

亦即有

$$\vec{J}_1 = \rho_1(\vec{U} \pm b_1 \vec{E}) \dots\dots\dots(2)$$

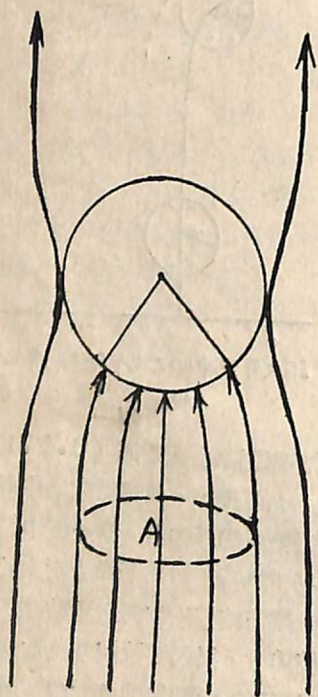
$$I = -\iint_s (\vec{J}_1 + \vec{J}_2) \cdot \hat{n} ds \dots\dots\dots(3)$$

之電流通至雨點上。上式中 $\hat{n}$ 為雨點面之單位法線向量。

因吾人無法得知雨點附近 ρ_1 之值，故(3)式不能直接求解。但如假設大氣中離子為一保守量，即

$$-\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (\vec{U}_d \pm b_1 \vec{E}) \cdot \nabla \rho_1 = 0 \dots\dots\dots(4)$$

則沿 $\vec{U}_d \pm b_1 \vec{E}$ 流線上之離子均可達於球面。亦即通過雨點週圍之離子流，可由不受雨點干擾處之離子流求得。如圖二所示，即可由通過 A 面之離子流，求得雨點附近之 ρ_1 。



圖二

至此吾人可知，為求得 ρ_1 必須先求一流勢函數 (stream function)，以便運用 A 點之已知量，推算雨點附近之未知量。如以圖三座標系統為準，離子因空氣流動及電場作用之流勢函數分別為⁽⁶⁾

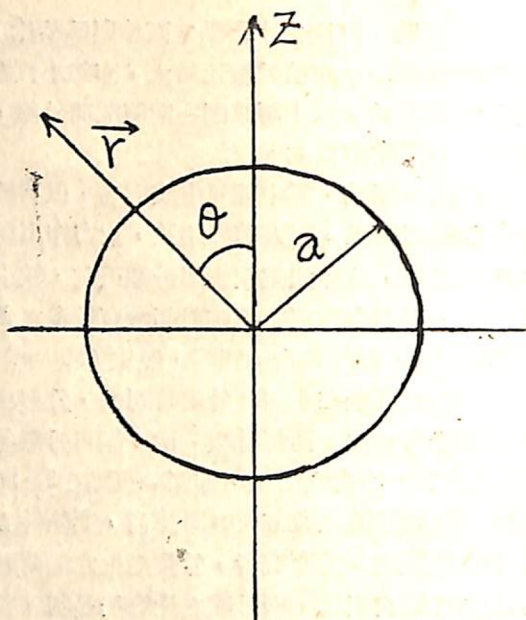
$$\psi = -\frac{1}{2} \vec{U}_d \sin^2 \theta (r^2 + \frac{1}{2} \frac{a^2}{r} - \frac{3}{2} \frac{a}{r}) \dots\dots\dots(5)$$

$$\Phi = -E_0 a^2 \sin^2 \theta [\frac{1}{r} + \frac{1}{2} (\frac{a}{r})^2] + q \frac{\cos \theta}{4\pi \epsilon_0} \dots\dots\dots(6)$$

式中 E_0 為大氣初電場， q 則為雨點上原有電荷。

空氣中離子流即沿

$$\psi + b_1 \Phi = C \dots\dots\dots(7)$$



圖三

之諸流線運動。式中 C 為一常數，由邊界條件決定之。

在本文中，吾人所討論之範圍，為界於無限遠與雨點面間之容積，而所考慮者則為此範圍內之離子變化，故僅當 $\hat{n} \cdot (\vec{U}_d \pm b_1 \vec{E}) < 0$ ，亦即僅當離子流入此容積內時，方可由邊界條件求得 C 。由其數學結構，吾人可知可滿此條件之情形很多。首先假定雨點為靜止者，亦即 $\vec{U}_d = 0$ 。同時假設雨點原帶電荷 q 小於極大值 ($|q| < |q_c|$)。此時，如 $\vec{E}$ 為正 (由 $-\infty$ 至 $+\infty$)，則僅有在 $-\infty$ 方向之正離子，及在 $+\infty$ 方向之負離子，可運行至雨點面，並可附著於迎向離子流之面上。由此邊界條件，吾人可得式(7)中之常數 C 為

$$C_1 = \mp \frac{3}{2} a^2 b_1 \vec{E} \cdot [1 + (q/q_c)^2] \dots\dots\dots(8)$$

將 C_1 代入式(7)，並取 $r \rightarrow \infty$ ，則得

$$\frac{Y^{*2}}{a^2} = 3 (1 - q/|q_c|)^2 \dots\dots\dots(9)$$

(8)，(9)二式中 $q_c = \pm 12\pi \epsilon_0 a^2 |\vec{E}_0|$ ，乃雨點在 $\vec{E}$ 電場中可攜帶之最大電量。而(8)式中之 Y^*

$$= (\lim_{r \rightarrow \infty} r^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \text{ 為極限流線間之半寬度}$$

(half-width)。由而可知，雨點之充電電流 (Charging current) 應為

$$I_i^{(1)} = b_i \rho_i |\vec{E}_0| (\pi Y^{*2})$$

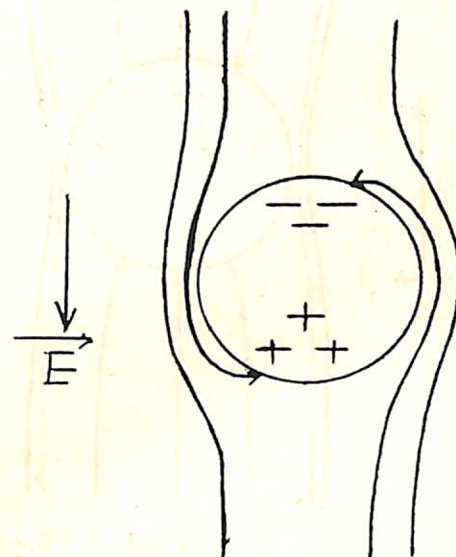
$$= \frac{1}{4\epsilon_0} b_i \rho_i |q_c| (1 \mp q/|q_c|)^2 \dots\dots\dots(10)$$

式中上註角(1)表第一種充電模式⁽⁷⁾。由此式知，當 $q = |q_c|$ 時，充電電流為零。總充電電流為 (設

$$b_1 = b_2 = b)$$

$$I^{(1)} = I_1^{(1)} - I_2^{(1)} = - (b |\rho_0| q) / \epsilon_0 \dots\dots\dots(11)$$

其值常為負。



圖四

如雨點原帶電荷大於極限值 ($|q| > |q_c|$)，離子流，如圖四所示，由流向相反方向達於球面，即負離子流線，由 $\theta = \pi$ 方向流至帶正電荷之雨點面，而正離子流則由 $\theta = 0$ 方向流至帶負電荷之雨點面。在此條件下，式(7)中常數為

$$C_2 = \mp 3b_1 a^2 \vec{E} \cdot q / q_c \dots\dots\dots(12)$$

而極限流線間之半寬度則為

$$Y^{*2} = (12a^2 |q/q_c|)^{1/2} \\ \therefore I_i^{(2)} = b_i \rho_i |\vec{E}_0| (\pi Y^{*2}) \\ = b_i \rho_i |\vec{E}_0| (12\pi a^2 |q/q_c|) \dots\dots\dots(13)$$

將 q_c 代入上式即得

$$I_i^{(2)} = \pm b_i \rho_i |q| / \epsilon_0 \\ \therefore I^{(2)} = I_1^{(2)} - I_2^{(2)} = - (b_i \rho_i q) / \epsilon_0 \dots\dots\dots(14)$$

即在此條件下，第二種模式之總電流亦為負值。已知 $I^{(1)}$ 常為負值，又知 $I^{(2)}$ 亦為負值，吾人可知，雨點在靜止狀況下，如大氣為電中性，即不能獲得淨電荷。

$U_d = 0$ 時雨點充電狀況可綜合如表一。

雨點電荷	雨點充電率		
	大氣中僅有正電荷	大氣中僅有負電荷	電離化大氣*
$q \geq q_c $	0	$-I_2^{(2)}$	$-I_2^{(2)}$
$ q_c < q < q_c $	$I_1^{(1)}$	$-I_2^{(1)}$	$I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$
$q \leq - q_c $	$I_1^{(2)}$	0	$I_1^{(2)}$

*不在本文討論範圍內。

表

當 $U_d = 0$ 時，設 $b_1 = b_2 = b$ ，即正負離子在同一電場中，以同速反向運動。此時如 $\vec{U}_d > |b\vec{E}|$ ，則正負離子均由 $-\infty$ 方向移向雨點。設電場為正，雨點不帶淨電荷，或帶小於 $|q_c|$ 之淨負電荷，因負離子受排斥，不能達於表面，則充電電流即為 $I_1^{(1)}$ 。如雨點帶淨值超過 $|q_c|$ 之負電荷，則充電率為 $I_1^{(2)}$ 。參閱圖五。反之，當雨點帶淨值小於 $|q_c|$ 之正電荷及大於 $|q_c|$ 之正電荷時，其充電電流即分別為 $I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$ 及 $-I_2^{(2)}$ 。參閱圖六。

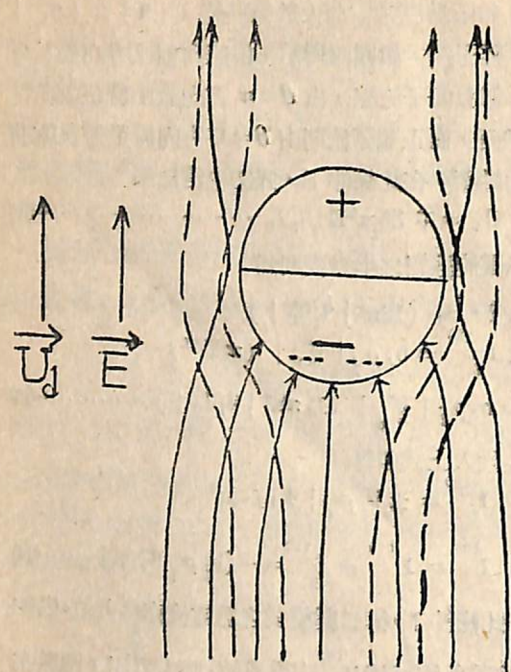
當 $\vec{U}_d < |b\vec{E}|$ 時，設 $\vec{E}$ 仍為正，則電中性，帶 $q < |q_c|$ 淨正電荷，及帶 $q > -|q_c|$ 淨負電荷之雨點，其充電電流均為 $I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$ 。反之，當 $q > |q_c|$ 或 $q < -|q_c|$ 時，帶正負電荷雨點之充電電流即為 $-I_2^{(2)}$ 或 $I_1^{(2)}$ 。參閱圖七、八及九。

以上大氣電場均為正 (由 $-\infty$ 至 $+\infty$)。當電場

為負時，如 $\vec{U}_d < |b\vec{E}|$ ，則 $\vec{U}_d \pm b\vec{E} \leq 0$ ，此時正離子僅由 $+\infty$ 方向，而負離子則僅由 $-\infty$ 方向運動至雨點面。將圖七、八、九中 $\vec{E}$ 之方向顛倒，並將正負電荷運動路徑對換 (此時雨點上正負電荷亦對換)，吾人即可求得一電中性，帶 $q < |q_c|$ 淨正電荷，及 $q > -|q_c|$ 淨負電荷之雨點，充電電流均為 $I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$ 。而當 $q > |q_c|$ 或 $q < -|q_c|$ 時，正負雨點之充電電流即為 $-I_2^{(2)}$ 或 $I_1^{(2)}$ 。如果 $\vec{U}_d > |b\vec{E}|$ ，正負離子對雨點而言即沿同一方向運動。此時以上諸充電電流即分別為 $I_1^{(1)}$ ， $I_1^{(1)}$ ， $I_1^{(2)}$ ， $I_1^{(2)}$ ， $-I_2^{(1)}$ ， $-I_2^{(2)}$ ，及 $I_1^{(2)}$ 。

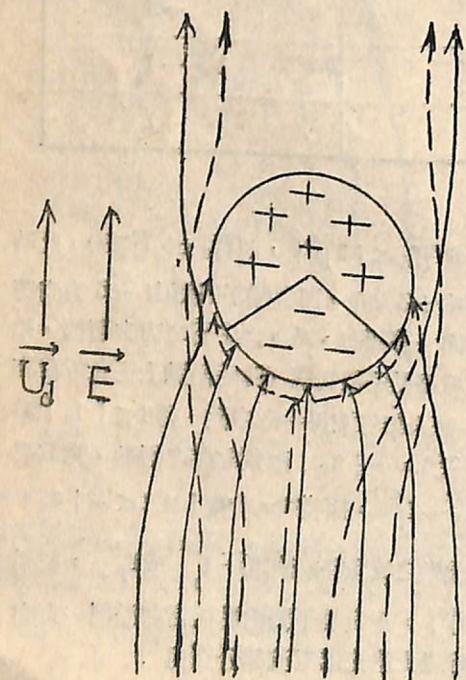
上述 $\vec{U}_d = 0$ 諸狀況可綜合如表二。

由以上分析可知，在正常大氣電場中，較大雨點有獲得較多負電荷之趨勢，但其值並非無限，而



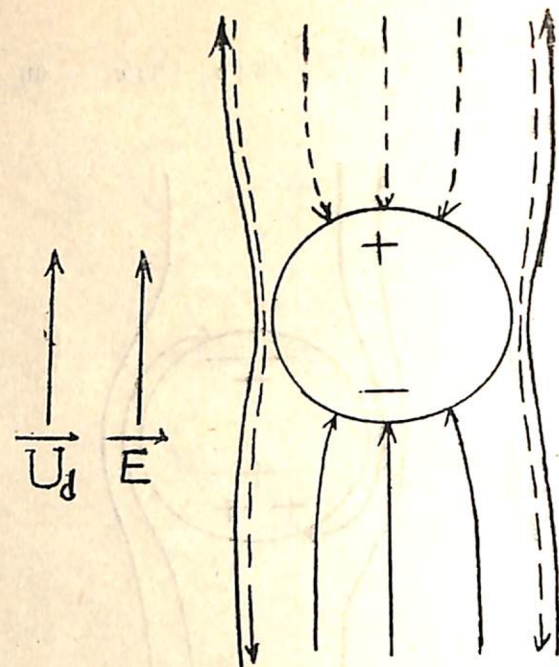
—— 正離子路徑
--- 負離子路徑

圖 五



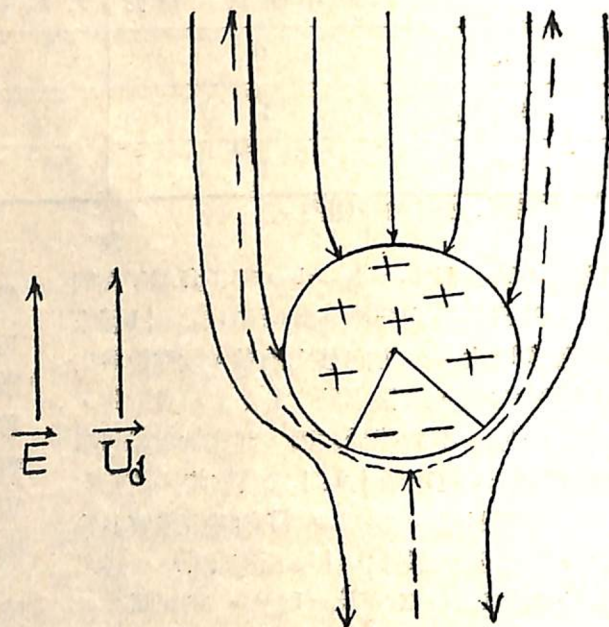
—— 正離子路徑
--- 負離子路徑

圖 六



—— 正離子路徑
--- 負離子路徑

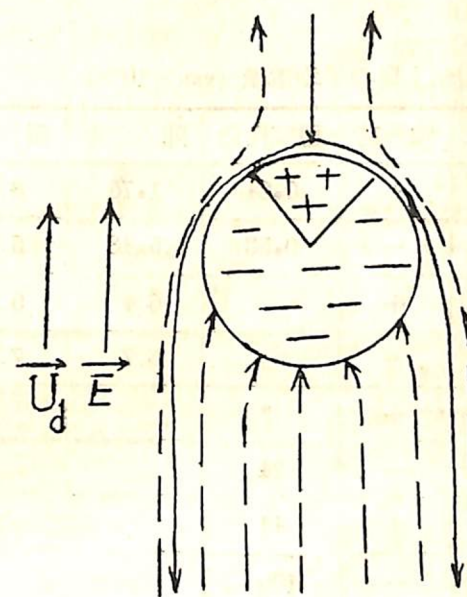
圖 七



--- 正離子路徑
—— 負離子路徑

$q \geq |q_c|$

圖 八



--- 正離子路徑
—— 負離子路徑

$q \leq -|q_c|$

圖 九

雨點電荷	電場 離子速度	$\vec{E} > 0$		$\vec{E} < 0$	
		$\vec{U}_d \pm b_1 \vec{E} > 0$	$\vec{U}_d \pm b_2 \vec{E} \geq 0$	$\vec{U}_d \pm b_1 \vec{E} \leq 0$	$\vec{U}_d \pm b_2 \vec{E} > 0$
$q \leq - q_c $		$I_1^{(2)}$	$I_1^{(2)}$	$I_1^{(2)}$	$I_1^{(2)}$
$- q_c < q < 0$		$I_1^{(1)}$	$I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$	$I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$	$I_1^{(2)} - I_2^{(1)}$
$0 < q < q_c $		$I_1^{(1)} - I_2^{(2)}$	$I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$	$I_1^{(1)} - I_2^{(1)}$	$I_2^{(1)}$
$q \geq q_c $		$-I_2^{(2)}$	$-I_2^{(2)}$	$-I_2^{(2)}$	$-I_2^{(2)}$

表 二

係以 $|q_c|$ 為極限值。同時，如吾人以廣義觀之，雲中小水珠亦可視同離子，則威爾遜之學說，實可包容艾蓋二氏之理論。

叁、理論與觀測結果之比較

前述討論不但證明感應說可解釋暖雲中電場之形成，且顯示以下諸點。

一、充電電流為雨點大小及其原帶電荷， q ，之函數。由式 (10) 可得

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{b_2 \rho_2}{4\epsilon_0 q_c} (q_c + q)^2 =$$

$$-\frac{b_2 \rho_2}{3\epsilon_0 a^3} (3\epsilon_0 a^2 + q)^3 \dots\dots\dots (15)$$

表 三

單一雨點上所帶平均電量 (esu $\times 10^{-3}$)

觀測者; 年代	觀測高度 (呎)	電 荷	穩定性雨	陣 雨	雷 雨	備 考
Gschwend 1921	地 面	+	0.24	1.75	8.11	年代: 觀測結果 刊印年代
		-	0.53	5.43	5.88	
Banerji & Pasquill 1938	地 面	+		6.4	6.9	
		-		6.7	7.3	
Gunn 1947	4000	+	*			* 觀測中無雨點 帶此類電荷。
		-	24			
	12000	+	41			
		-	100			
	20000	+	63			
		-	*			
Gunn 1949	地 面	+			15	
		-			19	
Gunn 1950	5000	+			81	
		-			63	
	10,000	+			148	
		-			112	
	15,000	+			123	
		-			76	
	20,000	+			52	
		-			62	
Smith 1954	地 面	+		2.33	7.05*	* 觀測到554個雨 點帶正電642個 帶負電
		-		1.75	7.04	
Ratcliffe et al. 1969	地 面	+	0.29			觀測日期: 11-8-67
		-	0.43			
		+	0.47			觀測日期: 3-26-68
		-	0.34			
		+	1.61			觀測日期: 2-21-68
		-	2.12			

設 $v_a = \frac{d\bar{z}}{dt}$ 為雨點下降速度, 則式(15)即為

$$\frac{dq}{(3E_0a^2+q)^2} = -\frac{b_2\rho_2}{3E_0a^2v_a} d\bar{z}$$

如 v_a 即為該雨點在空氣中之末速, 而 $E=E_0$, 即二者對 $\bar{z}$ 而言均為定值, 則上式積分可得

$$\frac{3E_0a^2}{3E_0a^2+q} = \frac{b_2\rho_2(\bar{z}_0-\bar{z})}{3E_0a^2v_a} + \frac{3E_0a^2}{3E_0a^2+q_0}$$

如 $\bar{z}=0$ (地面), 上式可簡化為

$$\frac{3E_0a^2}{3E_0a^2+q} = \frac{V}{v_a} + \frac{1}{1+n} \dots\dots\dots (16)$$

反之, 如雨點在高度 $\bar{z}_0$ 時之初電 q_0 為負值, 則由式(13)及(15)可得

$$\frac{dq}{d\bar{z}} = -\frac{1}{v_a} [4b_1\rho_1q + \frac{b_2\rho_2}{3E_0a^2} (3E_0a^2+q)^2]$$

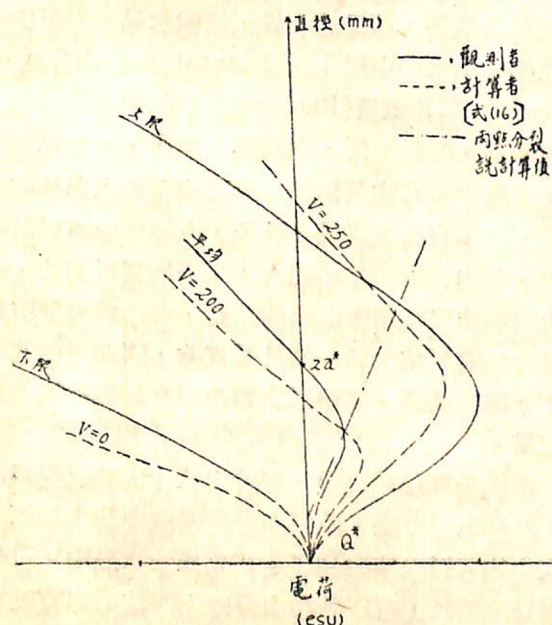
若 $b_1=b_2=b$, $\rho_1=\rho_2=\rho$, 同時 $0>q>-|q_c|$, 則上式積分即得

$$\frac{q}{3E_0a^2} = -\frac{1}{v_a} [3-2\sqrt{2} \coth(2\sqrt{2}b\rho\bar{z}+n')]]$$

或 $\frac{q+9E_0a^2/v_a}{3E_0a^2} = \frac{1}{v_a} [2\sqrt{2} \coth(2\sqrt{2}b\rho\bar{z}+n')]] \dots\dots\dots (17)$

式中 n' 為 q_0 之函數。當 $q_0=0$ 時, $\coth n' = \frac{3}{2}\sqrt{2}$ (8)

式(16)及(17)均顯示, 在 $\bar{z}_d > |b\bar{z}|$ 條件下, 雨點大小與帶電之關係, 係由初電荷 q_0 及該雨點所在區域之電場特性而定。因 q 及 $\bar{z}$ 之符號在雲底區域內



圖十 雨點大小與電量關係圖

總相反, 由此二式均可求得一半徑為 a^* 之雨點其所帶淨電荷為零; 較此半徑大之雨點與較小者所帶電荷極性相反 (參閱圖十, 六)。此結果正與觀測所得者符合。

二、根據理論分析, 在正常大氣電場中, 雨點帶淨負電荷之機會較大, 此亦可由觀測結果 (參閱表三) 證實之。

三、式(16)及(17)亦表示電荷與高度之關係。同時, 因充電電流隨電場而變, 每一雨點所帶電荷, 在由雲底降至地面途中, 逐漸減少。即當雨點降至地面時, 其帶電量應較在雨中時少。觀測顯示在雲中者為地面測得者的10倍 (參閱表三)。

四、充電電流亦為雨點降速之函數。此顯示在同一電場中, 穩定性降水中雨點上所帶電荷量, 應較陣性降水者少, 而後者又較雷雨雨點所帶者少。查證過去觀測結果 (表三), 吾人發現三者比值約為1:10:100。

以上為理論與事實相符者。在另一方面看, 此理論之缺點如后:

一、在大氣中, 雨點獲得極限電荷, q_c , 之時間可由式(16)求得。

$$t \sim 0.08/p \text{ 秒}$$

式中 p 為偏極電導 (polar conductivity), 對大氣而言, 其值約為 10^{-5} esu, 故得 $t \sim 10^4$ 秒, 此值遠超過5-30分鐘。由而可知, 單是威爾遜所描述之過程, 雷閃之初次發生應不會那麼快。

二、在大氣中, $\bar{z}_d$ 約為1-10公尺/秒, 而小、中、大離子當 $\bar{z}$ 約為 10^2-10^5 , 10^4-10^7 , 10^6-10^9 伏特/公尺時, 即可達到與 $\bar{z}_d$ 相等之速度, 亦即當雲中電場愈來愈強時, 達到 $\bar{z}_d$ 速度之離子即愈來愈多, 最終且可達到雨點充電電流為零之極限。故就威爾遜理論而言, 雲中電場強度趨向一極限。根據亞巴斯 (Abbas) 及拉贊姆 (Latham) (9) 二氏實驗證明此極限值約為400伏特/公尺, 由而可知僅由純威爾遜所描述之過程, 大氣中電場強度不易達於放電程度。

肆、結論

由以上討論可知暖雲中電場之形成, 非任何單一學說所可解釋, 此乃由於以理想化之簡單模式, 解釋極為複雜之自然現象, 其不能完全相符為必然之事。在雲中之雨點固受錯綜複雜之作用影響, 即當其降落途中, 亦受外在及彼此干擾之影響, 其電

(下接第7頁)

暖雲中電場之形成

Warm-Cloud Electrification

劉廣英

The flash of lightning has been a source of terror to human beings since antiquity. Most of the people who work in this field believe that lightning is the result of the gravitational separation of charged precipitation elements in a neutral cloud. The work presented here is a study of warm-cloud electrification. Mainly it is on the Wilson theory. A comparison between theory and observational results is also presented.

壹、前言

自一七五三年富蘭克林以風箏觀測雷雨雲以來，雲中電場之形成，一直為研究雲物理者重要課題之一。在過去兩世紀中，確有不少科學家在這方面提出自己的見解，惜至今尚無足以完全解釋吾人對雷雨及閃電觀測所得結果者。概言之，體積不同之降水物在空氣中下降，因末速 (terminal velocity) 不同而上下分離。如該等不同體積之降水物，因某種作用而帶正負相反之電荷，則個體分離亦即正負電荷分離，即可在雲中形成電場。當此電場強度達到空氣絕緣強度時，即發生閃電現象。

為了解釋何以性質相反之電荷會附於大小不同之降水物上，雲物理學家先後提出很多理論。因大部份觀測結果顯示，閃電僅當雲頂達到 -10°C 等溫線高度時才會發生，故專家們⁽¹⁾多將其理論基礎建立在雲中必須有冰存在之條件上。但自一九四九年佛斯特 (Foster) 觀測到暖雲 (雲頂不超過 0°C 等溫線之雲) 閃電，後又經一九五九年穆爾 (Moore) 等在巴哈馬羣島以飛機及地面雷達配合觀測，證明暖雲雷雨確實存在以來，新理論的建立已將解釋暖雲雷雨列為必須條件，即根據該理論，暖雲中不但有構成電荷分離之過程 (process)，且此過程所分離之正負電荷量及分離之速率，足以構成閃電。本文所討論者，即此構成暖雲電場之過程，亦即使正負電荷分離之動力作用。

貳、暖雲中電場形成理論

統言之，科學理論之建立必須符合並可解釋觀測之結果。根據過去觀測之結果，一成功之暖雲中電場形成理論必須滿足以下諸條件：

1. 在雷達可測到之雨點形成後 5—30 分鐘內，正負電荷分離作用必須能分離每立方公里 40 庫倫之電量。

2. 在此理論下，電荷分離結果，需使雲頂部份帶正電，而使雲底部帶負電。同時可解釋雲底降水中心 (降水最強部份) 帶正電之現象。

3. 觀測顯示，較大之降水物一般均帶負電荷，而較小者則多帶有正電荷。理論應可說明此現象。

4. 電荷分離作用最大處，常與垂直對流最強及降水最強區域相符合。

5. 閃電多可連續發生，故電荷分離亦需為連續作用，以滿足事實需要。

根據以上諸條件，吾人即可判斷過去所提出之理論是否正確。一般言之，暖雲中電場形成理論，可分為 (一) 雨點分裂說 (The breaking-drop theories) 及 (二) 感應說 (The influence theories)。以下謹將二說中結構完整，且可解釋觀測現象者，分別討論之。

一、雨點分裂說

早在一八九二年李納 (Lenard) 即證明，當水珠濺裂 (Splashing) 時，可產生電荷分離作用。此作用使分裂後較大的部份帶正電荷，而四濺的水微粒帶負電荷。在雷雨中，雨點半徑可達 5 毫米，對水點而言，其運動速度所生之動能常可大於水之表面張力，即水珠可因而分裂。同時，雲中雨點可因相互碰撞而分裂，此二種分裂作用，亦可產生與濺裂相同之電效應。

電荷因雨點分裂而正負分離之原因有二。第一個原因稱為感應生電 (induction charging)。根據高斯定律，導體表面為一等電位面。如電場為 $\vec{E}$ ， $\vec{n}$ 為導體表面法線，則此等位面所帶電荷密度為 $\epsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{n}$ 。分裂後各部份即帶有「有效面積乘表面密度」之電量。第二個原因係由於雙層作用 (double layer effect)。當二電導不同之物質相接時，其交界面即生成一電雙層 (electric double-layer)。在空氣與水而言，此雙層近空氣者約為 20 個分子厚之負電荷層，近水面者則為相同厚度之正層⁽²⁾。

當水點分裂時，濺開之水質點之面積與體積比，相較水點剩餘部份之面積體積比為大，亦即小質點帶有較多之負電荷。以上兩原因一則使電荷分離，一則證明較小質點帶負電。

根據此一理論，雲中確可生成電場，但其結果不能符合觀測結果。吾人前已述及，重力作用為雲中電場之能源，分裂即使較大部份帶正電，較小部份帶負電，則重力作用應使雲頂部份有較多之負電荷，與條件 2，顯然不合。同時，曼生 (Mason)⁽³⁾ 證明同一降水質量在 5—30 分鐘時間內，分裂次數最大不會超過 6 次，而每分裂一次，僅可分離每立方公里 4×10^{-3} 庫倫之電量，即同一質點在 5—30 分鐘內最大僅能分離正負電荷 0.24 庫倫，與條件 1，所需者相差甚遠。尤有進者，分裂產生之電荷分離即與有效面積成正比，則分離之量應無限制 (參閱圖十)，此又與觀測所得不符，因而此一學說已少採用。不過對於解釋雲底最大降水區之負電荷包 (package)，此學說仍有價值。

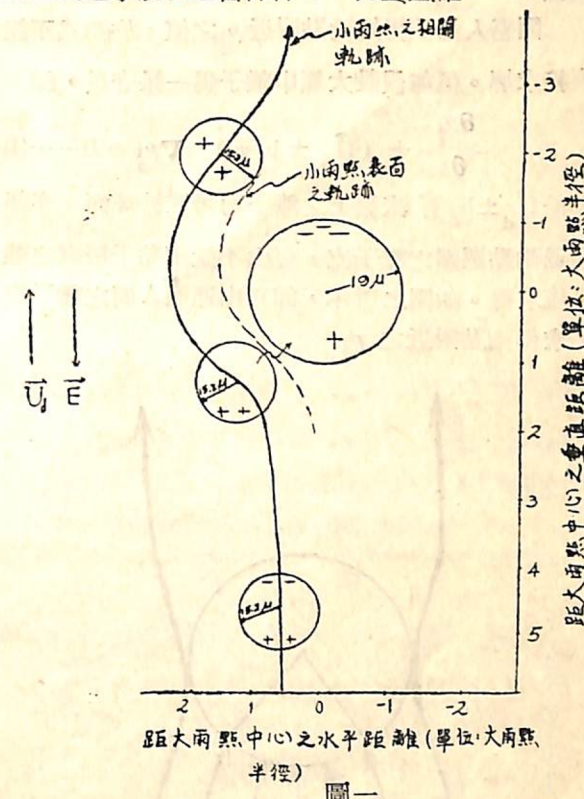
二、感應說

此說又分為兩派。其一係以雲中質點 (雲點及降水物) 之相互作用 (interaction) 及相對運動為基礎。公元一八八五年艾斯特 (Elster) 及蓋太爾 (Geitel) 提出，在正常大氣電場中，雨點產生極化，其上半帶負電荷。當二大小不同之質點相遇時，其最後接觸點在大質點之上部，即分離後之小質點應帶負電荷，而大質點帶正電荷。此種說法所生電場，恰與觀測結果相反。至一九一三年他們乃修訂其理論，認為最後接觸點在大質點下半部，分離後大小質點所帶電荷，即與事實相符。

艾蓋二氏學說，後人曾加以實驗，結果有人證明此說正確 (如 Gschwend)，亦有人證明其非 (如 Schumann, Gott, 等)。

就今日知識而論，此說實包括三種不同現象，因當二質點接近時，其間可發生三種絕對不相同之電效應。對空氣而言，水為良導體，故當二質點相接時，二者表面及接觸點即形成一等位面，而使相接前因感應及放電所生電荷完全消失，即導電作用不能產生電荷分離作用。相接二質點因相對運動而分開時，感應及放電作用，可使二者帶相反電荷，何者為正，何者為負，全由最後接觸點決定，因而使實驗結果不一致。同時，二質點重新分裂時，亦產生分裂生電作用 (雨點分裂說)，也就是說，亦可形成與事實相反之結果。

更進一步之實驗係由薩陶 (Sartor)⁽⁴⁾ 所完成。其實驗結果證明二質點之相對運動路徑為電場強度與二者半徑比之函數。下圖顯示 15.2 微米水點對 19 微米水點之運動路徑。此實驗顯示，艾、蓋二氏之學說在適當條件下，仍屬正確。



第二種感應說係由威爾遜 (C. T. R. Wilson)⁽⁵⁾ 於一九二九年提出。他認為電場中極化之雨點對離子具有吸附或排斥作用。當一電中性雨點通過正常大氣電場下降時，如其下降速度大於離子之運動速度，則負離子被帶正電荷之雨點底部所吸收，但正離子先被排斥，又趕不及被帶負電荷之雨點上半部吸收，因而下降雨點即帶負電荷，而正離子則運行至雲頂部，結果使雲頂具有淨正電荷。

在大氣電場中，離子對雨點之運動速度，為雨點運動速度與離子運動速度之向量和。為便於討論，吾人可設雨點靜止，而空氣以 $\vec{U}_a$ 之速度通過雨點。如 $\vec{V}_E$ 為離子因電場而生之速度，則對雨點而言離子之速度為

$$\vec{V}_i = \vec{U}_a + \vec{V}_E \quad \dots\dots\dots (1)$$

式中 $\vec{V}_E = b_i \vec{E}$ ； b_i 為離子之運動能 (mobility)； $i=1$ 代表正離子， $i=2$ 則代表負離子。設 ρ_1 為大氣中正離子之密度，通過雨點處之離子流密度即為