

地球物理

第 7 卷 第 2 號

昭和 18 年 10 月

論 說

雷雲の電氣について

工 學 士 田 村 雄 一

1. 緒 言

筆者は前報告(昭和15年, 1940)にて, 雷雲の放電に伴ふ地上に於ける電場變化及び擾亂された一般電場の諸性質を調査して, 雷雲内部の電氣分布につき大要次の如き推定を試みておいた。即ち一般に雲頂部には正電荷, その下方に負電荷があり, なほこの負電荷に圍繞されて局部的に正電荷の集中する部分がある。この様な電氣分布となるためには, 雲内にて上下別々に電氣分離區域があり, 下方のものは水雲の部分に, 上方のものは氷雲の部分にあると考へられ Simpson 及び Sciasc (1937) の探測結果と符合する。但し雷雲の發生より消滅までの生涯中の電氣分布の變遷を考へるならば, 初期には雲の主部は負で雲底附近に正電荷の集中があり雲頂部の正電荷は缺除してゐるが, 發達するにつれて雲頂部に正電荷が現はれ, 末期になると下方の正電荷が消滅する。このことは上下兩電氣分離の活動に時間的位相の差があることを示す。又上昇氣流の強い時は弱い場合に比較して下部正電荷の位置は高くなり従つて電氣分布の型に或程度の相異を生ずると考へられるから, 世界各地の雷雲について云ふならば, 上昇氣流の強い地方即ち雷雲發生に好適な氣象狀態の地方と然らざる地方とでは, その電氣分布に或程度の相異が期待されることになる。

最近 Simpson 及び Robinson (1941) は Kew に於て引續いて行はれた氣球探測, 地上電場及び雨の荷電の觀測結果を詳細に吟味して, 以前の推論を一層確めてゐる。それによ

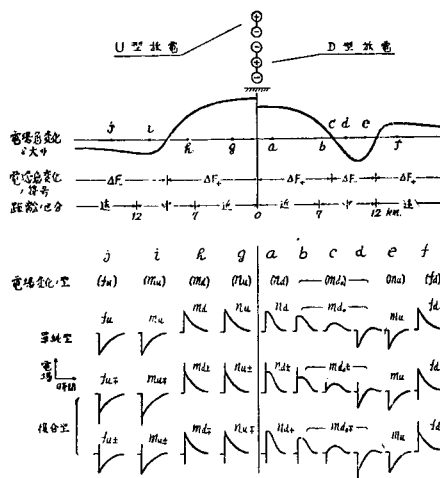
れば雷雲内では上部に正、下部に負の電荷があり、これらは氷雲域に於て發生、分離する。その可能的原因は雷雨時の強い上昇氣流に伴ふ亂流の中での氷晶の衝突であつて、氷は負に空氣は正に荷電され兩者の相對運動によつて分離が行はれる。又多くの場合、雲の下方にも亦正電荷の部分があるが、これは強雨と關係し、おそらく上昇氣流中での雨滴分裂によつて發生するものと考へてゐる。

Simpson 等の觀測結果は雷電氣研究に一時期を劃したものであるが、この他注目すべき報告の一つとして、Findeisen (1940) は氷片の生成、蒸發の際に起る電氣現象に注意し、これが雷電氣の起因と考へて雲の微細物理的研究から雷雲内部の電氣分布を推定して Simpson 等の觀測結果と一致することを示してゐる。

吾々も引續いて前と同様の觀測を行つて來てゐるので、本報告にては其後に得た觀測結果を追加し雷雲の電氣分布について考察を進めてみた。調査したものは凡て熱雷である。

2. 雷放電に伴ふ電場變化

雷放電に伴ふ地上に於ける電場變化には種々の型があるが、各型の發現の割合を放電よりの距離に關係して統計的に調べると、距離によつて型の變型する様子を知らることが出來、それによつて放電の様式を推定することが出來る。このことは前報告に詳しく述べたのであるが、筆者の考へを簡単に圖式的に示すと第1圖のやうになる。落雷は雲中放電に較べて稀であるから茲には雲中の放電、特にその主要なものについてのみ示し、これに二種の様式があり夫々D型、U型放電として區別する。これらは夫々前報告中に述べた電氣分離(●)及び電氣分離(*)——水雲中及び氷雲中の電氣分離の意味——の結果による電氣分布の領域内に起るものと考へてゐる。なほ近雷、中距離雷及び遠雷に分ける距離の區分を夫々7杆以内、7杆より12杆迄、及び12杆以



第1圖 電場變化の型の解説

1 前報に告て述べた通り、雷放電が起ると地上の電場に急變化が生じ、然る後特徴のある再生が見られる。この電場急變化と再生經過をくめて電場變化と呼ぶことにする。

雷雲の電氣について

上としてあり、前報告中の分け方(夫々10杆以内、10杆より15杆迄及び15杆以上)と異つてゐるのは電光より雷鳴までの時間から距離を見積る際に、空氣中の音速の値の採り方を改めた爲である。又電場變化の型の中、近雷に屬するものとして、前報告にては單に n_a 或は n_a としておいたものが、最近の觀測ではこれらのものも更に單純型、複合型の何れであるかを知り得るやうになつたので改めてそれらを區別した。この圖によつて距離のかわるに從つて電場變化の型の變型する様子を示す。例へば近距離に於て nd_{\pm} 型を生ずる D 型放電によつては、距離が大となるにつれて順次 md_0_{\pm} , mu , fd_{\mp} 型になつて來る。

この圖に示すことから期待される諸關係と觀測事實とを比較すれば第1表の通りであつ

第1表 電場變化統計一覽

期待される關係	觀 測 結 果				
	昭 和 8	10	13	14	15
$\frac{\Delta F_-}{\Delta F_+}$ (遠 雷)	$\frac{2736}{1298} = 2.1$	$\frac{610}{105} = 5.8$	$\frac{1915}{572} = 3.4$	$\frac{677}{426} = 1.6$	$\frac{7250}{1238} = 5.9$
$\div \frac{(mu) + (md)}{(md_0)}$	$\frac{553}{222} = 2.5$			$\frac{13}{1} = 13$	$\frac{26}{8} = 3.3$
$\frac{\Delta F_-}{\Delta F_+}$ (近 雷)	$\frac{3}{183} = 0.01$		$\frac{24}{275} = 0.09$	$\frac{15}{27} = 0.56$	$\frac{34}{66} = 0.52$
$\div 0$					
$\frac{fd_{\mp}}{\Delta F_+}$ (遠 雷)	$\frac{32}{296} = 0.11$	$\frac{17}{102} = 0.17$			$\frac{113}{862} = 0.13$
$= \frac{(md_0) - md_0_{\mp}}{(md_0)}$	$\frac{29}{134} = 0.22$				$\frac{1}{8} = 0.13$
$= \frac{(nd) - nd_{\mp}}{(nd)}$					$\frac{7}{18} = 0.39$
$\frac{fu_{\pm}}{\Delta F_-}$ (遠 雷)	$\frac{13}{421} = 0.08$	$\frac{0}{528} = 0.00$			$\frac{9}{4846} = 0.00$
$= \frac{mu_{\pm}}{(mu)}$	$\frac{17}{301} = 0.06$				$\frac{0}{17} = 0.00$
$= \frac{md_{\mp}}{(md)}$	$\frac{18}{77} = 0.23$				$\frac{0}{9} = 0.00$
$= \frac{mu_{\mp}}{(mu)}$					$\frac{2}{29} = 0.07$

て概ね期待にそふ傾向にある。只近雷についての $\frac{\Delta F_-}{\Delta F_+}$ の値が昭和14、15年には、それ以前の値に比べて著しく大きい。即ち近雷の場合でもかなりの回數の ΔF_- が現れてゐる。

2 従つて前報告中の距離の大きさは凡てその0.85倍を正しいものとする。

雷雲の電氣について

このことは實際の雷雲では放電する正負の電荷が水平方向にずれてゐる場合も少なくないと考へられ、このため第1圖中に示した電場急變化の符號の反轉位置がかなり廣範圍に移動することに因るものであらう。

第1表の觀測値の中昭和8, 10, 13年のものは前報告に掲げたものであり、昭和14, 15年のものは第2—9表に掲げてある。

第2表 昭和14年(2599)の遠雷, 別府

雷雨番號	月	日	時 間	$\Delta F+$	$\Delta F-$	備 考
2599—2	VI	23	^{h m} 14 58~ ^{h m} 16 40	16	87	~終 雷
4	VII	13	14 30~15 30	89	131	始 雷~終 雷
5	VIII	15	14 40~15 50	129	142	~終 雷
7	VIII	14	14 55~15 45	36	36	始 雷~終 雷
8	VIII	22	15 30~18 15	156	281	始 雷~終 雷
合	計			426	677	$\frac{\Delta F-}{\Delta F+} = 1.6$

第3表 昭和15年(2600)の遠雷, 別府

雷雨番號	月	日	時 間	$\Delta F+$	$\Delta F-$	備 考
2600—2	VII	1	^{h m} 15 40~ ^{h m} 18 40	27	293	始 雷~終 雷
5	VII	8	12 55~19 25	312	1417	始 雷~終 雷
8	VII	11	15 35~18 00	90	442	始 雷~終 雷
9	VII	12	14 15~17 00	103	428	始 雷~
10	VII	17	15 25~17 25	25	316	~終 雷
12	VII	24	13 00~16 00	62	112	始 雷~終 雷
14	VIII	18	16 20~17 20	17	79	~終 雷
15	VIII	19	15 30~17 55	93	409	始 雷~終 雷
16	VIII	21	18 20~19 45	31	62	~終 雷
17	VIII	20	14 10~16 50	52	170	始 雷~終 雷
18	VIII	21	15 30~17 45	37	252	始 雷~終 雷
19	VIII	22	19 15~20 20	26	43	始 雷~終 雷
20	VIII	31	12 00~15 30	14	114	始 雷~終 雷
22	IX	4	12 00~15 35	26	690	始 雷~終 雷
23	IX	4	15 55~17 30	30	735	始 雷~終 雷
24	IX	5	12 55~18 20	287	1591	始 雷~終 雷
25	IX	5	18 20~19 40	6	97	始 雷~終 雷
合	計			1238	7250	$\frac{\Delta F-}{\Delta F+} = 5.9$

雷雲の電氣について

第4表 昭和14年(2599)の中距離雷,別府

雷雨番號	(md)	(md_0)	(mu)	
2599-1	2	0	5	
3	1	1	0	
6	0	0	1	
9	1	0	1	
10	1	0	1	
合計	5	1	8	$\frac{(md) + (mu)}{(md_0)} = 13$

第5表 昭和15年(2600)の中距離雷,別府

雷雨番號	(md)	(md_0)	(mu)	
2600-3	0	5	0	
4	0	2	9	
5	1	0	3	
7	7	0	0	
8	1	0	0	
9	0	0	1	
20	0	1	4	
合計	9	8	17	$\frac{(md) + (mu)}{(md_0)} = 3.3$

第6表 昭和14年(2599)の近雷,別府

雷雨番號	月	日	時 間	$\Delta F+$	$\Delta F-$	備 考
2599-1	VI	8	^{h m} 18 00~ ^{h m} 22 00	15	9	
3	VII	5	16 23~16 51	3	3	
6	VII	21	14 50~15 29	0	2	
9	VIII	24	15 55~16 05	5	1	
10	IX	15	17 19~17 27	4	0	
合計	計			27	15	$\frac{\Delta F-}{\Delta F+} = 0.56$

第7表 昭和15年(2600)の近雷,別府

雷雨番號	月	日	時 間	$\Delta F+$	$\Delta F-$	備 考
2600-3	VII	2	^{h m} 13 24~ ^{h m} 15 01	5	0	
4	VII	7	14 42~17 00	23	15	
6	VII	8		2	6	
7	VII	10	14 40~17 20	28	0	
8	VII	11		1	0	
9	VII	12	16 56~17 40	5	2	
20	VIII	31	13 53~15 03	2	11*	*この中少くとも三個は落雷によるものと考へらる
合計	計			66	34	$\frac{\Delta F-}{\Delta F+} = 0.52$

雷雲の電気について

第8表 昭和15年(2600)の遠雷, 別府

雷雨番號	$\Delta F+$		$\Delta F-$	
	計	fd 干	計	fu ±
2600—8	90	13	442	0
9	103	18	428	0
10	25	4	316	0
12	52	0	104	0
13	5	1	64	1
14	17	3	79	0
15	93	27	409	1
16	31	14	62	0
17	52	3	170	2
18	37	3	232	0
19	26	2	43	1
20	12	2	99	0
22	26	6	690	0
24}	293	17	1688	4
25}				
合計	862	113	4846	9
百分比	13		0.2	

第9表 昭和15年(2600)の中距離雷, 別府

雷雨番號	(md)		(md_0)		(mu)	
	計	md 干	計	md_0 干	計	mu ±
2600—3	0	0	5	4	0	0
4	0	0	2	2	9	0
5	1	0	0	0	3	0
7	7	0	0	0	0	0
8	1	0	0	0	0	0
9	0	0	0	0	1	0
20	0	0	1	1	4	0
合計	9	0	8	7	17	0
百分比	0		88		0	

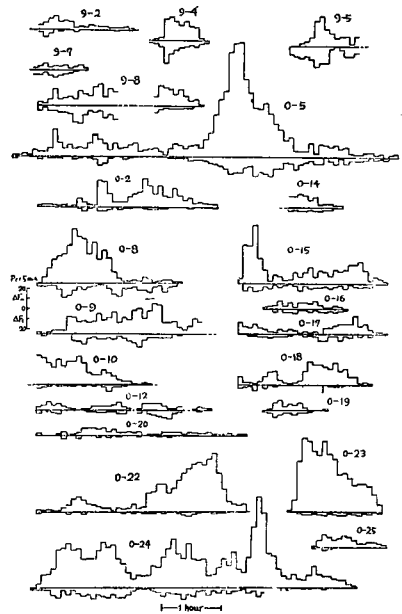
第10表 昭和15年(2600)の近雷, 別府

雷雨番號	(nu)		(nd)		(na)	
	計	nu 干	計	nd 干	計	na ±
2600—4	14	2	7	4	7	0
6	0	0	1	1	4	1
7	13	0	4	1	0	0
8	0	0	1	1	0	0
9	2	0	3	2	1	0
20	0	0	2	2	9	0
合計	29	2	18	11	21	1
百分比	6.9		61		4.8	

3. 雷放電頻度の時間的経過

雷雲の發雷より終雷迄の全期間に亘つてその電氣的消息を觀測することは甚だ重要である。活動の中心が觀測地の近傍を通過する場合には、一般に地上電場は平常値の數十倍乃至百倍程度にも達し、又放電に伴ふ電場急變化もこの程度の値を示すものであり、且平常値からこのやうな異常値になるのがかなり急であるため、周到な用意をしない限り完全なる記録を得ることは困難である。吾々の場合にも種々の理由により雷雲接近時には觀測が斷片的になることが多く遺憾であつた。然し吾々の用ひた電位計の平常感度では、觀測地より10數軒乃至60軒の範圍に起る雷放電の効果を記録するに適してゐるから、この範圍内に於て活動を始終する雷雲の全歴史は容易に觀測することが出來た。前報告に於てはかやうな雷雲について、その放電に伴ふ電場急變化 ΔF_- 、 ΔF_+ の發現頻度の時間的経過を調査し、これによつて電氣分離活動の消長を知り得ることを述べておいた。

第2圖は昭和14、15年別府での觀測によるものであつて、前報告中の第6圖と同様、相次ぐ各5分間に現はれた ΔF_- 、 ΔF_+ の回数を夫々基準線の上下にとつて描いたもので缺測期間は點線で示してある。圖中の各例を前報告中の第7圖に示した平均経過の圖形と比較してみると、活動期間が1時間前後の雷雲は概ねこれに類似の経過を示してゐる。例へば9-2、9-4、9-5(この終り頃に新たな活動が現はれ初めてゐる)、9-7、0-8、0-18(後半部)、0-19、0-25等はその凡てその活動期間中に觀測範圍内に他の雷雲がなく、觀測結果から直ちに本來の経過を看取し得るものである。然し多くの場合、このやうな好條件の下で觀測されることは比較的少く、方々に雷雲があり、これらが同



第2圖 ΔF_- 及 ΔF_+ の發現頻度の時間的變化(遠雷)

時に活動する場合、或は一個の雲でもそれが消長を不規則に繰返す時は圖形は極めて複雑なものとなる。9-8、0-9等はこの例であつて、これらの圖から個々の活動状態を分析することは難しい。然し同時に數個の雷雲がある場合でも、その活動の位相が適當にずれて

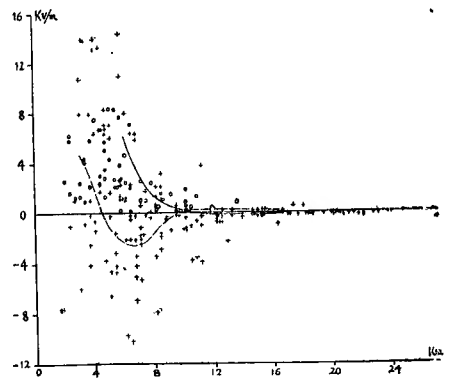
る場合には比較的容易に個々のものに分析することが可能であつて、例へば0-22は三個、0-24は少くとも六個のものが部分的に重疊したものと解釋される。0-16, 0-20の如きものは全期間に互つて活動が微弱であり、その全體的特徴は看取し難いが、 ΔF_- , ΔF_+ の發現頻度には明かに部分的に位相の差がある——これは前報告に述べた如く電気分離(●)區域の僅かな上下運動によるものと解される。

以上の如く新な觀測から見ても、熱雷雲の活動壽命は一時間強程度であつて、その典型的經過は前報告第7圖の如く——詳細な點に於ては新な觀測結果を考慮することにより多少變形するであらうが、一般的事實については變らない——先づ電気分離(●)が初り、然る後電気分離(*)が初まる。活動の最盛期も前者に於て早く現はれるが消滅することも早い。即ち兩電気分離の活動には位相の差がある。又一見長時間に互つて活動を續ける如く見られる雷雲も上記の壽命をもつ活動が相次いで現はれる結果と思はれる。

4. 雷放電に伴ふ電場急變化の大きさ

第3圖は雷放電に伴ふ地上の電場急變化の大きさと放電よりの距離との關係であつて、昭和13, 14及15年の別府に於ける觀測によるもの

である。距離は電光—雷鳴間隔から、空氣中の音速を340米/秒として算出したものであつて、これは雲中放電の場合には音源が空中にあるから放電直下の地點と觀測點との距離より常に大きくなつてゐる。その差は距離の小さい程、又音源が高所にある程大きくなる譯である。圖に於て正變化の點の中、○印は(nd)或は(md_0)型のもので+印は近距離では(m)型、遠距離では(fd)型であるが中間距離では(md)型である。負變化の+印は遠距離では(fu)型であるが中間距離では(md_0)型、(mu)型が混在してゐる。この負變化をもつ(md_0)型と(mu)型とは記録の上で區別することの困難な場合が少くないため已むを得ず區別せずにおいた。³近距離にある負變化の+印は2に於ても注意した様に、放電する正負電荷が水平方向にすれてゐる場合、急變化の符號反轉位置が觀測地に近接(或は遠ざかる場合もある)する結果、中間距離に現はれるべき型即ち(mu), (md_0)型が現はれたものと考へられる。



第3圖 電場急變化の大きさと放電場所までの距離の關係

第3圖と同種の關係圖は Wilson (1921), Wormell (1939) も與へてゐるが、それらの場合に於ても吾々のものと同様、個々の觀測値はかなり廣範圍に散在してゐる。Wilson の場合には高さ 2 km. の點から鉛直に大地へ向ひ20クローンの電氣が落雷する時の、落雷地點までの距離と電場急變化の大きさとの關係式によつて、近距離の觀測値をかなり良好に表現し得てゐるが遠距離では計算値の方が大きくなつてゐる。Wormell の場合には5杆の高さにある22クローンの電氣が鉛直に落雷するときの關係と比較して、遠距離では合ふが近距離では計算値の方が大きくなつてゐる。Wilson 等の説く如く雷雲が双極のものならば、これらの關係圖はもう少し單純になるべきものと思はれる。即ち雲中に於て放電が起れば遠距離と近距離とでは急變化の符號が反對になる筈である。勿論符合の反轉する距離は個々の放電については荷電位置の如何によりかなりの範圍に動搖すべきことが豫想されるけれども、統計的に見れば比較的單純な關係が期待されるべきである。英國での觀測によれば電場急變化の符號は遠近共に正の方が卓越してゐる。このことから考へても此等の圖を簡單に解釋することは困難と思はれ、従て彼等が比較の基準とした曲線も物理的意義に乏しいと見るべきであらう。

吾々の場合では雷雲を一般に双極とは認め難く、放電も主要なものとしてD型、U型の二つあると考へてゐるので、これら各型の放電について距離と電場急變化の大きさとの函數關係を求めることが望ましいのであるが、個々の觀測値を表はす點が廣範圍に散在してゐることと、ある距離の範圍内では何れの型の放電によつて生じたものか不明の點群がある爲め圖から直接に確からしき函數關係を求めることが困難である。第3圖中に示した二つの曲線は或る假定の下に計算したものであるが、これについては6の(2)に於て述べることにする。

以上は放電迄の距離が20乃至30杆迄即ち雷鳴可聽範圍内の觀測結果であるが、これ以上の場合の關係は第6圖に示してある。Appleton 及び Chapman (1937)の求めた値の4中20杆乃至60杆の範圍のものを第6圖と比較してみると概ね一致を示してゐる。

- 8 (nd) 型及び急變化が正の (md_0) 型——両者は共に D 型放電によつて生ずる——は急變化直後の電場再生曲線が急變化の方向に凸になつてゐるため他のものと容易に識別し得るが、急變化が負の (md_0) 型及び (mu) 型——前者は D 型放電によつて生じ後者は U 型放電の何れによつても生ずる——は共に急變化直後の再生曲線が急變化の方向に凹であり、而も兩者の型の相異は再生が充分進行した後に現はれるものであるから放電が頻發する際には兩者の特徴を見究めることが出来ない。従て兩者の識別は困難となる。

5. 放電の電気能率

U型放電の場合

第4圖に示す如く同一鉛直線上にて地上の高さ夫々 H_2, H_1 のところに夫々 $+Q, -Q$ なる電荷があり、これらが放電して消滅する場合を考へる。放電直下より L の距離に於ける地上の電場急變化の大きさを ΔF とすれば

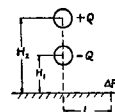
$$\Delta F = 2Q \left\{ \frac{H_1}{(H_1^2 + L^2)^{3/2}} - \frac{H_2}{(H_2^2 + L^2)^{3/2}} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

今 L が H_1, H_2 に較べて充分小さい場合には

$$\Delta F = 2Q \left(\frac{1}{H_1^2} - \frac{1}{H_2^2} \right) > 0,$$

又 L が H_1, H_2 に較べて充分大きい場合には

$$\Delta F = 2Q \frac{H_1 - H_2}{L^3} < 0$$



第4圖

となり、 L がこの中間のある値を境として ΔF の符號は反轉する。この最後の關係から放電の電気能率 M は

$$M = 2Q (H_1 - H_2) = \Delta F \cdot L^3 \dots\dots\dots (2),$$

從て雷雲内に於て上圖の如き様式の放電が起るならば、放電より充分離れた地點に於て距離と電場急變化の大きさを觀測すれば、その電気能率を知ることが出来る。

今第4圖に於て $H_1 = 5$ 杆、 $H_2 = 7$ 杆とすれば ΔF の符號反轉距離は 8.4 杆であり、この距離以遠の地點では凡て $\Delta F < 0$ である。 L が夫々 15, 20, 25 及び 30 杆の場合に $\Delta F \cdot L^3$ を計算し、これらの $2Q (H_1 - H_2)$ に對する比を求めてみると次の通りである。

L (杆)	15	20	25	30
$\frac{2Q (H_1 - H_2)}{\Delta F \cdot L^3}$	2.2	1.5	1.3	1.2

即ち少くとも $L > 30$ 杆の地點での觀測値を用ひないと放電の電気能率に近い値を得ることは出来ない。然るに吾々が普通の方法即ち電光一雷鳴間隔から測り得る距離は最遠 25 杆程度のものであるから、この距離以内での觀測から求められる $\Delta F \cdot L^3$ は Wilson 等の所謂未

4 Appleton 及び Chapman は電場急變化の平均値として次の如く與へてゐる。

距離 (km)	8—5	10	20—30	45—50	60	100	150—200	300—400
電場 (v/m)	1300	700	45	12	3	0.6	0.1	認められず

急變化の符號については區別してゐない。

修正電氣能率であつて、之れと眞の電氣能率との比は H_1, H_2 の大きさを假定するならば上記の如く計算される。

吾々が昭和 13, 14 及び 15 年別府に於て觀測した資料の中、距離 L が 15 乃至 25 軒の 39 個の負の電場急變化 ΔF_- について $\Delta F \cdot L^3$ を求めてみたところ、その平均値は

$$\begin{aligned} \Delta F_- \cdot L^3 &= -8,63 \times 10^5 \text{ v/m} \cdot \text{km}^3 \\ &= -96 \text{ Coul. km.} \end{aligned}$$

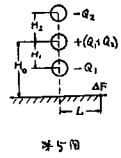
となつた。但し個々の値はかなり散在し、最大及最小値は夫々平均値の 5,5 及び 0,1 倍であり、總數の 57% のものが平均値の 1 乃至 2 倍の範圍にある。従て茲に求めた未修正値に上述の假定に基く修正を加へるならば U 型放電の電氣能率は

$$2Q(H_1 - H_2) \doteq 1.5 \times (-96 \text{ Coul. km.})$$

となる。但し注意すべきことは、使用した資料は凡て雷鳴を聴いたものであるから、強い放電の雷鳴は聴き易く又雷鳴を聴き得ない微弱のものは省略されてゐるから、上に得た電氣能率はかなり過大に見積られてゐることである。

D 型放電の場合

第 5 圖の如く一つの鉛直線に沿ひ高さ $H_0 + H_2, H_0$ 及び $H_0 - H_1$ の所に夫々 $-Q_2, +(Q_1 + Q_2)$ 及び $-Q_1$ の電荷があり、これらが同時に放電して消滅する場合を考へる。 L が電荷の高さに較べて充分小さい場合には



$$\Delta F = 2Q_1 \left\{ \frac{1}{(H_0 - H_1)^2} - \frac{1}{H_0^2} \right\} - 2Q_2 \left\{ \frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{(H_0 + H_2)^2} \right\},$$

従て ΔF の符號は Q_2, Q_1, H_0, H_1, H_2 の比較的の大きさによりてきまる。 L が充分大きい場合には

$$\Delta F = \frac{2Q_2 H_2}{L^3} - \frac{2Q_1 H_1}{L^3},$$

即ち上下兩分放電の電氣能率を夫々 M_2, M_1 とすれば

$$M_2 - M_1 = 2Q_2 H_2 - 2Q_1 H_1 = \Delta F \cdot L^3 \dots \dots \dots (3)$$

となり ΔF の符號は M_2, M_1 の比較的の大小によりてきまる。

以上の如き様式の放電の起るのは雷雲下部の水雲領域内の實情に近いと考へられ、前報

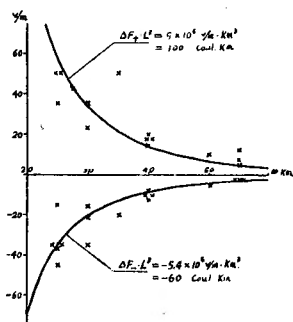
5 距離を 15~20 軒及び 20~25 軒に區別して平均を求めると夫々 99 Coul. km. (20 個の平均) 及び 90 Coul. km. (19 個の平均) となる。

告にて詳細に述べた通りこの種の放電によりては近距離、遠距離共に電場急変化は正であり中間の距離では負になるところがある。この種の放電によると見られる電場急変化から(3)によつて $\Delta F \cdot L^3$ を求めることも望ましいのであるが、第3圖に示した如く電光雷鸣間隔から L を知り得たものは高々18軒迄であり而も資料が僅少のため、已むを得ず次の方針に従つて放電の電気能率を見積ることとした。即ち個々の放電については、それに至る距離は不明であつても放電の頻繁に起きてゐる、かなり遠方の雷雨であれば、その發現地迄の平均距離 \bar{L} は雷雨情報が得られる場合には地図上から求め、一方観測された多数の電場急変化の平均値 $\overline{\Delta F}$ を求めることによつて平均の電気能率を知ることが出来る。勿論雷雲が移動して時間と共に位置を變へるから時關を適當に區分して \bar{L} 及び $\overline{\Delta F}$ を求めねばならない。第6圖はこの方法によつて得た結果であつて坐標點の個々は $\overline{\Delta F}$ 及び \bar{L} を示す。點はかなり散在してゐるが $\overline{\Delta F}_+$ 、 $\overline{\Delta F}_-$ に分けてそれが夫々 $\Delta F \cdot L^3 = \text{常數}$ の関係にあるものとすれば、

$$\overline{\Delta F}_+ \cdot \bar{L}^3 = 9 \times 10^5 \text{ v/m} \cdot \text{km}^3 = 100 \text{ Coul. km.}$$

$$\overline{\Delta F}_- \cdot \bar{L}^3 = -5.4 \times 10^5 \text{ v/m} \cdot \text{km}^3 = -60 \text{ Coul. km.}$$

となる。茲に求めた $\overline{\Delta F}_- \cdot \bar{L}^3$ の値と、個々の例の平均値から求めた $\Delta F \cdot L^3 = 1.5 \times (-96 \text{ Coul. km.})$ とを較べて見ると後者が約2.5倍になつてゐる。この様に著しい相違のあるのは、 $\Delta F_- \cdot L^3$ の値は前述の如く過大に見積られるおそれがあり、又 $\overline{\Delta F}_- \cdot \bar{L}^3$ の値を求めた方法も充分でないためであらう。然し數値の桁は等しく 100 Coul. km. 程度のもものと見て良い。



第6圖 電場急変化の大きさと放電場所までの距離の関係

第11表 放電の電気能率 $\Delta F \cdot L^3$

(單位は $10^5 \text{ v/m} \times \text{km}^3$. 未修正)

		L (軒)	$\Delta F_+ \cdot L^3$	$\Delta F_- \cdot L^3$
Wilson	英國	>10	14.6	15.5
Wormell	"	{ 15~20	22.2	14.3
		{ >20	18.6	26.6
Schonland	南阿	10~30	7.6	8.6
Appleton 及 Chapman	/	{ 20~30		7.0
		{ 45~50		12.8
		{ 60		6.5
		{ 100		6.0
吾々の場合	日本	{ 15~25	—	8.6
		{ >25	9.0	5.4

以上吾々の資料から求めた放電の電氣能率を外國での觀測結果と比較すれば第11表の通りになる(凡て未修正のまゝ掲げてある)。

$\overline{\Delta F}_+ \cdot \bar{L}^3$ から求めたものは(3)式から判る如く二つの分放電の電氣能率の差であるから、各分放電が夫々如何なる能率をもつかは別に考へなければならぬ。このため次の如く考へて見る。第5圖中の諸量の比較的の大きさは雷雲内の事情から $Q_2 > Q_1$, $H_1 \div H_2 < H_0$ と見て良いやうに思ふ。又近距離に於ては多くの場合 $\Delta F > 0$ なる觀測事實があるから

$$2Q_1 \left\{ \frac{1}{(H_0 - H_1)^2} - \frac{1}{H_0^2} \right\} - 2Q_2 \left\{ \frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{(H_0 + H_2)^2} \right\} > 0,$$

$Q_2 > Q_1$ なる故に少くとも

$$\frac{1}{(H_0 - H_1)^2} - \frac{1}{H_0^2} > \frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{(H_0 + H_2)^2},$$

$H_1 \div H_2 = H$ とおけば

$$H_0 > \frac{H}{\sqrt{3}},$$

今 $H_0 = 3$ km, $H_1 = H_2 = H = 1$ km. とすれば $1 < \frac{Q_2}{Q_1} < 2.9$ なる限り上の條件を満すことになる。一方遠距離に於ても $\Delta F > 0$ なる觀測事實があるから、 $1 < \frac{Q_2}{Q_1}$ となり最初の假定と矛盾しない。従て $\overline{\Delta F}_+ \cdot \bar{L}^3$ を二つの分放電の電氣能率に別けるには上記の條件を満す種々の場合があることになるが、今數個の場合について計算すると次の通りになる。

$\frac{Q_2}{Q_1}$	1	1.2	1.5	2.0	2.5	2.9
Q_2 (Coul.)	∞	360	180	120	100	92
Q_1 (Coul.)	∞	300	120	60	40	32

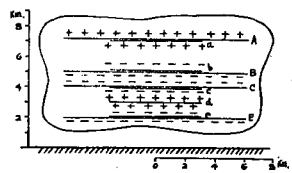
この中何れの場合が實情に近いかは直ちには決められないが、之れに關しては後に論ずることとする。

6. 二つの電氣分離域のある雷雲の電場

雷雲によりて生ずる地上電場或は空間内の電場を考へる場合に、雷雲を双極とし各極は電荷が球内に均等に分布するものとみれば最も簡單であつて、Wilson, Schonland 等の初期の研究には凡て之れによつて議論してゐた。前節の放電電氣能率を求める場合には、遠距離の觀測結果のみを用ひるのであるから事實上雲内の電荷は點電荷としても大差はない。然し近距離の場合には、かやうな簡単な模型では甚だ不充分である。Ollendorf (1931),

Fischer (1934)は電荷が圓板状に分布せるものとして計算を試みてゐるし、Simpson (1927)や Banerji (1933)も電荷の均等に分布せる球の組合せによつて計算した。最近 Simpson 及 Robinson (1941)は同様の方法にて三極雷雲の場合に空間内の等鉛直電位傾度線を求めて雲中探測結果の解釋に資してゐる。計算の煩を厭はなければ、種々の電気分布を假定して部分的には觀測事實をかなりの程度に説明し得るであらうが、諸種の事實の何れをも量的に表現し得る模型を得ることは至難であらう。

茲では第7圖の如く圓板 A, a, B, b, C, c, D, E, e に電荷が分布せるものとし各圓板の半徑、地上の高さ及び電氣量を適當に與へることによつて筆者が前報告に於て性質的に述べたことを或る程度數量的に表はさうと試みた。各圓板に與ふべき諸量を次の如くする。



第7圖 假想雷雲内の電氣分布

圓板	電氣分離(*)				電氣分離(●)				
	A	a	b	B	C	c	D	e	E
半徑(籽)	6	3	3	6	6	3	3	3	6
地上の高さ(籽)	7	7	5	5	4	4	3	2	2
最盛期の電氣量 (クローン)	+100	+50	-50	-100	-30	-150	+300	-100	-20
放電量(クローン)		+25 -25			-150 +250 -100				
		U型放電			D型放電				

電氣量は凡て圓板に均等に分布するものと考へる。各圓板の半徑は雷雲の平均的事情を代表せしめるものとしてこの程度と考へると好都合であり、各高さの溫度は、假りに地表近

6 半徑 a の圓板に均等な密度 σ の電氣が分布する時、圓板外の點 P に於ける、圓板に垂直な方向の電氣力 F は

$$F = \sigma \cdot \omega$$

で與へられる。茲に ω は圓板が P に於て張る立體角である。 γ を圓板の中心と P 點との距離、 γ と圓板の中心軸とのなす角を θ とすれば

$\gamma < a$ の場合

$$\omega = 2\pi \left\{ 1 - \frac{\gamma}{a} P_1(\cos \theta) + \frac{1}{2} \frac{\gamma^3}{a^3} P_3(\cos \theta) - \dots + (-1)^n \frac{1 \cdot 3 \dots 2n-1}{2 \cdot 4 \dots 2n} \left(\frac{\gamma}{a} \right)^{2n+1} P_{2n+1}(\cos \theta) + \dots \right\}$$

$\gamma > a$ の場合

$$\omega = 2\pi \left\{ \frac{1}{2} \frac{a^2}{\gamma^2} P_1(\cos \theta) - \frac{3}{8} \frac{a^4}{\gamma^4} P_3(\cos \theta) - \dots + (-1)^{n+1} \frac{1 \cdot 3 \dots 2n-1}{2 \cdot 4 \dots 2n} \left(\frac{a}{\gamma} \right)^{2n} P_{2n-1}(\cos \theta) + \dots \right\}$$

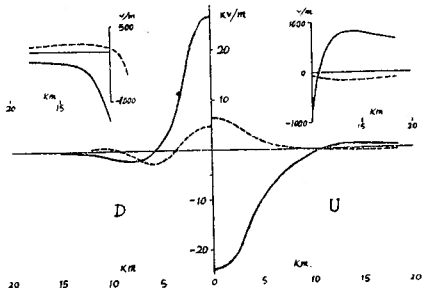
吾々の場合では地上に於ける電氣力を求めるのであるから電像を考へることによりて

$$F = 2\sigma\omega$$

を計算すればよい。

くの空氣溫度を 25 C とし雲底迄は遞減率 $1^{\circ}\text{C}/100\text{米}$ 、雲底を 1.5 杆、それ以上の高さでは遞減率を $0.5^{\circ}\text{C}/100\text{米}$ とすれば夫々 2, 3, 4, 5 及 7 杆の高さに於て夫々 7.5, 2.5, -2.5, -7.5 及 -12.5 C となり Simpson 等の觀測結果と矛盾しないやうになつてゐる。又最盛期の電氣量は地上の一般電場の大きさを説明しうるやうに與へてあり、放電の電氣量は、その電氣能率が U 型放電では $-2 \times 2 \times 25 = -100 \text{ Coul. km}$ 、D 型放電では $2 \times 1 \times 150 - 2 \times 1 \times 100 = 100 \text{ Coul. Km}$ とし前節の實測から求めた値と大略同じ桁のものとした。この様な電氣分布の場合に圓板の中心軸に沿ひて電場の大きさを計算してみれば何れの高度に於ても火花放電を越す値にはならないが、茲に考へたのは平均的事情であるから、此平均状態より偏つて局部的に電荷が集積する場所附近では放電の開始し得る大きさの電場を生じ得る事は勿論可能である。

電氣分離(●)と電氣分離(*)とはその活動状態に位相の差がある。今兩者別々に分けて最盛期に於ける地上の一般電場を計算してみると第 8 圖の實線の如くなり、又 D 及び U 型放電による電場急變化の大きさは圖中の點線で示されるものとなる。



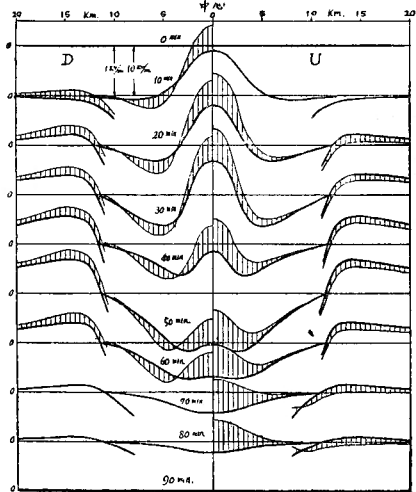
第 8 圖 計算によつて求めたる一般電場及電場急變化の大きさ

兩種の電氣分離は前報告中の第 7 圖の如く消長するものと推定される。この推定に従ひ、上に考へた如き模型的雷雲の生涯を 90 分とみて、兩電氣分離による電氣分布が夫々、その最盛期の値を 1 とし次の如く變遷するものと考へてみる。

時間	0	10	30	50	70	90分
電氣分離(●)	0	1/3	1	1/2	0	0
電氣分離(*)	0	0	4/5	1	1/6	0

但し各圓板の半径及び高さは不變とみる。

この場合、各時刻に於いて雷雲の中心より 20 杆迄の範圍の放電前の一般電場を求めてみると第 9 圖中の太線の如くなり、放電後の電場は細線で示され、陰影部が電場急變化の大きさを示す。

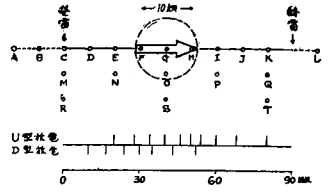


第 9 圖 各時刻に於ける放電前及後の電場

雷雲の電気について

右半部は U 型放電，左半部は D 型放電の場合である。但し各時刻に於て兩種の放電量は夫々不變としてある。

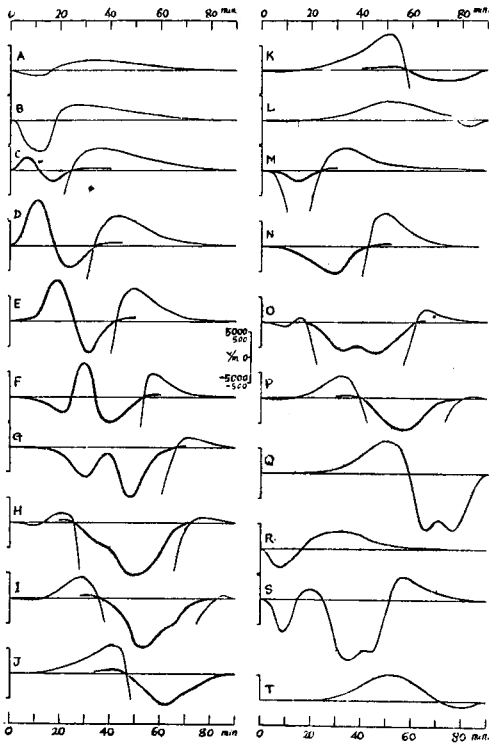
次に上の如く發展する雷雲が第10圖の矢印の方向に30 軒/時の等速度にして進行する場合，圖の如く分布せる各場所にて觀測される一般電場の時間的變化を求めてみると第11圖の如くなる。これで見ると近接する場所に於ても變化の型が著しく異なる場合のことあるが判る。實際 Kähler (1908)は隣接せる三つの觀測地で測つても電位傾度の變化は常に同様とはいへない，屢々變つてゐることを確めて



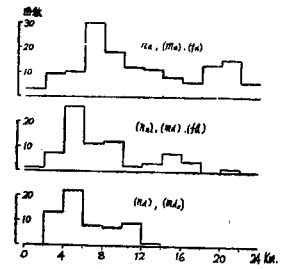
第10圖 假想雷雲の進路及觀測點

る。

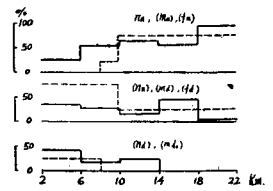
觀測結果と
の比較
(1) 電場
變化の型
の距離に
よる變型
第12圖は放
電よりの距離
を2軒毎に區
分して，各距
離区域内に現
はれた各型の
電場變化の回
数を圖示した
もので，昭和



第11圖 各觀測點に於ける一般電場の時間的變化



第12圖 電場變化の型の距離による變型 (觀測結果)



第13圖 電場變化の型の距離による變型 (理論値との比較)

13, 14及15年別府での觀測によるものである。記録上の形から見て全く同種のもは一纏めにして結局三組に分けて描いてある。觀測回数が比較的小數で統計的意味を見出すのに不充分と思はれるため，各距離區域(この場合4軒毎に分ける)に現はれた三組のものを

7 距離は電光，雷鳴間隔から測つた。

合計して各組に属するものの百分比を求め、之れを第13圖の實線で示してある。この圖から次の事實が判る。

- (i) $(n_u), (m_u), (f_u)$ 型——急變化は負、再生は指數狀（かりに負變化指數型と呼ぶ）——は6 秆以上になると急に回數が増す。18 秆以上では殆ど凡てこの型となる。
- (ii) $(n_u), (md), (fd)$ 型——急變化は正、再生は指數狀（かりに正變化指數型と呼ぶ）——は14 秆より18 秆迄の間局部的に増すが、18 秆以上では現れることが少い。
- (iii) $(n_u), (md_0)$ 型——再生は複合指數狀、急變化について云へば (md) 型は正、 (md_0) 型には正負共にある（かりに複合指數型と呼ぶ）——は14 秆邊りまで現はれ、それ以上の距離では全く現はれない。

この觀測事實と吾々が上に考へた模型雷雲の場合に期待されることを比較して見る。今 D 型及び U 型放電は 1 : 3 の割合で起るものと假定する。この時各區域で觀測される電場變化の型の發現比を求めて圖示すると第12圖中の點線の如くなる（第1圖及第8圖参照）。これは次のことを示す。

- (i) 負變化指數型のもので8~10 秆の間に現はれるものは D 型放電によりて生じ、これは8 秆迄に現はれる複合指數型の變型したものである。10 秆以上で現はれるものは U 型放電によりて生じ、これは正變化指數型の變型したものである。
- (ii) 正變化指數型のもで10 秆迄に現はれるものは U 型放電によりて生じ、10 秆以上では D 型放電によりて生ずる。後者は複合指數型の變型したものである。
- (iii) 複合指數型は D 型放電によりて生ずる。8 秆迄の間に現はれ、8~10 秆の間では負變化指數型、10 秆以上では正變化指數型に變型する。

以上の計算結果と測觀事實とを比較するとかなり著しい相違が見られる。即ち觀測によれば負變化指數型では顯著な増加が6 秆邊りで初るが、計算では10 秆になつてゐるし、複合指數型は14 秆邊りまでは觀測されるが、計算では8 秆迄となつてゐる。又正變化指數型では相違は特に著しい。然し茲に掲げた觀測資料は回數が少ないため何れの型も同等の確率

8 18 秆程度以上の距離で雷鳴を聴き得るものはこの型のものに限るやうである。

9 18 秆程度以上の距離ではこの型のもは雷鳴が聴かれない。そのため省略されてゐるが實際はより遠距離に於てもこの型のもは觀測される。

10 この型のもはこの程度以上の距離では全く觀測されない。換言すればこの型のもは凡て雷鳴可聴範圍に起る。

を以て観測されたとは云ひ難く、又計算では放電は凡て鉛直方向に生ずると假定したのであるが、實際の雷雲では正、負電氣量が斜方向に放電する場合も少なくないと思はれる。この場合に電場急變化の符合反轉距離或は型の變型距離は鉛直放電の場合より著しく異なるから、これらのことを考へるならば、この観測、計算の比較はかなり伸縮性を持たせねばならない。

(2) 電場急變化の大きさと距離との關係

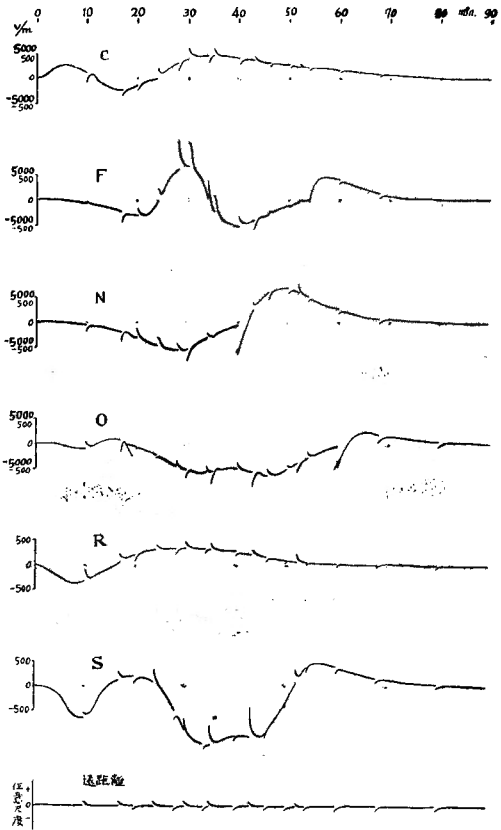
4の第3圖が電場急變化の大きさと距離との關係を示す観測結果である。正及び負側の十印は夫々正及び負變化指數型を示し、○印は複合指數型を示す。複合指數型で急變化が負のものが見當らないのは、4の脚註に於て注意した如く負變化指數型のものとの區別が付き難い爲めであつて、従つて負變化指數型としたのものの中に負變化の複合指數型のもものが相當含まれてゐると考へなければならぬ。この観測結果と模型雷雲についての計算結果とを比較する場合に、次の點に注意しなければならない。即ち観測した距離は電光—雷鳴間隙から求めたもので従て放電箇所と観測點との直接距離であるが第7圖に示した距離は放電直下の地點と観測點との地上距離である。落雷の場合には兩者は一致するが雲中放電の場合には、遠距離を除いてはかなり相違があると云ふことである。このことを考慮に入れて模型雷雲に於て *U* 型及び *D* 型放電では雷鳴の音源を夫々地上 6 杆及 3 杆の高さにあるとして、第7圖の曲線を音源距離に換算して描いたものが第3圖の二つの曲線であつて、實曲線が *U* 型、點曲線が *D* 型放電による電場急變化と音源距離との關係を示すものである。この計算結果と観測とを比較して期待されることは

- (i) 距離10杆程度以内の正變化指數型及び10杆程度以上の負變化指數型の急變化の大きさは實曲線に沿ふべきこと、
- (ii) 複合指數型、8~10杆程度範圍の負變化指數型及び10杆程度以上の正變化指數型は點曲線に沿ふべきこと、

である。この期待は一見不充分にしか當つてゐない。然し現實の雷雲に於ては個々の放電電氣量が廣範圍に互つてゐるため観測値は計算値を中心にして圖中廣範圍に上下する餘地のあること、及び放電は鉛直方向以外に斜方向にも起ることが少なくない爲め、急變化の符合反轉位置も計算値の左右に廣範圍に動く餘地のあること等を考へるならば茲に掲げた比較も無意味ではないと思はれる。

(3) 観測記録の解釋例

個々の観測記録がどの程度に理論的に解釋可能なるかを見るため、模型雷雲が第10圖に示す進路をとり且つ同圖下部に示した如き間隔を以て放電が起る場合を考へて見る。このとき $A_1 \dots, T$ 及び遠距離にある21箇の観測點に於て得られるべき假想記録の中の何れかに類似のものを實地記録の中から擇んだところ、 C, F, N, O, R, S 及び遠距離の場合に對應するものを得た。第14圖が假想記録であり、實地の例は次の通りで兩者を比較してみる。

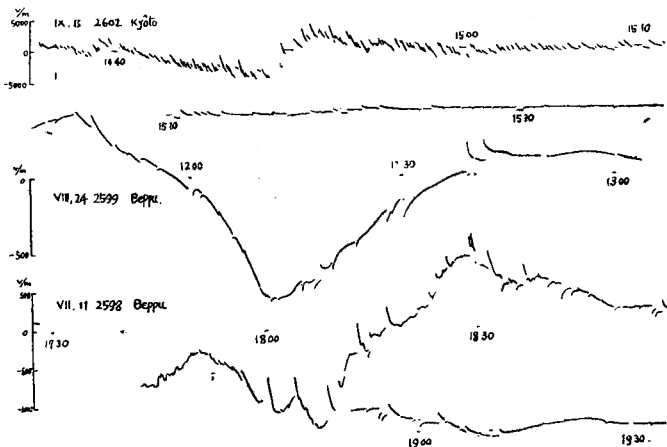


第14圖 假想雷雲の観測記録の例

昭和14年8月24日の雷雨(第15圖a)

—記録の形がCの場合に對應するもの

12^h15^mより12^h30^mの間、5回の雷鳴により放電場所の距離を測つたところ17~19軒程度であつた。これが中心の観測地に最も近迫した時である。12^h40^m頃2回の正の電場急變化が見られるが、これはおそらく落雷によるもの



第15圖a 観測記録の例

11 現實の雷雲では放電間隔は一般に之れよりづつと短い。茲では簡單のためこのやうに考へる。D型及U型放電の時間的の發現順序は現實の場合に類似せしめてある。

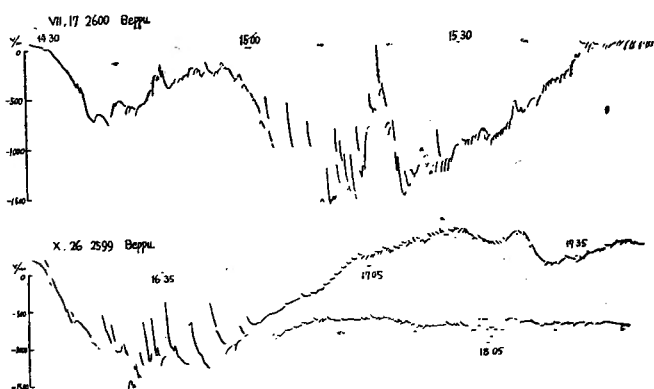
のと考へられる、この例はC観測地に對應するものとは考へ難い。E, Nを結ぶ線上Nより遠距離の點での觀測に對應するもののやうである。

昭和17年9月8日の雷雨(第15圖a)——記録の形がFの場合に對應するもの。

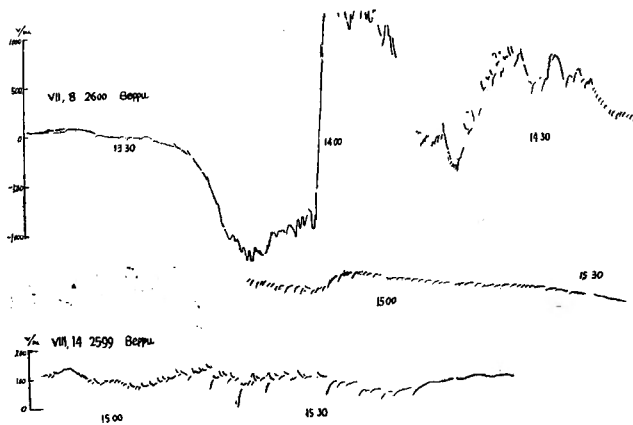
雷鳴を聞き初めて記録を開始したので發雷當初の事情は不明である。放電は 14^h40^m より 15^h00^m の間100回以上に達し、この間只1回の負の場合(14^h52^m 頃)以外電場急變化は凡て正であつた。放電頻

繁のため雷鳴と放電を對應せしめ難く従つて放電場所の距離を知り得なかつたけれども、 14^h50^m 頃電場急變化の最も大きいことから、この頃中心が最も近迫したものと考へられ、急變化の大きさから距離を推定すると3杆内外となる。なほ 14^h50^m より約5分間一般電場が正になつてゐる。中心が遠かるに從て一般電場は再び負となり、 15^h17^m 頃負の急變化が現はれ初め 15^h35^m 頃の最後の放電があつて終雷した。この例は觀測地がFの場合と考へられる。なほ近雷の際、電場急變化は主として正であることを示す好例である。

昭和13年7月11日の雷雨(第15圖a)——記録の形がNの場合に對應するもの。觀測地の南方を西より東に向つて進行したもので、 18^h00^m 頃最初の雷鳴を聞いた。この時放電場所迄の距離は約20杆、 18^h25^m 頃雷鳴最も大で中心最も近迫したものと考へ



第15圖b 觀測記録の例



第15圖c 觀測記録の例

雷雲の電氣について

られる。雷鳴から距離を測り得なかつたが電場急變化の大きさからみて10杆程度となる。18^h40^m 約20杆, 19^h15^m 約35杆迄遠かり19^h30^m 過終雷した。末期に見られる急變化は落雷によるものが少くないことが判明してゐる。この例は觀測地が *N* の場合でなく *S* に近い所と考へられる。

昭和15年7月17日の雷雨(第15圖 b)——記録の形が *O* に對應するもの。

西より東へ進行したもので14^h40^m 最初の雷鳴をきく。15^h00^m 頃20杆程度に近付き15^h10^m 頃少くと10杆以内迄近迫したものと推定され、其後漸次遠かつた。16^h 頃以後の記録はないが、その頃負の電場急變化の續いてゐる點から見ておそらく間なしに終雷したものと想像せられる。この例は *O* と *S* との中間位置での觀測に對應するものであらう。

昭和14年10月26日の雷雨(第15圖 b)——記録の形が *R* の場合に對應するもの。

天氣圖によれば前日正午九州の西方に不連続線があり當日正午には中國、四國の中央を貫く不連続線がある。従てこの雷雨は少く共主要不連続線が別府地方を通過して充分時間の経過した後起つたもので、局部的不連続線があつたが爲め出來たものかも知れない。然し不連続線に沿うて起る雷雨の電氣構造は一般に熱雷に比べて複雑なものであるが、この日の雷雨の記録を見れば比較的單純で多分に熱雷の性質を帯びたものと想像せられる。16^h35^m 頃觀測地に最も近迫しその距離は電場急變化の大きさから見積ると10杆程度となる。*M* と *R* の中間位置の觀測に對應するものと解釋せられる。18^h05^m 頃電器に人工電場を加へて檢定を行つてある。

昭和15年7月8日の雷雨(第15圖 c)——記録の形が *S* の場合に對應するもの。

觀測地の南方を西より東に通過したもので、13^h35^m 最初の雷鳴を聞いた。14^h22^m 雷鳴は南方、この頃最も近迫し電場急變化の大きさから推定すれば十數杆程度となる。その後次第に遠かり14^h30^m 以後現はれた急變化は14^h50^m 頃只一回の正變化を見た以外凡て負である。雷雨活動末期に *U* 型放電の卓越することを顯著に示す例である。これは明かに *S* の場合に對應する。

昭和14年8月14日の雷雨(第15圖 c 遠距離)

電場急變化の大きさから推定すると、發雷當初約50杆の所にあつたものが次第に近付き約30杆の距離迄來て終雷したものと考へられる。これは明かに遠距離の場合に相當する。然しこの雷雨の全期間に互る放電頻度の消長を示す第2圖9-7によれば活動は二

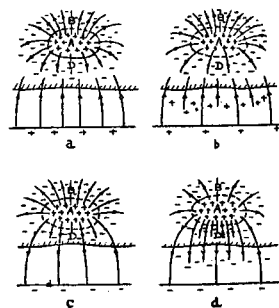
度の盛衰を経てゐることが判る。

以上7個の實例について或程度の解釋が可能なることを示し得たが勿論充分とは云へない。雷雲が吾々の想像した如き経過をとるのは多數の雷雲の平均について云ひ得るので、個々の雷雲の生涯はこの平均経過より多少とも偏てゐる。それに従て觀測記録の様子も異つて來る。特に附近に別の雷雲があつてその影響をうける場合には記録は愈々複雑になつて簡單には分析を許さない。只至近距離では附近に別の雷雲があつてもその影響が微弱の爲め容易に雷雲個有の性質を觀測し得る。又遠雷では放電の影響のみを觀測し一般電場の形勢如何は全く考慮外におき得るから容易に個有の性質を視ふことが出来る。上記の例の中、近雷(昭和17年9月8日)及び遠雷(昭和14年8月14日)の場合が理論上の期待を良く一致するのはこの理由によるものと思はれる。

7. D 型 放 電

吾々が分類した電場變化の各型の中、U型放電によると考へるものは既に各國の研究者によつて熟知され、それに関しては量的にもかなり議論を経て來てゐる。然し吾々の場合に頻繁に觀測されるD型放電によると見られる電場變化については殆ど注意されてゐない。例へばWilson(1921), Wormell(1939)が毛管電位計を使用して撮つた記録の中には稀にこの例を見るに過ぎない。

この型の放電は、雲内に於て正電荷を圍繞して負電荷の領域があり、この部分に生ずる放電と推定されるが、これを簡單に考へて正電荷の上、下に負電荷があり、これらが殆ど同時に放電すると見ても電場變化の大要は表現し得るのである。前報告にて既に注意した通りこの放電では先づ上部の負電荷と中央部の正電荷の一部が放電し然る後(秒の分數程度の時間差をもつ)中央部の殘餘正電荷と下部の負電荷が放電する 경우가多く、時間的にこの順序が逆になることは少い。この事實は今回の統計結果(第8表參照)からも明かであつて、この可能的理由——前報告では只不思議なこととしておいた——と考へられるものは空間電荷の影響である。第16圖a, b, c, dは夫々地上の一般電場が負及正の場合に空間電荷の影響を模型的に示したものである。即ち第16圖aは雲の下部にある正電荷域は比較的高所にあり、この領域の下方にも多量の



第16圖 D型放電に及ぼす空間電荷の影響

負電荷がありこの影響が有力のため地上の電場は負になつてゐるが未だ放電は起らない状態を示す。第16圖 b は雲と大地との間に正の空間電荷が現れ、これが負電場(上向き)によりて上方に移動するため雲内の電場が變化する状態を示してゐるので a 圖に比して D 部分では電場は弱まるが B 部分では強くなる。即ち空間電荷の影響によつて D 部分よりも B 部分に於て放電が起り易い状態になる。B 部分に一旦放電が開始すればその後は比較的弱電場の D 部分に放電が誘發され得ると考へられるから、この場合には放電は先づ B, A 間に起り、次いで A, D 間に起ることとなる。この時地上の電場變化は近距離、中間距離及遠距離に於て夫々 $nd\mp$, $md_0\mp$ 及 $fd\pm$ 型になる筈である。第16圖 c は正電荷域が比較的強くその下方の負電荷が少量のため地上電場は正になつてゐる状態を示す。第16圖 d は雲と大地との間に負の空間電荷が現はれた場合を示し B 部分では電場は弱まるが D 部分では強まりこの部分に於て先づ放電が起り易くなる。一旦放電が起ると B 部分にも放電が誘發され得るであらう。即ちこの時は放電は先づ A, D 間に起り次で B, A 間に起ることとなる。従て地上の電場變化は近距離、中間距離及遠距離に於て夫々 $nd\pm$, $md_0\pm$ 及 $fd\mp$ 型となる。

以上の如く考へるならば何れの順序に放電が生ずるかは結局空間電荷の符號換言すれば地上電場の符號によつて決ることとなる。従てこの考への正否を判定するには、個々の D 型放電について放電の順序とその際の放電直下附近の地上電場との關係を調査すれば良い譯であるが、吾々の今迄行つて來たのは單一個所觀測であるから、このためには必然的に所謂近雷についてこの關係を見なければならぬ。然るに近雷についての資料は極めて僅少のためこの目的に使用するに不充分である。それで次の如き間接方法によることとした。即ち遠雷の際に正の電場急變化 ΔF_+ を生ぜしめるものは主として D 型放電によると考へられるから、この ΔF_+ の中 $fd\mp$ の現はれる回数の百分比を求める。 ΔF_+ の觀測回数は充分多いから統計的意味を付けるに不安はない。一方地上の一般電場の符號については前報告第 5 a 圖及第 5 b 圖に掲げた阿蘇に於ける Bendorf 電位計の記録 83 例から、一般電場が $\pm 500\text{V}/\text{m}$ ¹² を超ゆる場合の總繼續時間を求めこれに対する正符號の電場の繼續時間の百分比を求める。兩者を比較すると次の通りになつた

12 顯著な空地電流——これによりて空間電荷が現はれる——を生ぜしめる電場は大凡 $10000\text{V}/\text{m}$ 程度以上とされてゐるが吾々の記録では $\pm 500\text{V}/\text{m}$ 以上はスケールアウトしてゐるのでスケールアウトの繼續時間によつて比較を行つた。大體の目安はつくと思ふ。

$$\text{電場急變化} \frac{fd_{\mp}}{\Delta F_{+}} = \frac{162\text{回}}{1260\text{回}} = 13\%$$

$$\text{地上電場} \frac{\text{正電場繼續時間}}{\text{總繼續時間}} = \frac{11.5\text{時間}}{53.2\text{時間}} = 22\%$$

このやうに両者が概ね似た値を示すことは *D* 型放電に於ては放電順序は放電直下附近の地上電場の符號従て空間電荷の符號如何によりて決ると見て良いであらう。

一見奇異の如く思はれる *D* 型放電も以上の如く考へるならばその解釋が可能になつて来る。

8. 雷鳴可聽距離から推定される放電場所の高さ

電場急變化の大きさと放電よりの距離の關係を示す第3圖に於て、距離は凡て電光、雷鳴間隔から測つたものであるから、圖中遠距離に於て點が缺除してゐることはこの範圍は雷鳴可聽距離以上であることを示してゐる。而もこの可聽距離は電場急變化の符號の正負により著しい相違のあることが判る。即ち *U* 型及 *D* 型放電（これらは雷鳴可聽限界附近では明かに夫々負及正の電場急變化を生ぜしめる）では夫々約 24 杆及び約 18 杆となつてゐる。この相違は兩型の放電の起る場所の地上の高さの相違によるものと考へられる。

音源の地上の高さを h とし、 α を空氣の定壓膨脹係數、 β を空氣溫度の遞減率とすれば可聽距離 x は次の如く表はされる¹³。

$$x = \frac{2\sqrt{h}}{\sqrt{\alpha \cdot \beta}},$$

今 $\alpha = 0.004$, $\beta = 0.01$ とすれば

$$x = \sqrt{\frac{h}{0.00001}},$$

従て $x = 24$ 杆の時 $h = 5.8$ 杆

$x = 18$ 杆の時 $h = 3.2$ 杆,

即ち *U* 型放電は地上約 6 杆附近、*D* 型放電は地上約 3 杆附近に生ずるものと考へられる。

尤も資料が不充分のため決定的ではないが、これらの値が、各種の觀測結果を解釋するに適當のものとして既に 6 に於て數値計算に使用したものと一致することは極めて興味のあることである。

13 岡田武松, 氣象學下卷413頁

9. 放電後の電場再生状態から推定される雷雲内部の電流

放電によりて地上電場が急變化した後、時間の経過につれて電場は特徴のある變化をする。観測記録を見れば之れは多くの場合指數曲線に近似してゐるので、既に Wilson (1921) も云つてゐる通り次の二つの場合の何れかによつて説明し得るものである。

(i) 電荷は一定の割合で集積される即ち定常電流があると同時に、任意の時刻に於て集積した電荷に比例する漏洩電流がある場合、

(ii) 雲の内部に一定の起電力があり、電荷の集積はこの起電力と集積した電荷のために起る逆起電力との合力によりて生ずる場合。

但し電荷の集積する位置は不動と考へる。

(ii) の場合に若し集積した電荷に比例する漏洩電流があるとしても同様の型になるし又漏洩が多く、換言すれば雷雲を一定の起電力をもつ發電機と考へた場合の内部の抵抗が外部回路のそれに比して大きい場合には内部の電流は定常であつて (i) の場合と同じになつて来る。

吾々の観測によれば電場再生曲線は單純に指數型のものと、少くとも二つの指數型の重疊したものと考へられるものが多い。後者は *D* 型放電によるもので、この種の放電を構成する二つの分放電について別個に考へるならば夫々電場は急變化後に指數的に再生されると見得るものである。

電場再生が指數的に行はれることは電荷の集積する場所(極)を不動とすれば電荷の集積が指數的に行はれることを直接に示すものである。この場合時刻 *t* に於ける集積電荷を *Q* とし、これの最終値を *Q*₀ とすれば

$$Q = Q_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (1)$$

λ は常數と考へられる。従て正極に流入する電流 *I* は

$$I = \frac{dQ}{dt} = \lambda Q_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

上記 (i), (ii) の中何れが有力であるかは直に斷言出來ないが、雷雲下の空地電流——これは上述の漏洩電流の一部を構成する——は Schonland (1928) によれば 2 アンペア程度であるから、この様に多量の漏洩があることは、電場再生従て雲内の電荷集積の爲めには (i) の場合も有力であると見て良いであらう。今假りに (i) の場合について考へるならば (2)

式に於て $I=0$ とおいて求められる

$$I_0 = \lambda Q_0 \quad (3)$$

は未だ漏洩の起らない場合であるから定常電流の値を示してゐる。即ち λ と Q_0 が判ると定常電流が求められる。然るに茲に注意すべきことは雷雲内に於て電荷の集積、放電が繰返される場合には集積が定常状態に達せぬ間に既に電場は放電臨界強度に達して放電が始るものと見なければならぬ。何となれば集積が定常状態に達しても電場が弱い時は放電は起らないし、又集積の定常状態が丁度電場の臨界強度と一致しても、集積が定常になる爲めには充分の時間を要し、従て放電は頻發しない。即ち放電が繰返して起ることは電場の放電臨界強度は電荷集積が定常状態に達する以前に現はれるものと考へなければならぬ

第12表 放電頻度の平均値

年	観測時間 T	$\Delta F+$	$\Delta F-$	$T/\Delta F+$	$T/\Delta F-$
昭和8年	1785分	1298	2736	1.3	0.64
10	295	105	610	2.8	0.48
13	1435	572	1915	2.5	0.75
14	2675	1238	7250	2.2	0.37
15	442	420	687	1.1	0.64
合計	6582	3683	13198	1.8	0.50

い。一方放電頻度の大きい時は電荷集積も速かであるから、放電頻度から (3) 式の λ を見積ることが出来る。第12表は放電頻度の平均値で、前報告第2, 5, 6表及本報告の第2及3表の資料から求めたものである。 U 型及 D 型放電は夫々30秒及108秒に1回の割になつてゐる。

今放電は電荷の集積が定常値の90%に達して生ずるものと考へ¹⁴上記の平均頻度から λ を求めると、 U 型及 D 型放電の場合夫々0.077及0.021となる。又1回の放電量の平均値として6に於て採用した値即ち U 型及 D 型放電で夫々25及250クローンとすれば、放電が起らないとして集積する電荷の定常量は夫々 $25/0.9 \doteq 28$ 及 $250/0.9 \doteq 280$ クローンとなる。従て定常電流の値は (3) 式から

$$U \text{ 型放電に關して } I_0 = 0.077 \times 28 = 2.2 \text{ アンペア}$$

14 80%として同様の計算をすれば U 型、 D 型放電に關して夫々1.7及4.7アンペア、合計6.4アンペアとなる。

$$\begin{array}{rcl}
 D \text{ 型放電に關して} & I_0 = 0.021 \times 280 = 5.9 \text{ アンペア} & \\
 \hline
 \text{合 計} & & = 8.1 \text{ アンペア}
 \end{array}$$

の如く求められる。この電流が放電電荷と漏洩電流（この中、空地電流、落雷電流及び雨滴による對流電流は地上觀測から見積ることが出来る）によりて運ばれる電荷を供給することになる。Schonland (1928) の計算に従へば地上にて直接測定される漏洩電流は 2.2 アンペア程度になつてゐる。吾々の觀測した雷雲についても假りにこの程度とすれば

$$\begin{array}{rcl}
 \text{放電電荷を供給のために} & \frac{250}{108} + \frac{25}{30} = 3.1 \text{ アンペア} & \\
 \text{漏洩電荷(大地に向ふもの)供給のために} & & = 2.2 \text{ アンペア} \\
 \hline
 \text{合 計} & & 5.3 \text{ アンペア}
 \end{array}$$

従て $8.1 - 5.3 = 2.8$ アンペア は雲内に於て閉回路をつくる漏洩電流の大きさとすれば需給の平衡が成り立つことになる。

10. 論 議

本報告では雷雲の電氣に關する諸事實を或程度數量的に考察したのであるが、その結果は前報告に於て定性的に推論したことを概ね確め得たやうに思ふ。勿論現象が複雑のため量的と云つても極めて粗策であることは已むを得ない。特に *D* 型放電に關する諸推論には猶ほ議論の餘地が多分にあるかも知れない。例へばこの型の放電に關與する電氣量は、雷雲に含有せられる電氣量として諸研究者が推定した値より數倍大きく見積られてゐる。Simpson 等(1941) は雲内の電場が意外に小なりとし、従つて彼が嘗て(1927)考へてゐた値(100クローン)よりも少く 20~30クローン程度としてゐるが、これは吾々が *D* 型放電により消滅するとした電氣量の $\frac{1}{10}$ 程度に過ぎない。*D* 型放電は二つの分放電よりなると考へられるが、この電氣能率はこれら分放電の電氣能率の合成として觀測されるもので、これを二つに分離するには 5 に於て注意した通り、遠距離觀測のみから考へるならば、種々の場合があり得る。然し中間距離乃至近距離に於て觀測事實を解釋する爲めには前記程度の電氣量が妥當と考へられるので、この推定の當否は他の方面から或程度判定し得る。即ち雷雲内で發生する電氣量は放電或は雷雲下の空地電流その他により消費される電氣量と平衡しなければならぬと云ふことである。之れについては 9 に於て論じたところであるが、その際雲内の電流の大きさを見積るために用ひた方法は Wilson (1921), Schonland

(1928)等の方法とは異つてゐる。彼等によれば放電直後に於ける電場再生の割合 $dF/dt/F$ を求め、この割合で再生が進むとしたとき、電場が放電前の値になる迄の時間から雲内の電流を知り得るとする。Schonland の計算によればこの時間は80個の例についての平均値が3.5秒であり一回の放電量を15クローンとして電流は $15/3.5 \div 4$ アンペアとなる。この値は空地電流の推定値2~3アンペアより大きく、雲内の漏洩を考慮に入れても不可能の値ではないと云つてゐる。然し吾々の用ひた方法即ち放電は電荷の集積が定常量に達しない前—假りに定常量の90%になつて—に起るものとして計算すれば、9の(3)式で $Q_0 = \frac{15}{0.9} \div 17$ クローン、平均の放電間の時間19秒から $\lambda = 0.12$ として $I_0 = 0.12 \times 17 = 2.0$ アンペアとなり漏洩電流を供給するには不十分と云ふことになる。之れは放電の電氣能率から放電量を求める際に極間の距離を過大に見積り従て放電量を過小に見積つたとすれば、この様になる譯である。猶ほ茲に注意すべきことは、放電直後の $dF/dt/F$ から求めた電流を至當と見れば、この例に於て $\lambda = 0.29$ となり従て電場が急變化の大きさの90%迄再生されるには8.0秒、99%即ち事實上定常状態迄再生されるには16.1秒要するに過ぎない。然るに放電間の平均時間は19秒であるから電荷の集積従て電場が定常値に達して後に放電が起ることになる。この様なことは9に於て注意した如く不合理と考へなければならぬ。即ち Schonland の計算方法は不十分と考へられる。吾々の方法を用ひて放電量を30クローンとすれば雲内電流は4アンペアとなり Schonland の求めた値と一致する。この放電量は吾々の場合 U 型放電によりて消滅する電氣量 25クローンと似た値になる。

次に前報告に於て、遠雷の場合の正及負の電場急變化の發現頻度の時間的經過を調べることによつて雷雲内部の電氣分布状態の變遷様式を推定し、之れは今回新に附加した資料によつても確められることは3に於て述べた通りである。然し些細に述べると、活動初期には正の電場急變化に先行して先づ負の急變化の群が現はれる場合或は両者が殆ど同時に現はれる場合が少くない。例へば第2圖の9—8, 0—15, 0—23等がこの例である。この事實は活動當初に電氣分離(●)は活動してゐるが未だ放電を生ずるには至らない間に既に電氣分離(*)が初つて U 型放電が生じたものと考へると一應の解釋はつく。然し放電の發現頻度から電氣分布の推定をした吾々の方針に従へば、このやうな場合には活動初期に於

15 Schonland は232分間に雲内放電と見られる負の電場急變化734回を觀測してゐるから平均の間隔は $232 \times 60 / 734 = 19$ 秒となる。

て電氣分離(●)に先行して、或は殆ど同時に電氣分離(*)の微弱な活動があるものと考へなければならぬ。電氣分離(●)は Simpson の説く如く雨滴分裂によりて生ずるものとしたのであるから、この種の電氣分離が行はれる爲めに雨滴が存在しなければならぬ。Bergeron (1933), Findeisen (1938) の成雨理論によれば雨滴の出来るためには雲の上部に氷晶が存在しなければならぬ。従てこの理論を正しいとすれば雨滴分裂が初る時期には雲の上部には既に氷晶が生成されてゐる筈である。氷晶があれば領域には電氣分離(*)が起り得るから雷雲活動初期に *D* 型放電に先行して *U* 型放電が現はれ得ることになる。然しこの先行的電氣分離(*)は一般に微弱であつて、これに對應する電氣分布は *U* 型ではあるが無力のものと考えられ、これに誘發されて既報の如く本格的の経過即ち

$$D \rightarrow Du \rightarrow Ud \rightarrow U$$

を辿るものと推定される。

Findeisen は成雨理論に立脚して雷雲内の電氣分布を推定してゐるが、茲に述べた如く雷雲の電氣現象の研究が別の形に於て彼等の説く成雨機構の問題と關聯することは注目すべきことと思ふ。

要 約

(1) 前報告に述べた推論は、新たに35個の熱雷の資料を附加することによつて、一層確からしさを増すことが出来た。即ち雷雲内に於て一般に雲頂部に正電荷、その下方に負電荷があり、負に圍繞されて正電荷の局部集中がある。これは雲内に於て上、下に別個の電氣分離が行はれ上部のものは氷雲領域に、下部のものは水雲領域にあることに對應する。然し雷雲の生涯を通じて見るならば之れら電氣分離の活動には位相の差があり後者の方が早く初り早く終る。この爲め雷雲の生涯中漸次電氣分布状態が變ることになる。その一般的経過としては、活動初期には雲頂の正電荷はなく雲の主體は負荷を帶びこれに圍まれて下方に局部的な正電荷がある。次いで雲頂に正電荷が現はれ、末期には下部の正電荷が消滅するに至る。放電様式も二種類に大別され、雲の上部では雲頂部の正電荷とその下方の負電荷との間に放電が起る(之れを *U* 型放電と呼ぶ)。又下部では正電荷とそれを圍む負電荷との間に放電が起ると考へられる(之れを *D* 型放電と呼ぶ)。然し *D* 型放電は簡単に正電荷が上及下向きに向ふ二つの分放電より成るとして種々の觀測事實が説明され

る。落雷は雲中放電に比較して稀にしか起らないが、多くの場合負電荷を大地に向つて運ぶ。従て雲底は一般に負の電荷をもつことを直接に示す。

(2) 放電に伴ふ電場急變化の大きさ及び符號と放電場所よりの距離の關係を調べたところ、*U*型及*D*型兩種の放電があるとして觀測結果を説明することが出来る。

(3) 放電の電氣能率は*U*型及*D*型放電共大凡100クローン・籽程度、但し*D*型の方が稍大きい。*D*型のものは之れを上向、下向の二つの放電に分けるとき夫々300及200クローン・籽程度のものと考へられる。放電電氣量は*U*型放電では25クローン程度、*D*型放電では上向きに150クローン、下向きに100クローン程度と見積られる。

(4) 上、下二つの電氣分離區域のある雷雲を、電荷が均等に分布した圓板の組合せを以て表現し、地上の一般電場、放電による急變化を計算した。又雷雲が電氣分布を變へ乍ら進行する場合の一般電場及電場急變化の大きさを計算して觀測事實と比較した。

(5) *D*型放電を構成する二つの分放電の中、先づ上向き放電が起り然る後下向き放電が起る場合が多く、放電の順序がこの逆になる場合は少い。この事實は雷雲下の空間電荷の影響と解釋せられる。

(6) 雷鳴可聽限界距離から*U*型及*D*型放電の起る場所の高さを求めるとき夫々地上6籽及3籽程度となる。

(7) 放電の電氣量と放電の頻度及び放電後電場の再生する状態から雷雲内部に發生する電流の大きさを見積り、上部電氣分離により2アンペア程度、下部電氣分離により6アンペア程度、合計8アンペア程度となつた。

終りに臨み、この調査に對する示唆を與へられ且つ不斷の激勵を賜つた長谷川教授、別府に於ける觀測に助力せられた大木三次氏に深甚の感謝をする。

文 獻

- Appleton, E. V. and F. W. Chapman Proc. Roy. Soc. A 158 P. 1 1937.
Banerji, S. K. Phil. Trans. A 231, P. 1 1933.
Bergeron, T. Mémoire présenté a l'Association de Meteorologie de l'U. G. G. I., Lissabon, 1933.
Findeisen, W. Meteorol. Zeitschr. 55, S. 121, 1938
Findeisen, W. Meteorol. Zeitschr. 57, S. 201, 1940
Fischer, J. Phys. Zeitschr. 35, S. 398, 1934.

雷雲の電氣について

- Kähler, K. Tät.-Ber. Preuss. Meteor. Inst. S. 67 1908.
Ollendorf, F. Archiv f. Elektrot. 25, S. 789 1931.
Wilson, C. T. R. Phil. Trans. A 221, p. 73 1921.
Wormell, T. W. Phil. Trans. A 238, p. 249 1939.
Schonland, B. J. F. Proc. Roy. Soc. A 118, p. 252 1928.
Simpson, G. C. Proc. Roy. Soc. A 114, p. 376 1927.
Simpson, G. C. and F. J. Scrase. Proc. Roy. Soc. A 161, P. 309 1937
Simpson, G. C. and G. D. Robinson Proc. Roy. Soc. A 177, p. 281. 1941.
田村雄一. 地球物理第四卷第三號第181頁. 昭和15年.