

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica dell'Atmosfera e meteorologia

**STRUTTURA ELETTRICA
DELLE NUBI TEMPORALESICHE**

Relatore:
Prof. Vincenzo Levizzani

Presentata da:
Francesco Barbano

Correlatore:
Dott. Stefano Dietrich

Sessione II
Anno Accademico 2012/2013

Sommario

Abstract

Indice

1	Background storico: l'elettricità in atmosfera	1
2	Circuito elettrico globale	3
2.1	“Fair-weather electricity”	3
2.2	Sorgenti di cariche elettriche atmosferiche e ioni	4
2.2.1	Radiazione emessa dalla superficie terrestre	4
2.2.2	Raggi cosmici	5
2.2.3	Bilancio tra ioni	6
2.3	Leakage current	6
2.4	Elettrosfera	7
2.5	Il circuito globale	8
2.5.1	Risonanza di Schumann	10
2.5.2	Cambiamenti climatici	11
3	Elettricità in nube	13
3.1	Conduttività elettrica in nube	13
3.1.1	Nubi di bel tempo	14
3.1.2	Nubi temporalesche	16
3.2	Distribuzione della carica elettrica in nube	18
3.2.1	Nubi di bel tempo	18
3.2.2	Nubi temporalesche	19
3.3	Processi di elettrificazione in nube	25
3.3.1	Caricamento Convettivo	27
3.3.2	Processi induttivi	28
3.3.3	Processi non induttivi	31
3.3.4	Interazione gristallo/graupel	36
4	Processi di scarica	41
4.1	Lightning	41
4.1.1	Cloud to Ground flashes	44
4.1.2	Fulmini e clima	47
4.1.3	CTG e circuito globale	48
4.1.4	Tuono	49

INDICE

4.2	Transient luminous events	49
4.2.1	Sprite	51
4.2.2	Blue jet	52
4.2.3	TLE e circuito globale	53
5	Conclusioni	55
	Bibliografia	57

Capitolo 1

Background storico: l'elettricità in atmosfera

Lo studio e la comprensione dei fenomeni elettrici è oggetto abbastanza recente della storia dell'umanità, seppure manifestazioni elettriche naturali siano osservabili sulla Terra da prima della nascita dell'*homo sapiens*. Infatti, secondo la letteratura, fu William Gilbert (1540-1603), fisico, prestante servizio presso la regina Elisabetta I, il primo ad osservare fenomeni elettrici in maniera “scientifica” [1]. Gilbert capì che solo certe classi di materiali potevano effettivamente interagire con i campi elettrici, segnando così la distinzione tra materiali isolanti e conduttori.

Lo studio di ciò che oggi viene chiamata elettrostatica ebbe un notevole sviluppo a cavallo tra diciassettesimo e diciottesimo secolo, grazie allo sviluppo di nuove tecnologie e strumentazioni, quali ad esempio la bottiglia di Leyden, e alla nascita delle prime accademie scientifiche: la Royal Society a Londra e l'Académie des Sciences a Parigi. Una delle pietre miliari nella comprensione dei fenomeni elettrici atmosferici la pose Benjamin Franklin (1706-1790) il quale ipotizzò che i fulmini fossero scariche elettriche che trasportano cariche presenti in nube (la qual teoria fu poi verificata sperimentalmente da Thomas-Francois d'Alibard (1703-1799) nel 1752). In questo stesso periodo iniziarono le prime osservazioni riguardanti i temporali e la loro struttura elettrica. Nel 1753, John Canton (1718-1772) scoprì che in atmosfera l'elettricità è presente anche in condizioni di “fair-weather”¹. Verso la fine del '700 una serie di misurazioni da parte di John Read (1726-1814) permisero le prime stime di quantificazione dell'elettricità atmosferica.

Fu in questo periodo che esperimenti di laboratorio iniziarono a mostrare la possibilità di avere cariche in movimento. Charles-Augustin Coulomb (1736-1806) notò che la carica di un oggetto viene dissipata a contatto con l'aria tanto più rapidamente quanto più è umida l'aria stessa:

L'électricité des deux balles diminue un peu pendant le temps que dure l'expérience... si l'air est humide et que l'électricité se perd rapidement... [2]

¹concetto molto importante in letteratura e che viene spesso e correttamente tradotto con “condizioni di cielo sereno”

CAPITOLO 1. BACKGROUND STORICO: L'ELETTRICITÀ IN ATMOSFERA

Così, seppur come corollario alla legge di repulsione elettrostatica alla quale stava lavorando, Coulomb scoprì la conduttività elettrica dell'aria, anche se la spiegazione relativa a questa proprietà arrivò solo un secolo più tardi con la scoperta dell'elettrone.

Si dovette perciò attendere la fine del diciannovesimo secolo perché lo studio dell'elettricità atmosferica divenisse più sistematico, grazie alle scoperte e alle intuizioni in campo elettromagnetico da parte di Faraday e Maxwell, e all'avvento di nuovi apparati sperimentali. Risalgono al questo periodo infatti le misurazioni del campo elettrico atmosferico (anche conosciuto come *Potential Gradient*, PG) e le prime teorizzazioni del campo elettrico di nube [3]. Grazie a queste nuove scoperte Lord Kelvin (1824-1907) fu in grado di concludere che l'elettrificazione è una proprietà dell'atmosfera in condizioni di fair-weather, confermando così i primi approcci all'argomento avanzati da Coulomb.

Il successivo avvento dei palloni sonda, accompagnato dalle scoperte di Thomson e Rutherford circa elettroni e ionizzazione, diede un nuovo input alla ricerca. Fu in questo periodo che venne formulato il concetto di mobilità ionica, definita come la velocità di uno ione posto all'interno di un campo elettrico. Parallelamente agli studi dei due fisici, un gruppo di quattro scienziati, Ebert, Gerdien, Elser e Geitel, sviluppò strumentazioni per la misura *in situ*; equipaggiando i palloni sonda con questi nuovi strumenti fu possibile misurare la conduttività lungo la verticale dell'atmosfera, raccogliendo dati direttamente *in loco*. Così facendo vennero misurati, con risultati molto più precisi che in passato, PG e conduttività dell'aria fino ad altezze di 9 km; ciò permise di determinare grandezze come la corrente di conduzione totale ², che in troposfera è sostanzialmente indipendente dalla quota. Analogamente furono condotte misurazioni *in situ* del campo elettrico di nube che permise di avere i primi dati sperimentali sulla struttura elettrica della nube stessa.

Con l'avvento della fisica moderna ³, lo studio dell'elettricità atmosferica entrò in una nuova fase. Nei primi anni del ventesimo secolo fu formulata la teoria del circuito elettrico globale che servì da collante a tutte le precedenti misurazioni atmosferiche. In questo modo si è potuto dare un background sul quale andare a riportare le misurazioni fatte con tecniche che ancora oggi sono in fase di sofisticazione. Alle già citate misurazioni *in situ* e tramite i palloni sonda infatti va aggiunta tutta la branca relativa al *remote sensing*, ottimizzata con l'avvento dei satelliti. Sfruttando le nuove tecnologie si è così potuto avere un quadro generale molto accurato per quanto riguarda elettricità in cielo sereno e in nube ⁴. Ad oggi la teoria del circuito globale è alla base dello studio dell'elettricità atmosferica.

²in inglese leakage current, vedi paragrafo 2.2.1

³col termine fisica moderna si intende, in letteratura, la fisica del ventesimo secolo, legata alla nascita della meccanica quantistica e delle teorie relativistiche

⁴vedi rispettivamente capitoli 2 e 3

Capitolo 2

Circuito elettrico globale

2.1 “Fair-weather electricity”

Come già menzionato poc'anzi nel capitolo introduttivo, l'elettricità in atmosfera non è presente soltanto nei temporali. Rilevamenti strumentali mostrano infatti che, in condizioni di cielo sereno, la superficie terrestre presenta una densità di carica negativa $\sigma_0 \sim -1.1 \times 10^{-9} Cm^{-2}$. Assumendo che la superficie terrestre occupi un'area di $5 \times 10^{14} m^2$, la distribuzione di carica totale di bel tempo sarà $\sim -5.1 \times 10^5 C$. Ricorrendo alla legge di Gauss $E = 4\pi\sigma_0$, si ottiene un campo elettrico verticale statico medio di intensità $\sim 130Vm^{-1}$ in prossimità della superficie terrestre e rivolto verso di essa; in letteratura tale campo è definito *fair-weather electric field* [4]. Fluttuazioni rispetto al valor medio del campo si possono osservare in funzione della latitudine e del grado di inquinamento. L'accumulo di cariche negative sulla superficie terrestre conferisce alla superficie stessa un potenziale elettrico φ_0 . Approssimando la Terra ad un condensatore sferico ideale con distribuzione di carica uniforme sulla superficie e trascurando la presenza di altre cariche libere in atmosfera, si può calcolare il potenziale atmosferico φ . Esso infatti soddisferà l'equazione di Laplace:

$$\nabla^2\varphi = 0. \quad (2.1)$$

Risolvendo la 2.1, date le condizioni al contorno

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_0, & \text{se } r = R_T \\ 0, & \text{se } r \rightarrow \infty \end{cases} \quad (2.2)$$

si ottiene il potenziale atmosferico nella forma

$$\varphi = \frac{\varphi_0 R_T}{r}, \quad (2.3)$$

dove R_T è il raggio della Terra e r è la distanza radiale calcolata a partire dal centro della Terra. Dalle leggi dell'elettrostatica si ha che

$$\vec{E} = -\nabla\varphi = \frac{\varphi_0 R_T}{r^2} \hat{e}_r, \quad (2.4)$$

CAPITOLO 2. CIRCUITO ELETTRICO GLOBALE

il quale decresce con la quota proporzionalmente a $1/r^2$. Le misure sperimentali tuttavia sono in disaccordo con la 2.4; queste ultime, infatti, tendono ad accordarsi maggiormente con una decrescita quasi esponenziale del campo con la quota, con sostanziali fluttuazioni temporali e spaziali. Per questo motivo è maggiormente accettata dalla comunità scientifica la seguente legge empirica¹:

$$E(z) = -(81.8e^{-4.52z} + 38.6e^{-0.375z} + 10.27e^{-0.121z}). \quad (2.5)$$

Questa soluzione però implica un potenziale che non può soddisfare l'equazione di Laplace 2.1, ma sarà soluzione dell'equazione di Poisson

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\rho_e(z)}{\epsilon_0}. \quad (2.6)$$

dove $\rho_e(z)$ è la densità di carica e ϵ_0 è la permittività del vuoto. Combinando le equazioni 2.4, 2.5 e 2.6 si ottiene l'equazione esponenziale del decadimento della densità di carica con la quota

$$\rho_e(z) = 20.4e^{-4.52z} + 0.8e^{-0.375z} + 0.069e^{-0.121z}. \quad (2.7)$$

In termini di cariche elementari e^2 , la densità di carica al suolo ($z = 0$) vale $21ecm^{-33}$ mentre già al primo chilometro di quota è scesa ad un valore medio di circa $5ecm^{-3}$.

2.2 Sorgenti di cariche elettriche atmosferiche e ioni

Evidenze sperimentali hanno dimostrato la presenza in atmosfera di cariche di ambo i segni. In generale esistono due meccanismi ritenuti predominanti nella produzione di queste cariche, ed entrambi concernono la ionizzazione di molecole neutre.

2.2.1 Radiazione emessa dalla superficie terrestre

La crosta terrestre contiene una gran quantità di isotopi radiativi che emettono particelle subatomiche cariche dotate di grandi energie (particelle alpha e beta *in primis*) e radiazione ionizzante (raggi gamma). Energie tipiche di queste particelle sono dell'ordine del *MeV*. Entrambe le particelle alpha e beta hanno un libero cammino medio molto limitato nella bassa troposfera e quindi contribuiscono in maniera alquanto limitata al caricamento atmosferico. Infatti sono soprattutto i raggi gamma a ionizzare le molecole troposferiche neutre in ioni positivi ed elettroni liberi. Mentre i primi sono grossi e hanno scarsa mobilità, gli elettroni liberi possiedono una notevole mobilità, per cui si attaccano rapidamente alle particelle con cui interagiscono, solitamente aerosol in quanto elettrochimicamente reattivi, caricandole. Questo processo porta, in generale, alla formazione

¹proposta da Gish nel 1944

² $1e = 1.602 \times 10^{-19}C$

³si ricorda che queste sono misurazioni di densità atmosferiche da non confondere con la densità del suolo vista all'inizio del paragrafo

di *cluster* di particelle di aerosol, i quali a loro volta saranno “avvantaggiati” nella formazione di gocce di nube, rispetto ai particolati ultrafini anch’essi presenti in atmosfera. Grazie alla presenza di una carica non neutra sulle particelle, verranno a formarsi molti più nuclei di condensazione di quanto non si avrebbe in assenza dei processi di ionizzazione. Oltretutto il vapore presente in atmosfera sarà maggiormente portato ad attaccarsi

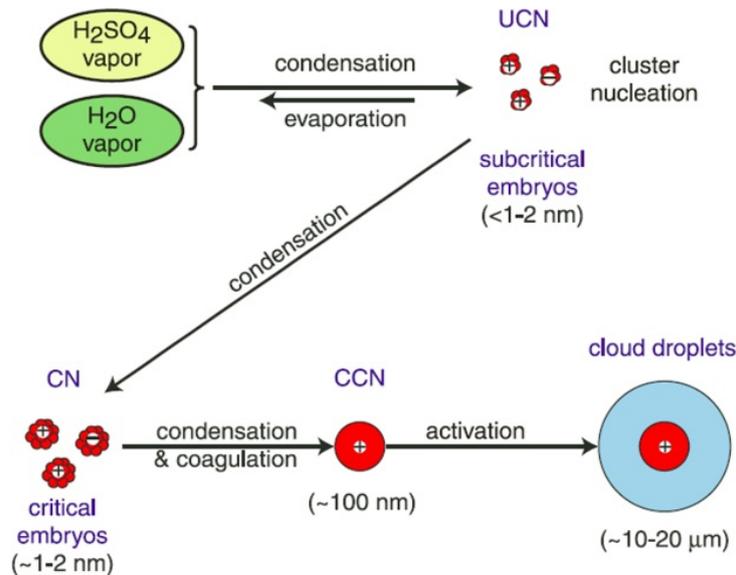


Figura 2.1: Nucleazione di particolato ultrafine in presenza di particelle cariche e successiva crescita per condensazione a gocce di nube [5]

ad un substrato aerosolico carico piuttosto che neutro, facendo calare la soglia minima di attivazione dei nuclei di condensazione stessi, come mostrato in figura 2.1. Questo processo ha delle implicazioni climatiche molto importanti e che sono tutt’oggi di grande interesse scientifico [1].

2.2.2 Raggi cosmici

Essi sono particelle subatomiche cariche ad altissima energia che entrano nell’alta atmosfera terrestre. I raggi cosmici hanno una duplice provenienza: il Sole (e prendono il nome di *solar cosmic rays*, SCR) o altre stelle e galassie (e prendono il nome di *galactic cosmic rays*, GCR). Il loro afflusso in alta atmosfera è modulato dal dall’attività solare e dal campo magnetico terrestre [6]. Sono composti al 90% da protoni⁴, al 9% da nuclei di elio e all’1% da altri nuclei. Quando i raggi cosmici entrano nell’atmosfera terrestre ionizzano le molecole con cui vengono a contatto, formando coppie di ioni del tutto simili a quelle formatesi nella bassa troposfera. Inoltre date le alte energie trasportate⁵, in seguito

⁴in generale si tratta di nuclei di atomi di idrogeno

⁵si tratta di ordini di grandezza di $10^{20}eV$

alla ionizzazione vengono prodotte un gran numero di particelle secondarie, quali pioni, muoni, kaoni e mesoni.

2.2.3 Bilancio tra ioni

La ionizzazione causata dalla radiazione terrestre contribuisce per meno della metà della produzione di cariche in prossimità della superficie. L'altra metà delle cariche superficiali sono prodotte grazie ai raggi cosmici, che sono anche i soli responsabili della presenza di cariche dal primo chilometro di troposfera in su. Come già accennato in precedenza, in seguito alla ionizzazione rimangono sospese in aria cariche di entrambi i segni, che andranno a ricombinarsi con molecole di gas o aerosol per dar vita a ioni carichi. Gli ioni sono generalmente classificati per dimensioni in ioni piccoli e grandi. Gli ioni di piccole dimensioni sono per lo più singole molecole. La loro mobilità è dalle 10^2 alle 10^4 volte maggiore della mobilità degli ioni grandi, i quali sono in genere aggregati di molecole o aerosol [7]. La mobilità, che viene espressa in funzione del segno della carica portata dallo ione, è una funzione che cresce esponenzialmente con la quota:

$$\begin{aligned} B_+ &= 1.4e^{0.14z} \\ B_- &= 1.9e^{0.14z}. \end{aligned} \tag{2.8}$$

Dati sperimentali conferiscono all'atmosfera una carica netta totale positiva. In effetti il rapporto tra le concentrazioni degli ioni positivi su quelli negativi è ~ 1.2 . Questo indica che c'è un 20% di cariche positive in più rispetto a quelle negative.

2.3 Leakage current

Per la presenza del campo elettrico di bel tempo gli ioni atmosferici sono soggetti ad un'accelerazione nella direzione stabilita dal segno della propria carica [4]. Gli ioni positivi, quindi, verranno accelerati verso il suolo mentre quelli negativi verso l'alta atmosfera. Il flusso di cariche costituisce una corrente elettrica, definita corrente di conduzione. Essa può esser definita a partire dalla densità di corrente di conduzione

$$\vec{J}_{q,cond} = \sum_i n_i q_i \vec{v}_i, \tag{2.9}$$

dove $n_i, q_i e \vec{v}_i$ denotano rispettivamente numero, densità e velocità dell' i -esima specie ionica [7]. La velocità in particolare è una funzione della mobilità ionica, oltre che della carica e del campo elettrico

$$\vec{v}_i = \frac{q_i}{|q_i|} B_i \vec{E}. \tag{2.10}$$

andando a sostituire la 2.10 nella 2.9 e facendo ricorso alle equazioni in 2.8 riguardanti la mobilità ionica si ottiene

$$\vec{J}_{q,cond} = \Lambda \vec{E} = (\Lambda_+ + \Lambda_-) \vec{E}, \tag{2.11}$$

dove Λ è la conduttività totale⁶ e

$$\begin{aligned}\Lambda_+ &= en_+ B_+ \\ \Lambda_- &= en_- B_-.\end{aligned}\tag{2.12}$$

sono le conduttività polari. Le conduttività polari sono definite positive per entrambi i segni di carica e contribuiscono entrambe alla conduttività totale, seppure gli ioni si muovano in due direzioni opposte. In condizioni di fair-weather la densità di corrente di conduzione ha valori compresi tra 2 e $4 \times 10^{-12} Am^{-2}$. Misurazioni locali includono valori di $1 \times 10^{-12} Am^{-2}$ in aree industrializzate, $2.4 \times 10^{-12} Am^{-2}$ sui deserti e le aree vegetate, e $2.5 \times 10^{-12} Am^{-2}$ al polo Sud. Questo significa che, assumendo un valore medio di $\vec{J}_{q,cond} = 3 \times 10^{-12} Am^{-2}$, e, considerando l'area superficiale del globo di $5 \times 10^{14} m^2$, si ottiene una corrente di conduzione globale verso il suolo di $1500A$. Al netto la corrente globale ha il compito di trasportare le cariche positive al suolo per neutralizzarne l'eccesso di carica negativa in esso contenuta. In letteratura questa corrente è chiamata *leakage current* [4]. Il tempo con cui le cariche atmosferiche neutralizzano la superficie terrestre è relativamente breve ed è governato dall'equazione differenziale

$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial t} = -\vec{J}_{q,cond} = -\Lambda_0 E_0 = -\frac{\Lambda_0}{\epsilon_0} \sigma_0.\tag{2.13}$$

Risolviendo per separazione di variabili la 2.13 ed integrando si ottiene

$$\sigma_0(t) = \sigma_0(0)e^{-t/\tau_c}\tag{2.14}$$

dove $\tau_c = \epsilon_0/\Lambda_0 \simeq 385s \approx 6.5$ minuti. Senza un efficiente meccanismo di caricamento, la carica superficiale terrestre verrebbe neutralizzata in appena 6.5 minuti, con conseguente dissipazione del campo elettrico di bel tempo. Dal momento che i dati sperimentali garantiscono la presenza del campo elettrico in condizioni fair-weather, allora esiste un meccanismo che porta cariche negative alla superficie, ricaricandola. Tale meccanismo potrebbe essere l'attività temporalesca globale.

2.4 Elettrosfera

Come appena discusso nel paragrafo precedente, gli ioni nell'alta atmosfera sono interamente prodotti dai raggi cosmici. Infatti al diminuire della densità con la quota, cresce il libero cammino medio delle particelle proporzionalmente alla vita media degli ioni. In questo modo diminuisce la frequenza di interazione ione-ione e ione-molecola di altra natura, accrescendo così le concentrazioni ioniche [4]. Misure sperimentali mostrano come in alta atmosfera ci sia, mediamente, egual concentrazione di ioni caricati positivamente

⁶in elettromagnetismo la conduttività è l'inverso della resistività ed indica l'attitudine del mezzo conduttore ad essere percorso da corrente elettrica. Tale grandezza è inoltre legata al campo elettrico e alla densità di corrente dalla relazione $\Lambda = |J_E| / |E|$

e negativamente. Dato che la frequenza di interazione è molto bassa gli ioni si comportano come un plasma, ovvero un fluido elettrificato, ma di carica totale neutra (in quanto cariche positive e negative sono in egual concentrazione), che risponde agli stimoli elettromagnetici.

Un'importante conseguenza dell'accumulo di ioni liberi in una regione atmosferica è l'aumento della conduttività elettrica della regione stessa. Quindi imponendo un campo elettrico esterno, che in atmosfera è il campo elettrico di bel tempo, al plasma, gli ioni in esso contenuti reagiranno producendo un campo elettrico indotto uguale e contrario a quello esterno. Questa situazione è del tutto analoga a quella di un conduttore: il campo elettrico totale, somma di quello esterno e indotto, è nullo sul conduttore, che quindi si comporta come un corpo equipotenziale. Essendo il comportamento del plasma in alta atmosfera del tutto analogo, esso formerà uno strato conduttore equipotenziale. Questo strato è stimato iniziare tra i 60 e gli 80 chilometri dal suolo, e prende il nome di *elettrosfera*, e spesso coincide con la ionosfera.

Per quanto già discusso, anche la superficie terrestre può essere mediamente vista come un conduttore equipotenziale, seppure non perfetto. Tra i due conduttori si pone una grossa porzione di atmosfera che, sia in condizioni di fair-weather, sia in presenza di nuvolosità, è poco conduttrice e, anzi, ha una considerevole resistenza elettrica, variabile con la quota. Si passa infatti dai $\sim 10^{-14} \text{ Sm}^{-1}$ al suolo ai $\sim 10^{-7} \text{ Sm}^{-1}$ in prossimità dell'elettrosfera⁷. La resistenza elettrica tuttavia non rende l'atmosfera un perfetto isolante per cui si avrà passaggio di corrente in essa, vedi paragrafo 2.3.

2.5 Il circuito globale

Il concetto di *circuito elettrico globale*, venne proposto per primo da Wilson nel primo ventennio del novecento. Il modello è in se semplice: l'atmosfera è contenuta tra due superfici conduttrici equipotenziali. Tra di esse è presente una differenza di potenziale di 200 – 300 kV. La porzione di atmosfera tra le due superfici è un isolante imperfetto, per cui permette il passaggio di corrente, in entrambe le direzioni, che mantiene in vita il campo elettrico atmosferico, operando tramite processi di carica scarica [1]. I processi di scarica sono imputabili alla leakage current, di cui al paragrafo 2.2.1. I processi di carica invece riguardano i temporali. Processi microfisici interni alle nubi temporalesche, di cui al capitolo 3, permettono la formazione di una struttura elettrica multipolare nella nube stessa, con la formazione di un intenso campo elettrico interno. Questa configurazione permette alla nube di agire come una "batteria" che rifornisce le due superfici equipotenziali con scariche positive, verso l'alto, e negative, verso il suolo. La corrente di conduzione che si forma verso l'alto, e che raggiunge la ionosfera, contribuisce, assieme all'apporto di cariche dai raggi cosmici, al mantenimento del potenziale tra ionosfera e superficie terrestre. Questa corrente è opera dai cosiddetti *transient luminous events*, o TLE, in particolar modo *sprites* e *blue jets*, di cui ancora relativamente poco si conosce⁸. Le

⁷ $S = \frac{1}{\Omega}$ è il Siemens che nel SI indica l'inverso di una resistenza

⁸verranno discussi nel capitolo 4

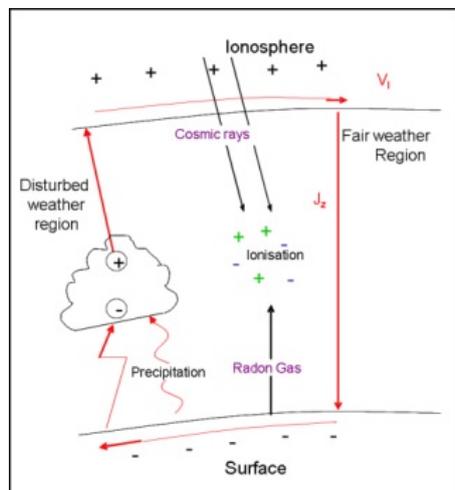


Figura 2.2: Riproduzione del circuito elettrico globale [8]. Le correnti seguono il flusso delle cariche positive. I raggi cosmici caricano l'ionosfera positivamente mentre la superficie terrestre è carica negativamente

scariche dalla nube al suolo⁹, i fulmini, prevedono un trasporto di cariche negative nella direzione della scarica e uno di ritorno formato da cariche positive, che fluiscono quindi dal suolo alla nube¹⁰. Secondo il modello di Wilson la negatività della superficie terrestre è una conseguenza dei processi di scarica nube-suolo.

Le figure 2.2 e 2.3 riassumono quanto detto in questo secondo capitolo. In esse il circuito è rappresentato in maniera molto semplice. Sulla destra (nel sistema di riferimento del lettore) in entrambe le immagini si trova graficata la condizione di fair-weather; J_z indica la densità di corrente di conduzione¹¹ con cui calcolare la corrente di bel tempo, stimata essere attorno ai 1500 A. Considerando una differenza di potenziale media superficie-elettrosfera di 250 kV e avvalendosi della prima legge di Ohm si ottiene una resistenza totale di bel tempo dell'ordine di $10^2 \Omega$ [9]. Per quanto concerne la fase temporalesca del circuito, si ha la necessità di avere una corrente di caricamento pari alla corrente totale di bel tempo. Un bilancio basato sui valori medi di occorrenze dei fulmini durante i temporali su scala globale fornisce i dati richiesti. Considerando una frequenza di 50 scariche nube-terra al secondo ed assumendo che ogni scarica porti con sé 30 C di carica, si ottiene una corrente globale di 1500 A, capace di compensare la corrente di bel tempo in senso opposto. Supponendo che ogni temporale duri in media 25 minuti, ovvero 1500 secondi, allora ogni cella temporalesca deve mantenere una corrente di ~ 1 A per 25 minuti. Tali valori sono confermati da misure *in situ* fatte con aerei stratosferici in volo sopra i temporali i quali hanno registrato correnti comprese tra 0.09 e 3.7 A, con una media di 1.7 A [10]. Il calcolo della resistenza dell'aria è leggermente più complicato

⁹chiamate in letteratura scariche cloud to ground, CTG

¹⁰vedi capitolo 4

¹¹che corrisponde alla $J_{q,cond}$ definita in precedenza

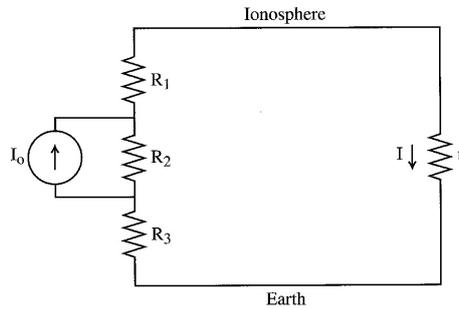


Figura 2.3: Rappresentazione del circuito elettrico globale in forma idealizzata. Le correnti seguono il flusso delle cariche positive. R_2 e I_0 sono rispettivamente la resistenza e la corrente all'interno di un temporale.

rispetto all'analogo in condizioni di cielo sereno dalla non validità delle leggi di Ohm in situazioni di cielo coperto. In ogni caso, valori sperimentali stimano una resistenza media dell'aria dell'ordine di $10^7 \Omega$, del tutto in accordo con il valore di forza dielettrica dell'aria $E_s = 3 \times 10^7 V m^{-1}$, che rappresenta la forza del campo richiesta per iniziare la ionizzazione tra due capacitori in aria secca a pressione e temperature standard. Tale resistenza inoltre è di un ordine di grandezza maggiore al di sotto della nube per l'aumento di conduttività registrato al di sopra di essa, per effetto dei raggi cosmici.

2.5.1 Risonanza di Schumann

La Risonanza di Schumann, SR, è un gruppo di picchi nella porzione di spettro delle frequenze estremamente basse (ELF) del campo elettromagnetico terrestre. Le risonanze di Schumann sono risonanze elettromagnetiche globali, eccitate dalle scariche elettriche dei fulmini nella cavità formata dalla superficie terrestre e dalla ionosfera [11]. Frequenze così basse non vengono attenuate dal campo terrestre, se non in minima parte. In questo modo riescono a compiere ripetutamente il giro del globo prima di dissolversi. Interferenza costruttiva produce onde risonanti dagli 8 Hz a crescere ad intervalli di circa 6 Hz. La risonanza a 8 Hz in particolare rappresenta un'onda la cui lunghezza d'onda è uguale alla circonferenza della Terra (40000 km). Le SR sono una buona prova della veridicità del sistema Terra-ionosfera, oltre al fatto che possono esser usate per monitorare singole posizioni sulla superficie terrestre. Quest'ultima caratteristica permette di studiare la variabilità nelle occorrenze globali di fulmini. Ciò è possibile grazie alla grande correlazione presente tra il segnale di background delle SR e la frequenza globale di fulminazione. Inoltre, essendo il segnale transiente delle SR ben correlato con gli sprites atmosferici, le risonanze vengono anche utilizzate per il monitoraggio degli sprites su tutto il globo. Essendo dipendenti dai soli processi di fulminazione, e quindi da processi dominati da flussi di corrente alternata, le SR non sono utili per le misure riguardanti la corrente di bel tempo, in quanto flusso di corrente continua [12].

2.5.2 Cambiamenti climatici

Dal 1990 iniziarono ad emergere importanti studi sulla correlazione tra i fenomeni interagiscono per formare il circuito elettrico globale e i cambiamenti climatici. Price e Rind (1990) furono i primi a proporre la possibile correlazione tra cambiamenti climatici e intensificazione dell'attività di fulminazione a scala globale. Successivamente molti altri studiosi analisi simili. Nel 1992 Williams mostrò una stretta relazione tra temperature al suolo nella fascia tropicale e variazioni mensili nella SR misurate a Rhode Island, USA. Price nel 1993 dimostrò una buona relazione tra i cambiamenti diurni di temperatura e la variabilità diurna del circuito elettrico globale. Sempre Price nel 1999 riuscì a correlare la presenza del potenziale ionosferico con le temperature superficiali. Reeve e Toumi nello stesso anno, avvalendosi di misure satellitari hanno correlato temperature globali e scariche CTG. Nel 2000 Price ha collegato la concentrazione di vapor acqueo nell'alta troposfera con l'attività di fulminazione globale utilizzando le SR. L'ambito di ricerca è più che mai aperto e attuale. Anche in questo caso emerge l'utilità delle SR in quanto strumento per il monitoraggio dei fulmini, i quali a loro volta influenzano o sono indice di grandezze quali temperatura superficiale, umidità, quantità di pioggia, intensità di convezione e altri parametri direttamente implicati nei processi di cambiamento climatico [9].

Capitolo 3

Elettricità in nube

3.1 Conduttività elettrica in nube

La conduttività elettrica è una grandezza importante anche quando il background di interesse non è il cielo sereno ma un ambiente nuvoloso. Il rate in nube è controllato dal bilancio locale tra sorgenti e pozzi di ioni. Il più efficiente dei processi di rimozione è la precipitazione: gli ioni infatti si attaccano alle gocce di nube per conduzione e diffusione per poi lasciare la nube stessa qualora le gocce diventino precipitanti [7]. A seconda dell'intensità del campo elettrico, della concentrazione di ioni e della quantità di carica trasportata da questi ultimi, sarà favorita la crescita delle gocce per conduzione o diffusione. Il processo di diffusione degli ioni sulla goccia segue le curve di Kohler, anche se in media più ioni vengono inglobati e maggiori saranno gli effetti delle cariche elettriche da essi portate. In questo modo le gocce verranno a loro volta caricate elettricamente. Supponendo una carica stazionaria sulle goccioline di nube¹ pari a $Q = pe > 0$ (dove p è il numero di cariche elementari e), considerando trascurabile il campo elettrico in cui le goccioline sono immerse e supponendo le concentrazioni di ioni positivi e negativi uguali ($n_+(\infty) = n_-(\infty)$), posso scrivere le densità di corrente relative al flusso di ioni sulla gocciolina come:

$$\begin{aligned} J_D^+(p) &= \frac{4\pi aeD_+n_+(\infty)pc}{\exp(pc) - 1} \\ J_D^-(p) &= \frac{4\pi aeD_-n_-(\infty)pc}{1 - \exp(-pc)}, \end{aligned} \tag{3.1}$$

dove $pc = pe^2/akT = Qe/akT$, con $c = e^2/akT = 6 \times 10^{-6}/a$, D coefficiente di diffusione ionica quantificabile in $D = BkT/e$ a 273.15 K e con a (raggio della gocciolina) in centimetri. Nel caso in cui $Q < akT/e$ e $pc \ll 1$ la crescita delle goccioline sarà puramente

¹d'ora in poi verrà usato il termine gocciolina per indicare le gocce di nube e gocce per le gocce di pioggia

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

diffusiva e le 3.1 diventano

$$\begin{aligned} J_+ &= 4\pi aeD_+n_+(\infty) \\ J_- &= 4\pi aeD_-n_-(\infty). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Se invece il campo elettrico E non è trascurabile, si utilizza il rapporto

$$\frac{|B_{\pm}\nabla n_{\pm}\vec{E}|}{|D_{\pm}\nabla^2 n_{\pm}|} \propto \frac{eEa}{kT} \equiv \gamma \quad (3.3)$$

che mette in relazione conduzione e diffusione implicati nella stima della corrente ionica (flusso di ioni sulla superficie della goccia). La conduzione risulta trascurabile quando $\gamma \ll 1$, che è il caso rappresentato in 3.2. Una soluzione generale che contempli sia conduzione che diffusione in presenza di campi elettrici intensi non esiste, perché il sistema non è in forma chiusa. Si può però ottenere una soluzione approssimata al primo ordine in γ tramite espansione asintotica. La soluzione approssimata relativa al rate di attaccamento per diffusione e conduzione, espresso ancora in termini di densità di corrente è

$$J_{D+C}^{\pm}(p) = (1 \pm \frac{\gamma pc}{2[1 - \exp(\pm pc)]})J_D^{\pm}(p) \quad (3.4)$$

dove $J_D^{\pm}(p)$ è quello delle equazioni 3.1.

3.1.1 Nubi di bel tempo

Vengono definite nubi di bel tempo le nubi debolmente elettrificate, il cui campo elettrico è sostanzialmente quello di fair-weather². Per questo tipo di nubi quindi la crescita diffusiva è favorita rispetto a quella per conduzione, per cui γ sarà molto piccolo e tendente ai suoi valori tipici in condizioni di ciel sereno³. Per calcolare il flusso di ioni sulle goccioline si può supporre, senza perdita di generalità, che tutte le goccioline siano sferiche, di egual dimensione e che trasportino la stessa quantità di carica, ovvero il valor medio della distribuzione di carica sulle goccioline stesse [7]. La popolazione di goccioline aventi carica totale pe , ovvero $n(p)$, può essere determinata bilanciando il rate di cattura di ioni positivi da parte di goccioline con carica pe , con quello di ioni negativi da parte di goccioline di carica $(p+1)e$. Pertanto si ha che:

$$n(p)J_D^+(p) = n(p+1)J_D^-(p+1) \quad (3.5)$$

oppure

$$n(p) = \frac{(p-1)(1-e^{-pc})\Lambda_+}{p(e^{(p-1)c}-1)\Lambda_-}n(p-1), \quad (3.6)$$

dove Λ_{\pm} sono le conduttività viste nel paragrafo 2.3. Le due espressioni sono assolutamente equivalenti. Tramite il metodo ricorsivo si può arrivare alla soluzione

$$n(p) = n(0)\left(\frac{\Lambda_+}{\Lambda_-}\right)^2 \frac{\sinh(\frac{pc}{2})}{\frac{pc}{2}} e^{-p^2c/2}. \quad (3.7)$$

²da qui nubi di bel tempo

³ponendo $a=10\mu m$, $E=10^2Vm^{-1}$ si ottiene un $\gamma \approx 0.04$

Si considera per primo il caso $\Lambda_+ = \Lambda_-$. Essendo che $N = \sum_p n(p)$ è la concentrazione totale di goccioline, allora il flusso medio di ioni positivi sulla superficie della goccia, \bar{J}_D^+ , può essere espresso tramite la seguente equazione

$$N\bar{J}_D^+ = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_D^+(p)n(p) = 2 \sum_{p=0}^{\infty} J_D^+(p)n(p) \quad (3.8)$$

che può essere derivata dalla 3.5, sfruttando le condizioni di simmetria $n(p) = n(-p)$ e $J_D^+(-p) = J_D^-(p)$. Combinando la prima delle equazioni in 3.1 con la 3.7, ridotta alla forma approssimata $n(p) = n(0)\exp(-p^2c/2)$, e la 3.8, nella quale $N \approx (\pi/2c)^{1/2}n(0)$, si ottiene l'equazione per il flusso medio approssimato di ioni su goccioline di carica neutra

$$\bar{J}_D^+ \approx J_D^+(0)\left[1 - \sqrt{\frac{c}{2\pi}} + \frac{c}{8} + O(c^{3/2})\right]. \quad (3.9)$$

La distribuzione di carica sulle goccioline è una semi-gaussiana centrata in zero. Volendo considerare il caso in cui le goccioline abbiano carica elettrica totale non nulla, la distribuzione delle cariche sarà sempre semi-gaussiana, ma centrata in \bar{p} , numero medio di cariche elementari portate dalle goccioline, supponendo sempre che tutte le goccioline trasportino la stessa quantità di carica $\bar{Q} = \bar{p}e$. Allora, sotto queste condizioni, si può pensare di scrivere la distribuzione della popolazione come

$$n(p) \approx \frac{N}{(2\pi)^{1/2}\sigma} e^{-[(p-\bar{p})^2]/2\sigma^2} \quad \text{con} \quad \sigma^2 = \frac{1}{c} = \frac{akT}{e}. \quad (3.10)$$

Infatti considerando un caso stazionario per i flussi di corrente, i quali possono essere presi dalla 3.9 ponendo $\bar{J}_D^+(p) = J_D^+(\bar{p})$ (rifacendo i conti in maniera del tutto analoga anche per il caso negativo), e riferendosi alla 3.1, si ottiene

$$\bar{p} = \sigma^2 \ln \frac{\Lambda_+}{\Lambda_-} = \frac{akT}{e^e} \ln \frac{\Lambda_+}{\Lambda_-} \quad (3.11)$$

numero medio di cariche elementari nonché centro della distribuzione di carica. La 3.7 è ancora valida, ovviamente ponendo $\Lambda_+/\Lambda_- \neq 1$. Dalla 3.11 si deduce che $\Lambda_+/\Lambda_- = \exp(\bar{p}c)$. Sostituendo tale relazione nella 3.7 si ottiene

$$n(p) = n(0) \frac{\sinh \frac{pc}{2}}{\frac{pc}{2}} e^{\bar{p}^2 c/2} e^{-[(p-\bar{p})^2 c]/2} \quad (3.12)$$

che è equivalente alla 3.10. In questo modo si è dimostrato come, in situazioni stazionarie, le distribuzioni di carica sulle goccioline siano entrambe semi-gaussiane, sia nel caso in cui le goccioline siano neutre che nel caso in cui abbiano carica totale non nulla. In particolare si tratta di distribuzioni di Boltzmann, centrate rispettivamente in zero e \bar{p} .

In presenza di un campo elettrico, le distribuzioni rimangono ragionevolmente gaussiane solo fino a quando l'energia associata ad uno ione che sta compiendo un libero cammino

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

medio λ_a nella direzione prevista dal campo elettrico rimane trascurabile rispetto alla sua energia termica. Quantitativamente questa considerazione si può tradurre in

$$eE\lambda_a \ll kT \quad (3.13)$$

dove $E \ll 2 \times 10^3 Vcm^{-1}$ nelle nubi di bel tempo. All'interno di questo tipo di nubi, il rate di attaccamento degli ioni alle goccioline è molto maggiore rispetto al rate di ricombinazione ionica. Se chiamo I il rate di ionizzazione locale⁴, allora lo posso stimare, in buona approssimazione e per un caso stazionario, dallo sviluppo al primo ordine delle equazioni 3.1 e 3.4 come

$$I = 4\pi aND_+n_+(1 - \frac{\bar{p}c}{2} + \frac{\gamma}{2}) = 4\pi aND_-n_-(1 + \frac{\bar{p}c}{2} + \frac{\gamma}{2}), \quad (3.14)$$

assumendo sempre che le N goccioline di raggio a trasportino tutte la carica media $\bar{p}e$. Avvalendosi della definizione del coefficiente di diffusione ionico (definito poc'anzi) e della 2.12, combinate nella 3.14, si ottiene la conduttività totale Λ_c in funzione di Λ_{co} , la conduttività totale stimata da Pluvilage (1946) per il caso di goccioline neutre, nella forma

$$\Lambda_c \approx \Lambda_{co}(1 - \frac{\gamma}{2}), \quad \text{dove} \quad \Lambda_{co} = \frac{Ic}{2\pi N} = \frac{eIB_{\pm}}{2\pi aND_{\pm}}. \quad (3.15)$$

Dalla 3.15 emerge che il campo elettrico abbassa la conduttività totale di un fattore proporzionale a $\gamma/2$. Sapendo che la densità di carica ionica è $(n_+ - n_-)e$ e la densità di carica sulla gocciolina è $N\bar{p}e$, allora dalla 3.14 è possibile stimare la carica netta degli ioni situati in una regione ricca di goccioline cariche in termini di rapporto tra le due densità:

$$\frac{n_+ - n_-}{N\bar{p}} \approx \frac{Ic}{4\pi aN^2D_{\pm}}. \quad (3.16)$$

Per tipici valori di nube, ovvero $I = 10cm^{-3}s^{-1}$, $a = 10\mu m$ e $N = 10^2cm^{-3}$, si trova che la densità di carica delle goccioline è di due ordini di grandezza maggiore della densità di carica degli ioni. Si può quindi ragionevolmente supporre che la carica in nube risiede per la maggior parte sulle goccioline di cui è composta. Infine, dalle equazioni 3.11 e 3.14, si osserva che il rapporto tra le conduttività polari è prossimo all'unità nelle nubi di bel tempo. Quindi la differenza $n_+ - n_- \ll n_+ \approx n_- \approx I/4\pi aND_{\pm}$, come accadeva in condizioni di ciel sereno. In base ai risultati appena ottenuti si può affermare che le nubi di bel tempo non alterano il ramo del circuito elettrico globale interessato dalle condizioni di fair-weather.

3.1.2 Nubi temporalesche

In una nube formata da goccioline di carica media \bar{Q} , una buona approssimazione per la concentrazione di ioni positivi n_+ in condizioni di equilibrio si può stimare dalla seguente equazione

$$I = an_+n_- + 4\pi aND_+n_+ + \frac{\pi B_+n_+N}{3Ea^2}(3Ea^2 - \bar{Q})^2. \quad (3.17)$$

⁴numero di ioni di ambo le cariche che si formano per unità di volume e di tempo

Un ragionamento analogo si può fare per gli ioni negativi. Partendo dall'equazione 3.17 e dall'analogia per ioni negativi, Phillis (1967) mostrò che la conduttività in nube è ridotta sensibilmente al crescere dell'intensità del campo elettrico e della concentrazione di acqua liquida, e moderatamente con la diminuzione della dimensione delle goccioline [7]. Tali considerazioni vennero confermate in seguito da esperimenti condotti da Griffiths e Latham (1974), grazie ai quali si poté concludere che in nubi il cui campo elettrico è molto intenso la conduttività è generalmente molto debole. Quanto constatato ben si confà alla rappresentazione delle nubi temporalesche, i cui campi elettrici sono molto più intensi del campo elettrico di bel tempo. Alcuni autori⁵ tuttavia riportano di aver osservato valori di conduttività all'interno di temporali superiori anche di 20 volte rispetto ai valori di fair-weather. Tali risultati possono essere spiegati per mezzo della teoria di Phillis, Griffiths e Latham supponendo un adeguamento della conduttività dell'ambiente adiacente la nube che compensi il calo avvenuto all'interno della nube stessa. Le interazioni che si verificano sui "bordi" della nube formano un "boundary layer" rispetto a cui il campo elettrico è normale. Allora ponendoci sul boundary layer a $z = z_B$ e considerando condizioni di bilancio tra le conduttività all'interno e all'esterno della nube (ma nelle immediate vicinanze del bordo) per cui $\Lambda_c E_c = \Lambda_0 E_0$ ⁶, posso scrivere la densità di carica sul boundary layer, grazie alla legge di Gauss, nella forma

$$\rho \approx \epsilon_0 \frac{(E_c - E_0)}{\Delta z} = \epsilon_0 E_c \frac{1 - \Lambda_c/\Lambda_0}{\Delta z}, \quad (3.18)$$

dove Δz è lo strato in cui sono distribuite le cariche, che può essere approssimato al libero cammino medio l degli ioni⁷. Il rate di deflessione degli ioni a causa dell'attaccamento alle goccioline cariche, stimabile a partire dalla 3.17, è

$$\frac{dn}{dt} = v_{drift} \frac{dn}{dz} = -3\pi B N E_c a^2 n, \quad (3.19)$$

dove $v_{drift} = B E_c$. Allora essendo $\Delta z \approx l = (3\pi N a^2)^{-1}$ si ottiene una densità di carica $\rho \approx \epsilon_0 E_c / l$, nell'approssimazione $\Lambda_c/\Lambda_0 \ll 1$. La corrispondente carica per gocciolina è

$$\bar{Q} \text{ (boundary layer)} \approx 3\pi\epsilon_0 E_c a^2 \text{ (SI)} = \frac{3E_c a^2}{4} \text{ (e.s.u.)}. \quad (3.20)$$

Questo semplice risultato, seppure molto approssimato, mostra quanto possa essere grande l'accumulo di carica sulle goccioline per interazione con gli ioni che fluiscono dall'ambiente verso la nube. Tale stima è soggetta ad errori in quanto non si tiene conto di fattori, come per esempio il rimescolamento turbolento che interessa il boundary layer, che complica sensibilmente l'equazione. Oltretutto anche l'approssimazione fatta per Δz è molto "cruda". Ciò non toglie importanza al risultato ottenuto.

⁵ad esempio Freier (1962) e Colgate (1969)

⁶pedice 0 per l'ambiente prossimo alla nube e c la nube stessa

⁷questa approssimazione è valida solo in nubi tali per cui $\gamma \gg 1$, ovvero quelle nubi il cui campo elettrico è particolarmente intenso

3.2 Distribuzione della carica elettrica in nube

Come introdotto nella sezione 3.1, la carica elettrica in nube risiede principalmente sulle idrometeore. Le strutture elettriche che si osservano comunemente nelle nubi sono una diretta conseguenza di questa proprietà delle cariche. In generale la distribuzione di carica in nube è funzione della tipologia di nube, dell'intensità dell'updraft⁸ e della distribuzione dimensionale delle gocce. La tipologia di nube è importante perché in generale si riscontrano distribuzioni dimensionali diverse a seconda che la nube abbia uno sviluppo prevalentemente orizzontale o verticale. Per i sistemi convettivi inoltre c'è differenza anche al variare dell'intensità dell'updraft; infatti, più intenso e duraturo è il flusso verticale più facilmente ci sarà produzione di gocce di nube e poi precipitanti. In questo modo vengono favoriti i meccanismi di caricamento delle gocce di nube che verranno discussi nel paragrafo 3.3. Distribuzione numerica e dimensionale delle idrometeore ed intensità del campo elettrico di nube concorrono insieme alla caratterizzazione della distribuzione di carica, come mostrato nella sezione 3.1.

A seconda del grado di elettrificazione vengono definite due categorie di nubi: debolmente elettrificate e fortemente elettrificate. A livello qualitativo ci si può riferire alle prime col termine “nubi di bel tempo” e alle seconde come “nubi temporalesche”. Esistono infine casi in cui la struttura elettrica delle nubi temporalesche tende ad estremizzarsi, in cui il campo elettrico cambia repentinamente di segno, come ad esempio nei temporali di tipo supercella.

3.2.1 Nubi di bel tempo

Nelle nubi di bel tempo il caricamento è principalmente dovuto alle interazioni ione-gocciolina descritte nel paragrafo 3.1.1. Essendo le nubi sono dei pessimi conduttori, ci si può aspettare una deposizione di ioni negativi alla base della nube in crescita, per effetto del campo elettrico di fair-weather. Successivamente queste cariche verranno sospinte verso quote maggiori per effetto di un updraft più o meno intenso. Nella loro prima fase di crescita queste nubi tenderanno quindi a formare un core caricato negativamente che poi verrà mantenuto durante le fasi successive [7]. Contemporaneamente ci sarà un processo di deposizione di ioni positivi alla sommità della nube, per effetto dell'attrazione esercitata dal polo negativo formatosi in precedenza e del campo elettrico ambientale. Gli ioni verranno continuamente trasportati all'interno della nube in conseguenza del mescolamento turbolento che ne interessa il top. In questo modo la parte superiore della nube presenterà un accumulo di carica positiva. Quanto appena descritto è la riproduzione di uno scenario in cui la nube è un sistema bipolare orientato come il campo elettrico ambientale. Una verifica di tale struttura arriva dai dati sperimentali. Osservazioni svolte su stratocumuli, altocumuli e cumuli convettivi non precipitanti e in assenza della fase ghiaccio, confermano la distribuzione bipolare. Esistono tuttavia incongruenze tra teoria

⁸flusso pulsato a sviluppo verticale responsabile della formazione e della caratterizzazione della struttura delle nubi

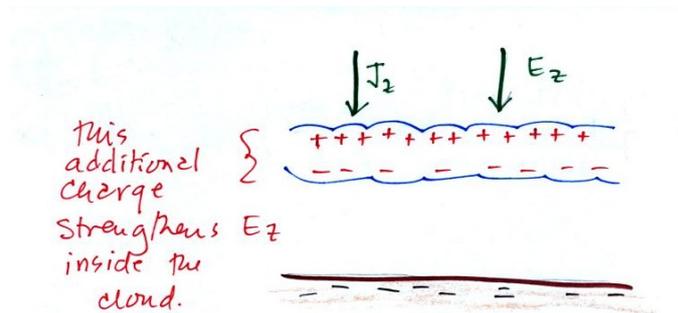


Figura 3.1: Struttura elettrica di una nube di bel tempo

e osservazione, e tra diverse osservazioni, ma sono perlopiù relative alla distribuzione della carica sulle singole goccioline. La carica totale trasportata da una singola goccia di nube infatti è in generale maggiore di quanto le teorie, diffusiva e conduttiva, non prevedano. Nonostante i numerosi rilevamenti fatti non esiste ancora una spiegazione univoca in grado di giustificare questa anomalia. Così per ogni set di dati misurati si costruisce un fit empirico, generalmente valevole solo per il rilevamento stesso da cui prende forma. Gli unici fattori comuni di queste formule empiriche sono la stima di una quantità di carica, per singola gocciolina, maggiore di quanto previsto dalla teoria e il fatto che tutti i fit siano in forma quadratica rispetto al raggio. Inoltre anche il segno della carica non è univocamente determinato: analizzando tre misurazioni successive, rispettivamente eseguite da Twomey, Krasnogorskaya e Colgate and Romeo, si osservano tre risultati diversi. Il primo trovò una carica media per gocciolina fortemente positiva, il secondo debolmente negativa e i terzi fortemente negativa. Le incertezze in tale ambito sono ancora molto grandi [10].

3.2.2 Nubi temporalesche

L'attività temporalesca globale è responsabile dell'esistenza della debole carica negativa sulla superficie terrestre. In generale infatti scariche CTG trasportano cariche negative al suolo, mantenendo in funzione il circuito globale.

Diversi studi condotti sulle nubi dotate di un campo elettrico sufficiente per generare scariche di qualsivoglia genere riportano la necessità di un ulteriore meccanismo di caricamento della nube, oltre a quello che coinvolge gli ioni nei processi di diffusione e conduzione. Tale meccanismo è imputabile alle diverse tipologie di caricamento cui sono soggette le goccioline durante la loro fase di crescita.

Analogamente al caso delle nubi debolmente elettrificate, è difficile trovare una formula univoca per stabilire la quantità totale di carica trasportata dalle gocce. Anche in questa situazione, le osservazioni sono molto discordanti tra di loro, ma potrebbe esserci una giustificazione soddisfacente. Le difficoltà maggiori riguardanti la descrizione delle pro-

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

prietà elettriche delle nubi temporalesche, infatti, risiedono nell'impossibilità di delineare una teoria di fondo comune a tutti i temporali per la grande diversità associata a questo tipo di sistemi. Infatti temporali originatesi in regioni diverse presentano caratteristiche microfisiche diverse a causa delle proprietà termodinamiche e radiative che interessano la regione stessa.

La carica massima fisicamente trasportabile da una gocciolina è data dal *limite di Rayleigh*, ed è funzione di una certa potenza del raggio [7]. Tale limite viene raggiunto in condizioni di instabilità meccanica, che viene raggiunta quando lo stress elettrostatico sulla superficie della goccia eguaglia la tensione superficiale, ovvero quando $E^2/8\pi = 2\sigma/a$. Essendo $E = Q_R/a^2$ allora:

$$Q_R(\text{e.s.u.}) = \sqrt{16\pi\sigma a^3}. \quad (3.21)$$

In realtà la carica trasportata dalle goccioline è sostanzialmente sempre inferiore al limite di Rayleigh. Tale limite infatti viene raggiunto solo in particolari condizioni di laboratorio e per un range molto ristretto di goccioline.

Per esprimere le diverse distribuzioni dimensionali di carica sulle goccioline sono stati avanzati diversi fit empirici. Fattor comune di tutti i fit è la proporzionalità tra carica massima e una qualche potenza del raggio delle goccioline. Due sono i fit ritenuti più attendibili:

$$|\bar{Q}_R|(\text{e.s.u.}) = 2a^2 \quad (3.22)$$

particolarmente indicato per grandi gocce, di diametro $d \geq 500\mu\text{m}$, relativo a nubi temporalesche in cui predomina la fase ghiaccio, e

$$|\bar{Q}_R|(\text{e.s.u.}) = 5 \times 10^{-4}a^{1.3} \quad (3.23)$$

utilizzabile su uno spettro dimensionale più ampio, $5\mu\text{m} \leq d \leq 2,5\text{mm}$ e relativo a nubi calde. La segno della carica sulle goccioline e o sui cristalli di nube è funzione della dimensione e del tipo di nube (a parità di raggio il segno della carica può essere opposto se la goccia o cristallo si trova in una nube calda o fredda). Inoltre il segno della carica può cambiare in seguito allo scioglimento dei cristalli in fase di precipitazione o delle interazioni tra le gocce in caduta e agenti atmosferici elettricamente attivi. Per questi motivi è molto difficile avere piena concordanza sperimentale riguardante il segno della carica in ogni fase di sviluppo delle gocce e dei cristalli.

Nonostante le difficoltà è possibile ricostruire la struttura elettrica di una nube temporalesca, anche se non è del tutto chiaro il meccanismo di interazione tra le gocce e i cristalli che più di tutti, durante la formazione della precipitazione, conduce a questa struttura⁹. La struttura, o meglio, le strutture elettriche maggiormente osservate sono tripolari e quadripolari, anche se studi piuttosto recenti hanno mostrato la presenza di stratificazioni di carica più complesse. Sistemi temporaleschi con velocità di updraft sostanzialmente diversi, dai molto intensi delle supercelle ai più moderati presenti nei sistemi convettivi alla mesoscala, possono avere una struttura elettrica tripolare; osservazioni tramite palloni sonda verificano tale assunzione.

⁹si rimanda in ogni caso alla sezione 3.3

La struttura tripolare è la stratificazione più semplice possibile per nubi in cui sia presente un campo elettrico intenso. In questo senso, si è osservato un core temporalesco, situato attorno ai -15°C , caricato negativamente, compreso tra due strati caricati positivamente. La regione caricata negativamente e quella superiore caricata positivamente considerate assieme formano quello che in letteratura viene chiamato *main dipole*. Vari sono i meccanismi di caricamento, ma parrebbe ragionevole pensare che core negativo e top positivo siano originati per la separazione di carica che avviene in seguito a processi di collisione e breakup cui sono soggetti i cristalli di ghiaccio durante la formazione della precipitazione. Lo strato inferiore, coincidente in generale col *melting layer*, si suppone sia caricato o per induzione rispetto alla superficie terrestre caricata negativamente o per scioglimento parziale o totale dei cristalli in caduta i quali rilasciano cariche.

Sistemi più complessi sono stati osservati e misurati nella seconda metà degli anni 90 e hanno portato ad interessanti risultati. Da uno studio condotto da Stolzenburg et al. (concluso e pubblicato nel 1998) basato sulla misurazione, per mezzo di palloni sonda, del campo elettrico di 20 temporali, emerge una struttura di carica quadripolare nella regione dell'updraft [3]. La nube è molto simile al caso tripolare, ovvero presenta una

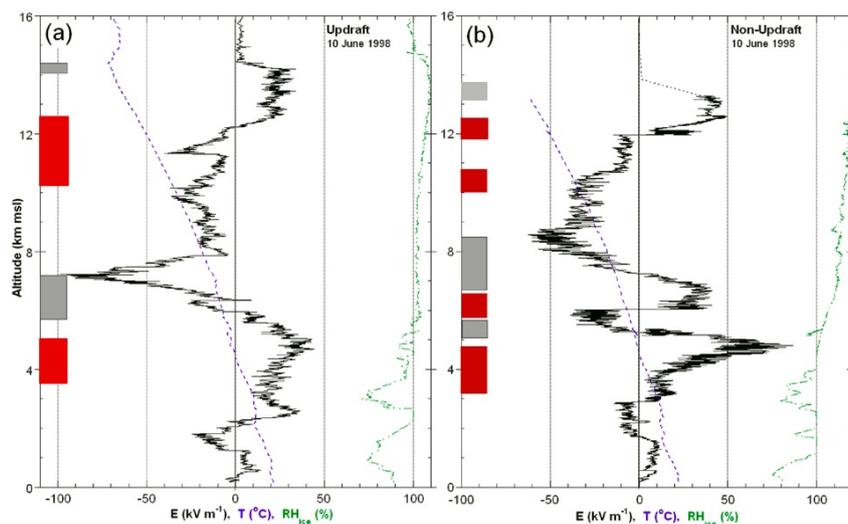


Figura 3.2: Profili verticali di campo elettrico, temperatura, umidità relativa e carica (in rosso le regioni positive, in grigio quelle negative) misurati da palloni sonda. **(a)** Misurazioni tipiche delle grandezze elencate nella regione dell'updraft; il core negativo è a 6–7 km. **(b)** Misure delle stesse quantità al di fuori dell'updraft; in questo caso la regione con cariche positive ad altezza maggiore è splittata.

sottile regione alla base della nube caricata positivamente, un core negativo e una zona sovrastante positiva. In più è presente un ulteriore strato al top della nube, molto sottile e caricato negativamente, formatosi presumibilmente per interazione delle molecole di nube con gli ioni atmosferici. La figura 3.2(a) rappresenta il profilo verticale del campo elettrico di nube, associato ad un'analisi della carica nella regione dell'updraft. Il profilo

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

di temperatura è un indicatore forse migliore rispetto alla quota nel descrivere lo sviluppo verticale di una nube. Il profilo di RH (relativo alla fase solida o liquida dell'acqua a seconda che la temperatura sia sopra o sotto il punto di ghiacciamento) serve solo ad indicare l'ingresso del pallone sonda all'interno della nube. L'effetto della regione negativa al top è di ridurre l'intensità del campo elettrico al di sopra della nube ad un valore prossimo ai $10^3 Vm^{-1}$, mentre il campo in nube raggiunge valori massimi dell'ordine di $10^5 Vm^{-1}$.

Fuori dalle regioni dell'updraft, ma comunque nelle immediate vicinanze dei moti convettivi, la struttura presenta sei regioni cariche, alternate in polarità dalla base al top, con quest'ultimo carico negativamente. In figura 3.2(b) è riportato il profilo verticale del campo elettrico nella regione fuori dall'updraft. Questa regione però è molto variabile da un temporale all'altro. La struttura a sei strati è solo la rappresentazione più comunemente osservata.

La figura 3.3 mostra una ricostruzione concettuale di come è strutturata una nube temporalesca sulla base della sua stratificazione di carica. Il dualismo tra le regioni di updraft e non è presente simultaneamente in nube durante lo stadio maturo della sua evoluzione. Prassi comune nel corso dello sviluppo del temporale è il passaggio da una struttura tipica

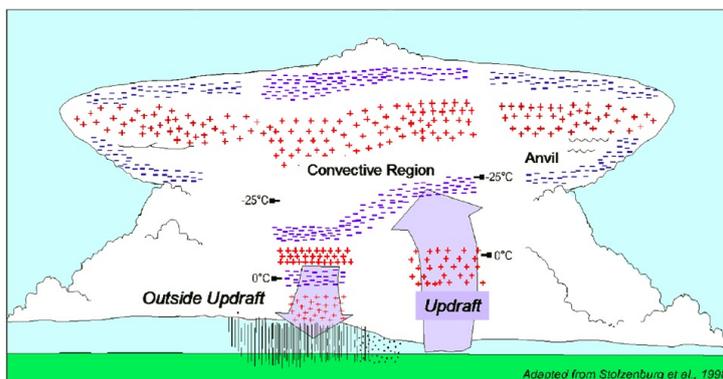


Figura 3.3: Modello concettuale della struttura elettrica di temporale isolato e nella sua fase matura, basato sull'analisi da 49 sondaggi operati in differenti nubi nelle condizioni appena descritte. Mediamente si hanno quattro strati di carica nella regione dell'updraft e sei fuori da essa. L'intero sistema è schermato da cariche negative e l'anvil ha carica predominante positiva.

delle regioni dell'updraft a quella relativa alle regioni limitrofe, man mano che l'updraft perde di intensità. In genere la transizione avviene in concomitanza con la fine dello stadio di sviluppo e l'inizio dello stadio maturo della cella temporalesca.

A seconda della regione geografica su cui si originano e della intensità del loro updraft, i sistemi convettivi avranno uno sviluppo verticale variabile. Ad esempio analizzando tre diversi sistemi, un temporale supercella, un sistema convettivo alla mesoscala (MCS) e un temporale sulle montagne del New Mexico, si possono notare subito differenze nella collocazione rispetto alla quota dello strato in cui è situato il maggior polo di carica negativa, nella regione dell'updraft. Quest'ultimo è collocato a $9.1 km$ ($-22^\circ C$) nella supercella, a

6.9km ($-16^{\circ}C$) nel MCS e a 6km ($-7^{\circ}C$) nel temporale in montagna [3]. Le differenze sono imputabili principalmente alla diversa intensità dell'updraft dei tre sistemi in esame, unito allo spessore della nube e all'altezza della superficie. La quota alla quale è situato il centro di carica negativo è stimata, tramite rilevamenti da palloni sonda, essere ben correlata con la velocità massima dell'updraft. Osservando sistemi convettivi i cui updraft sono simili si è osservato che le massime intensità del campo elettrico nelle regioni dell'updraft sono comparabili con quelle al di fuori di esso. Valori massimi registrati hanno picchi di intensità pari a 10^5Vm^{-1} , con rare eccezioni a $2 \times 10^5Vm^{-1}$.

L'anvil

Proporzionalmente al nucleo convettivo, anche la regione stratiforme di un temporale, il suo anvil, avrà una distribuzione di carica, come mostrato in figura 3.3. L'anvil di un temporale è quella regione oltre il top del cumulonembo, a sviluppo orizzontale, che si forma a causa della divergenza dei cristalli di ghiaccio che emergono dalla sommità della nube per effetto della convezione [3]. Si tratta di nubi generalmente cirriformi che non producono precipitazione che arrivi al suolo. Il campo elettrico associato ad un anvil è al massimo di $50kVm^{-1}$, per cui raramente i fulmini partono da questa regione, mentre è comune osservare scariche che attraversano l'anvil senza interagirci. Rimane il fatto che l'anvil sia una regione ricca di cariche elettriche. Nella sua accezione più semplice, la distribuzione delle cariche è la seguente: il core dell'anvil è carico positivamente ed è schermato rispetto all'ambiente esterno da un sottile strato di cariche negative che lo circondano. Esistono tuttavia strutture più complesse, come mostrato in figura 3.4. Il

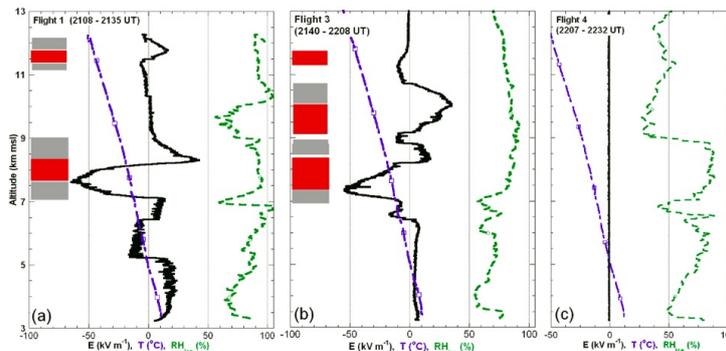


Figura 3.4: Profili verticali di intensità del campo elettrico E , temperatura T , umidità relativa RH_{ice} e carica all'interno dell'anvil durante i tre diversi stadi di sviluppo del temporale.

caricamento elettrico dell'anvil è imputabile quasi totalmente ai processi di convezione e divergenza durante la formazione della nube stessa. Terminati questi processi pochissima nuova carica viene prodotta all'interno dell'anvil. Misurazioni tramite palloni sonda all'interno dello stesso anvil infatti mostrano come questa regione del temporale, una volta che la sua formazione è conclusa, per lo più dissipa la carica in esso accumulata, come mostrato in figura 3.4. Mentre in (a) e (b) il campo elettrico è molto intenso in quanto ci

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

troviamo nelle fasi di cumulo e matura della vita della nube, in **(c)** il campo è totalmente dissolto. La differenza di carica accumulata nei primi due stadi evolutivi viene totalmente dissipata nell'ultima fase di vita, lasciando l'anvil elettricamente neutro.

Ciò che può complicare l'analisi elettrica degli anvil è il rimescolamento e i processi di interazione ioni cui sono sottoposti. Il primo meccanismo può portare ad una diversa distribuzione delle cariche, mentre il secondo facilita la produzione di nuove cariche. In entrambi i casi la dissipazione delle cariche elettriche viene rallentata. In concomitanza con temporali molto intensi, l'anvil può raggiungere dimensioni davvero impressionanti. Quando ciò accade la struttura elettrica cambia notevolmente ed è oltretutto variabile da un temporale all'altro. Molto spesso in queste condizioni la struttura elettrica degli anvil si confonde con quella della regione associata a precipitazione stratiforme all'interno dei MCS.

Regione stratiforme nel MCS

Alle medie latitudini non è raro trovare dei sistemi convettivi estesi alla mesoscala (MCS appunto). Si tratta di sistemi caratterizzati da una regione anteriore formata da una "catena" di nubi convettive disposte ad arco o linea retta, seguite da un'area coperta da nimbostrati prodotti da una combinazione di avvezione e shear del vento. Le velocità massime dell'updraft nella regione stratiforme sono inferiori alla velocità terminale di caduta degli aggregati di ghiaccio. Questo fatto unito alla presenza del melting layer e, in certi periodi dell'anno, delle celle generatrici rende la struttura elettrica della regione stratiforme assai complessa. Nonostante i dati finora raccolti, ancora poco si è riusciti a dedurre circa le cause della struttura elettrica di questi sistemi, anche perché non esiste una teoria univoca che la definisca. Ad oggi infatti esistono tre diverse strutture elettriche ritenute valide, come mostrato in figura 3.5. Le prime due risalgono a misurazioni svolte da Marshall e Rust (1993) i quali descrissero una struttura più complessa, caso **(a)**, e una più semplice, caso **(b)**. La terza struttura, formulata da Stolzenburg (2007), è molto simile alla struttura elettrica di un anvil di un temporale molto intenso. Le maggiori

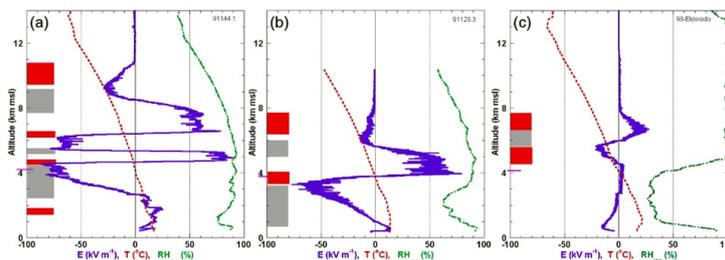


Figura 3.5: Regione stratiforme di un MCS di cui sono graficati i profili di campo elettrico, temperatura, umidità relativa e carica di riferimento. **(a) struttura elettrica complessa con carica negativa al livello di 0°C** ; **(b) struttura elettrica semplice con carica positiva al livello di 0°C** ; **(c) struttura elettrica simile all'anvil situata sopra il livello di 0°C**

differenze delle prime due strutture risiede nella suddivisione delle regioni cariche e nel melting layer. Come si vede in figura 3.5, il caso (a) presenta una stratificazione di carica più fitta e piccata verso i valori massimi del campo elettrico di nube rispetto al caso (b). Il melting layer è inoltre molto più “attivo” nel primo caso rispetto al secondo, sintomo di differenze sostanziali nella microstruttura dei due sistemi sondati. Il caso (c) è abbastanza a se stante. L'intensità del campo elettrico e la distribuzione della carica sono molto più simili a quelle registrate in un anvil che nei sistemi stratiformi alla mesoscala. Nonostante gli studi su questo tipo di sistemi prosegua, non si è ancora giunti ad una caratterizzazione univoca del fenomeno, segno che in queste situazioni non sia sempre possibile trovare una struttura con cui costruire un modello assoluto.

3.3 Processi di elettrificazione in nube

Si tenterà ora di comprendere quali siano i meccanismi più efficienti nel caricamento di una nube. Il punto di partenza comunemente accettato è la causa della formazione del campo elettrico in nube, ovvero la separazione di carica che accorre durante i processi di formazione della precipitazione. Gocce di grandi dimensioni infatti tenderanno a precipitare per effetto della forza di gravità mentre quelle più piccole verranno sospinte verso l'alto dall'updraft. Basta che le gocce siano dotate di carica netta che, anche in assenza di collisioni, venga a formarsi una struttura dipolare all'interno della nube [13]. Ovviamente si può estendere quanto detto anche ai cristalli di ghiaccio.

Ad oggi sono molti i meccanismi ritenuti responsabili, in diversa misura, del campo elettrico di nube, ma non si ha ancora la certezza riguardo quali di questi meccanismi siano i principali. Le stime a riguardo si basano tutte su dati sperimentali e teorie empiriche ancora troppo specifiche dei singoli sistemi temporalesche per poterne ricavare una teoria generale.

Date queste premesse, ciò che viene comunemente fatto è classificare i meccanismi di caricamento in induttivi e non induttivi. Un altro tipo di classificazione che può essere fatta riguarda la fase delle gocce, anche se i processi ritenuti più efficienti avvengono in condizione di fase mista. Si cercherà di seguire la prima divisione, ponendo però particolare attenzione sui processi che coinvolgono collisioni ghiaccio/graupel. Verrà anche analizzato il meccanismo convettivo, l'unico a non collegare elettrificazione e crescita delle idrometeorite, ma anche l'unico a creare un legame tra la dinamica convettiva e la struttura del campo di nube. Prima di tutto però è necessario stabilire i requisiti da soddisfare affinché la struttura elettrica di un temporale sia rispettata.

Requisiti di una struttura elettrica temporalesca

Per riuscire a constatare se le misure effettuate in laboratorio sono quantitativamente compatibili con quanto accade realmente in atmosfera, Mason (1953) utilizzò osservazioni da svariati temporali per fissare dei requisiti di base che devono essere soddisfatti affinché

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

i risultati delle sperimentazioni siano ritenuti rappresentativi della realtà.

I meccanismi di caricamento di una nube temporalesca devono almeno:

- produrre una struttura tripolare con un centro di carica negativa tra i $-10^{\circ}C$ e i $-20^{\circ}C$, un centro di carica positiva, con la stessa intensità, situato a temperature inferiori ed un ulteriore strato molto sottile di carica positiva in corrispondenza del melting layer (tra $0^{\circ}C$ e $-10^{\circ}C$).
- soddisfare strutture elettriche più complesse sempre a partire dal nucleo centrale formato dai due centri di carica uguale ed opposta che costituiscono la colonna portante della struttura tripolare.
- generare e separare una quantità di carica sufficiente per garantire una corrente di conduzione tra nube e suolo di $\approx 1A$ per tutta la durata del temporale. Questo significa avere un rate di caricamento pari a $dQ/dt \approx 1Ckm^{-3}min^{-1}$.
- generare e separare sufficiente carica per mantenere un'intensità campo elettrico compresa tra 100 e $400kVm^{-1}$ in circa 20 minuti. Il campo deve crescere lentamente all'inizio ed esponenzialmente una volta superato il chilovolt.
- garantire che le regioni in cui il campo elettrico è più intenso coincidono con la più alta riflettività radar, dove quindi si è in presenza di particelle di dimensione precipitante.
- garantire che lo sviluppo della precipitazione anticipi ogni significativo incremento nel campo elettrico di diversi minuti.
- garantire che le particelle precipitanti in presenza di un intenso campo elettrico siano di natura solida, ovvero cristalli di ghiaccio, graupel o grandine; la separazione di carica è favorita se le idrometeore ghiacciate sono sospese in un ambiente ricco di acqua sopraffusa.
- generare una densità di carica nelle regioni in cui il campo è più intenso compresa tra 1 e $10Ckm^{-3}$
- garantire una distribuzione verticale delle idrometeore in accordo con quanto osservabile in nube: cristalli di ghiaccio positivi nella regione positiva sotto i $-20^{\circ}C$, graupel negative nel centro di carica negativo e particelle precipitanti e graupel entrambe positive nella regione del melting
- separare carica a sufficienza da produrre scariche con trasporto di carica di $20-30C$ per fulmine

Se uno o più meccanismi soddisfano le condizioni date, o concorrono assieme a soddisfarle, verranno ritenuti essere i maggiori responsabili dei fenomeni elettrici osservabili in nube.

3.3.1 Caricamento Convettivo

Il primo a proporre una teoria di caricamento basata sulla convezione alla base della formazione del cumulonembo fu Wilson nella prima metà del '900. Egli suggerì che la cattura degli ioni da parte delle particelle di nube portasse all'iniziale elettrificazione nei temporali. Tale teoria venne perfezionata da Grenet (1947) e portata a compimento da Vonnegut (1955). Lo scenario risulta essere di questo tipo: l'updraft trasporta cariche positive dai bassi strati troposferici all'interno della nube durante la sua fase di cumulo. Il core della nube diviene così un polo di carica positiva. Sulla nube così elettrificata viene a formarsi un accumulo di carica negativa al top e sui boundary laterali per effetto del mescolamento turbolento che innesca la cattura, da parte delle gocce cariche positivamente, degli ioni atmosferici negativi. In seguito il downdraft, che si sviluppa principalmente lungo i lati esterni della nube, trasporta le cariche negative verso la base, in regioni via via più interne della nube stessa, sempre per gli effetti di mescolamento che coinvolgono i boundary. Con la nube che si accinge a terminare la fase di cumulo del suo processo evolutivo, si viene a formare un polo di carica negativa nella regione inferiore della nube stessa. Infine la carica negativa staziona nella regione inferiore della nube favorendo lo stesso fenomeno di interazione con gli ioni positivi atmosferici che si ha negli alti strati a cariche invertite, e che producono una schermatura attorno al boundary. Se il processo è molto intenso si viene a formare, sempre per interazione ionica, uno strato molto sottile di cariche positive alla base della nube che completa la struttura tripolare. Questo meccanismo è ben illustrato in figura 3.6. Il ciclo prosegue fintantoché l'updraft è in funzione, e di fatto col passare del tempo intensifica il campo elettrico della nube. Questo mecca-

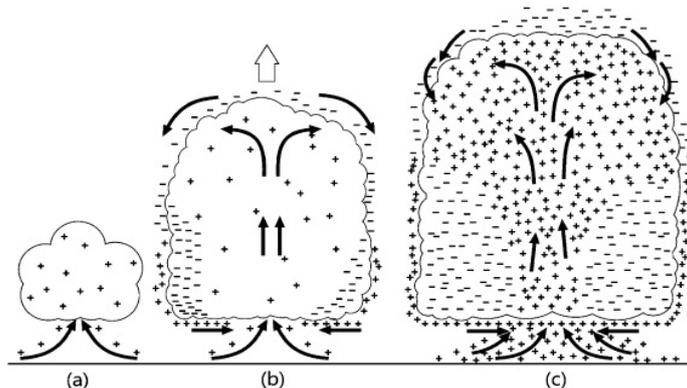


Figura 3.6: Meccanismo di caricamento della nube durante gli stadi di cumulo e maturo dell'evoluzione della nube stessa. La descrizione dettagliata è data nel corpo del testo

nismo presenta delle problematiche in quanto non esiste alcun processo di separazione di carica interno alla nube, come invece richiesto dai requisiti di Mason, che sia in grado di giustificare il perché le scariche accorrono soltanto dopo un certo tempo dalla formazione del temporale. Riguardo la sua teoria Vonnegut stesso disse:

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

If this theory is correct, these measurements should disclose large masses of electrically charged air that are some distance from the region of precipitation, a situation that would be unlikely if precipitation were responsible for electrification... In some cases one might expect that appreciable electric fields had developed before the precipitation particles had formed. [13]

I limiti del modello proposto, alla luce di scoperte più recenti, risulta chiaro. Infatti sin dal 1956 grazie a Reynolds e Brook si capì che la rapida elettrificazione che nei temporali conduce alla formazione di scariche è associata alla crescita dei cristalli di ghiaccio. Misure successive, da parte di Gaskell e Illingworth (1980) ad esempio, confermarono quest'ultima teoria. Risulta chiaro quindi che sebbene il caricamento per convezione sia plausibile, esso non è in grado di giustificare la produzione di scariche.

Simulazioni numeriche riguardanti il solo modello convettivo vennero svolte nei primi anni 2000 da Helsdon et al. I risultati indicavano un campo elettrico di intensità insufficiente in relazione a quanto osservato in nube. Inoltre esso inizia a dissiparsi in concomitanza dell'inizio dello stadio maturo, fase in cui invece il campo dovrebbe star crescendo. In ultimo, durante la sua fase dissipativa il campo di nube formerebbe, per effetto dell'interazione con gli ioni ambientali, una barriera contro la corrente di conduzione esterna. In definitiva si può affermare che la sola convezione non può essere un meccanismo che garantisce la produzione dei campi elettrici effettivamente rilevati nei temporali.

3.3.2 Processi induttivi

Per effetto del campo elettrico di bel tempo che persiste al di fuori della nube in qualsivoglia condizione meteorologica, le gocce e i cristalli in nube si polarizzano. Pertanto la carica indotta sarà positiva nell'emisfero Sud e negativa nell'emisfero Nord. La polarizzazione è alla base di alcuni meccanismi di caricamento attivi in nube.

Cattura selettiva di ioni

Wilson (1929) propose un meccanismo induttivo in cui le gocce di nube polarizzate catturano ioni sospesi durante la fase di precipitazione. Quello che accade è che gli ioni negativi che si trovano nell'area spazzata dalla goccia vengono catturati grazie all'interazione con la carica positiva sull'emisfero Sud della goccia. Lo stesso processo, a segni inversi, si verifica anche nell'emisfero Nord, dove però l'efficienza di cattura è estremamente inferiore in quanto, perché la collisione avvenga, gli ioni devono avere una velocità terminale maggiore della goccia. Questo però comporta che gli ioni debbano essere degli aggregati piuttosto pesanti, il che rende meno efficiente la cattura in quanto cala la probabilità che si verifichi coalescenza tra ione e idrometeora. Oltretutto gli ioni positivi hanno una mobilità inferiore rispetto a quelli negativi, quindi le loro interazioni sono sfavorite. Per questo al netto la carica delle gocce risulta negativa. Questo meccanismo produce un campo elettrico massimo di $50kVm^{-1}$, inferiore di quasi un ordine di grandezza a quanto si registra usualmente nei temporali. Le motivazioni sono essenzialmente due: la limitatezza

del processo di carica e le velocità terminali. Nel primo caso si ha che dal momento in cui sufficiente carica negativa sedimenta sulla goccia essa inizierà ad attrarre ioni positivi, scaricandosi. Nel secondo caso il problema è di natura dinamica. La cattura, com'è stata concepita poc'anzi, è possibile soltanto finché la velocità terminale della goccia è maggiore di quella degli ioni (che viene calcolata moltiplicando l'intensità del campo elettrico per la mobilità ionica). Se ciò non accade l'interazione tra la goccia e gli ioni viene inibita dai processi di repulsione che si innescano dato che gli ioni negativi vengono respinti dall'emisfero Nord e quelli positivi hanno in genere una mobilità più ridotta.

Breakup delle gocce

Supponendo che in presenza di un campo esterno ogni goccia sia carica e che la carica sia distribuita su tutta la goccia, allora in seguito a breakup la carica sarà distribuita su tutti i frammenti.

La figura 3.7 mostra due istanti successivi di una goccia che subisce un breakup di tipo "neck". Sfruttando questa caratteristica delle gocce, che è tanto favorita quanto più l'idrometeora è grande, Matthews e Mason (1964) studiarono il comportamento di una singola goccia in fase di breakup immersa in un campo elettrico di $1.5kVm^{-1}$. Essi conclusero che il breakup di gocce influenzate dal campo elettrico atmosferico possa contribuire al caricamento della sola regione positiva alla base delle nubi, in quanto trovarono cariche positive sui frammenti più grandi e negative su quelli più piccoli. Il problema di questo modello è che in realtà i processi di breakup sono numerosi e vari, e le particelle che li subiscono sono molteplici. I frammenti così prodotti risultano immersi in una regione atmosferica ricca di altre goccioline strappate alla goccia madre in conseguenza di processi di breakup. Pertanto la probabilità che i frammenti interagiranno tra di loro non è più trascurabile. L'interazione tra i vari frammenti però favorisce la scarica del campo di nube, contrariamente a quanto avviene con simulazioni in laboratorio sul singolo processo di breakup. La separazione di carica è molto inferiore a quella predetta dalla teoria, per cui questo meccanismo di caricamento è passato in secondo piano.

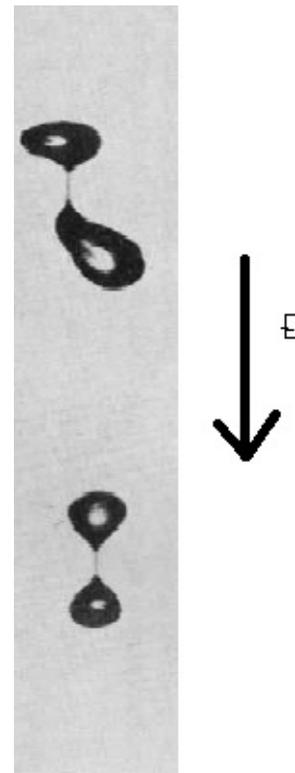


Figura 3.7: Processo di breakup in seguito a collisione e coalescenza non permanente di due gocce in nube per effetto del campo elettrico ambientale

Caricamento per collisione

I processi di collisione senza coalescenza possono essere integrati tra i processi di caricamento. Infatti se le gocce in caduta all'interno della nube sono polarizzate per effetto del campo elettrico atmosferico e collidono con particelle anche neutre, si ha un trasferimento di carica per contatto. In generale accade che la particella più piccola si carica positivamente e quella più grande negativamente. Questo processo è congruente con la struttura del dipolo centrale della nube; infatti le gocce negative scendono, per effetto della gravità, nei bassi strati della nube mentre quelle positive, sospinte dall'updraft, salgono in quota. L'efficienza di questo meccanismo dipende dall'angolo con cui le particelle collidono, dal tempo di contatto, dall'efficienza di coalescenza, dal tempo di rilassamento, dalla carica netta sulle gocce e dall'intensità della polarizzazione. I primi a capire l'importanza del processo di collisione nell'intensificazione del campo elettrico di nube furono Elster e Geitel (1913). I due stimarono la carica massima trasferibile tra due particelle il cui rapporto tra i raggi è $a_1 \gg a_2$, calcolata in corrispondenza di un angolo di incidenza nullo. Data la grande disparità dei raggi si possono trascurare gli effetti di curvatura. L'esperimento condusse a stimare che la massima carica acquisibile dalla goccia più piccola fosse $\approx 5Ea_2^2$, valore in generale molto alto¹⁰ che suggerisce la possibilità che questo meccanismo possa essere sin grado di giustificare i campi elettrici temporaleschi. Il limite principale di questo modello è che riproduce solo una delle possibili modalità di contatto tra due gocce. In prima istanza basta che l'angolo di incidenza sia diverso da zero che la carica massima trasferita sia nettamente inferiore. Inoltre è anche probabile che entrambe le gocce e non solo una delle due siano polarizzate. In queste condizioni il trasferimento di carica può essere descritto dall'equazione

$$\Delta Q = \frac{\pi^2}{2} E a_2^2 \cos \theta + \frac{\pi^2}{6} p^2 Q_1 - Q_2, \quad (3.24)$$

che per $p \equiv a_2/a_1 \ll 1$, θ sufficientemente grande e $Q_2 > 0$ descrive un processo di scarica. Studi successivi a quelli condotti da Elster e Geitel dimostrarono che tutte le collisioni che coinvolgono l'emisfero inferiore della goccia grande producono una scarica del campo. Nella realtà dei fatti questo meccanismo è molto più complesso. Innanzitutto bisogna tener conto di come cambi l'efficienza di cattura¹¹ in presenza di un campo elettrico. Infatti in presenza di un campo elettrico l'efficienza di coalescenza per goccioline di nube, quindi per idrometeore i cui raggi sono inferiori ai $100\mu m$, è approssimativamente del 100%. La coalescenza tra particelle è un agente limitante della separazione di carica prodotta con questo meccanismo. Inoltre alcuni studi dei primi anni 70 hanno dimostrato come sia poco efficiente il trasferimento di carica per collisione se le particelle coinvolte sono in fase liquida.

A supporto invece del meccanismo induttivo di collisione furono condotti diversi esperimenti da alcuni studiosi nell'ambito della fisica delle nubi tra gli anni 60 e 80 che hanno rivelato l'esistenza di un significativo trasferimento di carica in seguito a collisione se le

¹⁰per un confronto diretto si rimanda al paragrafo 3.2.2

¹¹con questo termine si intende l'efficienza con cui particelle che collidono tra loro generano coalescenza

particelle coinvolte sono nella fase ghiaccio. Infatti per i cristalli di ghiaccio l'efficienza di cattura è molto piccola. I vantaggi derivanti dalla scarsa efficacia della coalescenza diventano svantaggi quando si va a considerare il tempo di rilassamento per la conduzione delle cariche tra due cristalli. In generale infatti il tempo impiegato dalle cariche nel passaggio da un cristallo all'altro è grande rispetto a quello ad esempio che si impiegherebbe se le particelle fossero liquide. Questo tempo è stato stimato da Gross (1982) essere dell'ordine del millisecondo per ghiaccio puro a $-20^{\circ}C$. In nubi temporalesche però è praticamente impossibile trovare del ghiaccio puro a $-20^{\circ}C$ perché a queste temperature la formazione dei cristalli di ghiaccio è dominata dalla nucleazione eterogenea. Per cui per impurità di $3 \times 10^{-6} \text{moll}^{-1}$ e 10^{-3}moll^{-1} si hanno valori di tempo di rilassamento rispettivamente di $5 \times 10^{-5} \text{s}$ e 2×10^{-6} sempre a $-20^{\circ}C$. Questo tempo di rilassamento va paragonato al tempo di contatto tra due cristalli collidenti che da vari esperimenti è assunto variare da 10^{-4}s a 10^{-7}s per particelle di raggio rispettivamente da 1cm a $100 \mu\text{m}$. Quindi, per piccole particelle, un significativo trasferimento di carica avviene solo in presenza di una grande quantità di impurità.

In conclusione, il meccanismo di collisione è significativo solo se le particelle collidenti sono ghiacciate e presentano impurità. Risulta inoltre essere uno dei due meccanismi più efficienti per il caricamento elettrico delle nubi. Infatti è dimostrato sperimentalmente che l'interazione ghiaccio-ghiaccio sia un processo che intensifica il campo elettrico in nube, tramite una crescita esponenziale, fino al raggiungimento dei valori di campo comunemente misurati nei temporali.

3.3.3 Processi non induttivi

Numerosi esperimenti hanno dimostrato che il caricamento delle particelle di nube può avvenire anche in assenza di un campo elettrico esterno. Ne esistono vari meccanismi che verranno descritti in questo paragrafo

Effetto termoelettrico

Reynolds et al. (1957) ottennero evidenze sperimentali del fatto che cristalli di nube diventassero carichi in seguito a collisioni con altri cristalli aventi una temperatura diversa. Brook (1958) capì che il caricamento era dovuto alla diffusione degli ioni idrogeno per effetto del gradiente di temperatura che si viene a creare sulla superficie di contatto. Dato che gli ioni H^+ hanno una mobilità superiore agli OH^- , per effetto della diffusione ionica il cristallo più freddo risulterà caricato positivamente e quello caldo negativamente. Latham e Mason (1961) costruirono un modello unidimensionale per riprodurre questo fenomeno. Assumendo un gradiente di temperatura stazionario per tutte le specie di cristalli di ghiaccio, hanno ricavato la differenza di potenziale tra i cristalli in collisione in condizioni stazionarie. Ottennero quindi un gradiente di potenziale rispetto alla temperatura pari a:

$$-\frac{dV}{dT} = 1.9 \quad [mV/^{\circ}C] \quad (3.25)$$

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

prendendo valori tipici di mobilità per gli ioni positivi e negativi. Questa espressione fu verificata sperimentalmente sempre da Latham e Mason nello stesso anno. A partire dalla variazione spaziale del potenziale tra i due cristalli, si può ricavare la densità di carica sulla superficie di ciascun cristallo come

$$\sigma = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{dV}{dx} = 5 \times 10^{-5} \frac{dT}{dx} \quad (3.26)$$

dove ϵ è la costante dielettrica del ghiaccio. Per un tempo di contatto tra due cristalli di $t_c \approx 10^{-2}s$ si ha una densità di carica superficiale di

$$\sigma = \sigma_{max} = 3 \times 10^{-3} \Delta T [e.s.u. cm^{-2}] \quad (3.27)$$

Questo è il valore massimo che σ possa assumere perché per tempi di contatto inferiori il tempo di rilassamento delle cariche impedisce lo scambio delle stesse, mentre per tempi di contatto superiori il gradiente di temperatura tende a scomparire a favore dell'equilibrio termico locale. Quindi per due cristalli di ghiaccio a temperatura diversa, ad esempio T_1 e T_2 , si può ottenere la differenza di carica che occorre su uno dei due cristalli semplicemente moltiplicando la 3.27 per l'area di contatto A tra le due particelle

$$\Delta Q = 3 \times 10^{-3} |T_1 - T_2| \cdot A. \quad (3.28)$$

Ponendo $\Delta T \approx 5^\circ C$ e assumendo un'area di contatto di $(1/10)\pi a_c^2$ dove $a_c = 10\mu m$, si ottiene un $\Delta Q \approx 5 \times 10^{-9}$ e.s.u. o $\Delta Q \approx 1.5 \times 10^{-18}$ C per collisione. Questi risultati teorici sono in accordo con quanto osservato sperimentalmente da Latham e Mason (1961).

In seguito ad altri esperimenti condotti durante la seconda metà degli anni 60, nei quali venne inclusa anche la velocità di impatto dei cristalli, si concluse che qualitativamente l'effetto termoelettrico conduce alla struttura polare osservata, ma che quantitativamente non è sufficiente a giustificare il campo elettrico.

Potenziale di contatto

Parallelamente agli esperimenti di Reynolds et al. (1957) circa l'effetto termoelettrico, furono condotti una serie di sperimentazioni volte ad interpretare la separazione di carica non come una conseguenza della temperatura dei cristalli, ma in termini di differenza di potenziale. In generale infatti la carica trasportata dai cristalli non è distribuita uniformemente, perciò quando due cristalli entrano in contatto, per effetto di una collisione, le due superfici si troveranno ad un diverso potenziale. La differenza di potenziale che si perdura per tutta la durata del contatto favorisce il passaggio delle cariche tra i cristalli, caricandoli. Il caricamento è differente a seconda della temperatura delle superfici collidenti, dalla natura e dalla modalità di crescita delle particelle.

I cristalli di ghiaccio si caricano positivamente in seguito a processi che prevedono collisione e in seguito diffusione della particella più grande a discapito di quella più piccola. Se con tale meccanismo il cristallo più grande evapora invece di diffondere acquisirà una carica totale negativa. I due processi sono efficaci fintanto che ci si trova in un range di

temperature al di fuori dell'intervallo tra $-3^{\circ}C$ e $0^{\circ}C$. In quest'ultimo range troviamo infatti il melting layer la cui influenza sul caricamento della nube verrà trattato in seguito. Questo prima forma di interazione però è scarsamente efficace perché esclude tutte le particelle che diffondono o evaporano per effetti di riscaldamento o raffreddamento, per i quali il potenziale di contatto è ininfluenza.

Un caricamento di questo tipo è efficace solo quando si ha collisione tra cristalli di ghiaccio e una particella ghiacciata in fase di crescita diffusiva, in un ambiente ricco di acqua sopraffusa. La separazione di carica che ne consegue oscilla tra 1 e $5 \times 10^{-4}C$ per collisione, e, senza riguardo per il segno di carica, non c'è correlazione diretta con la temperatura. I cristalli *rimed*, ovvero cresciuti per diffusione in un ambiente ricco di acqua sopraffusa, così formati avranno una carica negativa a temperature compresi tra -15 e $-20^{\circ}C$, e avranno carica positiva se compresi tra -5 e $-10^{\circ}C$. In questo modo lo stesso meccanismo è in grado di spiegare la differenziazione dei poli di carica all'interno della nube, soprattutto per quanto riguarda in core e il melting layer della nube stessa.

A causa della complessità del fenomeno, allo stato attuale delle conoscenze non esiste una teoria in grado di spiegare quantitativamente questo meccanismo. Le complessità derivano dalla natura molto variabile dei cristalli rimed, per i quali il meccanismo sembra essere molto efficiente, oltre al fatto che è necessario conoscere parametri difficili da stimare in nubi temporalesche come la velocità di impatto, l'angolo di impatto e la differenza di temperatura che occorre tra le due particelle in collisione. In mancanza di dati quantitativi non si può sapere se e con che efficienza il potenziale di contatto influisca nell'effettivo caricamento di una nube. L'unica cosa su cui si è certi è che questo meccanismo, grazie alle leggi che regolano l'elettrostatica, esiste.

Effetto Workman-Reynolds

Quando goccioline di acqua sopraffusa vengono catturate da cristalli di ghiaccio in caduta, esse ghiacciano sulla superficie del cristallo. Il ghiacciamento può essere istantaneo o meno a seconda della temperatura della regione di nube in cui avviene la collisione e quella delle particelle coinvolte. Durante il processo di ghiacciamento viene a crearsi una differenza di potenziale tra cristallo e acqua in ghiacciamento, chiamato potenziale di interfaccia ghiaccio/acqua, che è funzione della tipologia e della quantità di ioni in soluzione e del rate di ghiacciamento. Il potenziale di interfaccia fu per primo misurato da Workman e Reynolds (1950), da cui il meccanismo prese il nome. Essi suggerirono che ci potesse essere una separazione di carica conseguente al distacco di goccioline d'acqua liquida in seguito alla collisione tra cristallo e gocciolina. In laboratorio è stato poi misurato tale potenziale in funzione del tempo da Caranti e Illingworth (1983), con risultati deludenti. Il meccanismo già in questi termini comporta una separazione di carica molto piccola. Oltretutto il potenziale di interfaccia è fortemente influenzato dagli ioni in soluzione, fatto che rende ancora più inefficiente il meccanismo. In conclusione l'effetto Workman-Reynolds non è in grado di spiegare la separazione di carica registrabile in un temporale.

Breakup

Durante i meccanismi di crescita, i cristalli di ghiaccio possono assumere svariate forme. Quelle più fragili sono caratterizzate da punte che si sviluppano a partire dal corpo centrale del cristallo verso l'esterno. I cristalli più comuni da questo punto di vista sono le dendriti. Le protuberanze sono molto fragili in quanto generalmente sottili e sono facilmente soggette a breakup, come risultato di collisioni con altre particelle o a causa delle forze idrodinamiche che tengono in sospensione il cristallo. In ogni caso in concomitanza di un processo di breakup si ha molto spesso una separazione di carica che, solitamente, lascia il corpo centrale del cristallo carico negativamente e le punte positivamente. Questo meccanismo da solo è insufficiente a giustificare separazioni di carica osservate. Mason (1971) propose quindi una “collaborazione” tra breakup ed effetto termoelettrico. Assunse infatti che il cristallo di ghiaccio si trovasse ad una temperatura fissa, mentre ciò che lo circondava fosse a temperatura ambiente. In questo modo aveva le condizioni giuste per sviluppare una differenza di temperatura superficiale ogni volta che il cristallo di ghiaccio urtava contro un'altra particella di nube. Utilizzando la 3.27 nella forma

$$\sigma = 5 \times 10^{-5}(T_{in} - T_{out})/\Delta x \quad (3.29)$$

dove $\Delta x = (1/10)a_d$ con $a_d = 1mm$ raggio della gocciolina, $T_{in} = 0^\circ C$ e $T_{out} = -15^\circ C$, ottenne una carica dell'ordine di $10^{-4}e.s.u.$ sul corpo principale del cristallo, in accordo con quanto osservato in nube.

Il problema di questo modello è che il breakup non avviene con la frequenza necessaria per giustificare separazioni di carica richieste. Perciò il breakup dei rami dendritici dei cristalli di ghiaccio non è ritenuto essere un meccanismo maggioritario per la distribuzione della carica in nube.

Oltre al breakup coinvolgente solo cristalli di ghiaccio, si ha rottura anche quando la fase delle gocce è liquida. I meccanismi di breakup principali concorrono tutti a produrre una separazione di carica, sia essa contenuta in gocce d'acqua o cristalli di ghiaccio. Durante la rottura delle gocce infatti, gli elettroni vengono strappati alla goccia per poi interagire con l'ambiente circostante. Il corpo principale della goccia rimane così carico positivamente. Questo meccanismo produce una piccola quantità di carica sulle gocce, ed è in grado di giustificare qualitativamente soltanto il sottile strato di nube che costituisce il boundary alla base della nube stessa. Quantitativamente la carica separata con questo meccanismo sarebbe insufficiente anche se tutto il contenuto di acqua liquida in nube subisse processi di breakup tre volte ogni 10 minuti (Mason, 1971). Per questo motivo tale processo risulta del tutto inefficiente.

Splintering durante il processo di Hallett-Mossop

Lo splintering¹² del cristallo di ghiaccio ha destato grande interesse nel recente passato come possibile responsabile della separazione di carica. Latham e Mason (1961) notarono

¹²che letteralmente può essere tradotto con “frantumazione”

che i frammenti di ghiaccio creati durante il ghiacciamento di gocce d'acqua sopraffusa su una larga superficie ghiacciata, durante quindi i processi di riming, sono carichi. Stimarono che per piccole goccioline, $20 - 90\mu m$ di diametro, che impattino su sfere di ghiaccio di $5mm$ di diametro, frammenti ghiacciati carichi positivamente vengano emessi lasciando il cristallo rimed negativo. Qualitativamente questo meccanismo rispetta la polarità delle nubi temporalesche ma quantitativamente non è in grado di giustificare da solo la separazione di carica necessaria. Studi più approfonditi in merito a tale processo furono condotti da Hallett e Saunders (1979) sfruttando il processo di Hallett-Mossop sviluppato 5 anni prima. Il processo di Hallett-Mossop è un'importante sorgente di particelle in nube, soprattutto nelle regioni in cui la temperatura è compresa tra $-3^{\circ}C$ e $-8^{\circ}C$. Il meccanismo implica l'accrescimento di gocce d'acqua sopraffusa da parte di idrometeorite in cui è predominante la fase ghiaccio, siano esse cristalli, graupel o chicchi di grandine. L'acqua sopraffusa ghiaccia istantaneamente sulla superficie ghiacciata. Se le condizioni sono favorevoli, l'aggregato può rompersi in più frammenti o può emettere goccioline in forma liquida che ghiacciano istantaneamente nell'ambiente esterno. I frammenti cresceranno rapidamente per diffusione in un ambiente ricco di vapore fino a formare nuovi cristalli che ricominceranno il ciclo. Al netto vengono formate grandi quantità di cristalli di ghiaccio.

Hallett e Saunders, come precedentemente accennato sfruttarono questo effetto per ricercare un meccanismo di caricamento della nube. Trovarono che i frammenti di ghiaccio sono carichi elettricamente. In fase di crescita il cristallo di ghiaccio si carica positivamente mentre in fase di sublimazione risulta carico negativamente, in accordo con quanto visto nel processo di elettrificazione coinvolgente il potenziale di contatto. Gli autori conclusero che il segno di carica fosse una diretta conseguenza dello stato fisico della superficie del cristallo e della pressione di vapore in rapporto a quella del vapore contenuto nella regione di nube in cui si trova il cristallo.

Il meccanismo descritto è insufficiente a spiegare la separazione di carica di un temporale in quanto la carica sui frammenti è troppo piccola e la crescita per diffusione non crea un accumulo di carica sufficiente.

Melting layer

Nonostante i cristalli di ghiaccio abbiano, nella maggior parte dei casi, un corpo principale caricato negativamente, le misure eseguite sulle gocce precipitanti al di fuori della nube rivelano una predominanza di cariche positive sulle gocce. Dinger e Gunn (1946) proposero un sistema di caricamento che coinvolgesse il melting layer. Mostrarono che cristalli di ghiaccio contenenti bolle d'aria, come ad esempio grandine o graupel, acquistano una carica positiva attraversando il melting. Drake (1968) dimostrò che il caricamento è dovuto all'espulsione di cariche negative dal cristallo per effetto dell'esplosione delle bolle d'aria che entrano in contatto con l'ambiente esterno durante i processi di scioglimento del ghiaccio in atto nel melting layer. Il caricamento è funzione del raggio delle bolle d'aria, il contenuto di ghiaccio delle bolle e del contenuto di ioni presenti nel melting. Il meccanismo prevede che le bolle a contatto con l'aria di nube interagisca con essa la-

sciando il corpo del cristallo carico. La carica positiva sul cristallo può spiegare lo strato inferiore della nube, ma il meccanismo è del tutto locale e non influisce minimamente alla struttura elettrica dei livelli superiori.

3.3.4 Interazione gristallo/graupel

Un paragrafo a parte viene interamente dedicato al meccanismo non induttivo che coinvolge l'interazione tra una grossa particella di graupel e piccoli cristalli di ghiaccio in un ambiente ricco di acqua sopraffusa, come mostrato in figura 3.8. Una graupel non è

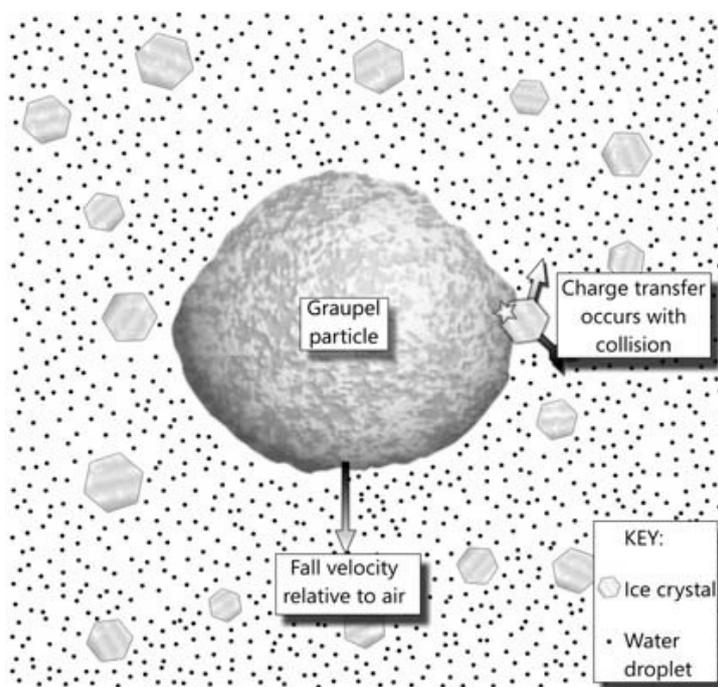


Figura 3.8: Graupel in crescita per accretion in un ambiente ricco di acqua sopraffusa e cristalli di ghiaccio, i quali interagiscono con la graupel tramite collisioni. Questo ambiente è favorevole al caricamento di entrambe le particelle collidenti

altro che un cristallo di ghiaccio che è cresciuto per interazione con acqua sopraffusa, la quale entrando in contatto col cristallo, ghiaccia nell'istante in cui si “spalma” sulla sua superficie. Le condizioni mostrate in figura 3.8 sono estremamente comuni in nubi temporalesche, anche a diverse quote. Le graupel infatti sono particelle molto comuni in nubi di questo tipo, soprattutto alle medie latitudini, per cui è logico aspettarsi che siano coinvolte in un meccanismo di elettrificazione piuttosto proficuo.

I primi studi a riguardo risalgono al 1978 e alle ricerche relative al processo di Hallett-Mossop. Fu noto fin da allora che la carica rinvenuta sui frammenti di ghiaccio, risultato del processo descritto in precedenza, fosse insufficiente a garantire l'elettrificazione richiesta. Tuttavia fu osservato un trasporto di carica via via crescente man mano che il

frammento di ghiaccio aumentava il suo diametro. Inoltre fu osservata una prevalenza di cariche superficiali positive sul nuovo cristallo rimes al contrario di quanto mostrato da Reynolds et al. (1957) che usò la prevalenza di cariche negative su cristalli di questo tipo per spiegare una parte della struttura elettrica di nube. Fu Jayaratne (1983) a sciogliere ogni dubbio a riguardo mostrando che il segno di carica può essere positivo o negativo in funzione della temperatura e del contenuto di acqua liquida, come mostrato in figura 3.9. Essa è il risultato di un esperimento che mostra come il segno di carica delle graupel si

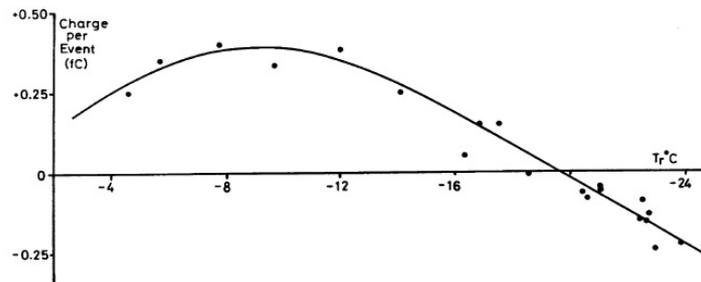


Figura 3.9: Cambiamento del segno della carica di una graupel che ha subito processi di collisione con cristalli di ghiaccio, in funzione della temperatura

inverte ad una certa quota, considerando un contenuto d'acqua liquida uguale per tutti i casi analizzati. Il differente segno assunto dalle graupel in funzione della temperatura può giustificare la struttura elettrica della nube. Infatti lo scioglimento della graupel che accorre nel melting¹³ completa il tripolo. La carica negativa contenuta nelle bolle d'aria o nei frammenti che si staccano dalla graupel vengono risospinti nel centro di carica negativo dalle forze idrodinamiche, rafforzando il tripolo. In questo modo possono essere raggiunti i campi elettrici necessari per formare una scarica.

Molte osservazioni sono state effettuate negli anni passati ed hanno condotto ad importanti risultati. In particolare, una serie di misure *in situ* svolte tramite penetrazioni di aircraft in alcuni temporali del Montana hanno portato Dye et al. (1986) a conclusioni interessanti. Notarono infatti un incremento nell'intensità del campo elettrico nelle regioni in cui sono presenti particelle di ghiaccio e acqua sopraffusa. Nella stessa regione, tramite misuratori laser, sono stati individuati grandi quantità di cristalli rimed e graupel. Queste misure portarono la comunità scientifica a convincersi sempre più che le collisioni tra cristalli di ghiaccio e graupel in presenza di acqua sopraffusa siano il meccanismo che più di ogni altro conduce alla formazione dei campi elettrici osservati e alla produzione di fulmini.

Il meccanismo di caricamento

Ogni meccanismo basato sulla deposizione di vapore sulla superficie di un cristallo deve soddisfare una legge che Baker et al. (1987) formularono e dimostrarono. Questa suggerì-

¹³come descritto nel paragrafo dedicato: "melting layer"

CAPITOLO 3. ELETTRICITÀ IN NUBE

sce che quando due superfici ghiacciate, aventi un rate di crescita per diffusione diverso, entrano in contatto, bisogna valutarne il rate di crescita *relativo*. Infatti è dimostrato che per i processi di collisione cristallo/graupel, o più generalmente cristallo/cristallo, la superficie della particella che ha il rate di diffusione maggiore si carica positivamente, in seguito alla collisione. Questo risultato è in accordo con molteplici esperimenti di laboratorio e tutt'oggi è ritenuto valido.

La teoria fu sviluppata da Dash et al. (2001) e riguarda due generici cristalli di ghiaccio. La superficie del cristallo col rate di crescita maggiore ha una quantità di carica superficiale negativa disponibile ad essere separate maggiore, e quindi rimane carica positivamente. In accordo con la teoria un grande rate comporta una crescita rapida, ma non omogenea, ed ad alte densità di carica. Il vapore che diffonde sulla superficie del cristallo è formato da ioni H^+ e OH^- in egual quantità. Tuttavia mentre gli ioni OH^- sono tenuti in posizione sulla superficie del cristallo tramite un legame idrogeno, gli ioni H^+ sono liberi di abbandonare la superficie, trasferendosi verso il centro del cristallo. In questo modo si viene a creare un potenziale superficiale negativo, mentre la carica netta totale del cristallo rimane nulla. Due particelle che collidono tendono ad equilibrare la differenza di potenziale tra le loro superfici; in questo modo la particella col rate maggiore trasferirà cariche negative all'altra. In definitiva la particella col rate maggiore rimane carica positivamente mentre l'altra lo sarà negativamente.

Il passaggio delle cariche diventa più efficiente maggiore è la quantità di acqua soprappusa presente sulle superfici nel momento del contatto. Infatti lo scambio di massa, e quindi della carica in essa contenuta, è molto più efficiente se la superficie di contatto è soprappusa e non ghiacciata. Durante la collisione tra due cristalli, le superfici di contatto subiscono un processo di fusione istantanea che favorisce gli scambi. Tuttavia la presenza nell'ambiente di nube in cui avviene la collisione di grandi quantità di acqua soprappusa, garantisce la permanenza sulla superficie dei due cristalli di una velatura di acqua in forma liquida che facilita i passaggi di carica e massa.

Il trasferimento netto di massa avviene nel verso opposto rispetto al trasferimento di carica (Mason e Dash, 2000). Ovviamente la massa in questione non è altro che acqua soprappusa presente sulla superficie dei cristalli nella quale sono disciolte le cariche. Il trasferimento di queste ultime è così enormemente agevolato. Per questo motivo il meccanismo descritto presenta una grande efficienza nella separazione della carica in nube.

Da un punto di vista puramente teorico il quadro è completo. Occorre ora capire quale sia sperimentalmente l'interazione più efficiente possibile. Numerosi studi in laboratorio e osservazioni in nube indicano il processo di collisione tra cristallo di ghiaccio e graupel come meccanismo più efficiente nella separazione di carica. Ripercorrendo i vari step che definiscono la teoria si riesce a giustificare l'evidenza sperimentale. La graupel infatti, data la sua struttura microfisica, ha un rate di crescita diffusivo inferiore al cristallo di ghiaccio. Al contrario la grupel avrà una quantità di massa superficiale sotto forma di acqua soprappusa maggiore del cristallo. Ipotizzando una graupel in caduta alla velocità terminale e un cristallo in ascesa per effetto del trasporto idrodinamico, si ha lo scenario rappresentato in figura 3.10. Così mentre il flusso di carica è dal cristallo di ghiaccio alla

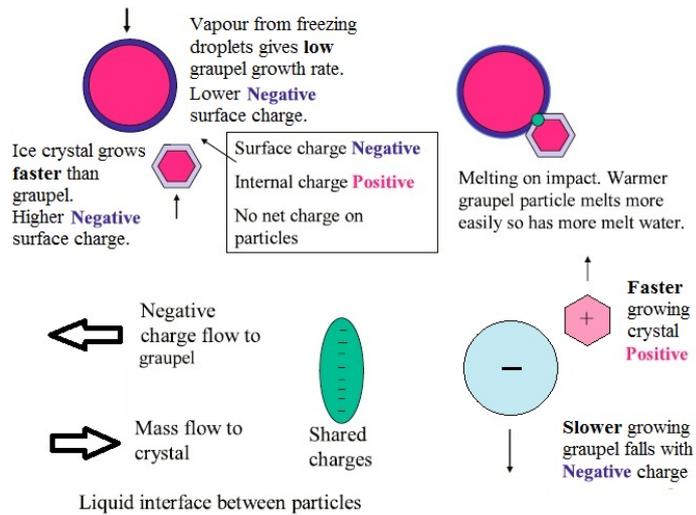


Figura 3.10: Graupel cresciuta per accretion in ambiente ricco d'acqua sopraffusa in collisione con un cristallo di ghiaccio più freddo. Viene ivi riportato il passaggio di massa e carica tra le due particelle. La graupel diventa carica negativamente e il cristallo positivamente

graupel il flusso di massa segue il verso opposto. La carica negativa fluisce dalla superficie del cristallo a quella della graupel, lasciando carico positivamente il cristallo di ghiaccio, in accordo con la teoria.

Il meccanismo appena descritto è come detto considerato il principale candidato a spiegare la struttura elettrica riscontrata in nubi temporalesche. Tuttavia se qualitativamente si hanno risultati soddisfacenti è difficile avere conferme quantitative anche dagli apparati strumentali volti a riprodurre il fenomeno in laboratorio. La grande quantità di variabili in gioco infatti, unita alla caoticità del sistema atmosferico in sé, rendono difficile qualsiasi rappresentazione in laboratorio, sia essa sotto forma di modello numerico o di riproduzione in scala del fenomeno vero e proprio. Pertanto i risultati saranno sempre in forma probabilistica e mai deterministica, lasciando sempre parecchie incertezze per quanto riguarda la definizione del processo che meglio giustifica la struttura elettrica in nube.

Capitolo 4

Processi di scarica

I processi di scarica si generano a partire da nubi temporalesche i cui campi elettrici interni sono sufficientemente intensi¹. Non sono ancora del tutto chiare le dinamiche che portano alle scariche elettriche, fatto che rende estremamente attuale il problema in questione. Esistono infatti delle incongruenze tra teoria, osservazioni e quale si crede che sia la dinamica in gioco. L'incongruenza più grande riguarda l'intensità del campo elettrico. In nube si registrano campi dell'ordine dei $10^5 Vm^{-1}$ fino ad un istante prima della scarica. Il problema sorge considerando scariche che devono uscire dall'ambiente di nube. Esse infatti per avvenire devono in precedenza produrre un canale di ionizzazione. Perché ciò avvenga è necessario un campo elettrico che superi il valore di forza dielettrica dell'aria, ovvero l'intensità di un campo necessaria per iniziare la ionizzazione tra due elettrodi in aria secca a temperatura e pressione standard, che è $E_s = 7 \times 10^7 Vm^{-1}$, due ordini di grandezza in più del campo elettrico di nube. Nella sezione 3.3 si è provato a darne una spiegazione, partendo dal presupposto che il campo elettrico in nube possa crescere velocemente grazie al raggio di curvatura delle idrometeore più grandi. Ivi si sono analizzati tutti i possibili candidati al raggiungimento di tale valore del campo, ma non si è ancora giunti ad una conclusione definitiva.

In questo capitolo verranno trattati sia i fulmini che i transient luminous events. Nei paragrafi seguenti si partirà dal presupposto che entrambi questi fenomeni abbiano luogo in nubi temporalesche, la cui struttura elettrica è stata descritta nel capitolo precedente.

4.1 Lightning

I forti campi elettrici di nube provocati dalla distribuzione spaziale della carica all'interno della nube stessa sono i responsabili della formazione dei processi di scarica. I più conosciuti, nonostante l'alone di incertezza che ancora avvolge tali fenomeni, sono i fulmini. Si tratta di flussi di cariche tra due superfici conduttrici (ad esempio nube e suolo) poste ad una certa differenza di potenziale e messe in comunicazione attraverso un mezzo, generalmente un dielettrico. Pertanto è necessario un campo elettrico in grado di generare

¹vedi capitolo 3

CAPITOLO 4. PROCESSI DI SCARICA

la rottura del dielettrico. Quando il dielettrico in questione è l'aria esterna alla nube², il valore del campo elettrico di nube non è sufficiente. Misurazioni effettuate pochi istanti prima di una scarica rivelano campi elettrici la cui intensità è inferiore di due ordini di grandezza rispetto al valore di forza dielettrica dell'aria. Come già accennato nel capitolo 3, il verificarsi di scariche elettriche deve essere giustificato da qualche fenomeno interno o adiacente la nube. Due sembrano essere questi fenomeni, anche se non esiste una base teorica solida a supportarli; si tratta della curvatura delle grosse idrometeore o della riduzione della resistività dell'aria. Per quanto riguarda il primo dei due, sembrerebbe che, in presenza di grandi quantità di grosse gocce sia sufficiente un campo elettrico dell'1% rispetto al valore di forza dielettrica dell'aria per iniziare il processo di scarica [7]. Questo valore sarebbe del tutto in accordo con i dati osservati in nube. Se questa teoria venisse verificata da dati sperimentali collezionati da diversi temporali, potrebbe effettivamente porre delle certezze alla base dei fenomeni di scarica.

La riduzione della resistività dell'aria invece può essere dovuta a diversi fattori, non correlati con ciò che effettivamente avviene nella nube, come la densità, la temperatura, l'umidità, la composizione chimica dell'aria e il contenuto di ioni liberi [4]. In ogni caso, quando uno dei due eventi si verifica (più probabilmente il primo rispetto al secondo) hanno inizio i processi di scarica.

La maggior parte dei fulmini hanno origine nella regione di nube caricata negativamente e trasportano carica negativa. Esistono tuttavia fulmini portanti carica positiva, anche se molto più infrequenti rispetto a quelli negativi.

Inoltre le scariche che occorrono in troposfera possono essere classificate in base alle superfici conduttrici che mettono in comunicazione. Avremo quindi tre categorie:

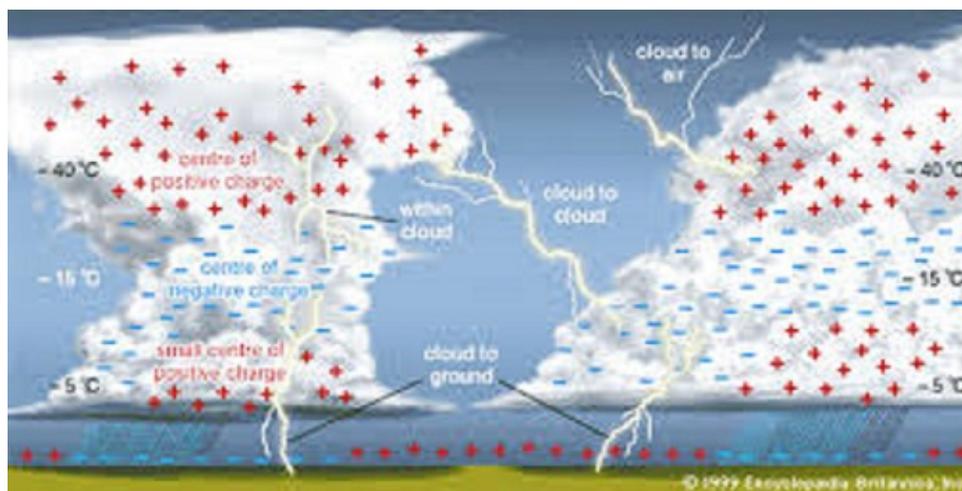


Figura 4.1: Classificazione dei fulmini in base alla direzione di propagazione e alle superfici con cui interagiscono

²non lo è sempre in quanto esiste una categoria di scariche che avvengono all'interno della nube stessa (verranno analizzate nel seguito della sezione)

- Cloud to Ground flashes (CTG); si tratta probabilmente della “stereotipazione” del fulmine più comune nell’immaginario sociale (un lampo che squarcia l’oscurità e che cade al suolo dopo essere partito dalla nube). La sequenza di formazione e di evoluzione del fenomeno, nonostante la sua brevità, è molto complessa (oltre che l’unica nota con una certa accuratezza) e verrà descritta in una sezione a parte.
- Intra Cloud flashes (IC); si tratta di scariche che avvengono all’interno della stessa nube, generalmente tra i due principali centri di carica positiva e negativa, anche se non è raro avere fulmini che coinvolgono anche altre regioni della nube. Poiché le maggiori differenze di potenziale si riscontrano tra i centri di carica posti all’interno del temporale stesso e poiché la costante dielettrica all’interno delle nubi è inferiore a quella dell’aria esterna, la maggior parte dei fulmini è di questo tipo. Questo fatto si intensifica nei temporali estivi e sopra le zone aride dove la base della nube è bassa. A causa del volume della nube che circonda le scariche IC, non si conosce molto circa la struttura di questi eventi. Spesso sono soggetti a diffusione nella regione su cui impattano; la luce emessa viene attenuata dal corpo della nube ed emerge da quest’ultima sotto forma di bagliore. In questi casi particolari vengono anche chiamati “sheet lightnings”, ovvero “lampeggi”.
- Inter Cloud o Cloud to Cloud flashes (CTC); si tratta di scariche che avvengono tra due nubi adiacenti ma non confinanti. Accorrono quando il campo elettrico tra le nubi è intenso a sufficienza per iniziare una sequenza di breakdown. Si ritiene che la sequenza di scarica sia del tutto analoga a quella dei fulmini CTG. Sono molto più rari delle altre due tipologie di scarica.

Oltre a queste tre categorie esistono altri tipi di scariche, come ad esempio quelle che si propagano dalla nube verso la ionosfera di cui si parlerà nella sezione 4.2. Esistono tuttavia processi di fulminazione relativi ad altri fenomeni atmosferici come eruzioni vulcaniche e tempeste di sabbia. Le plume vulcaniche producono infatti grandi perturbazioni nel gradiente di potenziale atmosferico alla superficie. Inoltre sono state misurate alte densità di carica nelle ceneri vulcaniche che possono alterare le concentrazioni di carica in atmosfera. La complessa composizione delle plume, che tra le diverse componenti prevede anche gas, particelle solide e idrometeore, contempla alcuni meccanismi di caricamento elettrico. Per plume ricche di silicati, in forma di particelle solide, il meccanismo predominante prevede l’emissione di ioni e particelle atomiche durante gli eventi di frattura del magma che fuoriesce in maniera esplosiva dal cono vulcanico. Nelle plume che si formano in seguito del contatto tra la lava e l’acqua marina, il meccanismo di caricamento più attivo è legato ai processi di ebollizione dell’acqua stessa per effetto delle alte temperature della lava. A seconda del meccanismo di separazione di carica e dell’intensità con cui agisce, si verificano diversi processi di scarica, con frequenze anche molto alte all’interno dello stesso complesso di plume se l’eruzione vulcanica è particolarmente intensa [14]. Anche nelle tempeste di sabbia si hanno fenomeni elettrici. Le cariche infatti vengono separate durante i processi di collisione che si verificano tra particelle di sabbia sospese o

CAPITOLO 4. PROCESSI DI SCARICA

tra esse e il suolo. Qualora questo meccanismo, supportato dai dati sperimentali, acquisisca un'efficienza tale da separare ingenti quantità di carica, è possibile che si verifichino processi di scarica [15].

Gli ultimi due processi abbozzati³ suscitano un interesse particolare nella comunità scientifica. Infatti è probabile che tali fenomeni, così come le scariche da temporale, si verifichino non solo sul nostro pianeta ma anche su altri pianeti dotati di atmosfera, ma con frequenza maggiore rispetto ai fulmini stessi.

Frequenza e distribuzione

Prima di dedicarsi alla descrizione dei vari step che identificano le scariche CTG, si propone una rapida panoramica relativa alla distribuzione ed occorrenza dei fulmini sul globo, per rendere quantitativa la descrizione in atto. Nell'ultima sezione del primo capitolo si è parlato di occorrenze globali di fulmini, considerando che mediamente si ha una frequenza di ~ 1500 temporali al secondo. Non è riduttivo, quindi, stimare un'occorrenza che oscilla tra 100 e 300 scariche al secondo. Analizzando i singoli temporali emerge una grande variabilità locale nei rapporti tra le tipologie di scarica viste in precedenza. Ciò nonostante, facendo una statistica sul lungo periodo, si ottiene che il 70 – 80% dei fulmini risulta essere IC (Boccippio et al. 2000, 2001). Il restante 20 – 30% è quasi interamente rappresentato da scariche CTG, delle quali il 90% trasporta carica negativa mentre solo il 10% trasporta carica positiva (Poelman 2010).

Dato che la maggior parte dei fulmini ha origine nei temporali di tipo convettivo, la distribuzione delle scariche sul globo sarà funzione della convezione. La maggior parte dei fulmini si verifica nella fascia latitudinale compresa tra i due tropici, in prevalenza sulle masse continentali e durante la stagione estiva.

4.1.1 Cloud to Ground flashes

Per descrivere i processi che caratterizzano il fulmine CTG si fa riferimento ad una scarica negativa, molto più probabile di una positiva, come illustrato in figura 4.2. L'intero processo può essere minimizzato in termini di scarica al suolo di una grande quantità di carica negativa accumulata nella regione negativa di nube attorno ai $-15^{\circ}C$, una volta soddisfatte le condizioni necessarie alla scarica stessa. In realtà il meccanismo è molto più complicato e si compone di diverse fasi. Quando le condizioni ambientali diventano favorevoli, il processo di scarica entra nella sua prima fase governata dallo *stepped leader*. Questa fase è generalmente preceduta da un processo di breakdown preliminare o iniziale che avviene all'interno della nube. Si verifica infatti una scarica tra la regione negativa di nube e la sottostante positiva. A partire da tale scarica si origina il leader.

Lo stepped leader è formato da una rete di canali luminosi, anche se poco visibili, che si propagano a zigzag (da qui il termine stepped cioè *a gradino*) creando una serie di biforcazioni dalla nube al suolo. Sulla punta di ognuna delle biforcazioni si ha un accumulo

³una trattazione completa eccede gli scopi di questa trattazione

di materiale plasmatico ionizzato, il quale ionizza la materia con cui viene in contatto durante il suo percorso. Questo processo è rappresentato nella prima immagine di figura 4.2. Le ramificazioni del canali si propagano nelle direzioni più favorevoli alla ionizzazione, in base alle proprietà del mezzo attraversato. Per questo motivo non è raro vedere alcuni rami propagarsi in direzione opposta rispetto al flusso generale delle ramificazioni, che è come detto dalla nube al suolo. Il ramo che incontra minor resistenza alla ionizzazione riesce ad arrivare in prossimità della superficie. tutte le ramificazioni crete dal leader presentano un accumulo di cariche negative, originate in seguito alla ionizzazione dell'aria. Wunder e Whiteson (1996) stimarono in $10^5 ms^{-1}$ la velocità dello stepped leader, mentre un deposito di carica di $10 - 30C$ lungo il percorso fu supposto da Zemke (1992) [4]. Con l'avvicinamento al suolo dello stepped leader, è spesso possibile notare un stepped leader, partente dalla superficie, congiungersi con il leader discendente ad una decina di metri dal suolo. Questo flusso è chiamato *streamer* e, nel caso di leader negativo, è caricato positivamente. Dalla congiunzione tra stepped leader e streamer si forma il canale ionizzato attraverso cui le cariche accumulate in nube giungono al suolo (immagini 2 e 3 in figura 4.2).

A volte è anche possibile osservare lo streamer in assenza del leader. In questo caso lo sviluppo è del tutto analogo ai rami del leader che si propagano in atmosfera senza raggiungere il suolo.

La formazione dello streamer è favorita quando il terreno presenta delle *punte* conduttrici. Infatti l'accumulo di cariche che si verifica su una punta favorisce l'attrazione reciproca tra queste e le cariche presenti nello stepped leader. Quando l'attrazione elettrica diventa predominante sulla forza dielettrica del mezzo lo streamer si forma e si congiunge al leader. Questo processo spiega perché i fulmini siano orientati a cadere maggiormente sulle punte rispetto ai terreni piatti. Tuttavia si osservano molteplici eccezioni a questa descrizione, le quali non hanno una spiegazione precisa.

Finora i processi illustrati presentano una scarsa visibilità e tempi di osservabilità molto brevi, pertanto sono difficili da scrutare ad occhio nudo. Il processo maggiormente visibile di tutto il meccanismo di scarica è il successivo, ovvero il *return stroke*. Fonti recenti considerano il return stroke come un flusso di carica positiva che passa all'interno del canale ionizzato formato dal leader, dalla superficie alla nube. Durante il suo tragitto tenderà a neutralizzare la carica negativa che è accumulata lungo le pareti del canale. In realtà l'elevata velocità con cui il return stroke transita nel canale, almeno nei primi millisecondi, difficilmente permette l'interazione delle cariche positive contenute nel flusso con quelle negative sui bordi del canale. Questo perché la velocità con cui le cariche interagiscono elettricamente è inferiore alla velocità del flusso. In questo modo parte del canale rimane carico negativamente. La carica positiva trasportata dal flusso viene così depositata nella regione di nube in cui ha origine il leader [16]. Contemporaneamente, le cariche negative rimaste sui bordi del canale fluiranno verso il suolo. In questo modo la carica in eccesso alla superficie viene rimossa. Per quanto concerne un positive flash il processo è lo stesso anche se il segno delle cariche risulta invertito, a partire da quello della regione di nube in cui ha origine il leader (anch'esso di segno opposto).

CAPITOLO 4. PROCESSI DI SCARICA

La velocità alla quale si propaga il return stroke è superiore a quella dello stepped leader. In media è stimata essere compresa tra $c/3$ e $c/2$, dove c è la velocità della luce (Rakov, 2007). La velocità è massima nei primi metri di atmosfera e cala con la quota. La corrente trasportata da un tipico return stroke ha un massimo a circa $30kA$ nei primi microsecondi di vita, per poi decadere molto rapidamente per effetto della propagazione della corrente in tutti i rami aperti dal leader (Rakov e Uman, 2003). La carica negativa rimasta nel canale viene trasportata al suolo, anche se risulta in quantità molto variabili. Ciò nonostante sono stati registrati valori anomali di corrente e carica rispettivamente di $100kA$ e $350C$.

Il passaggio della corrente riscalda repentinamente il canale fino a temperature di $\sim 30,000K$ e crea una pressione di $10atm$ o più (Rakov e Uman, 2003). In questo modo il canale si espande ed irradia una grande quantità di energia sotto forma di shock wave e radiazione luminosa. La prima verrà trattata nel paragrafo conclusivo di questo capitolo. La seconda è la spiegazione della forte luminosità tipica del return stroke.

In seguito al passaggio del return stroke il canale ionizzato può chiudersi. In questo caso il meccanismo che concerne la singola scarica risulta concluso e il fulmine così prodotto prende il nome di *single-stroke flash*. Molto spesso invece a chiudersi sono solo i rami secondari mentre il canale principale rimane aperto; esso viene quindi attraversato da un secondo leader, chiamato *dart leader*, come mostrato nella quinta immagine di figura 4.2. Nell'intervallo di tempo che occorre tra la fine del return stroke e l'inizio del dart leader hanno luogo due processi, denominati J e K. Il processo chiamato J riguarda la formazione di un piccolo leader positivo che si propaga dalla regione in cui i meccanismi di scarica hanno inizio e lo strato di nube a carica negativa. Il processo chiamato K riguarda la conseguente formazione di uno streamer nella regione negativa della nube, che si allaccia al leader appena generato. La combinazione dei due processi conferisce un apporto addizionale di carica negativa che il dart leader trasporterà nel canale, ma che non necessariamente sarà in grado di raggiungere il suolo.

Il dart leader si propaga all'interno del canale ad una velocità media dell'ordine dei 10^7ms^{-1} ignorando la presenza dei rami secondari. La carica totale prodotta dai processi J e K, e depositata lungo il canale, ammonta a circa $1C$. Alcuni dart leader possono creare nuove ramificazioni una volta giunti in prossimità del suolo; essi vengono comunemente chiamati *dart stepped leader*. Se invece il dart leader esce subito dal canale preesistente e ne forma un altro, allora costituirà il processo iniziale nel meccanismo di produzione di una nuova scarica.

Una volta che il dart leader si raggiunge il suolo un nuovo return stroke risale il canale, percorrendo lo stesso tragitto occorso al primo flusso (immagine 6 figura 4.2). Il tempo di vita del primo return stroke è maggiore di quello del secondo in quanto la velocità di quest'ultimo è superiore. La corrente trasportata dal secondo return stroke invece è inferiore a quella del primo ed è stimabile in $10 - 15kA$.

Spesso alcuni meccanismi di scarica sono interessati da più di due return stroke, intervallati l'un l'altro da un dart leader. Quando ciò accade, il fulmine dà la sensazione di star lampeggiando. Al netto di tutto il meccanismo di scarica si ha un passaggio di carica

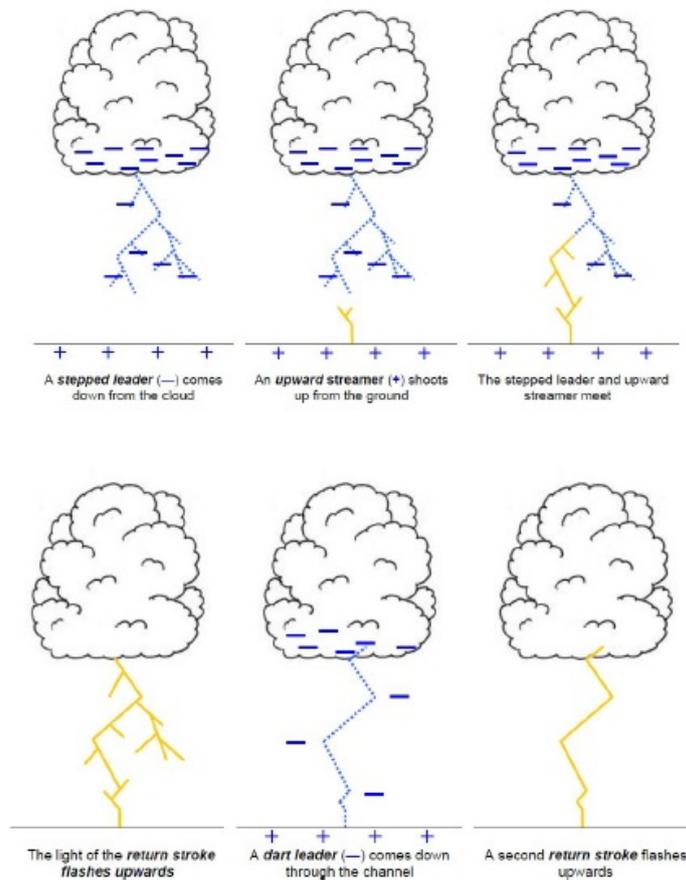


Figura 4.2: Schematizzazione delle varie fasi di sviluppo di un fulmine Cloud to Ground negativo

negativa dalla nube al suolo e positiva dal suolo alla nube.

4.1.2 Fulmini e clima

I fulmini sono un buon indicatore dell'intensità della convezione in atmosfera. La convezione è un fenomeno che occorre quando una certa regione di atmosfera prossima alla superficie diventa instabile per effetto della radiazione solare o del rimescolamento di masse d'aria di diversa densità. Le maggiori occorrenze di fulmini si hanno nelle regioni del globo in cui l'instabilità raggiunge i suoi valori massimi. Le regioni di instabilità infatti non sono distribuite in maniera random sul globo, ma sono organizzate in modo da seguire il clima terrestre, la cui forzante principale è il riscaldamento differenziato della superficie terrestre. Un cambiamento climatico è quindi collegabile ad una riorganizzazione delle regioni di maggior intensità della convezione, producendo così una variazione nella distribuzione dei fulmini sul globo.

CAPITOLO 4. PROCESSI DI SCARICA

Per riuscire ad avere misure quantitative relative alla variazione climatica dell'attività di scarica, è necessario analizzare le grandezze maggiormente influenti nella caratterizzazione della distribuzione dei fulmini. In questo senso un ruolo importante è svolto dalla temperatura superficiale. Col crescere dell'attenzione nei riguardi del global warming infatti, son stati svolti numerosi studi volti a valutare la correlazione tra la variazione nell'attività di scarica atmosferica con i cambiamenti nella temperatura superficiale. Data la breve durata del singolo evento temporalesco, la correlazione tra le due grandezze in esame è ricercata su piccole scale temporali. Grazie a numerosi studi occorsi negli anni 90 e primi anni 2000, si è potuta osservare una correlazione positiva tra temperatura e fulmini. I risultati più comuni riportano un aumento dell'attività di scarica dal 10 al 100% in corrispondenza di un aumento della temperatura superficiale di un grado.

Secondo parametro interessante è il contenuto di vapor acqueo in atmosfera. Come ampiamente noto il vapor acqueo è il principale gas serra e quindi un fattore importante nella stima del riscaldamento di una certa area geografica. Le variazioni nelle concentrazioni di vapore in atmosfera producono quindi importanti cambiamenti climatici. Il clima è tuttavia influenzato in maniera differente a seconda della quota alla quale si ha il picco di aumento del vapor acqueo. In particolare un aumento di vapore nelle regioni dell'alta troposfera, dove quindi la sua concentrazione è molto bassa, ha un'influenza maggiore rispetto a quanto non si avrebbe con una variazione nei pressi del suolo. In due studi condotti in anni successivi, Price (2000) e Price e Asfur (2006), mostrarono una tendenza dei temporali ad aumentare le concentrazioni di vapor acqueo nelle regioni dell'alta troposfera al di sopra dei temporali stessi. Valutando così l'aumento delle concentrazioni di vapore in alta troposfera e l'attività di scarica si nota una correlazione positiva tra le due grandezze. Sfruttando questa correlazione Sato e Fukunishi (2005) mostrarono una connessione nuovamente positiva tra fulmini e copertura nuvolosa nelle aree tropicali. Vapor acqueo e copertura nuvolosa hanno un impatto diretto nel bilancio radiativo terrestre, perciò lo studio delle variazioni nell'attività di fulminazione è un buon indicatore della conservazione o meno di tale bilancio [17].

In conclusione basandosi sui risultati emersi dai recenti esperimenti di modellistica, si è notato un aumento del numero di fulmini per singolo temporale, in relazione all'aumento dei due parametri descritti (e molti altri parametri quali variazioni nelle concentrazioni di gas traccia che sono secondari e quindi non trattati in questa sede). I modelli quindi sembrano portare ad un'estremizzazione del clima anche dal punto di vista di temporali e scariche. Infatti i risultati sembrano portare verso una diminuzione nel numero di temporali, ma ad un'intensificazione degli stessi. Di conseguenza anche il numero di scariche per singolo evento tenderà ad aumentare [18].

4.1.3 CTG e circuito globale

Anche i fulmini CTG entrano a far parte del circuito elettrico globale. Essi infatti forniscono un metodo di rimozione della carica positiva in eccesso sul suolo terrestre e una sorgente di cariche negative sempre in favore della superficie. Questo meccanismo funziona fintanto che i fulmini trasportano cariche negative alla superficie. Come visto in

precedenza esistono fulmini che trasportano carica positiva, ma sono molto rari rispetto a quelli negativi, perciò il meccanismo descritto risulta valido. Inoltre, nonostante la scarsità di dati quantitativi, sembrano soddisfatti i requisiti, solamente stimati nel capitolo 2, in merito al trasporto di carica media per fulmine e l'occorrenza globale di fulmini CTG al secondo.

Il rate globale di fulminazione garantisce quindi una parte del bilanciamento al trasporto di carica positiva alla superficie da parte della corrente di conduzione di bel tempo. L'altra parte del ramo del circuito dedicato alla regione temporalesca è gestito dai TLE e verrà descritto nella sezione 4.2.

4.1.4 Tuono

Il tuono è un insieme di onde sonore che si formano in seguito al passaggio delle cariche all'interno del canale ionizzato e si propagano in atmosfera. Numerosi studi considerano il tuono come la conseguenza del riscaldamento provocato dal passaggio del fulmine che genera un'espansione a velocità supersonica del plasma molecolare contenuto nel canale ionico. Questo processo porta alla formazione di un'onda sonora molto intensa, simile ad uno scoppio, che si propaga in atmosfera fino a dissiparsi. Lo scoppio è conseguenza delle collisioni tra le particelle plasmatiche accelerate che collidono con l'ambiente esterno al canale di ionizzazione, che è in condizioni stazionarie. Il picco di energia acustica del tuono è generalmente centrato attorno ai $200Hz$. Il rombo che accompagna lo scoppio è causato dalla riflessione e dallo scattering dell'onda sonora da parte di nubi e superfici rugose, siano esse artificiali come città o anche solo palazzi, o topografiche [4].

4.2 Transient luminous events

I transient luminous events (TLE) sono fenomeni di recentissima scoperta (1989, anche se furono predetti teoricamente da Wilson negli anni 20), e costituiscono un insieme di eventi di scarica elettrica il cui fattore accomunante è la direzione di propagazione: dalla nube verso l'esosfera. Questi fenomeni permisero di scoprire che anche stratosfera e mesosfera fossero interessate da fenomeni elettrici e non regioni atmosferiche elettricamente quiescenti come si riteneva in principio. A causa della scarsa frequenza con cui si verificano, i TLE sono molto difficili da osservare ed ancor di più da comprendere [19]. Nonostante ciò sono classificati in⁴:

- *red sprite*; si tratta di scariche elettriche su larga scala che si propagano dal top di un temporale fino ad altezze massime di $80 - 90km$. Si generano come conseguenza di fulmini CTG che trasportano carica positiva. Sono tipicamente di colore rosso o arancione, anche se sono stati osservati sprite di colori tra il verde e il blu. Data la grande quantità di energia trasportata e la loro scarsa prevedibilità possono risultare

⁴non sono state inserite descrizioni riguardanti la forma dei TLE in quanto si ritiene che la figura 4.3 sia maggiormente esplicativa

CAPITOLO 4. PROCESSI DI SCARICA

molto pericolosi per i veicoli coinvolti nella presa dati *in situ*. A volte lo sprite può essere preceduto da un *halo*, un fenomeno ottico che consiste in un arco luminoso formatosi nel cielo sopra la nube per diffusione della luce da parte dei cristalli di ghiaccio [20].

- *blue jet*; si tratta di scariche che si propagano dal top di un temporale fino a 40 – 50km in quota. A differenza degli sprite non sono associati ad altri processi di fulminazione. Sono molto più luminosi degli sprite e, come suggerito dal nome, sono blu. Il colore sembrerebbe esser dato dall'emissione nel blu e nel vicino ultravioletto da parte delle molecole di azoto, neutre e ionizzate, che costituiscono i jet. I jet sono più difficili da osservare degli sprites in quanto non sono collegati ad altri fenomeni che possano darne un preavviso. Inoltre hanno una frequenza minore rispetto agli sprite, e la durata del singolo jet è generalmente inferiore al secondo.
- *blue starters*; si tratta di fenomeni luminescenti in moto ascensionale molto simili ai blue jet. Sono in genere più corti, in quanto raggiungono appena i 20km in quota, e luminosi dei jet. Così come i jet, anche gli starters appaiono di colore blu ed hanno una durata inferiore al secondo.
- *gigantic jet*; si tratta di eventi molto rari, simili ai jet per fenomenologia, ma più intensi ed estesi. Infatti si sono osservati gigantic jet estendersi fino ai 70km di altezza nel tempo caratteristico di apparizione di un blue jet. Le velocità dei gigantic jet sono simili alle velocità dei fulmini nei primi microsecondi di vita, ma aumentano col diminuire della densità dell'atmosfera. La velocità terminale è raggiunta nei pressi della ionosfera, luogo in cui il jet dà vita ad una cascata luminosa.
- *elves*; si tratta di bagliori di forma circolare, dal diametro medio di 400km e della durata di un millisecondo. Si trovano in ionosfera, a quote attorno ai 100km, sopra i temporali. Sono tipicamente di colore rosso. Sono probabilmente conseguenza dell'interazione tra gli impulsi elettromagnetici propagati dai fulmini e dalla ionosfera (Inan et al. 1997). Non sembrano correlati con la polarità dei fulmini dai quali hanno origine.

Lyons et al. (2006) riuscirono a classificare in maniera qualitativa le occorrenze di osservazioni dei TLE in relazione alle dimensioni e alla temperatura del top delle nubi, e alla riflettività radar dello strato sottostante. Riuscirono a dedurre che questi fenomeni si manifestano raramente al di sopra dei MCS, durante la stagione estiva, quando la temperatura delle nubi è maggiore di $-55^{\circ}C$. Sebbene molti TLE si manifestino in corrispondenza di picchi di riflettività radar superiore ai 55dBZ, non è raro trovarne anche a riflettività inferiori sopra regioni stratiformi che coprono aree superiori ai 20,000km². Sulla base di queste osservazioni, sono stati formulati dei criteri per valutare la probabilità di manifestazione dei TLE, che vengono utilizzati nei modelli di previsione meteorologica. Questi criteri permettono in primo luogo di classificare i sistemi nuvolosi in base alla frequenza di manifestazione dei TLE, come mostrato in figura 4.4. Tutti i sistemi temporaleschi sono potenzialmente adatti a produrre TLE, ma solo alcuni hanno un'efficienza

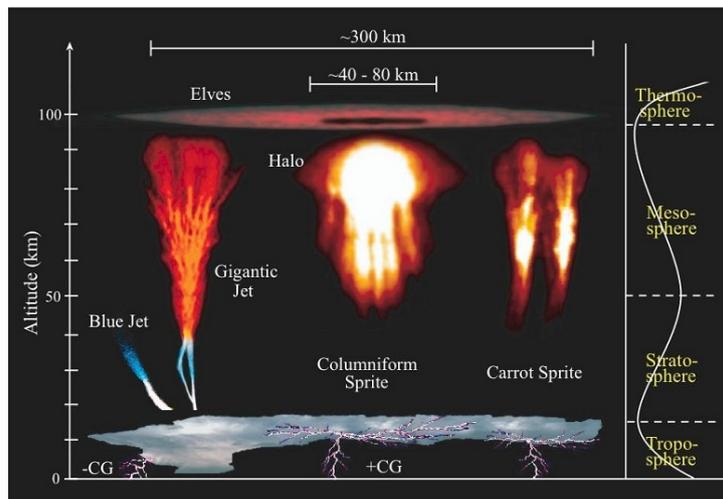


Figura 4.3: Principali fenomeni classificati come TLE in relazione all'estensione spaziale tridimensionale e al profilo di temperatura atmosferico

elevata. Ad esempio si può osservare, sempre dalla figura 4.4, come le regioni temporalesche che maggiormente producono scariche CTG positive con grandi valori di ΔM_q ⁵ sono quelle stratiformi all'interno dei MCS.

4.2.1 Sprite

Tra gli eventi appena elencati, quelli che maggiormente vengono osservati in atmosfera sono gli sprite, in quanto, seppure sia molto bassa, hanno comunque una frequenza di accadimenti maggiore rispetto agli altri. Sono riconducibili a forti variazioni di una grandezza misurabile in un sistema elettrico, ovvero la variazione del momento di carica ΔM_q . La grandezza in questione si ricava da monitoraggi riguardanti fulmini CTG collezionati su una regione di una certa ampiezza, sfruttando la risonanza di Schumann, e può essere rappresentata dalla seguente espressione matematica

$$\Delta M_q(t) = Z_q \ddot{Q}(t) \quad (4.1)$$

dove $Q(t)$ è l'ammontare di carica trasportata al suolo da un'altezza media Z_q . I dati raccolti permettono di effettuare una media della grandezza in esame, che garantisce la rivelazione la presenza degli sprite, in quanto sono i parenti più prossimi dei fulmini. Alcuni studiosi ritengono infatti che gli sprite siano generati a partire dal return stroke di fulmini CTG trasportanti carica positiva, come fossero un loro prolungamento. In ogni caso quando si raggiungono valori di $\Delta M_q \geq 100 Ckm$ si ha un rapido incremento della probabilità di osservare la produzione di sprite. In particolare, quando $\Delta M_q \geq 300 Ckm$

⁵questa grandezza verrà descritta nella sezione susseguente dedicata agli sprite in quanto idonea alla descrizione di tale fenomeno

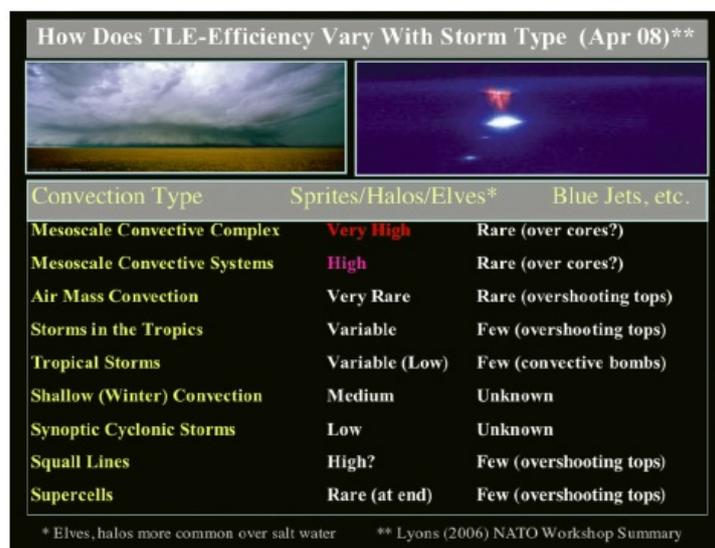


Figura 4.4: Frequenza di osservazioni di TLE in corrispondenza dei principali sistemi nuvolosi dai quali si originano

si ha una probabilità superiore al 75 – 80% di osservare uno sprite. Curiosamente solo raramente sono stati osservati sprite in concomitanza con un valore negativo della variazione del momento di carica, coincidente con scariche CTG negative⁶. Questa anomalia può essere giustificata dal fatto che la corrente accorsa nelle scariche negative abbia un amperaggio piccolo rispetto a quanto misurato per le scariche positive e rispetto a quanto necessario per iniziare la sequenza di breakdown per lo sprite. Valori massimi di ΔM_q stimati perché lo sprite si manifesti sono dell'ordine dei $\sim 500Ckm$ [21].

4.2.2 Blue jet

Se gli sprite sono tra i TLE gli eventi maggiormente studiati e conosciuti, i jet sono stati i primi ad essere osservati e classificati. Fanno infatti parte della famiglia dei blue jet anche blue starters e gigantic jet, in quanto forme diverse, per estensione verticale ed intensità, dello stesso fenomeno. I jet rappresentano quindi la prima prova della possibilità di avere eventi elettrici in stratosfera e mesosfera. Tuttavia la natura di questi eventi non è ancora del tutto compresa. Una prima teoria venne formulata separatamente e contemporaneamente da Roussel-Dupré e Gurevich, Pasko, e Sukhorukov (1996). Consideravano infatti che il meccanismo grazie al quale avevano luogo le scariche fosse lo stesso, sia che si trattasse di fulmini propriamente detti o di jet. Per correlare teoria e misurazioni però è necessaria la presenza di condizioni estreme, non raggiunte nei temporali sopra i quali venivano osservati i jet. Sukhorukov e Stubbe (1998) e Petrov e Petrova (1999) suggerirono che la formazione del jet fosse da imputare allo stream prodotto al livello

⁶in letteratura ci si riferisce a questo fenomeno come al paradosso della polarità

della corona di un leader. Quest'ultima teoria venne successivamente perfezionata da Pasko e George (2002) i quali cercarono di giustificarla tramite una simulazione numerica tridimensionale. Essi infatti riportarono, all'interno della loro pubblicazione sopra citata, tale considerazione riguardo la formazione di blue jet e blue starters:

Blue jets and blue starters are considered as positive streamer coronas expanding from the streamer zones of conventional lightning leaders under conditions when large-scale electric fields near the thundercloud tops exceed the minimum field required for the propagation of positive streamers in air. [22]

Nonostante ciò sembrerebbe che questa teoria debba essere scartata, in quanto per avere valori sufficientemente grandi di flusso è necessario un trasporto di carica per fulmine CTG irrealistico. Raizer et al. (2006, 2007) modificarono ulteriormente la teoria dei loro predecessori proponendo la bidirezionalità del leader che si ha all'interno degli anvil come causa della formazione dei jet [23]. Infatti il leader orientato verso la ionosfera permette di aprire un canale ionico anche in questa direzione. La presenza dei forti campi elettrici inoltre garantisce l'accelerazione delle cariche, le quali raggiungono energie alle quali si ottiene emissione della caratteristica luce blu di questi eventi.

Allo stato attuale l'ultimo meccanismo proposto sembra il più veritiero, anche se certezze a riguardo ce ne sono ancora poche.

4.2.3 TLE e circuito globale

Grazie ai dati raccolti da Yair et al. (2004), Blanc et al. (2004) e Cummer et al. (2006) rispettivamente dallo space shuttle, dalla International Space Station e dai monitoraggi satellitari (FORMOSAT), si può stimare il rate globale di TLE, seppure in maniera molto qualitativa, in poche scariche al minuto [24]. Perciò a livello qualitativo i TLE possono essere inseriti all'interno del circuito globale per giustificare il passaggio di carica dal top delle nubi temporalesche alla ionosfera. In base a report di recente divulgazione parrebbe che almeno una parte della comunità scientifica si stia orientando in questa direzione. Infatti seppure con occorrenze più basse, rispetto alle scariche CTG che trasportano cariche mantenendo attivo il circuito globale al di sotto della nube, i TLE trasportano una quantità di carica molto maggiore rispetto ai fulmini. Le difficoltà che occorrono nella misurazione dei TLE rendono la trattazione molto qualitativa. Ciò nonostante le sempre più continue osservazioni e la tendenza a investigare maggiormente questi fenomeni sembrano accordarsi con la posizione che i TLE si sono ritagliati all'interno del circuito globale.

Capitolo 5

Conclusioni

Bibliografia

- [1] K.L. Aplin, R.G. Harrison, M.J. Rycroft, *Investigating Earth's Atmospheric Electricity: a Role Model for Planetary Studies*, 2008
- [2] C.A. Coulomb, *Collection de Mémoires Relatifs à la Physique*, Tome 1, pp 113 – 114, Parigi, 1784
- [3] M. Stoltzenburg, T.C. Marshall, *Charge Structure and Dynamic in Thundertorm*, 2008
- [4] H.R. Pruppacher, J.D. Klett, *Microphysics of clouds and precipitation*, 1997
- [5] K.S. Carslaw, R.G. Harrison, J. Kirkby, *Science* 298, 2002
- [6] R.G. Harrison, K.L. Aplin, F. Leblanc, Y. Yair, *Planetary Atmospheric Electricity*, 2008
- [7] P. K. Wang, *Physics and dynamics of clouds and precipitation*, 2013
- [8] <http://www.met.reading.ac.uk>
- [9] M.J. Rycroft, S.Israelsson, C.Price, *The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change*, 2000
- [10] V.Levizzani, Appunti di Fisica delle Nubi
- [11] [http://it.wikipedia.org/wiki/Risonanza – Schumann](http://it.wikipedia.org/wiki/Risonanza_Schumann)
- [12] F.Simões, M.Rycroft, N.Renno, Y.Yair, K.L.Aplin, Y.Takahashi, *Schumann Resonances as a Means of Investigating the Electromagnetic Enviroment in the Solar System*, 2008
- [13] C. Saunders, *Charge Separation Mechanisms in Clouds*, 2008
- [14] M.R. James, L.Wilson, S.J. Lane, J.S. Gilbert, T.A. Mather, R.G. Harrison, R.S. Martin, *Electrical Chaging of Volcanic Plumes*, 2008
- [15] N.O. Renno, J.F. Kok, *Electrical Activity and Dust Lifting on Earth, Mars, and Beyond*, 2008

BIBLIOGRAFIA

- [16] Y. Baba, V.A. Rakov, *Present Understanding of the Lightning Return Stroke*
- [17] C. Price, *Thunderstorms, Lightning and Climate Change*
- [18] V. Grewe, *Impact of Lightning on Air Chemistry and Climate*
- [19] http://en.wikipedia.org/wiki/Transient_luminous_event
- [20] [http://en.wikipedia.org/wiki/Halo_\(optical_phenomenon\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Halo_(optical_phenomenon))
- [21] W.A. Lyons, CCM, M.A. Stanley, J.D. Meyer, T.E. Nelson, S.A. Rutledge, T.L. Lang, S.A. Cummer, *The Meteorological and Electrical Structure of TLE-Producing Convective Storms*
- [22] V.P. Pasko, J.J. George, **Three-dimensional modeling of blue jets and blue starters**, 2002
- [23] E.V. Mishin, G.M. Milikh, *Blue Jets: Upward Lightning*, 2008
- [24] Y. Yair, G. Fischer, F. Simões, N. Renno, P. Zarka, *Updated Review of Planetary Atmospheric Electricity*, 2008