

超高層大気内電離雲による電波の後方散乱*

堤 四 郎**

Backscattering of HF Radio Waves by Ionized Cloud in the Upper Atmosphere

By

Shiro TSUTSUMI

Abstract; Backscattering characteristics of HF radio waves by an ionized cloud in the upper atmosphere have studied in ray optics method.

The results of the calculation with a cloud model having production process of ionization after gas release show that even the small production rate of ionization have the significant effect upon the life-time of the cloud.

The recent observations of ionized clouds using ionsonde in a series of cesium and sodium release experiments with the rockets, K-9M-33, K-9M-39, K-9M-42 and K-9M-43, have consistently suggested that total electron number in the cloud had increased with time after release owing to photo-ionization by solar U.V. radiation.

The minimum scattering cross section of the cloud to make the positive signature in ionogram is 1.1-4.5km² at the altitude of 100 km.

1. 序

電離層下部領域における風系の直接観測法として発光雲法が最も有効な手段であり我が国においても多くの成果がもたらされた[1]。しかし本法による観測はいまのところ光学観測の可能な薄明時または夜間に限定されている。

通常の光学観測の行なえない昼間の電離層風の観測法の一つとして電波による電離雲の追跡法をとりあげセシウム雲による一連のロケット実験がK-9M-33, K-9M-39, K-9M-42, によって実施され, これによって上層大気の風を中心とした諸定数がすでに導出された。[2], [3]。これらの実験においては地上追跡用のHF帯電波観測レーダとして通常のアイオノゾンデを用いることを前提して計画され, これに見合ったセシウム放出方法を開発し,

* 宇宙研特別事業費による論文

** 大阪市立大学・工学部

これまでの実験によってほぼその有効性が実証された。ここでは球型電離雲モデルによる電波の後方散乱特性を解析し、得られた結果と観測データを比較することによって電離雲の密度、拡がり、放出気体粒子数、電離度等を求めた。これによれば、例えば130 kmの高度に作られた電離雲を約20分程度電波で観測しようとする、セシウムの場合最少放出量は約4～5 mol(約600 gr)であり、実験の計画段階で導かれた推定値にはほぼ合致するものであった。今後ここで得られた実験結果に基づいて放出効率の高い放出弾の開発を併行して進めることによって、軽量の塔載弾のもとでの有効な観測が実施可能と考えられる。

2. 球型電離雲の後方散乱断面積

2.1 入射電波の光路解析

電離雲の電子密度分布が球対称であるとし、これに平面電磁波が入射する場合について検討を行なう。ここで電離雲のサイズが電波の波長に較べて充分大きい場合には ray optics 理論の適用が可能である。一般に球形層状の媒体内の電波伝播においては Bouger の法則(球面 Snell の法則)

$$\mu(r) \cdot r \cdot \sin \delta = b \quad (1)$$

が成立する。ここで $\mu(r)$ は球の中心より巨離 r なる地点での屈折率であり、角 δ および巨離 b は第1図に示した。一方電離媒体通過によって電波がうける最終的な偏角 $\theta = \pi - \varphi$ は媒体内で極所的にうける微小偏角の積算である。第1図に示す通り $r \cdot d\varphi / dr = \tan \delta$ であるから

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tan \delta}{r} dr = 2 \int_{r_t}^{\infty} \frac{\tan \delta}{r} dr \quad (2)$$

である。ここでは r_t は各電波路においても雲の中心に近づく地点であり式の後半は電波路がこの点を境にして対称形となることを考慮している。

(1), (2)式より δ を消去し、さらに $r_t / r = y$ なる変換を行なうと侵入波と透過波とのなす角 φ は

$$\varphi = \pi - \theta = 2 \int_{r_t}^{\infty} \frac{b}{r \sqrt{\mu^2 r^2 - b^2}} dr = 2 \int_0^1 \frac{b}{\sqrt{\mu^2 r_t^2 - b^2 y^2}} dy \quad (3)$$

によって与えられる。ここで $b \div 0$ (中心軸付近を通過する電波) の場合 $\theta \div \pi$, $\varphi \div 0$ となり電波は入射した方向に再び逆進することとなる。電離雲による後方散乱を検討する場合には、このような電波路のみが問題となる。さらに $r = r_t$ において $\delta = \pi/2$ であるから(1)式より

$$\mu(r_t) \cdot r_t = b \quad (4)$$

であり、ここでさらに $b = 0$ の場合は $\mu(r_t) = 0$ である。すなわち雲の中心を通る電波は

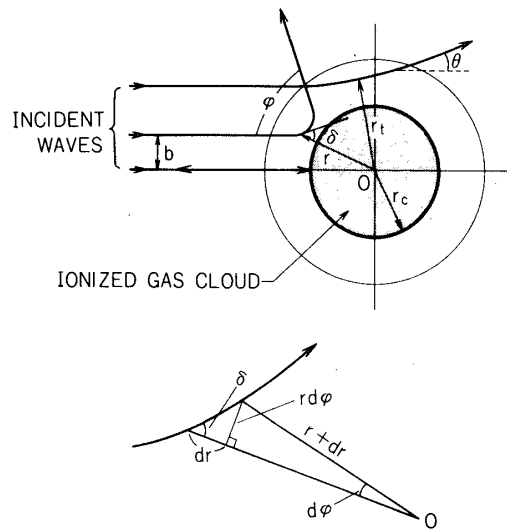


図1 電離雲による電波の光路図

$\mu = 0$ の地点まで侵入し反対方向に反射される。いま雲の電波に対する critical radius を r_c とすると $r_t(b) \Big|_{b=0} = r_c$ であり $b \neq 0$ の場合常に $r_t > r_c$ である。

2.2 後方散乱に対する有効半径

一般に散乱体による θ 方向の微分散乱断面積 $\sigma(\theta)$ は

$$\sigma(\theta) = \frac{b(\theta)}{\sin \theta} \cdot \frac{db}{d\theta} \quad (7)$$

で定義され、とくに後方散乱の場合には

$$\sigma(\pi) = \lim_{\substack{\theta \rightarrow \pi \\ b \rightarrow 0}} \sigma(\theta) = \left(\frac{db}{d\theta} \right)^2 \Big|_{b=0} \quad (8)$$

で求まる。いま $4\pi \cdot \sigma(\pi)$ をレーダ断面積 σ_R と記すと、(3)式から

$$\sigma_R = \pi r_c^2 \cdot \left[\int_0^1 \frac{1}{\mu(y)} dy \right]^{-2} \quad (9)$$

が得られる。さらに電離雲の電波にたいする effective scattering radius を r_e とすると

$$r_e = r_c \cdot \left[\int_0^1 \frac{1}{\mu(y)} dy \right]^{-1} \quad (10)$$

となる。ここで free space における完全金属球の場合は、すべての伝播領域で $\mu = 1$ であり、 $r_e = r_c$ であるが、 r_c の外部領域が電離媒体である場合には $0 < \mu < 1$ であるから、屈折効果によって常に $r_e < r_c$ となり実効的な散乱半径は減少することとなる。

3. 増殖性電離雲モデル

電離雲のモデルとして放出後の時間 t 、および地点 r での電子密度 $n(r, t)$ を次の様に仮定する。

実さいに得られた観測結果によれば電離雲の包含する全電子数は放出後に増殖を続けており、とくにここでは増殖関数 $\xi(\lambda, t)$ を導入して検討した。

$$n(r, t) = \frac{N \cdot \xi(\lambda, t)}{(4\pi D t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (11)$$

ここで N : 放出全電子数

D : 拡散係数

λ : 電離増殖率

である。定数 λ は人工雲材料、温度、太陽 UV の強度等によって定まるもので後に検討する。今ここで電離雲の中心点の電子密度 $n(0, t)$ が f なる電波に対応したプラズマ密度を切る迄の時間を雲の生存時間と定義し、 $\lambda = 0$ の場合 t_0 、 $\lambda \neq 0$ の場合 t_λ とすれば、Appleton の式 $\mu^2 = 1 - (K/f^2) \cdot n(r, t)$ から

$$\left. \begin{aligned}
 t_o &= \frac{1}{4\pi D} \left(\frac{KN}{f^2} \right)^{2/3} \\
 t_\lambda &= \xi(\lambda, t_\lambda)^{3/2} \cdot t_o
 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

で与えられる。第2図は電離増殖率λによる生存時間の延長および短縮の状況を示した。

放出時に零であった雲のサイズが増大し極大値を過ぎ t_o または t_λ の後に消滅する過程をとる。時間パラメータを $\alpha = t/t_o$ とし、前節の結果を参照すると電離雲のサイズ r_e は最終的に次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 \sigma_R &= \pi r_e^2 \\
 &= 4\pi D \alpha t_o \left[\frac{3}{2} \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) \right. \\
 &\quad \left. + \ln \xi(\lambda, \alpha t_o) \right] \cdot \left[\int_0^1 \frac{1}{\mu} dy \right]^{-2}
 \end{aligned} \quad (13)$$

但し

$$\begin{aligned}
 \mu^2 &= 1 - \xi(\lambda, \alpha t_o) \left(\frac{1}{\alpha} \right)^{3/2} \exp \\
 &\quad \left[-\frac{1}{y^2} \left\{ \frac{3}{2} \ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) + \ln \xi(\lambda, \alpha t_o) \right\} \right]
 \end{aligned}$$

$\lambda = 0$ の場合の臨界半径 (r_c) および有効散乱半径 (r_e) の時間変化の計算値を第3図に示した。またλを変化させた場合の有効散乱半径 (r_e) の時間変化を第4図に示した。

ここで上記の検討で導入した増殖関数 $\xi(\lambda, t)$ について考察を行なう。放出後の時間 t での電離粒子数 $N_e(t)$ は

$$\begin{aligned}
 N_e(t) &= N_o \left[c + (1-c)(1 - \exp - kt) \right] \\
 &\approx N_o \left[c + (1-c) \cdot (kt) \right] \quad (kt \ll 1) \\
 &\approx N_o c \left(1 + \frac{kt}{c} \right) \quad (c \ll 1) \\
 &= N_{e_{t=0}} (1 + \lambda t)
 \end{aligned} \quad (14)$$

但し $N_e(t)$: 電離雲の全電子数

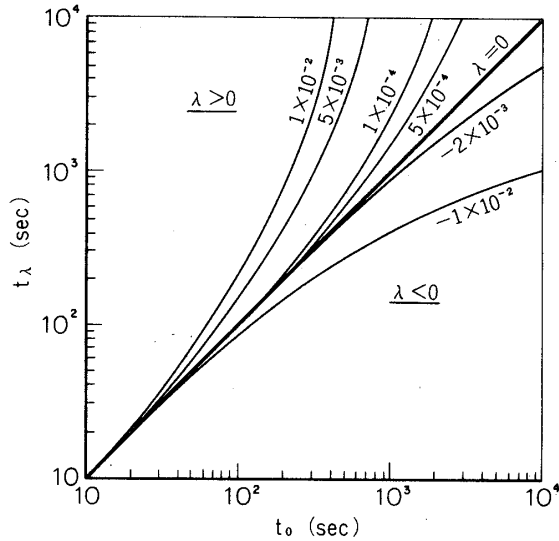


図2 光電離、再結合による電離雲生存時間の変化

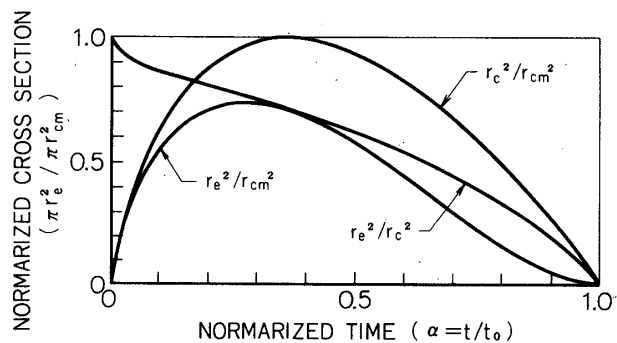


図3 電離雲の臨界半径(r_c)および有効散乱半径(r_e)電離雲の屈折効果のために $r_e^2 \max \doteq 0.73 r_c^2 \max$ となっている。
($\lambda = 0$ の場合)

- $N_{e t=0}$: 放出時の全電子数
- N_0 : 放出気体の全粒子数
- c : 放出時の電離率 (熱電離率)
- k : 放出後の電離確率 (光電離率)
- λ : k/c 有効増殖率

となり(11)式と比較すると

$$\left. \begin{aligned} N &= N_{e t=0}, \\ \xi(\lambda, t) &= 1 + \lambda t \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

と対応づけられる。

周波数掃引型レーダによるエコーの特性について

序においても述べた通り電離雲の電波観測は通常のアイオゾンデの連続操作によってい
る。ここでは電波の周波数 f は 0.5 ~ 20 MHz にわたって掃引される。したがって上記電離
雲の電波散乱特性の周波数依存性について検討することが重要である。

放出高度, 放出全粒子数を一定とすると, (12)から電離雲の生存時間は f の関数として決定
することができる。実際の観測において反射電波をエコーとして認知できるように必要な最
少の散乱断面積 σ_{min} が存在するはずであるが, これをあらかじめ知ることはできない。
そこで全観測期間にわたって得られた雲のエコーの最高周波数を f_m とし, それを実現した
時間を T_m と現わすと(12)式より

$$\frac{t_{\lambda, f_m}}{\xi(\lambda, t_{\lambda, f_m})^{2/3}} \bigg/ \frac{t_{\lambda, f}}{\xi(\lambda, t_{\lambda, f})^{2/3}} = \frac{t_{0, f_m}}{t_{0, f}} = \left(\frac{f}{f_m}\right)^{4/3} = \beta^{4/3} \quad (16)$$

但し $\beta = \frac{f}{f_m} < 1$

である。すなわち $f = \beta \cdot f_m$, ($\beta < 1$)
なる周波数の電波に対する雲の生存時間
 $t_{0, f}$, $t_{\lambda, f}$ は前者のものより延長され
散乱断面積もそれに対応して増大する

(第5図参照)。したがってこれより予想
されるエコー特性を推定することが可能
である。逆に得られた規則結果から放出
高度すなわち拡散係数を既知として放出
全粒子数, 電離増殖率等電離雲のパラメ
ータを導出することが可能となる。計算

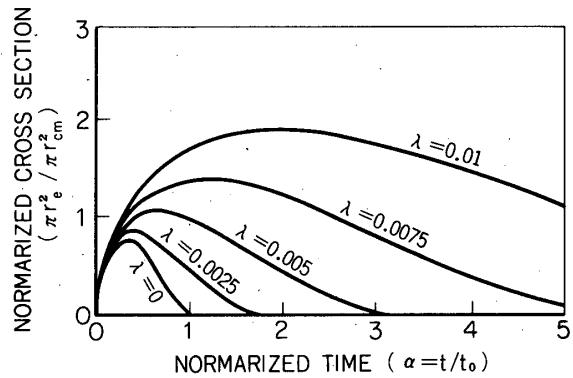


図4 放出後に電離増殖する電離雲の散乱半径

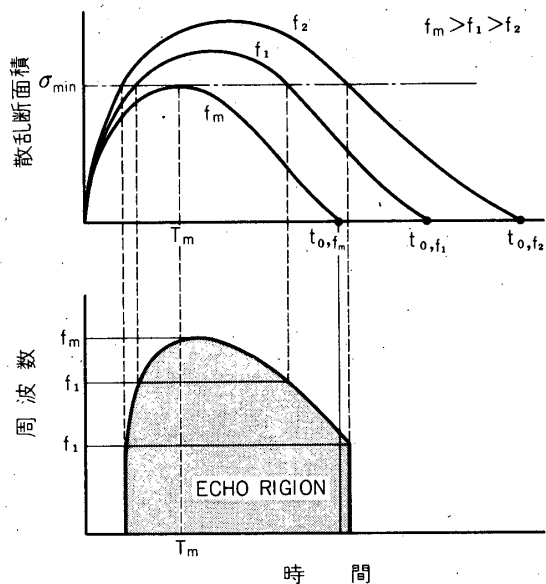


図5 異った周波数の電波に対する散乱断面積とエコーの関係

結果の一例を第6図に示した。

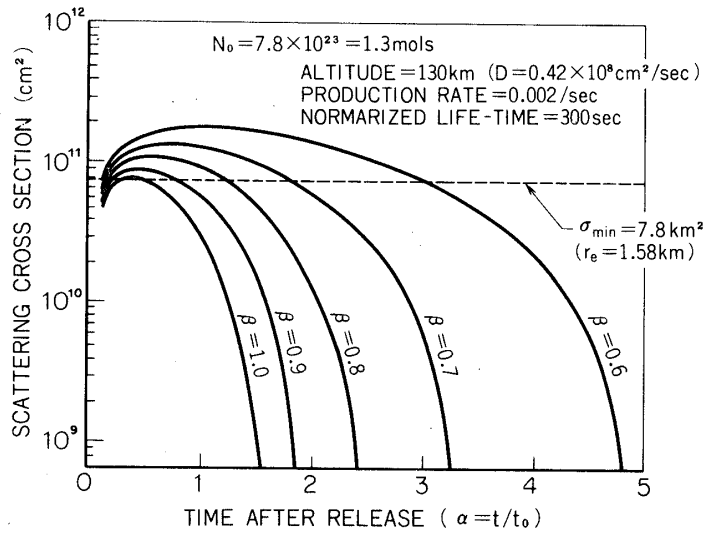


図6 異った周波数電波に対する散乱断面積

4. 観測結果との比較と検討

現在迄に実施されたセシウム電離雲電波観測実験はK-9M-33号機, K-9M-39号機, K-9M-42号機によるものであり, いずれの場合もK・S・C 内之浦, 山川電離層観測所, 西之表からの電波観測によって電離雲エコーが連続的に記録された[4]。ここではその相互比較の一例として山川での各観測結果に基づいて前記の手法を用いて比較検討した。なお1973年8月21日16.00 J. S. T. に打ち上げられたK-9M-43号機によるNa 蒸気の集中放出実験においても電波エコーが観測されているので, No.4 実験として同時に検討を行なった。

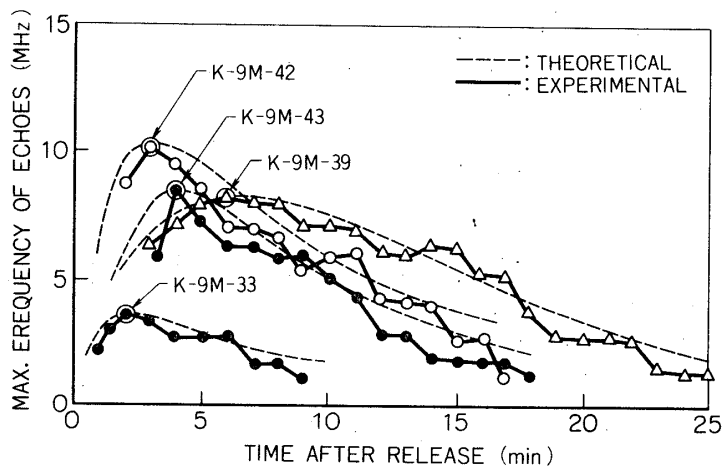


図7 電離雲の電波エコーの観測結果と計算値との比較

Table 1 Summary of HF radio-radar results for cesium and sodium release experiments

I	date	26 August 1971	18 February 1972	23 February 1973	21 August 1973
	vehicle and experiment	K-9M-33 (No.1)	K-9M-39 (No.2)	K-9M-42 (No.3)	K-9M-43 (No.4)
	release altitude (km)	117	128	138	90
	diffusion constant ($10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$)	18	50	80	2
	solar angle (degree)	-10	-6	-8	+34
	constituent	Cs	Cs	Cs	Na
	payload (mol)	25	21	18	68
	presumed efficiency (%)	5-10	20-25	10-15	6-8
	evaporated moles	1.25-250	4.2-5.2	1.9-2.9	5.4-4.8
	total number of neutral gas (10^{21})	(A) 750-1500	2520-3220	1140-1740	3240-2880
II	maximum freq, f_m (MHz)	3.4	8.2	10.1	8.8
	T_{max} (sec)	120	270	150	240
	echo duration (sec)	540	1620	1020	1080
III	life time t_0 (sec)	326	815	408	765
	minimum scattering cross section (km^2)	3.12	8.5	16.9	0.85
	critical radius r_c (km)	1.15	1.78	2.67	0.60
	effective radius r_e (km)	0.99	1.60	2.32	0.52
	equivalent radius at altitude 100 km (km)	0.73	1.05	1.15	0.64
	estimated total electron number (10^{21}) ... (B)	2.2	850	320	2.9
IV	ratio (B)/(A)	$2.9-1.7 \times 10^{-3}$	$3.4-2.7 \times 10^{-1}$	$2.9-1.9 \times 10^{-1}$	$0.9-1.0 \times 10^{-3}$

第7図では各実験の観測結果から反射エコーの最大周波数の時間変化を示した。◎印で示した地点が f_m , T_m を与える点である。この点を基準にして得られる理論による推定曲線を破線で示した。

第1表は各実験の結果を総合的にまとめたものである。第I項はロケット打上げおよびガス放出に関するもので、第II項は電波観測の結果得られた f_m , T_m である。第I項および第II項の諸量をもとに導かれた計算結果を第III項に示した。これらの結果で搭載した放出弾の形式および薬量から知られる放出ガスの総量を(A)とし、電波観測の結果から推定される電離ガスの総量を(B)として(B)/(A)を求め第IV項に示した。これによれば放出後の光電離度はK-9M-39(Cs), K-9M-42(Cs), K-9M-33(Cs), K-9M-43(Na)の順に高かったことを示している。

前2栈の実験では放出弾の効率も良く(10%~25%)太陽高度角から見て太陽紫外部の照射が充分であったことと合致する。最後のNa雲実験については薬量も多く昼の実験ではあるがNaの光電離確率がCsのそれと較べて2%程度である事から電離率の低いことが理解されよう。

以上の検討による一つの結果としてイオノグラムによって認知可能な雲の有効散乱断面積は100kmの地点に換算して1.1~4.5km²程度と考えられる。さらに上層の風等の導出に20分程度の観測時間が必要とすると130km高度でのセシウム雲の場合約4~5molの薬量の集中放出が必要となる。この価は実験立案の段階での想定値3.3molをほぼ等しいものであることが実さいの観測実験によって確認されたこととなる。

1974年7月30日

参 考 文 献

- [1] Nakamura J., Matsuoka T. and Kimura H. : Rep. Ionos. Space Res. Japan, Vol.26, 129, 1972.
- [2] 堤, 竹屋, 黒田; 搭載セシウム雲発生弾の開発とそのロケット実験, 東京大学宇宙航空研究所報告. Vol. 8, No. 1 (B), 74, 1972.
- [3] 堤, 竹屋, 黒田; 搭載セシウム雲発生弾の開発とそのロケット実験 (II), 東京大学宇宙航空研究所報告, Vol. 9, No. 2 (B), 386, 1973.
- [4] Tsutsumi, Suzuki, Takeya and Nakamura: Radio-radar and optical observations of cesium releases in the upper atmosphere J. Atmos. Terr. Phys., Vol. 36, 1974 (in press)
- [5] Bates H. F. : HF backscatter from high-altitude ionospheric barium releases, Radio Sci., Vol. 6, No. 1, 21, 1971.
- [6] Murphy C. H., Bull G. V. and Wright J. W. : J. Geophys. Res., Vol. 72, 3511, 1967.
- [7] Klein M. M. : Radio Sci. Vol. 6, No. 12, 1045, 1971.