

Siple 局から放射された左右両円偏波により
励起されたホイスラーモード波の強度解析*

長野 勇**・八木谷聡**・木村磐根***・U. S. Inan†

(1988年12月26日受理)

Full wave Analysis of Whistler mode Waves
Excited by Right- and Left-hand Circularly Polarized Waves
Radiated from Siple Station

By

Isamu NAGANO, Satoshi YAGITANI, Iwane KIMURA
and Umran S. INAN

Abstract: According to the polarization experiment conducted using a Siple transmitter, the intensities of the signals transmitted with a right-hand circular polarization and received on the DE-1 satellite were about 10 dB greater than those transmitted with a left-hand circular polarization. In order theoretically to support these experimental results, the energy distributions of the whistler-mode waves in the lower ionosphere are calculated by using a full wave analysis when right- and left-hand circularly polarized waves are independently radiated by a crossed dipole antenna on the ground. Calculated results show that on the horizontal plane at an altitude of 105 km the peak and total levels of the energy of the whistler-mode wave excited by the right-hand circular polarization are about 16 dB and 8 dB greater than those excited by the left-hand one, respectively. These calculated

* 宇宙研特別事業による研究論文

** 金沢大学工学部電気・情報工学科

*** 京都大学工学部電気工学第二学科

† Stanford University, STAR Laboratory

values are roughly consistent with the experimental result. It is also discussed that the entry point of the waves incident on the magnetosphere can be estimated from the knowledge of the observed value of the intensity ratio.

1. 序

地球を取りまいている電離圏、磁気圏などのプラズマ領域には様々なプラズマ波動が存在しており、特に VLF 帯においては、粒子と波動の相互作用などにより数多くの複雑な波動現象が観測される。近年、これらの VLF 波動現象を能動的に観測、調査する目的で、地上の VLF 局を用いた波動放射実験が盛んに行なわれているが[1~4]、その一環として、南極の Siple 局から左右両円偏波を放射し、DE-1(Dynamics Explorer-1)衛星などで観測する実験が Stanford 大学などの手によって行なわれた[5]。この実験結果の一例によると、右回り円偏波の波動により励起されたホイスラーモード波の強度は、左回り円偏波の場合と比較して約 10 dB 強く衛星上で観測された。

この強度比は、地上から放射された左右両円偏波が下部電離層中においてどれだけの強度のホイスラーモード波を励起しうるかを計算することにより評価することができる。今回、我々は地上のアンテナから放射された左右両円偏波によって励起されたホイスラーモード波の強度比を full wave 法を用いて数値的に計算し、実験結果との比較を行なったので報告する。

なお、実際に Siple のアンテナからはある指向性を持った球面波が放射されたと考えられるため、本論文では電離層中のホイスラーモード波の強度分布（波源からの距離特性）を求めるために、球面波が電離層に入射するモデルを用いて計算を行なっている。より単純な計算モデルとしては、球面波の各部分が平面波として電離層に入射するものと仮定して、各々の平面波に対して計算を行なう方法も考えられる。この場合、電離層に入射した平面波のエネルギーの電離層中における伝搬経路、および球面波で伝搬することによる減衰の効果を考慮すれば電離層高度におけるホイスラーモード波の強度分布を正確に計算することができる。しかし、下部電離層中における VLF 波のレイトレイシングを正確に行なうことは一般に困難であり、したがって平面波に対する計算のみでは球面波伝搬による減衰の効果も正確には求められない。一方、球面波に対する計算では、このような複雑な効果を正確に、また完全に含めることができるため、波源が分かっている場合の電離層中におけるホイスラーモード波の強度分布を調べる場合は平面波よりも球面波に対して計算を行なうことが望ましいと考えられる。

2. 円偏波放射実験

地上から放射された VLF 波動は、一般に下部電離層中においてホイスラーモード波を励起する。このようなホイスラーモード波は地球磁力線に対して右回りの円偏波で磁気圏へ伝搬する。このため、地上から円偏波が放射された場合、それによって励起されるホイスラーモード波の強度は、放射された円偏波の磁力線に対する右回り円偏波成分の大きさ

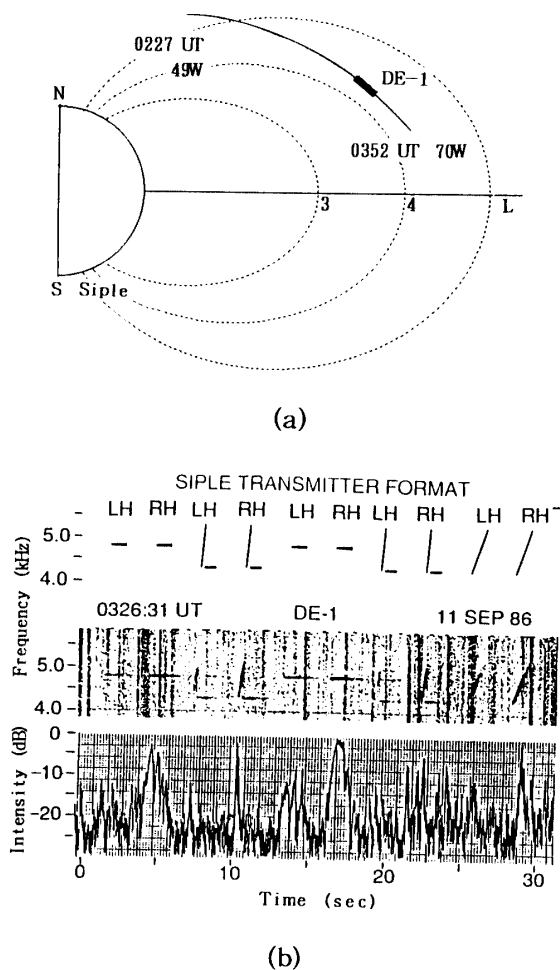


図 1 円偏波放射実験

(a) DE-1 衛星による受信の一例

(b) Siple 局からの送信フォーマットおよび DE-1 衛星上での受信結果

に強く依存するものと予想される。Siple などのような南半球の高緯度地方においては、地球磁力線は鉛直に近い方向を向いているため、地上から鉛直方向に放射された右回り円偏波はかなり強い強度を持つホイスラーモード波を励起し、逆に左回り円偏波は右回りの成分をほとんど持たないためかなり弱いホイスラーモード波しか励起しないと予想される。また、地上から直線偏波で波動を放射した場合は、その右回り円偏波成分に対応する強度、すなわちその直線偏波の -3 dB の強度のホイスラーモード波を励起することになる。これらの予想が定量的に正しいとすると、Siple から VLF 波動を放射する場合、直線偏波で放射するよりも右回り円偏波で放射した方が約 2 倍の波動エネルギーを磁気圏に送ることができ、大振幅波動により発生する非線形現象などの調査、解明に威力を発揮する。

このような観点にたち、Siple 局から左右両円偏波を放射する実験が行なわれている

[5]. 図1に実験結果の一例を示す. このとき, Siple局から送信された信号は, 図1(a)のように磁気圏内においてDE-1衛星により受信された. 信号は, 図1(b)の上の図に見られるように周波数4 kHz~5.5 kHzの数秒間のパルスおよび周波数ランプで構成され, 図中にLHおよびRHの記号で示されているようにそれぞれ左回りおよび右回り円偏波で送信された. これに対して, DE-1衛星上では中央の図のように受信されている. なお, 実際には信号がSipleからDE-1まで伝搬するには約1.5秒かかるが, この図ではその伝搬時間を差し引いてあり, フォーマットの左端が上の図と揃うように表示してある. 特に, この中の4.8 kHzの成分の強度のみを抜き出すと下の図のようになる. ノイズなどの影響で少しわかりにくい, 右回り円偏波によって励起されたホイスラーモード波の強度は, 左回りによるものと比べて約10 dB大きく受信されている.

中央の図に見られるように, このとき, DE-1衛星上ではトリガード・エミッションやサイドバンドの発生などの波動-粒子相互作用による複雑な現象は観測されておらず, Sipleの送信フォーマットに対して比較的きれいな信号が受信されている. このため, この受信結果はSipleから放射された左右両円偏波によって励起されるホイスラーモード波の単純な伝搬強度のみを議論することによって評価できる. このようなホイスラーモード波の励起は下部電離層中において発生するため, 地上から放射された左右両円偏波の下部電離層中における伝搬を調べれば, 磁気圏へ伝搬していくホイスラーモード波の強度を定量的に見積ることが可能となる.

実験結果をより正確に評価するためには, 磁気圏中における波動の伝搬経路なども考慮しなければならない. しかし, この実験が行なわれた数十秒間という短い間にこれが大きく変化する可能性は低く, 右回りと左回りによって励起されたホイスラーモード波は磁気圏内の伝搬経路に沿ってほとんど同じ減衰を受けると考えられるため, これらの強度比のみを議論する場合にはあまり問題にはならない.

3. 基礎理論および計算手順

実際にSipleにおいて円偏波を放射するのに用いられた直交ダイポールアンテナは, ある指向性を持った球面波を放射したものと考えられる. 第5節で議論するように, 実験結果との比較を行なうためには電離層中における波動のより正確な強度分布を計算しなければならないため, 序文でも述べたように球面波の各部分を平面波に近似して計算するのではなく球面波が電離層に入射するものとして計算を行なう. ところで, 今回の計算で用いるfull wave法は単一平面波しか取り扱うことができないため, 球面波のような空間分布を持つ電磁界に適用するためにはその分布を平面波の合成として表すことが必要となる. 以下, その方法について述べる[6~8].

空間的, 時間的に変動している電磁界分布 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ は, 4次元フーリエ解析により, 次のように無数の平面波の集合として表すことができる.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \iiint \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + j\omega t) d\mathbf{k} d\omega \quad (1)$$

ここで \sim はフーリエ成分であることを示す。時間的に角周波数 ω_0 で調和振動している単色平面波に対しては、上式は時間項を分離することができ、以後、その時間項を省略することにする。

ここで、full wave法を適用できるように、媒質が z 方向(鉛直方向)にのみ変化するような直交座標系を考える。我々の計算では、下部電離層はこのような水平層状媒質であると仮定されている。このような媒質中では、Snellの法則により平面波の k ベクトルの x および y 成分、すなわち k_x および k_y は保存される。今回 full wave計算を行なうために用いる均質多層分割法[9]では、このような平面波を取り扱うことができるため、(1)式で表される電磁界の3次元分布はある高度 z における水平面内で次のように k_x および k_y に関して2次元的にフーリエ展開する必要がある。

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z) \exp\{-j(k_x x + k_y y)\} dk_x dk_y \quad (2)$$

この式における $\tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z)$ は、ある一定の k_x および k_y を持ち、 z 方向へは伝搬定数 k_z で伝搬する平面波を表している。この k_z は媒質定数により決まり、

$$k_z = \{k^2(z) - (k_x^2 + k_y^2)\}^{1/2} \quad (3)$$

のように k_x, k_y および高度 z の関数として求められる。ここで、 $k(z)$ は高度 z における波動の伝搬定数である。

このような水平層状媒質内では、各々の平面波の任意の高度 z における電磁界 $\tilde{\mathbf{E}}$ は電離層の下端高度 z_0 における値を境界条件として与えることにより次のようにして求めることができる。

いま、 k ベクトルが $x-z$ 面内に存在する平面波を考えると、電磁界の水平4成分を表すベクトル $\mathbf{e} = (E'_x, -E'_y, Z_0 H'_x, Z_0 H'_y)^T$ (ここで T は転置を表し、 Z_0 は自由空間中の波動インピーダンスである)は次の微分方程式を満たす[9]。

$$\frac{d\mathbf{e}}{dz} = -jk_0 \tilde{T} \mathbf{e} \quad (4)$$

ここで、 k_0 は自由空間中の波数であり、 \tilde{T} は媒質により決まる 4×4 のマトリックスで、これはまた高度 z の関数である。この式は電離層下端高度 z_0 における電磁界 $\mathbf{e}(z_0)$ を境界条件として与えることにより、full wave計算により数値的に積分することができ、任意の高度 z における電磁界を求めることができる。このようにして得られたfull wave解 $\mathbf{e}(z)$ を次のように座標変換することにより、(2)式中の平面波の電磁界 $\tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z)$ の水平4成分 $\tilde{E}_x, -\tilde{E}_y, Z_0 \tilde{H}_x, Z_0 \tilde{H}_y$ を求めることができる。

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ -\tilde{E}_y \\ Z_0 \tilde{H}_x \\ Z_0 \tilde{H}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \phi & \cos \phi & 0 & 0 \\ -\cos \phi & \sin \phi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin \phi & -\cos \phi \\ 0 & 0 & \cos \phi & \sin \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E'_x \\ -E'_y \\ Z_0 H'_x \\ Z_0 H'_y \end{bmatrix} \quad (5)$$

ここで ϕ は $\tan^{-1}k_y/k_x$ で与えられる。また、電磁界の残り 2 成分 $\tilde{E}_z, Z_0\tilde{H}_z$ は上式の 4 成分と媒質の条件より計算することができる。

また、境界条件として用いる高度 z_0 における平面波の電磁界は、アンテナより放射された実際の電磁界の高度 z_0 における水平面内分布のフーリエ変換値として与えられる。すなわち、

$$\tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z_0) = \iint \mathbf{E}(x, y, z_0) \exp\{j(k_x x + k_y y)\} dx dy \quad (6)$$

のように計算することができる。このようにして求められた各平面波に対する電磁界の水平 4 成分を k ベクトルが $x-z$ 面内にくるように (5) 式の逆の変換を用いて座標回転すれば、境界条件として (4) 式に適用することができる。

以上のように、アンテナより放射された電磁波の電離層下端における電磁界分布を与えることにより、(6)、(4)、(5) および (2) 式を用いて空間分布を持った電磁波の電離層中における伝搬を計算することができる。

4. 計算モデル

本論文の計算には、図 2 に示す座標系を用いる。直交ダイポールアンテナが原点にあり、これを構成している 2 本の直交するダイポールはそれぞれ x および y 軸に沿っているものとする。 y 軸は磁北を向いており、磁力線は $y-z$ 平面内にあるとする。また、均質多層分割法を用いるには、下部電離層中における電子密度および電子と他粒子との実効衝突周波数が必要である。これらの高度プロファイルを図 3 に示す。電子密度は、Siple の上空におけるロケット観測 [10] により得られた屈折率から算出された [11] のものであり、衝突周波数は電子のエネルギー分布を考慮した Sen と Wyller [12] の理論に基づく実効衝突周波数として算出されたものである。なお、この電子密度のプロファイルは図 1 に示されている実験が行なわれた時期とは季節的にも時間的にも全く違うときのものである。しかし、右回りと左回りによって励起されるホイスラーモード波の強度比の計算において、電子密度の急激な変化がない限り、それらによる影響はあまりないものと考えられる。この電子密度分布より、下部電離層の下端高度を 55 km とする。

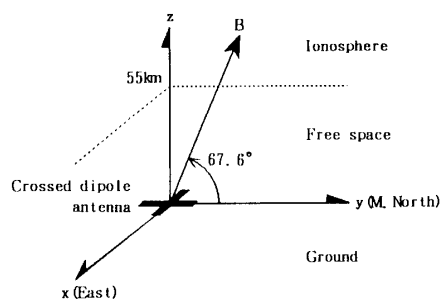


図 2 計算に用いる座標モデル

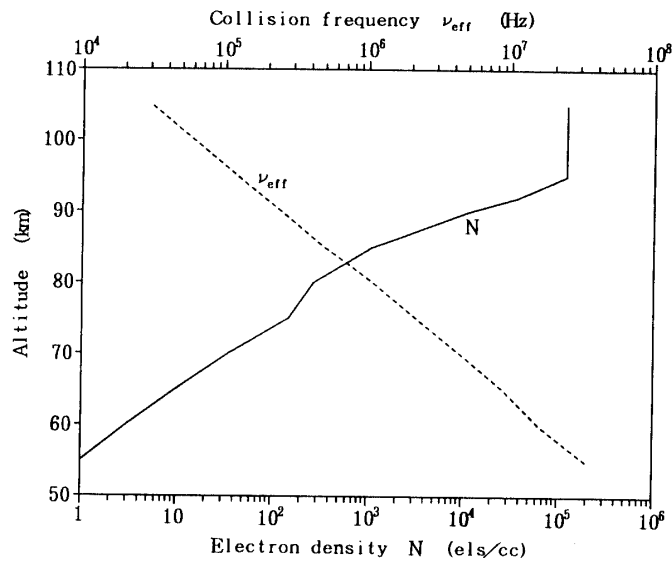


図3 Full Wave 計算に用いる下部電離層中の電子密度および衝突周波数の高度プロフィール

この座標系においては、電磁界を平面波に展開する場合の数値的精度を保つために、電離層はアンテナの真上を中心にして数千 km 四方にわたって水平層状であると仮定されている。この仮定は必ずしも正しくはないが、アンテナから放射された球面波の電磁界振幅はアンテナからの距離に逆比例して減少するため、例えば高度 55 km では特にアンテナの真上を中心とした数百 km 四方の電磁界のみが計算に重要な影響を及ぼす。このような数百 km 程度の範囲なら十分に平面であるとみなすことができるので、この仮定が計算結果に及ぼす影響はあまりないものと考えられる。

計算の第一段階として、アンテナより放射された電磁波の電離層下端における水平電磁界分布を求めるには、直交ダイポールアンテナの正確な放射パターンを考慮する必要がある。ここでは簡単のために、アンテナを構成している直交するダイポールはそれぞれ微小ダイポールの $\sin \theta$ の放射パターンを持つものと仮定する。また、計算の煩雑さを避けるため、氷あるいは大地による電磁波の反射を完全に無視し、電離層との間の多重反射の影響を全く考慮にいれないことにする。この仮定は、アンテナから放射された電磁波がアンテナの真上を中心とした水平距離数百 km 以内の狭い領域で電離層に入り、ホイスターモード波として磁気圏を伝搬して衛星で観測されたとする場合には有効であると考えられる。

このような仮定の下では、電離層下端における電磁界分布は次のように解析的に求めることができる。

$$E_x = A(-\sin^2 \theta_x + p \sin \theta_y \cos \theta_y \sin \phi_z) \psi \quad (7)$$

$$E_y = A(\sin \theta_x \cos \theta_x \cos \phi_y - p \sin^2 \theta_y) \psi \quad (8)$$

$$E_z = A(\sin \theta_x \cos \theta_x \sin \phi_y + p \sin \theta_y \cos \theta_y \cos \phi_z) \psi \quad (9)$$

$$Z_0 H_x = p A \sin \theta_y \cos \phi_z \psi \quad (10)$$

$$Z_0 H_y = -A \sin \theta_x \sin \phi_y \psi \quad (11)$$

$$Z_0 H_z = A(\sin \theta_x \cos \phi_y - p \sin \theta_y \sin \phi_z) \psi \quad (12)$$

ただし,

$$\psi = \exp(-jk_0 r)/r, \quad r = (x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2} \quad (13)$$

ここで、係数 A は電界の振幅を表している。 p は偏波の状態により決まり、上式は $p = +j$ のとき左回り、 $p = -j$ のとき右回り円偏波で放射された電磁波の電磁界を表すことになる。また θ_x, θ_y および ϕ_y, ϕ_z はそれぞれ k ベクトルと x 軸、 y 軸とがなす角度および k ベクトルを $y-z$ 平面、 $z-x$ 平面へ投影したものが y 軸、 z 軸となす角度である。

次にこの高度においてこれらの電磁界 6 成分の中の水平 4 成分を平面波のそれに展開し、full wave 計算の境界条件として用いるのであるが、この場合(7)、(8)および(10)、(11)式で示される 4 つの成分のうち、TE、TM それぞれのモードに対応する任意の 1 成分ずつを展開すればよい。各平面波に対しては、残りの 2 つの成分は自由空間中の Maxwell の方程式から決まるためである。実際の計算では、 E_x と E_y に関してのみ展開を行なうことにした。

なお、(2)式および(6)式で示されるフーリエ変換は、近似的に DFT を用いて数値的に計算されている。

計算に用いる他のパラメータは表 1 に示してある。

表 1 計算に用いた主なパラメータ

電磁波の周波数	5 kHz
電子サイクロトロン周波数	1.6 MHz
地球磁力線の伏角	67.6°
Full wave 計算の高度範囲	55 km~105 km

5. 計算結果

アンテナから放射された電磁波の高度 55 km (電離層下端高度) における電磁界分布の一例として、左回り円偏波が放射された場合の電界の強度分布を図 4 に示す。図はアンテナの真上を中心として x および y 方向にそれぞれ ± 600 km にわたる水平面上での電界 3 成分 (x, y, z 成分) の振幅分布を示している。球面波が放射されたことによりアンテナからの距離が増加するに従って振幅は減少しており、また x および y 成分は明らかにアンテナの指向性の影響を受けている。

ところで、電離層中で励起され、磁気圏へと伝搬していくホイスラーモード波の強度を議論する場合、上のように電磁界の各々の成分単独について調べるよりも、波動のエネルギー、すなわちポインティングフラックスについて調べた方が都合がよい。図 4 に示した

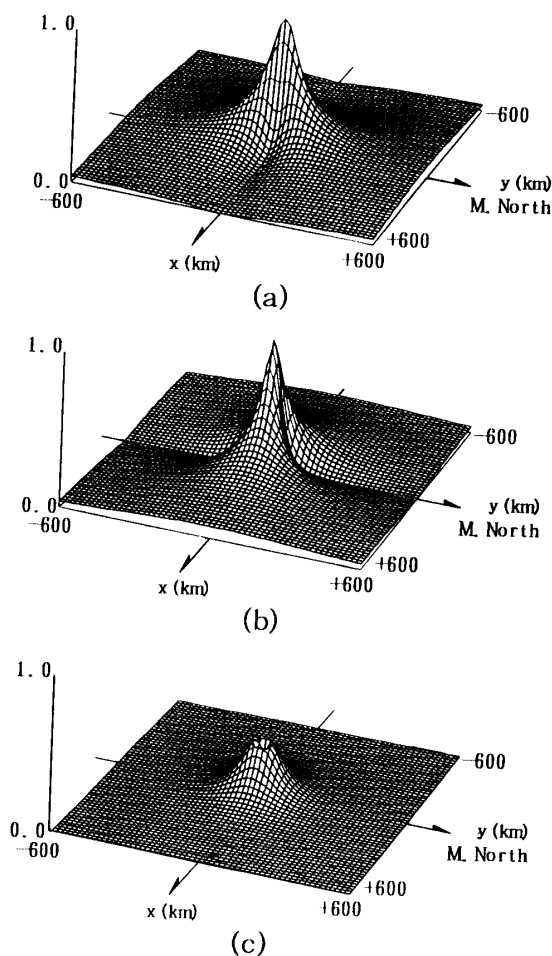


図4 アンテナから放射された左回り円偏波の電離層下端
(高度 55 km) における電界 3 成分の振幅分布
(a) E_x (b) E_y (c) E_z

波動の電磁界分布を同じ高度 55 km においてポインティングフラックスの分布として示すと図 5 のようになる。これは左回り円偏波放射によるものであるが、この高度では、右回り円偏波放射によるエネルギーもこれと全く同じ分布になる。図 5 (a) には各点におけるポインティングフラックスの大きさと向きが矢印によって、また図 5 (b) にはその z 成分 P_z の分布が示してある。地上のアンテナから放射された球面波のエネルギーは当然ながら放射状に広がり、それに対応してその z 成分のレベルがピーク値の -3 dB となる半値幅はこの高度では 70 km 程度に広がっている。なお、以下に示すポインティングフラックスの水平面分布に関する全ての図において、その縦軸はこの高度 55 km におけるピーク値を 1 とした相対的な値で示してある。

電磁波のエネルギーに対する電離層の影響を定量的に調べる前に、電離層の影響を全く考慮に入れない場合に図 5 に示した電磁波が高度 105 km まで伝搬するとどの様なエネル

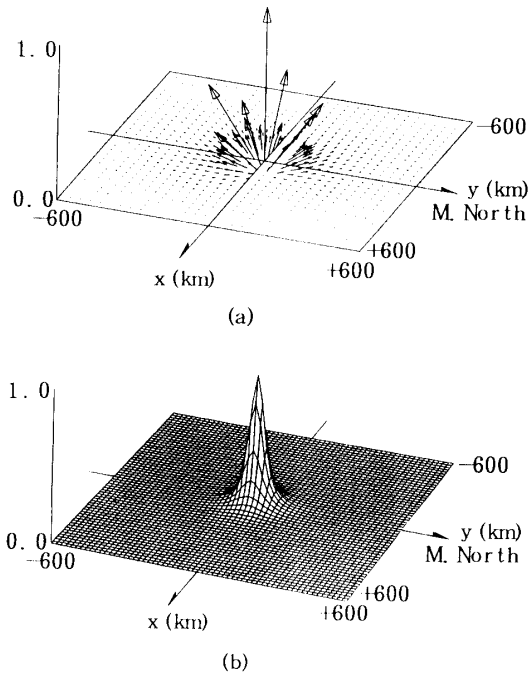


図 5 アンテナから放射された左回り円偏波の電離層下端（高度 55 km）におけるポインティングフラックスの分布
 (a) 大きさおよび向きの分布 (b) z成分の分布

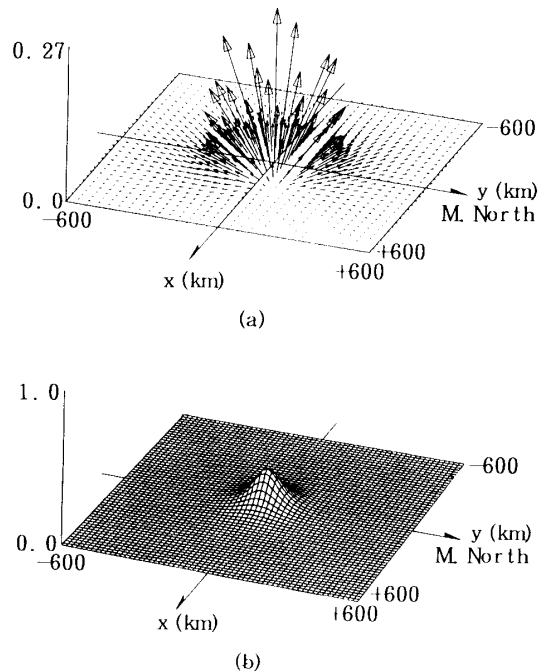


図 6 アンテナから放射された左回り円偏波の高度 105 km におけるポインティングフラックスの分布（電離層の影響を考慮しない場合）
 (a) 大きさおよび向きの分布 (b) z成分の分布

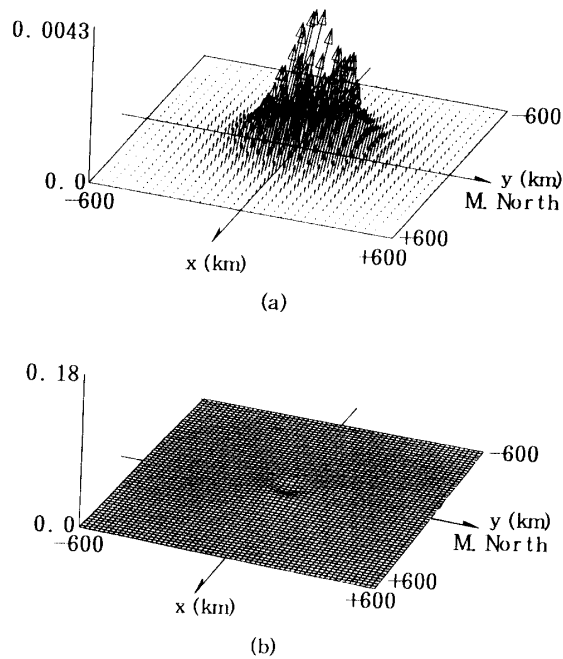


図7 アンテナから放射された左回り円偏波の下部電離層中（高度105 km）におけるポインティングフラックスの分布
 (a) 大きさおよび向きの分布 (b) z 成分の分布

ギー分布になるかを示したものが図6である。図5と同様に、図6(a)にはポインティングフラックスの大きさと向きが、図6(b)にはその z 成分の分布が示してある。この場合、電磁波は完全に自由空間モードの球面波として伝搬する。そのため、105 kmにおいてもエネルギーは同様に放射状に広がっており、55 kmにおける値と比較してその水平面内のピーク値は約1/4となり、またエネルギーの半値幅の広がりには約2倍となっている。

次に、電離層の影響を考慮した場合、3節で述べた手順を用いて、アンテナから放射された球面波により励起されたホイスラーモード波のポインティングフラックスの分布を求めると図7および図8に示すものが得られる。図7には地上から左回り円偏波が放射された場合、図8には右回り円偏波が放射された場合の、高度105 kmにおける水平面上のホイスラーモード波のポインティングフラックスの大きさと向きおよびその z 成分の分布を示してある。ただし、左回りの場合の大きさと向きを示した図7(a)はエネルギー分布を詳細に見ることができるよう右回りの場合の図8(a)よりもかなりスケールアップして、また z 成分の分布を示した図7(b)はエネルギーレベルの違いを比較しやすいように図8(b)と同じスケールで示してある。これらの図から、水平面におけるエネルギーレベルのピーク値に関して、右回り円偏波によって励起されたホイスラーモード波のエネルギーは、左回り円偏波によって励起されたそれよりも約16 dB大きくなるのが分かる。また、これらのホイスラーモード波のエネルギーは、そのレベルに関係なく水平面上の全ての点において伝搬方向が磁力線方向とほぼ同じとなっている。すなわち、球面波として

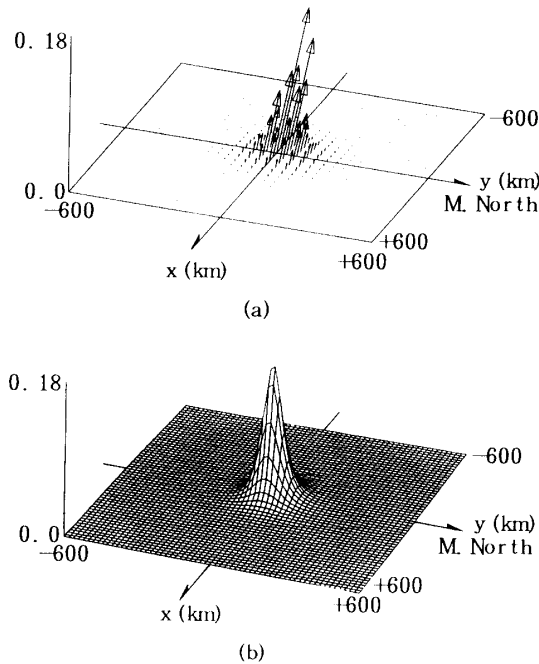


図 8 アンテナから放射された右回り円偏波の下部電離層中（高度 105 km）におけるポインティングフラックスの分布
 (a) 大きさおよび向きの分布 (b) z 成分の分布

電離層に入射した電磁波によって励起されたホイスラーモード波は、ビーム波として下部電離層を透過し、磁力線に沿って磁気圏へと伝搬していくのである。これらのホイスラーモード波の磁気圏中の伝搬にはダクト伝搬とノンダクト伝搬の形態があるが、本論文では自由空間モード波によるホイスラーモード波の励起について考えているので、これらの伝搬については立ち入らない。

次に、それぞれの高度において水平面を透過する電磁波のトータルのエネルギーを求め、電磁波のエネルギー全体に対する電離層の影響を調べてみると、図 9 に示す減衰特性が得られる。この図は、地上から放射された左右両円偏波がホイスラーモード波を励起して伝搬する場合の上昇波について示してある。これらのエネルギー値は、電離層中の各高度において図 4 などに示したような $1200 \text{ km} \times 1200 \text{ km}$ の水平面上でポインティングフラックスの z 成分を積分することにより求めたものであり、また高度 55 km における値を 0 dB に規格化してある。この図より、波動のトータルのエネルギーについてはその減衰曲線に関して 3 つの高度領域に分けて考えることができる。ひとつは高度 70 km 以下の領域であり、右回り円偏波の場合と左回りの場合とではその減衰の様子はほとんど同じになっている。この領域ではプラズマ周波数が電磁波の周波数 ($f=5 \text{ kHz}$) 以下であり、これらの減衰はおもに正常波及び異常波の衝突項による減衰 [13] であると考えられる。2 つめの領域は高度 70 km ~ 85 km の領域である。この領域においては、右回りの場合の減衰の様子は 70 km 以下と比較してあまり変化はないが、左回りの場合は高度に対する減衰率が大きく

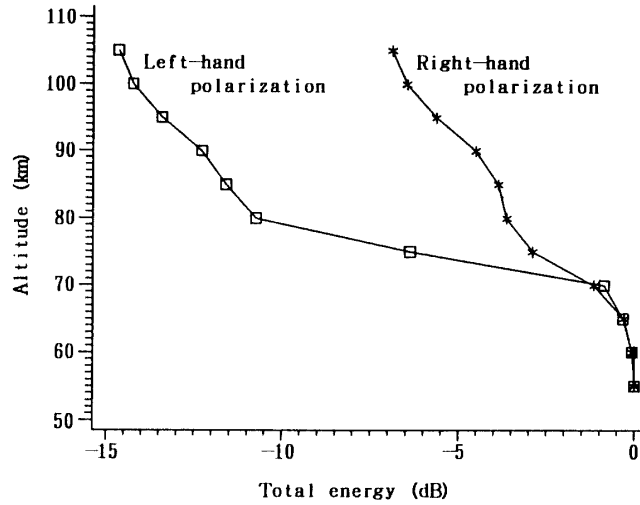


図9 アンテナから放射された左右両円偏波のトータルエネルギーの電離層による減衰

なっている。このことは、この領域においてホイスラーモード波が励起されていることを示している。すなわち、地上から放射された球面波は、この高度領域において磁力線に対するその右回り円偏波成分のみがホイスラーモード波に結合し、左回りの成分は反射されてしまうのである。3番目は高度85 km以上の領域であり、ここでは2つのホイスラーモード波に対して、エネルギーレベルの違いを除いて減衰曲線の傾きがほとんど同じとなっている。これらのトータルのエネルギーに関しては、右回り円偏波により励起されたホイスラーモード波は高度105 kmにおいて左回りによるものよりも約8 dB強くなっている。

以上のように、full wave法を用いた数値計算によると、地上のアンテナから右回り円偏波が放射されたときと左回りが放射されたときとは、それらによって励起されるホイスラーモード波のエネルギーに、高度105 kmにおける水平面上でのピーク値に関して約16 dB、またその水平面上における P_z の積分値に関しては約8 dBの差が生じることが分かった。これらの値は、円偏波放射実験結果の約10 dBという値と比較して矛盾のないものであると考えられる。しかし、図7および図8に見られるように、右回りの場合と左回りの場合とではそれらによって励起されるホイスラーモード波のエネルギー分布はかなり異なったものとなる。このため、単純に水平面上のエネルギーピークやトータルエネルギーの差のみを調べるのではなく、これらのエネルギー分布のどの部分が衛星まで伝搬したかも考慮しなければ受信結果の正確な評価を行なうことはできない。そのためには、磁気圏中における電磁波の伝搬経路を調べなければならず、衛星に到達した電磁波はダクト伝搬によるかノンダクト伝搬によるかを考慮する必要がある。今回の計算結果のみを議論する限り、大ざっぱに言って実験結果と矛盾のない値が得られたとしかいえない。

ここで少し視点を変えて、地上から左右両円偏波を放射した場合に磁気圏中で観測された両者の強度比から、電磁波の磁気圏への入射位置を推定することを考える[5]。図10に

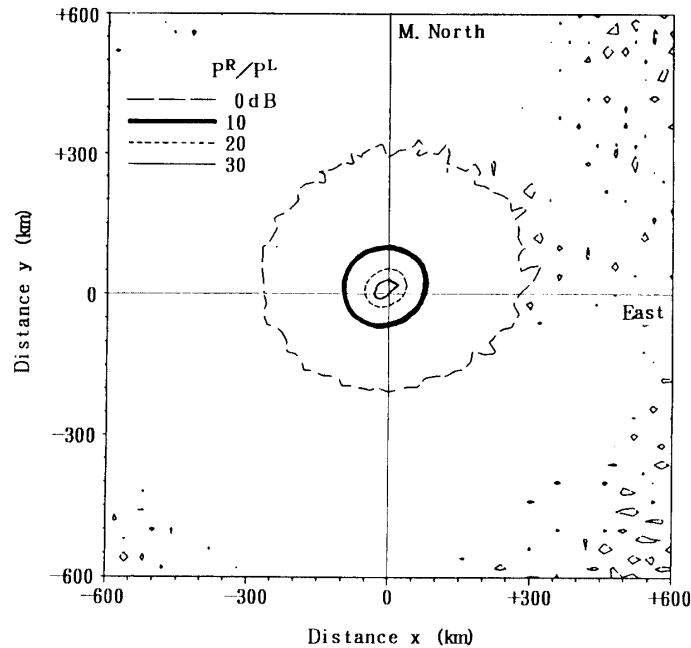


図 10 Full Wave 計算により得られた電離層中 (高度 105 km) における左右両円偏波により励起されたポインティングフラックスの強度比

図は(右回り円偏波により励起されたホイスラーモード波のポインティングフラックスの大きさ P^R / 左回り円偏波により励起されたホイスラーモード波のポインティングフラックスの大きさ P^L) で示されている

左右両円偏波に対して計算されたポインティングフラックスの大きさの比を高度 105 km の水平面内の各点においてとったものを示す。衛星で観測された強度比がこの図の中の値と一致する点におけるエネルギーが衛星まで伝搬したと考えることができる。このため、第 2 節に述べた実験結果の 10 dB という強度比については、例えば磁気圏中の伝搬形態がダクト伝搬であると仮定するならば、そのダクト端につながる磁力線は高度 105 km の水平面上において図 10 に見られる 10 dB の強度比を示す等高線(太線)の付近にあることが推定できる。このように、ダクト伝搬に関しては、左右両円偏波により励起されるホイスラーモード波の強度比のみを観測することによって、電子密度などの情報を用いずにダクトの位置を決めることができ、本論文で述べた計算結果は今後の偏波放射実験のデータの解析に有力な手段となり得る。

6. 結 論

地上から左右両円偏波で放射された VLF 電磁波により下部電離層中において励起されたホイスラーモード波の強度および空間分布を full wave 法を用いて数値的に計算し、そ

これらの強度比と円偏波放射実験で観測された強度比との比較を行なった。この計算により、右回り円偏波により励起されたホイスラーモード波のエネルギーは、高度 105 km における水平面上におけるピークレベルでは左回りによるものと比較して約 16 dB、またその水平面を透過する波動のトータルのエネルギーでは約 8 dB 大きくなることが分かった。実験結果をより正確に評価するには磁気圏中における波動の伝搬経路なども考慮する必要があるが、これらの計算結果は、大ざっぱにみて、実験結果の 10 dB という強度比と比較して矛盾のないものであると考えられる。また、逆に左右両円偏波放射時の衛星上あるいは地上での測定強度比から電磁波の電離層への入射位置の推定が可能であることも定量的に示した。

謝 辞

本研究を行なうにあたり、full wave 計算に関して有益な御討論をいただいた金沢大学工学部満保正喜教授に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- [1] Helliwell, R. A., and Katsufurakis, J. P., *J. Geophys. Res.*, **79**, 16, 2511(1974).
- [2] Tsuruda, K., Machida, S., Terasawa, T., Nishida, A., and Maezawa, K., *J. Geophys. Res.*, **87**, A2, 742(1982).
- [3] Kimura, I., Matsumoto, H., Mukai, T., Hashimoto, K., Bell, T. F., Inan, U. S., Helliwell, R. A., and Katsufurakis, J. P., *J. Geophys. Res.*, **88**, A1, 282(1983).
- [4] Bell, T. F., Inan, U. S., Kimura, I., Matsumoto, H., Mukai, T., and Hashimoto, K., *J. Geophys. Res.*, **88**, A1, 295(1983).
- [5] Helliwell, R. A., Cosper, A. D. V. *Space Res.*, **8**, 297(1988).
- [6] Nagano, I., Mambo, M., Yoshizawa, S., Kimura, I., and Yamagishi, H., *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue*, **22**, 46(1982).
- [7] Nagano, I., Mambo, M., Shimbo, T., and Kimura, I., *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue*, **42**, 34(1986).
- [8] Nagano, I., Mambo, M., Shimbo, T., and Kimura, I., *Mem. Natl. Inst. Polar Res., Spec. Issue*, **47**, 183(1987).
- [9] Nagano, I., Mambo, M., and Hutatsuishi, G., *Radio, Sci.*, **10**, 6, 611(1975).
- [10] Kintner, P. M., Brittain, R., Kelley, M. C., Carpenter, D. L., and Rycroft, M. J., *J. Geophys. Res.*, **88**, A9, 7065(1983).
- [11] 菅 政直, 科学衛星“じきけん”で観測された Siple 局 VLF 信号の伝搬特性, 京都大学修士論文, (1984).
- [12] Sen, H. K., and Wyller, A. A., *J. Geophys. Res.*, **65**, 12, 3931(1960).
- [13] Budden, K. G., “The propagation of radio waves”, pp. 160-162, Cambridge Univ. Press (1985).