

# 主放電型昼間時空電波形の周波数スペクトル II

佐 尾 和 夫

## I. 緒 言

空電波形に対する理論的説明を試みた最近の論文には Budden<sup>(1)</sup> その他が見受けられるが、筆者は Budden の導波管的長波伝播理論により、且つ空電源における落雷電流の実測結果を用いて、受信空電の周波数スペクトルがどの程度説明出来るかを試みたものである。

## II. Budden の理論による 長波地表電界強度

Budden の唱えた長波伝播理論は、受信空電が昼間伝播の場合 7.5 kc/s 以下の周波数が著るしく減衰する点、又波形の slow tail 部の極めて周波数の低い数 100 c/s の波が却って減衰少く而も群速度が遅く、受信点へおくれに到達する点等に対する説明の都合上から、不完全導体の電離層と完全導体の大地とを無限平行平面とする導波管と仮定して、地上にある電気垂直双極子から発する遠距離伝播の電磁界表式を得ている。この理論は昼間、夜間を問わず空電波形の説明が可能ではあるが、本文では昼間だけについて限定すると、双極子から発する連続波の地表面での受信電界強度は近似的に、定数を除外した下記の表式であらわせる。

$$\sin^{1/2} i \cdot p^{3/2} \cdot e^{\frac{2p}{c} \text{Im}(s i \alpha)} \cdot e^{j[pt - \frac{2p}{c} \text{Re}(s i \alpha)]} \quad (1)$$

茲で  $i$  は電波の電離層への入射角(複素数)、 $p$  は電波の角周波数、 $\rho$  は空電源と受信点との距離、 $c$  は光速である。猶この理論の適用周波数範囲は 100 kc/s 以下であろう。

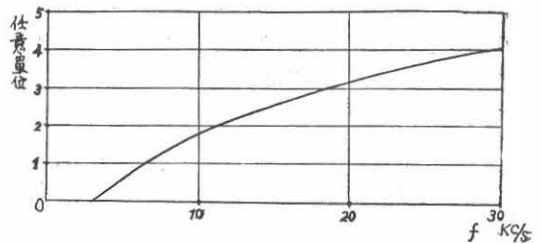
## III. 受信空電の周波数スペクトル

Budden は空電源としての落雷に対し、雷雲の電荷が瞬間的にその値を変化する単位函数を仮定して、(1)式から空電波形の表式を求めたが、この場合単位函数の周波数スペクトルが  $1/p$  であることから、空電波形のスペクトルは

$$|\sin^{1/2} i| \cdot p^{1/2} \cdot e^{\frac{2p}{c} \text{Im}(s i \alpha)}$$

で表われ、第1図は横軸に周波数  $f$  をとりこれを図示したものであるが、この儘では通常受信する空電

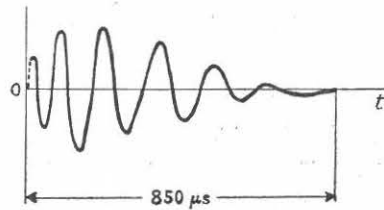
第 1 図



波形のスペクトルを説明することは困難であろう。

即ち実際に観測される典型的な昼間主放電型空電波形  $\Psi(t)$  の 1 例は第 2 図のように準正弦波形であり、

第 2 図

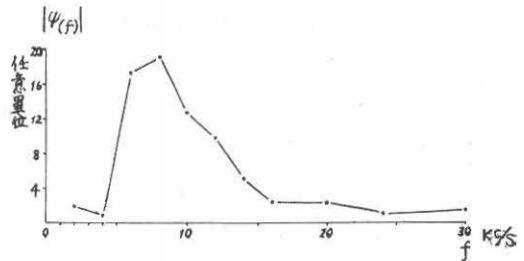


又これを周波数分析すれば周波数スペクトル  $\psi(f)$  はフーリエ変換式により

$$\psi(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(t) e^{-j\omega t} dt$$

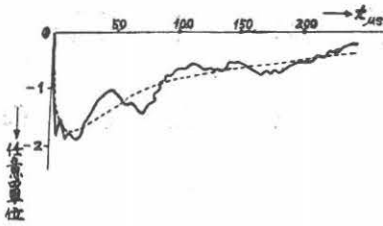
で求められるから、数値計算に当っては第 2 図において横軸  $t$  の間隔を  $6.25 \mu\text{sec}$  置きにとって計算すると、第 3 図のような  $|\psi(f)|$  が得られる。

第 3 図



そこで筆者はこのような受信空電スペクトルを説明するため落雷時の放電電流の時間的变化を実測結果に

第 4 図



合わせて解いてみようとした。即ち Norinder<sup>(2)</sup>によれば落雷電流の時間的変化曲線は一般的に第 4 図の

$$\Psi_0(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{\alpha + j\beta} - \frac{1}{\beta + j\beta} \right) e^{j\beta t} dp = \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\left( \frac{\alpha}{\alpha^2 + p^2} - \frac{\beta}{\beta^2 + p^2} \right)^2 + p^2 \left( \frac{1}{\alpha^2 + p^2} - \frac{1}{\beta^2 + p^2} \right)^2} e^{j \left\{ p t - \frac{p(\alpha + \beta)}{\alpha\beta - p^2} \right\}} dp \dots (2)$$

として表わし得る。

次に落雷電流による輻射を垂直アンテナによる輻射と考える時、双極子のヘルツベクトルは上記時間函数

ようになっており、数 100 kc/s 程度の細い振動を除外すれば、大きな変化は点線で示したように考えられる。これに近似した函数として次式が与えられる。

$$e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}$$

茲に定数  $\alpha$ ,  $\beta$  は  $\alpha = 0.7 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ ,  $\beta = 4 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$  である。即ち落雷電流の時間変化を前述のように置くことにより、その周波数函数  $\psi_0(f)$  は

$$\psi_0(f) = \int_0^{\infty} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{\alpha + j\beta} - \frac{1}{\beta + j\beta}$$

となり、従って時間函数は

に  $1/p$  を乗ずる必要があり、結局受信空電の周波数スペクトルは (1) 式と (2) 式から

$$|\sin^{1/2} i| \cdot e^{-\frac{pp}{\sigma} \text{Im}(\sin i)} \cdot p^{1/2} \cdot \sqrt{\left( \frac{\alpha}{\alpha^2 + p^2} - \frac{\beta}{\beta^2 + p^2} \right)^2 + p^2 \left( \frac{1}{\alpha^2 + p^2} - \frac{1}{\beta^2 + p^2} \right)^2} \dots (3)$$

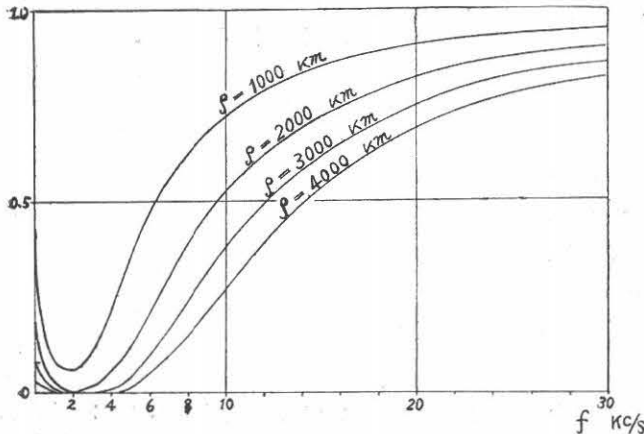
として求めることが出来る。

茲で (3) 式の計算に用いた諸定数は、導波管姿態を 0 次とし、電離層の高さを 70 km, 又電離層定数  $\rho_r$  (文献 (1) 参照) は  $2 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$  を採用して、 $\sin i$  及び電波の減衰に関係する項の  $e^{-\frac{pp}{\sigma} \text{Im}(\sin i)}$  を求めたが、第 1 表は  $\sin i$  の値、第 5 図は  $e^{-\frac{pp}{\sigma} \text{Im}(\sin i)}$  を空電源の距離を変えて画いたものである。猶これは複雑な複

素数超越函数を数値計算によって解いたものであるもので、多少の誤差はまぬがれない。

扱 (3) 式から求めた受信空電の周波数スペクトルを空電源の距離を変えて図示すれば第 6 図となるが、実際に観測されるスペクトルの充分な説明には未だ程遠いようである。

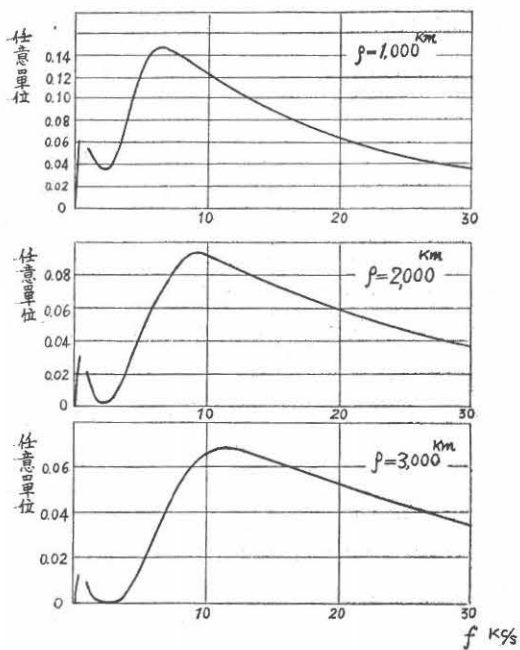
第 5 図



第 1 表

f (kc/s)	$\sin i$
0.05	0.78-j 0.84
1	0.877-j 0.19
2	0.935-j 0.07
4	0.968-j 0.0175
6	0.983-j 0.0062
8	0.990-j 0.0029
10	0.993-j 0.0016
12	0.996-j 0.00095
14	0.997-j 0.00062
16	0.998-j 0.00042
20	0.998-j 0.00022
30	0.999-j 0.000036

第 6 図



## IV. 結 言

本文では Budden の理論による電界強度表式に空電源の双極子能率の時間的变化として Norinder の落雷電流実測結果をとり入れて、屋間時に観測される主放電型空電波形のスペクトルを表式として得ようと試みたが、未だ充分なものではない。本文は金原所長の御指導によることは言う迄もないが、同僚の大津仁助氏の絶えざる御討論を感謝するものであり、又数値計算に当っては電子計算機の行うような、幾多困難な計算を前田都哉子氏が非常な努力を払って為されたものであることを厚く御礼申上げる。

## 引用文献

- (1) K. G. Budden: Phil. Mag., **42**, 1 (1951 a).
- (2) H. Norinder: Jour Franklin Inst., **244**, 109-167 (1947).