{ kHz}$$

$$8 \times 10^2 \text{ kHz} \geq \Omega_e \geq 5 \times 10^2 \text{ kHz} \quad (19)$$

一方、実際の受信ホイッスラーの周波数 $f=1\sim 10\text{ kHz}$ であるから (17) および (18) の関係式を導く過程で用いた仮定 (12), (16) は十分に満足されている。

磁場の強さは双極子磁場の場合、地心距離の三乗に反比例して減少していくから (17) および (18) 式の近似が成り立たない場合も出て来る。この場合、(15) 式に戻って考えねばならないが、このときの被積分関数は $f=\Omega_e/4$ で最小値をとることが容易に分かる。従って伝播時間を通路全体について求めると、ある周波数でもまた最小になることが予想される。これが高緯度地方で得られる「ノーズ・ホイッスラー」に他ならない。

4. 電子密度の高度分布

分散 D は伝播通路上の Π_e , Ω_e および通路自身の長さによって変わるが大体において高緯度ほど大きくなる傾向が明らかになっている。これ迄の世界各地での D の実測例を第 1 表に挙げておく。

この表中、菅平の値は1969年1月から11月までの数例についてのものである。

(18)式から明らかなように、 D は磁場の強さ、電子

第 1 表

観 測 地	地磁気緯度	D(分散)
Hanover (U. S. A.)	55.1°N	80 — 120
Cambridge (U. K.)	54.8°N	45 — 80
Seattle (U. S. A.)	53.6°N	53 — 95
Washington, D. C. (U. S. A.)	50.2°N	70 — 100
Stanford (U. S. A.)	43.7°N	45.5 — 92.5
稚 内 (日 本)	34.9°N	50 — 70
菅 平 (日 本)	25.5°N	23 — 55
豊 川 (日 本)	24.5°N	20 — 50
Wellington (N. Z.)	45.1°S	60 — 90
Dunedin (N. Z.)	51.0°S	60 — 100

密度および伝播通路の形によってコントロールされるので、厳密に言えばそれから一義的に電子密度 n_e 分布を決めることは出来ない。そこで n_e を決めようとする時には、少なくとも磁場の強さと伝播通路の形を仮定する必要に迫られる。

磁場の強さに関しては通例として双極子型が仮定されるが、これは磁気嵐に際しては磁力線の伸縮があるので必ずしも正確ではないが、低緯度から発する磁力線については第一近似として良い近似と考えてよいであろう¹⁵⁾。次に伝播路についてであるが、(14)式に明らかなようにエネルギー伝播速度と考えている点の磁力線とのなす角度には上限がある。これは必ずしも伝播路と磁力線が一致することを保障しない。前田・木村¹⁶⁾の計算によれば、伝播路は電子密度分布によって相当左右され、赤道面に対して伝播路が対称性からずれる場合も現われる。一方スミス、ヘリウエル、ヤブロフ (Smith, Helliwell, Yabroff) 等によれば、現実の電離層および磁気圏では電子密度が均一性ではなく磁力線に沿った一種の irregularities が出来易く、VLF波はよくダクト(duct)される事実がある。彼らによれば高緯度地方では周囲から約10%電子密度が増加する磁力線沿いのダクトが出来れば磁力線に殆んど沿った伝播が出来ることになる。また、低緯度になるほど同じガイディングを行なうためには密度の増加が大きくなければならず、これで低緯度ホイッスラーの受信頻度が比較的低いことを説明しようとしている¹⁷⁾。この場合を“field-aligned duct propagation”と呼び、先に詳述した媒質の異方性だけで考えたものを“magneto-ionic duct propagation”という。最近はどこかといえば、この field-aligned duct propagation で解釈される傾向が強い。もちろん magneto-ionic duct propagation でも高緯度では伝播通路の対称性はよいし、必ずしも共転点間を伝播していない観測例¹⁸⁾もあるので、一方を切り捨てるわけにはいかないようである。

ある。

次に電子密度分布についてであるが、上層に行くほど減少（電離層上部で）しているのは確かだとしてもこれが緯度に依存していたり、小さな irregularities の存在を考慮に入れたりすれば問題は複雑を極めることになるので、先ず高さだけの函数と考えておくのが無難であろう。原理的には D が観測で決まるので、この値の緯度に関する分布を第1表のように調べておく。これを用いて (18) 式を積分方程式と見立てて解けば n_e の分布が一義的に決まる筈であるが、この積分方程式を正面から解くのは至難の業であるから近似解法を用いる。その代表的な近似解法¹⁹⁾を次に説明する。

(18) 式の D は書き直して

$$D \approx (e/2c)^{1/2} \int (n_e/H_0)^{1/2} ds \quad (20)$$

はじめに n_e は一定値と考え、磁場の強さは双極子型で近似すると (20) 式から直ちに

$$n_e = D^2 \left(\frac{e}{c} \right)^{-1} (2a^2/M)^{-1} \left[\frac{1}{\cos^5 \theta_0} \int_0^{\theta_0} \cos^5 \theta (4 - 3 \cos^2 \theta)^{1/2} d\theta \right]^{-2} \quad (21)$$

ただし θ は地磁気緯度を表わし、 θ_0 は特に観測点の地磁気緯度を表わす。 a , M は夫々地球半径、地球磁気双極子の能率を表わす。 D が観測で決まれば (21) 式から n_e が決まるが、今この n_e を観測点を通る磁力線の apex の高さでの値と考えると各緯度の D から赤道面上の n_e の高さ分布 (n_e , h) が決まる。この分布を第0近似の分布 ($n_e(0)$, h) として全緯度について適用されると仮定すると、今度はこの $n_e(0)$ を用いて (20) 式の差分形を利用すると

$$D = a \sec^2 \theta_0 (e/2c)^{1/2} \sum_0^{\theta_0} \{ (n_{e\alpha}(0)/H_{0\alpha})^{1/2} + (n_{e\beta}(0)/H_{0\beta})^{1/2} \} \times \{ F(\theta_\beta) - F(\theta_\alpha) \} \quad (22)$$

ただし伝播路長 ds は磁力線上細分化された隣り合う2点を α , β で規定した時、

$$ds = s_\beta - s_\alpha = a \sec^2 \theta_0 \{ F(\theta_\beta) - F(\theta_\alpha) \}$$

と置き換えた。また $(n_e/H_0)^{1/2}$ は α と β 両点での値の相加平均をとる。なお、函数 $F(\theta)$ は

$$F(\theta) = \frac{1}{2\sqrt{3}} (x + \sinh x \cosh x),$$

$$\sinh x = \sqrt{3} \sin \theta \quad (23)$$

で与えられ、既にチャップマン (Chapman) と杉浦により数表化されている²⁰⁾。

はじめに求まった n_e と今の D を ($n_e(0)$, $D(0)$) と

記すと $n_e(0)$ は現実のものより大きい筈であるからこの $D(0)$ は当然実測の D 値より大きい。ところで一般に近似的に D は $n_e^{1/2}$ に比例するから問題にする高度での更により n_e の近似値は実測の D を用いて

$$n_e(1) = (D/D(0))^2 n_e(0) \quad (24)$$

として求められる。以上の操作を繰り返すことにより、即ち m 次近似は

$$n_e(m) = (D/D(m-1))^2 n_e(m-1) \quad (25)$$

として求められ、横軸に近似次数の逆数 $1/m$ 、縦軸に $n_e(m)$ を目盛ったグラフを描けば、このグラフと縦軸との交点を目算に依り求めることによって最終的に確かな n_e 値 ($=n_e(\infty)$) が求められることになる。各緯度についての D 値が分かっているならば n_e の高度分布は上の操作を各緯度について順次行なえば求められる。換言すれば菅平観測所1ヶ所のデータからでは、高度分布の算出は無理ということになる。逆に汎世界的な観測ネットワークの必要な所以でもある。アルコック (Allcock) は1957年1月～5月にわたる各緯度での平均の D 値分布から次式で与えられるような n_e 分布式を求めている¹⁹⁾。

$$n_e = 5.75 \times 10^4 \text{ Exp}(-h/2640) \quad (25)$$

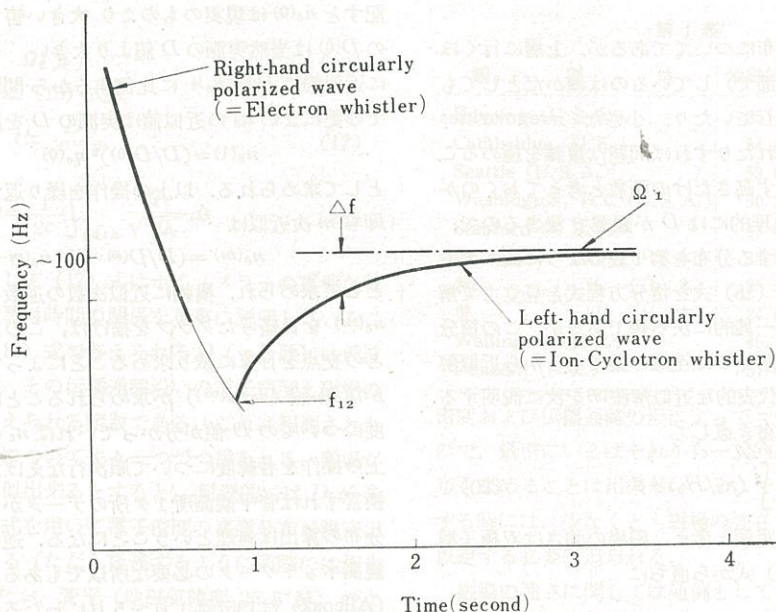
ただし n_e は立方センチ当たり、 h は km 単位である。

この方法は低緯度地方の観測所（従って高度約1500 km 以下の分布）にしか適用されないから、更に高高度の n_e 分布を求めるには「ノーズ・ホイッスラー」を利用する方法が考案されている。この方法の利点はノーズ周波数 $\approx \Omega_e/4$ から伝播路の apex の高さが推定出来ることと「ノーズ・ホイッスラー」は一つの雷放電から幾つもの伝播路を通ってくるのが多く、従って一つの雷放電から発したホイッスラーを各高度の情報の担い手として使うことの出来る点にある。しかし反面この方法の弱点は (15) 式迄戻らねばならず、従って逆に幾つかの電子密度分布の型を仮定しなければならぬことである。これ迄の研究からは特にスミス (Smith) 型 $n_e \propto 1/r^3$ (r : 地心距離) の分布が実測と良く合うことが知られている²¹⁾。

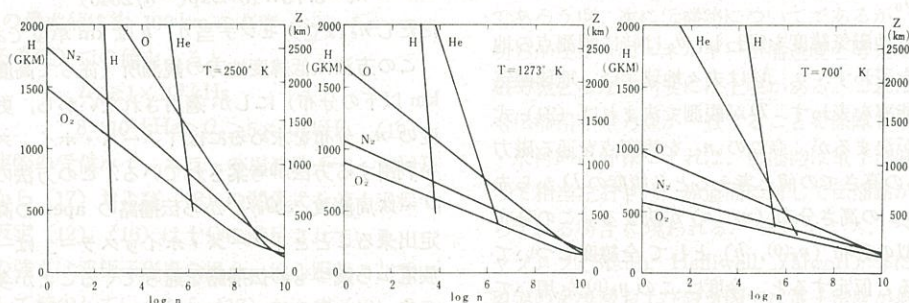
5. イオン・サイクロトロンホイッスラー

米国の人工衛星 Injun 3 およびカナダの Alouette 衛星は VLF 受信装置を積んで打ち上げられたが、電離層上空で受信した電波の内一部のソナグラムを模式的に示すと第5図のようなものになった²²⁾。その後、その結果はガーネット (Gurnett) およびショワン (Shawhan) 等に依り次のように解釈された²³⁾。

図中、左側のトレースは従来のホイッスラー (R-モ



第 5 図



第 6 図

ード) 波を表わすが、右の音調上りのトレースは上空の衛星高度のプロトンのジャイロ周波数にほぼひとしい周波数に漸近することを手掛りに理論解析を進めたところ、左回り偏光波(L-モード)に相当するイオン・サイクロトロン波であることが判明した。特に図中、両モードの交点の周波数 f_{12} はcross over 周波数といわれる。地表で受信出来ず、衛星高度でのみ受信可能なのは電離層上部のイオン・ジャイロ周波数がプロトンの場合でさえ数 100 Hz であり電離層を上からつき破って伝播し得ないからである。

(1), (2), (3) 式において今度は一種類のイオン (以後 1 と添字) だけに着目し、 $L \gg R$ としてなおかつイオン・ジャイロ周波数附近に成立つ近似を行なうと、

$$N^2 = \frac{\Pi_1^2}{\Omega_1(\Omega_1 - f)} \cdot \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2 \cos^2 \theta}, \quad (26)$$

群速度は

$$|V_\theta| = \frac{c}{(N + \partial N / \partial f)} \left[1 + \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (27)$$

で求まるが、エネルギーの伝播時間

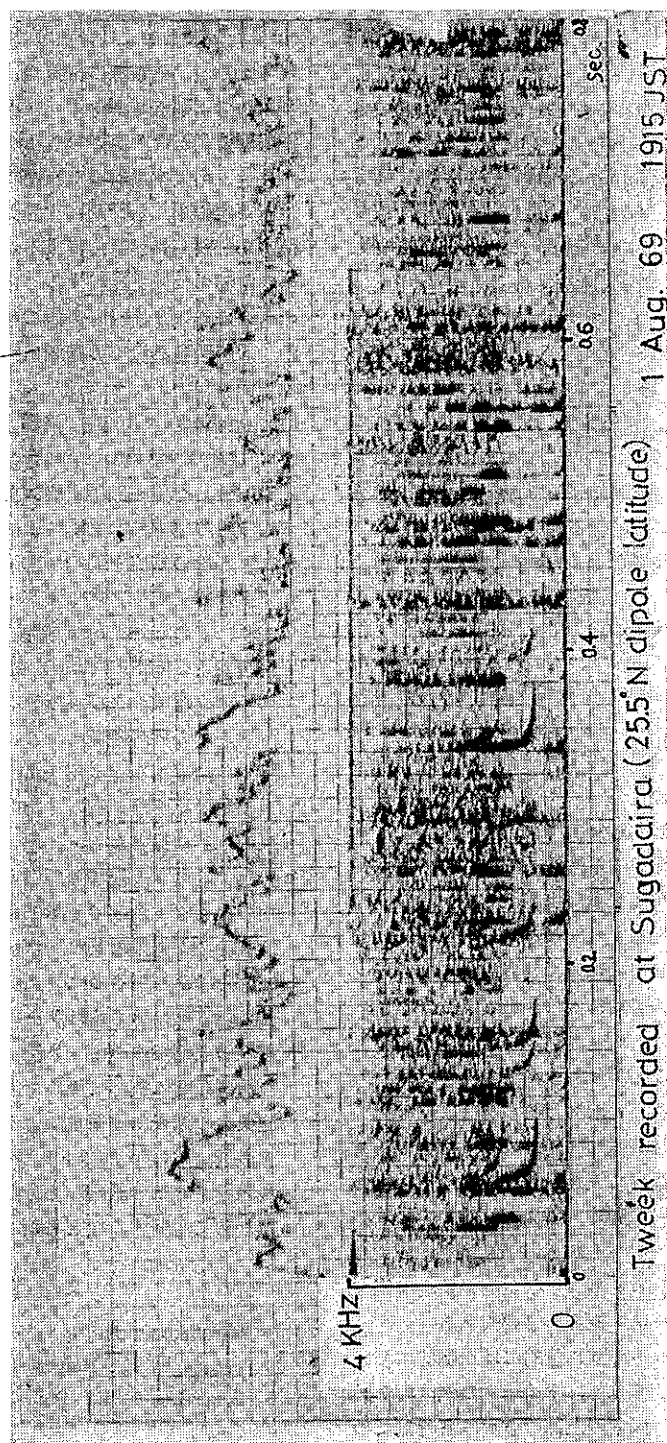
$$t(f) \approx \int ds / |V_\theta|$$

は $|V_\theta|$ が θ について大きく変らないという仮定 (この仮定は十分に成立つことが証明されている) のもとに積分を行なうと最終的に

$$t(f) \approx \frac{\Pi_1 \sqrt{\Omega_1}}{c \Omega_1'} \left[\frac{1}{\Delta f} \right]^{1/2} + \text{const.} \quad (28)$$

を得る²⁴⁾。ただし

第 7 図



$$\Delta f = \Omega_1 - f, \quad \Omega_1' = \partial \Omega_1 / \partial s \quad (29)$$

であり式中の各量は衛星の観測点での値を示す。従って得られた $f-t$ 図から $t(f)$ と $[1/\Delta f]^{1/2}$ が直線となるような Ω_1 値を見付けることによって Π_1 , 従って, $n_1 = \Pi_1^2 \frac{\Pi_1 m_1}{(Z_1 e)^2}$ (イオンの密度) が決められる。ここで Ω_1' は磁場が双極子型であることを仮定することによって容易に得られる。以上は一種のイオンに着目して述べたものであるが, Subprotonosphere と呼ばれる高度 1,000 km 付近は H^+ , He^+ , O^+ の共存する領域であり, 第 6 図に示される様に, その温度によって組成が変化する領域である²⁵⁾。従って時によっては He^+ -ホイッスラー, または O^+ -ホイッスラーが観測されても一向に不思議はない。現にバリングトン (Barrington) 等は He^+ -ホイッスラーらしきものを見出している²⁶⁾。ガーネットによると上記三種のイオン組成比も容易に計算することが出来る²³⁾。このことから衛星高度でのイオン・サイクロトロン・ホイッスラーの受信は磁気圏の温度モニターおよびイオン密度分布モニターとして有力な武器になり得ることがうかがわれよう。

6. 結 言

以上の展望から, ホイッスラー空電に関して菅平での当面の研究目標は次の諸点に設けられるべきことが判る。

1) 地上ルーチン観測

現在, 低緯度の VLF 観測所は世界的に少なく, 日本はその南北に長い地理的特性上, 極めて良い低緯度観測所網を張ることが出来る。現在国内で実際に稼働しているのは北から母子里 (34.0°N), 遠刈田 (27.9°N), があり, 佐久島 (24.1°N) および鹿児島 (23.7°N) がこの戦列に加わる態勢にある。菅平観測所は 25.5°N にあり, 上記のネットワークを埋める上からも極めて重要な位置にあることが分かる (上記の緯度はいずれも地磁気緯度である)。4 節から明らかなようにホイッスラーの分散 D の緯度分布, 従って電子密度の磁気圏下部の高度分布の算出に大きく貢献出来るからである。分散値は地方時・季節時・磁気擾乱時などに依存して変化の大きいものであるから, 平常値を把握するためにも, また逆にそれを基礎とした異常値を検出するためにも地味なルーチン観測が必要である。

菅平ではホイッスラーの他に量的には圧倒的に多いトイークが頻繁に受信される。トイークの例は第 7 図に例示してある (尚, 図中の上部の波形は各時刻での最大電界強度を示す)。この空電はやはり雷放電に源

を持つが, ホイッスラーのように磁力線沿いに磁気圏までつき抜けて伝播するのではなく, 電離層・地表間を導波管モードで伝播するものとされている²⁷⁾。その cut-off 周波数および分散はこの理論でうまく説明されているが, 空電源の位置が他の手段で分ればこれを利用して下部電離層のモニターとすることが出来る。電離層の見かけの高さの変化が検出出来るからである。

最近, 名大空電研は三点同時観測網により空電源の位置決定の出来る態勢に入った²⁸⁾が, トイークの分散値から伝播路長が算出出来るから, この結果と名大側の空電源の位置を比較することにより, モード理論そのものの詳細な検討も可能になると思われる。

2) 人工衛星高度での観測

当面 POGO-C 号 (遠地点 1,510 km, 近地点 414 km, inclination 87.4°, 周期 104.3 分) および POGO-D (遠地点 908 km, 近地点 413 km, inclination 86°, 周期 96 分) を狙い, 搭載機器を担当するスタンフォード大学との協力のもとにこの観測データを受信解析することが次の諸点を明らかにする上で重要である。

- a) イオン・サイクロトロン・ホイッスラーの受信により, その cross over 周波数, イオン・ジャイロ周波数および cutoff time を知って subprotonosphere のイオン組成および温度分布を検出すること
- b) 地上との同時観測により, ホイッスラー波の電離層での減衰率を実測出来る。この場合, 衛星の軌道要素の確実な把握と「時間」の精密な判読 (0.1 秒以内) が前提となる。
- c) ホイッスラー現象の理解の上で, 現在, 最も不明なのはダクト形成の定量的条件であろう。因みに磁気嵐時 $f-t$ 関係図上のトレースが通常の形にくらべ拡散的にひろがるのはダクト幅が増すためと考えられている²⁹⁾。ホイッスラーのロケット観測によれば電離層上部でのホイッスラー検出頻度は同時刻の地上受信頻度に較べて極めて大きいこと³⁰⁾から, 上記条件の調査には衛星による観測が有利である。なお最近, 木村³¹⁾はストリエーション (Striation) の現象をダクトの終端から分散的に降りそそぐ波の性質として説明するなど目新しい試みも見受けられる。

文 献

- 1) Barkhausen, H.: Phys. Z. 20, pp. 401-403, (1919)
- 2) Preece, W. H.: Nature, Lond., 49, p. 554, (1894)
- 3) Eckersley, T. L.: Phil. Mag. 49, pp. 1250-1259, (1925)
- 4) Eckersley, T. L.: Nature, Lond., 117, p. 821,

- (1926)
- 5) Eckersley, T. L.: Nature, Lond., 122, p. 768, (1928)
- 6) Eckersley, T. L.: Nature, Lond., 135, pp. 104-105, (1935)
- 7) Burton, E. T.: Nature, Lond., 126, p. 55, (1930)
- 8) Burton, E. T., and E. M. Boardman.: Proc. Inst. Radio Engrs, N. Y. 21, pp. 1476-1494, (1933)
- 9) Storey, L. R. O.: Phil. Trans. Roy. Soc., A 246, pp. 113-141, (1953)
- 10) Morgan, M. G. and G. Mck. Allcock: Nature, 177, pp. 30-31, (1956)
- 11) Koster, J. R. and L. R. O. Storey: Nature, 175, pp. 36-37, (1955)
- 12) Helliwell, R. A.: Low frequency Propagation studies, Part I. Whistlers and related phenomena, Final Rept. Air Force Contract No. AF 19 (604)-795, AFCRC-TR-56-189, (1956)
- 13) Helliwell, R. A.: Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, (Stanford Univ. Press), p. 105 (1964)
- 14) Stix, T. H.: Theory of Plasma Waves, (McGraw-Hill Book Co. 1962), p. 11
- 15) Mead, G. D.: J. Geophys. Res., 69, pp. 1181-1195, (1964)
- 16) Maeda, K. and I. Kimura: J. Atmos. Terr. Phys. 15, pp. 58-65, (1959)
- 17) Smith, R. L., R. A. Helliwell and I. W. Yabroff: J. Geophys. Res, 65, pp. 815-823, (1960)
- 18) Helliwell, R. A. and E. Gehrels: Proc. IRE, 46, pp. 785-787, (1958)
- 19) Allcock, G. Mck.: J. Atmos. Terr. Phys, 14, pp. 185-199, (1959)
- 20) Chapman, S. and M. Sugiura: J. Geophys. Res., 61, pp. 485-488, (1956)
- 21) Smith, R. L.: Tech. Rept. No. 6, AFOSR-TN-60-861, Stanford Univ. Electronics Lab. (1960)
- 22) Smith, R. L., N. M. Brice, J. Katsufurakies, D. A. Gurnett, S. D. Shawhan, J. S. Belrose and R. E. Barrington: Nature, 204, pp. 274-275, (1964)
- 23) Gurnett, D. A., S. D. Shawhan, N. M. Brice and R. C. Smith: J. Geophys. Res., 70, pp. 1965-1988, (1965)
- 24) Gurnett, D. A. and S. D. Shawhan: J. Geophys. Res., 71, pp. 741-754, (1966)
- 25) Jacchia, L. G.: Atmospheric structure and its variations at heights above 200 km in "CIRA 1965", (Noth-Holland Pub. Co. 1965) p. 295
- 26) Barrington, R. E., J. B. Belrose, and W. E. Mather: Nature, 210, No. 5031, pp. 80-81, (1966)
- 27) Otsu, J.: Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ. 7, pp. 58-71, (1960)
- 28) 岩井章, 大津仁助, 西野正徳, 柏木瑞夫: 第45回日本地球電気磁気学会講演予稿集 p. 29, (1969)
- 29) Somayajulu, V. V. and B. A. P. Tantry: J. Geomag. Geoelect. 20, pp. 21-31, (1968)
- 30) 鎌田哲夫, 早川正士, 岩井章: K-9M-26 号機による電波雑音観測結果速報 IASY シンポジウム 1969 年講演 於東大宇宙研
- 31) 木村磐根, 松尾俊郎: POGO 衛星で観測された VLF 諸現象, IASY シンポジウム 1968 年講演 於東大宇宙研