

## 2. Introdução à Estrutura Atmosférica

### 2.1 Revisão de Eletricidade e Magnetismo

A carga elétrica é uma propriedade fundamental das partículas elementares, as quais são descritas como: elétrons, prótons e nêutrons.

|         |                                |  |
|---------|--------------------------------|--|
| Elétron | $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg | $q_e = -1.6 \times 10^{-19}$ coulomb (C) |
| Proton  | $m_p = 1.7 \times 10^{-27}$ kg | $q_p = +1.6 \times 10^{-19}$ coulomb     |
| Neutron | $m_n = 1.7 \times 10^{-27}$ kg | $q_n = 0$ (neutro)                       |

Uma das mais importantes propriedades das cargas é:

As cargas não podem ser criadas nem destruídas.

→ Se observamos uma carga: ela é proveniente de algum lugar.

→ Se carga desapareceu: ela se moveu a um outro lugar.

Esta propriedade implica em uma lei básica da física:  
“A conservação de cargas”

Em eletricidade atmosférica é comum utilizarmos os termos:  
“geração de cargas” e “separação de cargas”.

Basicamente, isto significa que haverá uma re-distribuição sistemática das cargas existentes. Como a conservação de cargas não é violada, isto implica que existe um balanço de cargas.

As moléculas são uma combinação de dois ou mais átomos que estão juntos devido as forças inter-atômicas. Sendo que as moléculas são eletricamente neutras.

Os íons por sua vez, são o resultado da adição ou remoção de elétrons de átomos ou moléculas e tem dimensões atômicas e moleculares.

Sendo que os hidrometeoros carregados não são íons.

#### 2.1a) Lei de Coulomb e Campo Elétrico

A lei de Coulomb foi baseada em medidas experimentais, e foi expressa matematicamente através destas observações.

*“ A força exercida por um ponto de carga através de um outro ponto é proporcional à magnitude de cada uma destas cargas, e é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre elas, e tem uma direção ao longo da linha que separa as duas cargas. Além disso é uma força atrativa se as cargas são de sinais opostos e repulsiva quando iguais”.*

Equação de Coulomb:  $\vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{a}_{r_{21}} (N)$  (1)



Onde  $F_{21}$  é a força exercida pela carga 2 ( $q_2$ ) sobre a carga  $q_1$   
 $r$  é a distância entre as duas cargas  
 $\hat{a}_r$  é o vetor unitário apontando de  $q_2$  a  $q_1$   
 $\epsilon$  permissividade di-elétrica do ar  
 $k = 4\pi\epsilon =$  Constante de Coulomb ou Constante Eletrostática  
 Sendo que  $1/k$  (MKS) =  $10^{-7} c^2$  ( $c =$  velocidade da luz =  $3 \times 10^8$  m/s)

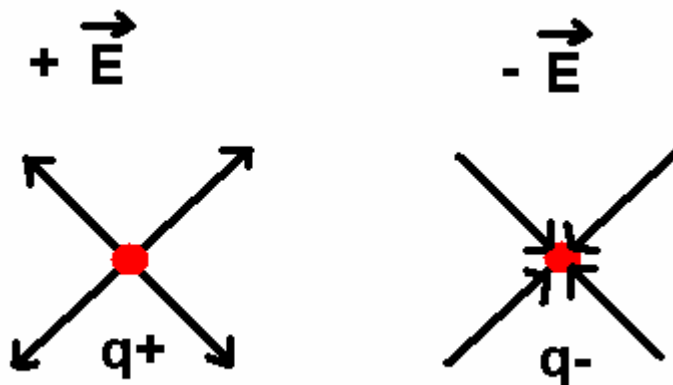
A partir da Lei de Coulomb podemos calcular o campo elétrico

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_{21}}{q_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_2}{r^2} \hat{a}_{r_{21}} \left[ \frac{N}{C} \right] \text{ ou } \left[ \frac{V}{m} \right]$$
 (2)

O campo elétrico é um conceito abstrato que define a força que uma carga (usualmente definida como carga de teste) experimentaria quando deslocada a uma distância,  $r$ , relativa a carga  $q_2$ . Dessa forma, como somente uma carga está sendo analisada, o campo elétrico pode ser definido como:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{r^2} \hat{a}_r \left[ \frac{N}{C} \right] \text{ ou } \left[ \frac{V}{m} \right]$$
 (3)

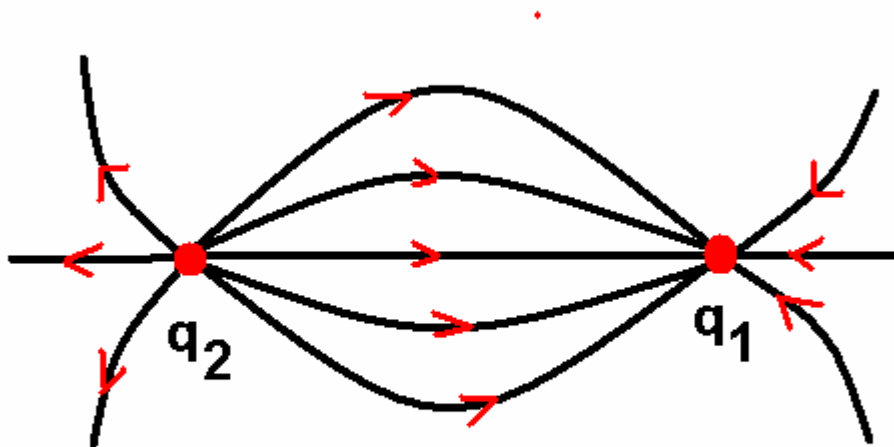
A polaridade da carga definirá a polaridade do Campo Elétrico, e consequentemente a direção.



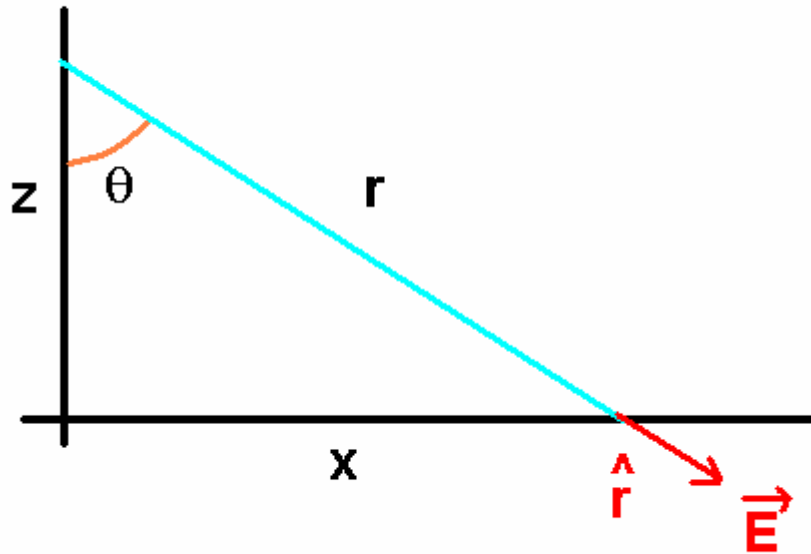
Então a partir das equações (1) e (3), a força da carga teste  $q_1$  sob a ação de um campo elétrico causado por outra carga é:

$$\vec{F} = q_1 \vec{E} \quad (4)$$

Onde as linhas do campo elétrico podem ser descritas como:



Por exemplo: Calcule o campo elétrico sobre um ponto.



$$|\vec{E}|_{\text{magnitude}} = \left| \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{r^2} \hat{a}_r \right|$$

Separando o campo elétrico em coordenadas cartesianas temos:

$$|\vec{E}|_{\text{magnitude}} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{(x^2 + z^2)}, \sin \theta = \frac{x}{r}, \cos \theta = \frac{z}{r}$$

sendo

$$E_x = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{(x^2 + z^2)} \sin \theta = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{qx}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{(x^2 + z^2)} \cos \theta = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{qz}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

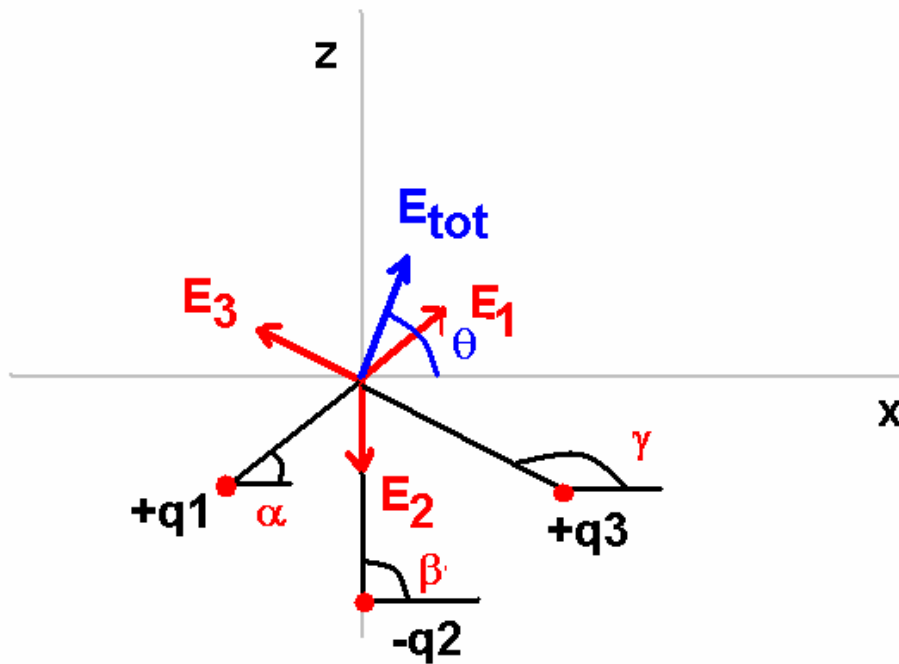
### 2.1b) Superposição de cargas

- Assume-se que existam N cargas em vez de uma carga;
- Cada ponto de carga irá contribuir para o Campo Elétrico sobre o ponto P.

Portanto temos:

$$\vec{E}_{total} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^2} \hat{a}_{ri} \quad (5)$$

Onde  $\vec{E}_i$  é o campo elétrico produzido no ponto P pela carga  $q_i$ . Sendo que  $\vec{r}_i$  é o vetor radial a partir do ponto P até a carga  $q_i$ .  $|\vec{r} - \vec{r}_i|$  é o vetor unitário ao longo da radial de  $q_i$  e P.



Neste exemplo temos que:

$$E_{totx} = E_{1x} + E_{2x} + E_{3x}$$

$$E_{toty} = E_{1y} + E_{2y} + E_{3y}$$

$$E_{total} = \sqrt{E_{totx}^2 + E_{toty}^2}$$

com

$$direcao = \theta = \arctan\left(\frac{E_{toty}}{E_{totx}}\right)$$

$$E_{1x} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_1 \cos \alpha}{r_1^2}$$

$$E_{2x} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{-q_2 \cos \beta}{r_2^2} = 0$$

$$E_{3x} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_3 \cos \gamma}{r_3^2}$$

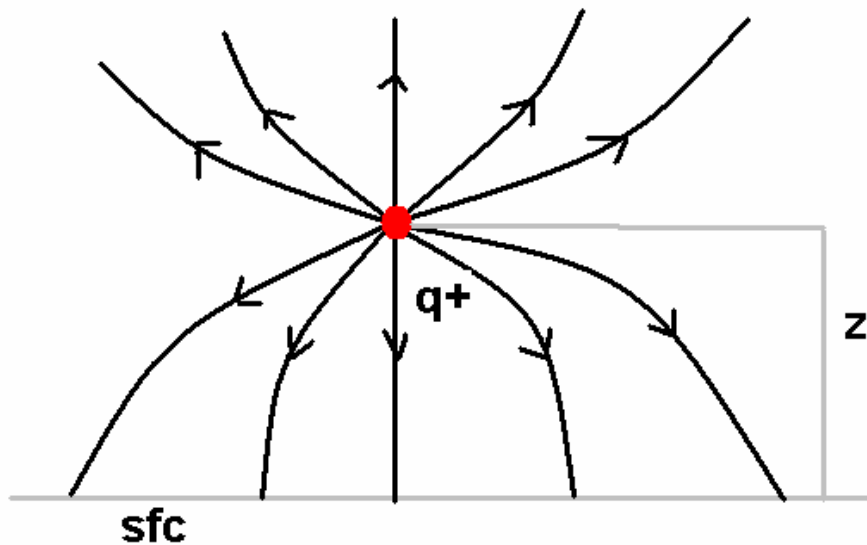
$$E_{1y} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_1 \sin \alpha}{r_1^2}$$

$$E_{2y} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{-q_2 \sin \beta}{r_2^2}$$

$$E_{3y} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_3 \sin \gamma}{r_3^2}$$

### 2.1c) Campo Elétrico Sobre um Condutor

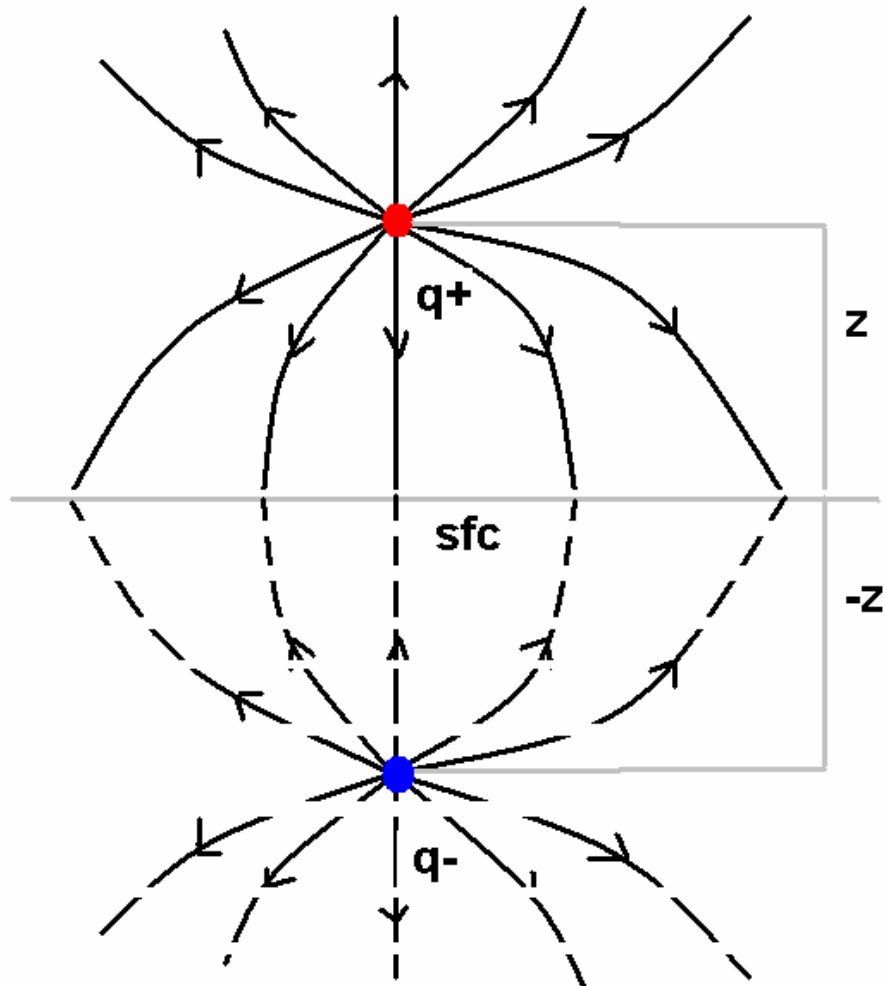
Este exemplo é similar a uma nuvem carregada sobre a superfície da terra



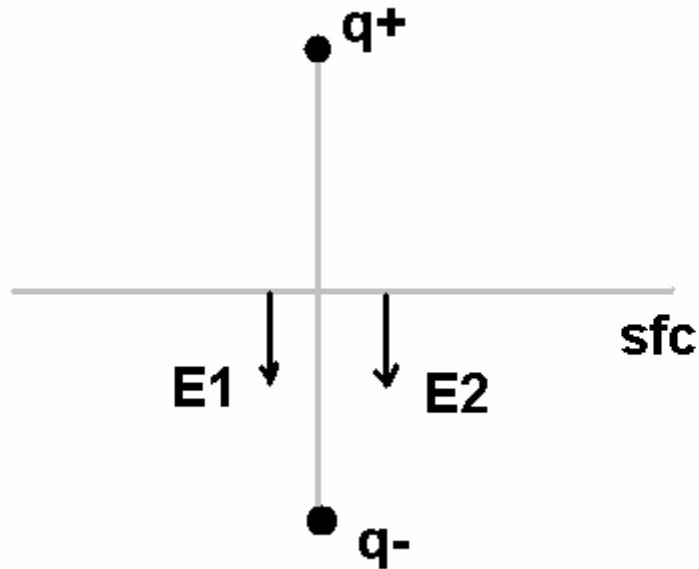
Onde o condutor é uma substância onde as cargas se movem livremente em reação a presença de um campo elétrico.

Para se calcular o campo elétrico em um ponto sobre o condutor, aplicamos o método de imagens. Este método consiste em substituir a superfície condutora por uma carga que produz as mesmas linhas de campo fora do condutor, da mesma forma que produziria uma distribuição de cargas sobre a superfície do condutor.

No nosso caso, a imagem de cargas seria produzida por um carga negativa em direção oposta ao ponto de carga.



Então para calcularmos o campo elétrico sobre um ponto qualquer sobre a superfície do condutor, podemos aplicar o método de superposição.



Onde temos que :  $E_{total} = \sqrt{E_x^2 + E_z^2} = E_z$

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_1 \cos \theta_1}{r^2} + \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_2 \cos \theta_2}{r^2}$$

onde

$$\cos \theta_1 = \frac{-z}{r}, \cos \theta_2 = \frac{z}{r}, q_1 = q, q_2 = -q$$

logo

$$E_z = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{qz}{r^3} - \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{qz}{r^3}$$

$$E_z = -\frac{1}{2\pi\epsilon} \frac{qz}{r^3}$$

mas

$$r = \sqrt{x^2 + z^2}$$

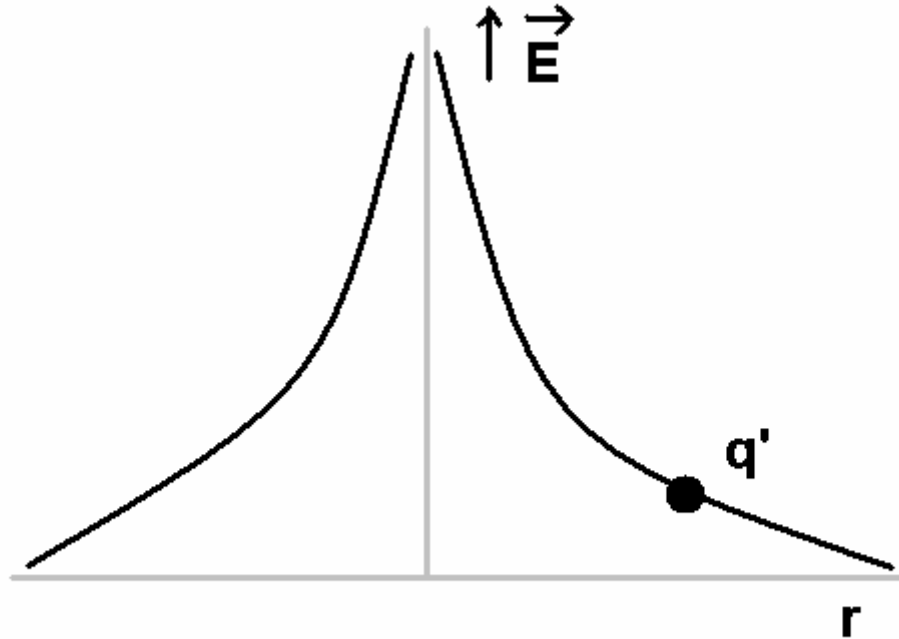
temos

$$E_z = -\frac{1}{2\pi\epsilon} \frac{qz}{\sqrt{(x^2 + z^2)^3}}$$



### 2.1d) Potencial Eletrostático

A diferença de potencial entre dois pontos é definido com a energia que necessita ser repassada (trabalho) para que uma carga de teste a partir de um ponto seja deslocada a outro ponto, dividido pela magnitude da carga de teste. Lembrando que  $E \propto 1/r^2$  temos:



Uma carga  $q'$  experimentará uma força  $\vec{F} = q' \vec{E}$  devido a energia provocada pela carga  $q$ . Dessa maneira, se mantermos esta carga  $q'$  nesta posição, necessitaremos de uma força para mantê-la naquela posição.

Sendo que esta força deve ser contrária à exercida sobre ela, ou seja:  
 $\vec{F}' = -q' \vec{E}$

Se movermos esta carga a uma distância pequena,  $dl$ , o trabalho realizado pelo campo elétrico no sistema será:  $\vec{F} d\vec{l}$

Por outro lado, temos que o trabalho é definido como a força agindo sobre a distância, sendo que uma força aplicada realiza trabalho sobre  $q'$  quando age contra a força elétrica que resiste em mover  $q'$ .

Sendo assim, define-se a energia que sai do sistema elétrico (trabalho realizado pelo campo elétrico) como uma mudança negativa e a que vem (trabalho realizado por forças externas) com uma mudança positiva.

Re-escrevendo o trabalho realizado pela mudança de energia,  $dW$ , temos:

$$dW = \vec{F}d\vec{l} = -q'\vec{E} \cdot d\vec{l} [J] \quad (6)$$

Vale a pena recordar que somente movimentos paralelos à direção da Força Elétrica podem mudar a energia do sistema. O sistema é considerado conservativo porque a direção da força elétrica sobre  $q'$  em um ponto qualquer é constante independente da direção de movimento da carga  $q'$ , ou seja, a mudança de energia total é zero se a carga  $q'$  retornar a posição original independente do caminho percorrido.

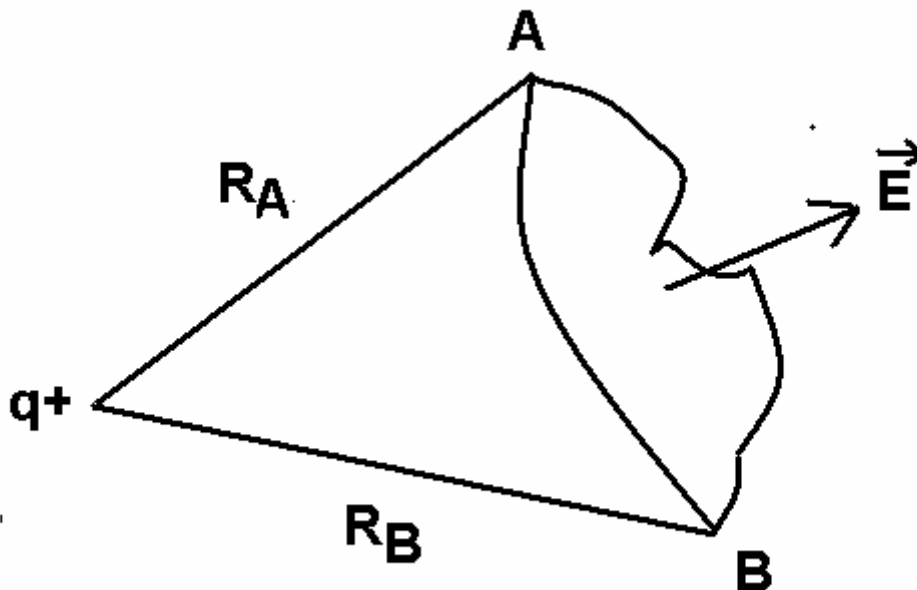
Portanto podemos definir o potencial eletrostático,  $\phi$ , como:

$$d\phi = \frac{dW}{q'} = \vec{E} \cdot d\vec{l} [J/C] \text{ ou } [Volts] \quad (7)$$

Como  $d\phi$  é uma diferencial exata, temos:

$$\phi_B - \phi_A = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (8)$$

ou seja, o potencial só depende da posição inicial e final, de onde a carga  $q'$  sai (A) e chega (B).



Utilizando a expressão do campo elétrico, temos que o potencial pode ser re-escrito como:

$$\rightarrow \phi_B - \phi_A = -\frac{q}{4\pi\epsilon} \int_A^B \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{a} \right) \quad (9)$$

Como o potencial é uma diferença, então é conveniente definir um potencial referencial, no qual assume-se como potencial zero. Neste caso, assume-se que A está no Infinito, logo  $\phi_A=0$ .

Então a diferença de pontencial no ponto B em relação ao potencial no infinito pode ser re-escrito como;

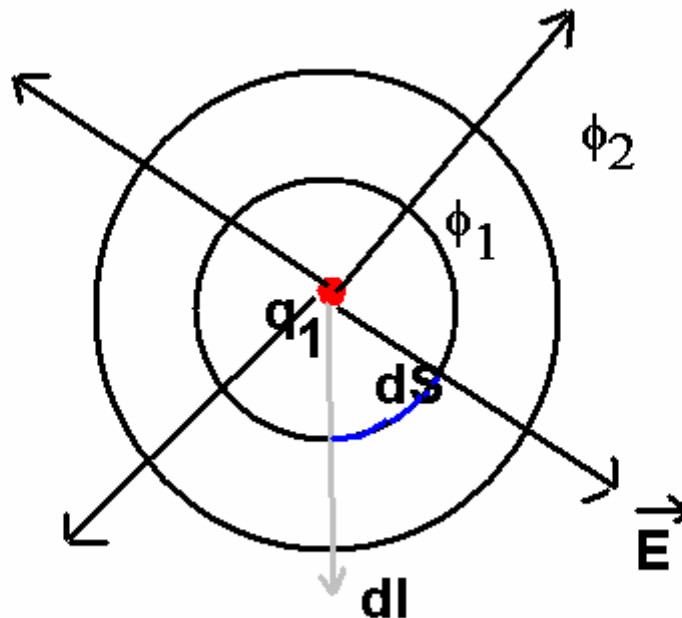
$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r} \quad (10)$$

O significado físico pode ser definido como sendo a energia potencial de uma carga de teste unitária que é deslocada de um ponto de referência até um ponto específico no espaço, a partir da influência de um campo elétrico causado por outras cargas

O potencial é escalar, logo não tem direção. Então o potencial de várias cargas em um ponto é a soma algébrica dos potenciais individuais.

$$\phi = \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r_j} \quad (11)$$

Uma outra maneira de se calcular o potencial a partir do campo elétrico seria:



$$\begin{aligned}d\phi &= -\vec{E} \cdot d\vec{l} \\d\phi &= -E \cos \alpha \cdot dS\end{aligned} \quad (12)$$

Quando o movimento for paralelo ao campo elétrico,  $\cos\alpha=1$ , logo

$$\begin{aligned}d\phi &= -E \cdot dS \\ \Rightarrow E &= -\left(\frac{d\phi}{dS}\right)_{\text{maximo}}\end{aligned}$$

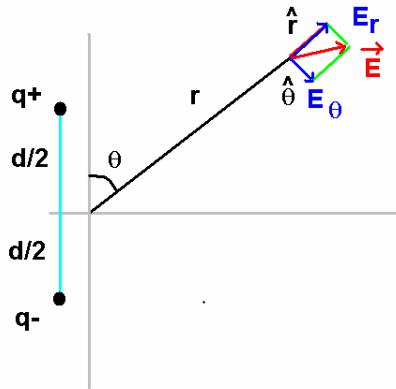
Ou seja, a magnitude do campo elétrico é a derivada espacial negativa do potencial ao longo da direção de máxima taxa de variação do potencial com a distância.

Dessa maneira, o campo elétrico obtido pela máxima taxa de variação do potencial é a direção oposta à direção de máxima taxa de variação. Então podemos escrever que:

$$E = -\vec{\nabla} \phi \quad (13)$$

Lembrando que  $|\vec{E}|=0$  no interior de um condutor, isto significa que o potencial tem que ser o mesmo em qualquer ponto sobre a superfície do condutor.

Exemplo: Carga positiva sobre a superfície de um condutor.



$$\phi(x, y, z) = \sum_{j=1}^2 \frac{q_j}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r_j} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[ \frac{q}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - \frac{d}{2})^2}} + \frac{-q}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + \frac{d}{2})^2}} \right]$$

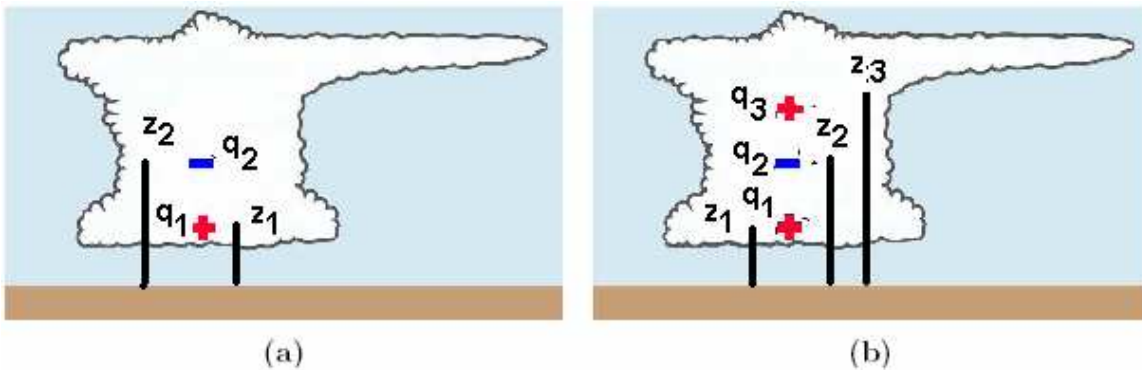
caso,  $d \ll z$

$$\phi \approx \frac{qd \cos \theta}{4\pi\epsilon r^2}$$

Exercício 2.1) Prove que quando  $d \ll z$ , (exemplo acima), o potencial de uma carga positiva sobre uma superfície condutora a uma distância  $d$ , pode ser aproximado pela seguinte expressão:

$$\phi \approx \frac{qd \cos \theta}{4\pi\epsilon r^2}$$

Exercício 2.2) Calcule o campo elétrico de uma nuvem em função da distância  $r$  sobre a superfície da Terra, assumindo as seguintes configurações: (a) bi-polar; e (b) tri-polar. Após derivar a expressão do campo elétrico, plote o campo elétrico em função da distância, e assuma diversos valores de cargas, por exemplo: 10,20 e 30 C.

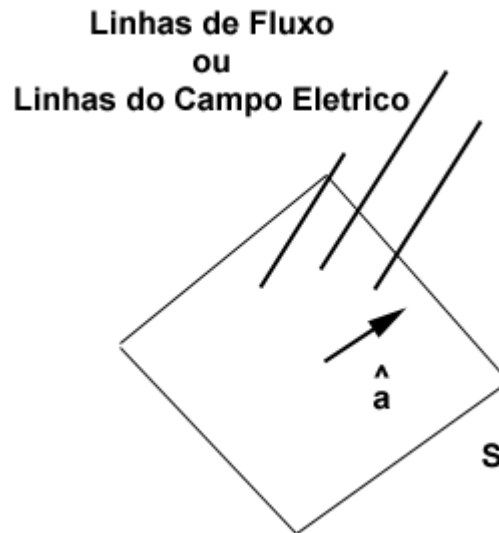


Onde  $z_1=z$ ,  $z_2=2z$ ,  $z_3=3z$  e  $|q_1|=|q_2|=|q_3|=|Q|$

2.e) Lei de Gauss

- Outra forma da lei de Coulomb;
- Em um espaço livre, o fluxo elétrico,  $\Psi$ , através de uma superfície infinitesimal é a componente normal do  $\vec{E}$  sob a superfície, vezes a área infinitesimal;
- O Fluxo elétrico é um escalar, e o fluxo elétrico sobre uma superfície arbitrária é obtida a partir da integração sobre toda a superfície;
- Dentro das substâncias, o  $\vec{E}$  pode rearranjar a disposição das cargas em escala molecular, o que contribui para o  $\vec{E}$  total e o respectivo fluxo.

De forma a calcular o fluxo do campo elétrico, definimos o vetor  $\vec{D}$  que é a densidade do fluxo através da superfície infinitesimal sobre um ponto, o qual é conhecido como deslocamento elétrico;



Dessa maneira, a densidade de fluxo pode ser definida como:

$$\vec{D} = \frac{d\Psi}{dS} \hat{a} \quad (14)$$

onde  $\hat{a}$  é o vetor unitário normal ao plano, S, enquanto que  $dS$  é o elemento de área infinitesimal sobre a superfície S;

Na forma diferencial temos que,  $d\Psi = \vec{D} \cdot d\vec{S}$  (15)

onde o elemento de superfície tem magnitude,  $dS$ , e a direção é perpendicular à superfície.

As unidade do Fluxo são as de cargas, ou seja, Coulombs.  $\vec{D}$  é medido em unidade de Coulomb por metro quadrado ( $C\ m^{-2}$ ).

O fluxo de uma maneira geral facilita o cálculo do campo elétrico. Por definição uma carga de 1 C causa um fluxo elétrico de 1 C passar através de uma superfície que engloba a carga.

Portanto, a integral de superfície do fluxo é a carga que faz com se eleve o fluxo, ou seja:

$$\oint d\Psi = q_{dentro} \quad (16)$$

Dessa maneira a Lei de Gauss pode ser descrita como:

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = q_{dentro} \quad (17)$$

De uma outra maneira, o Fluxo total de campo elétrico fora da superfície fechada é igual ao total de cargas dentro da superfície:

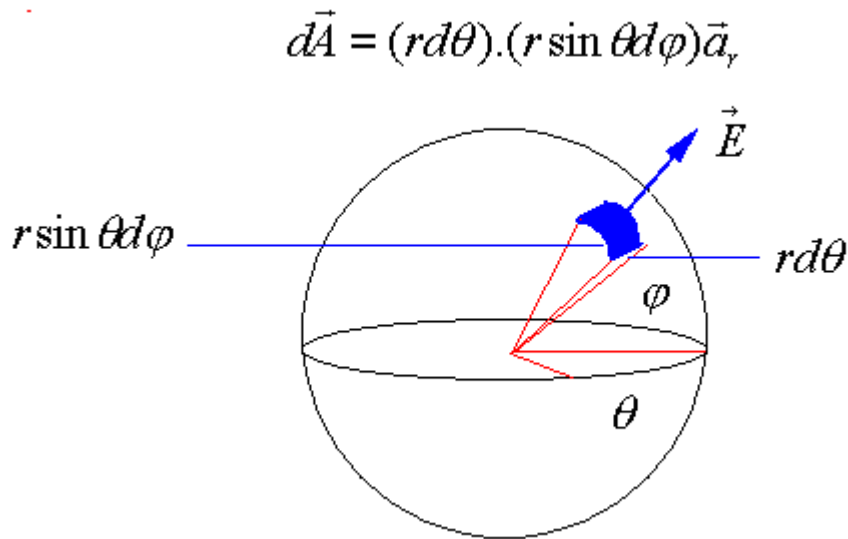
$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (18)$$

onde  $\vec{D}$  é o vetor de deslocamento, e tem unidade de [ $C\ m^{-2}$ ], e  $\vec{E}$  [ $N/C$  ou  $V/m$ ]

Substituindo a expressão do campo elétrico (eq. 3) dada pela lei de Coulomb, e lembrando que campo elétrico irradia radialmente a partir da carga, o vetor de deslocamento de um ponto de carga pode ser definido como:

$$\vec{D} = \frac{q}{4\pi\epsilon r^2} \vec{a}_r \quad (19)$$

Utilizando-se uma superfície arbitrária, temos que a lei de Gauss pode ser representada em coordenadas esféricas ( $r$ ,  $\theta$  e  $\phi$ ) da seguinte forma:



Como  $\vec{D}$  é esfericamente simétrico e diretamente radial, o fluxo é paralelo aos elementos da superfície definida por  $d\vec{A}$  e pode ser descrito como:

$$\oint \vec{D}.d\vec{A} = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{q}{4\pi r^2} (r^2 \sin \theta d\theta d\varphi) = q \quad (20)$$

em uma forma diferencial a Lei de Gauss pode ser expressa como:

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (21)$$

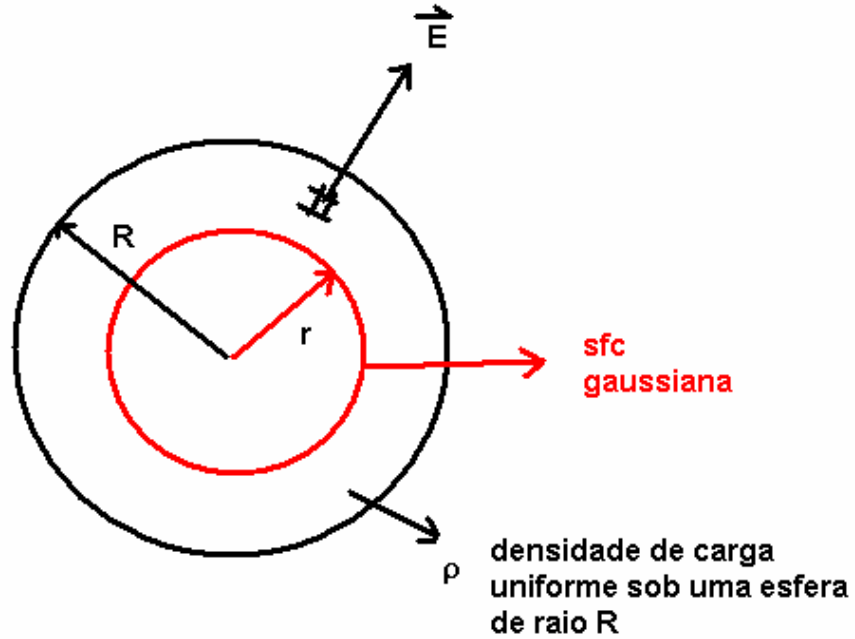
onde  $\rho$  é a densidade de carga.

Por exemplo a Lei de Gauss pode ser aplicada para

- Distribuição de cargas em um Esfera;
- Distribuição de cargas em uma linha;
- Distribuição de cargas em um folha;

a) *Lei de Guass sobre uma superfície esférica*





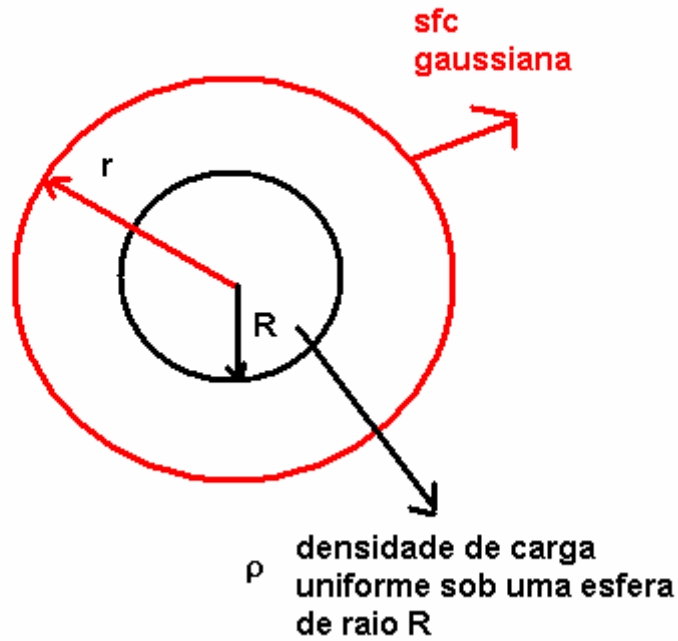
$$\begin{aligned} \epsilon \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} &= q \\ \epsilon \oint \vec{E} \cdot \hat{n} dS &= q \end{aligned} \quad (22)$$

Lembrando que a carga pode ser expressa como:  $q = \rho \times \text{Volume}$ , temos:

Para  $r < R$

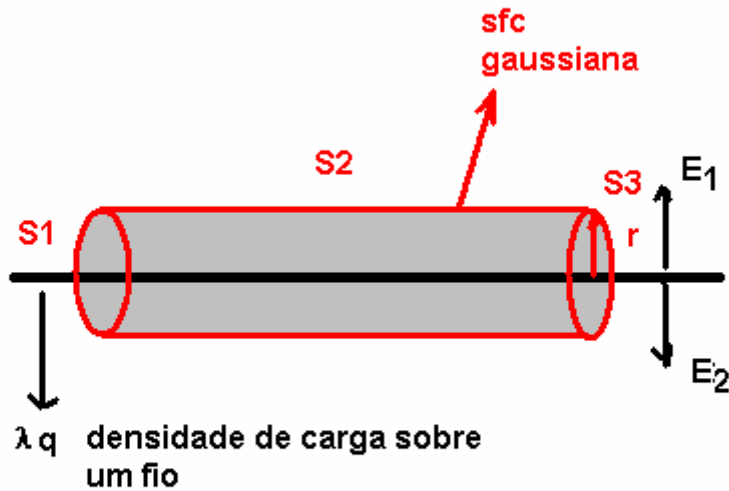
$$\begin{aligned} \epsilon E 4\pi r^2 &= \rho \frac{4}{3}\pi r^3 \\ \Rightarrow E &= \frac{\rho r}{3\epsilon} \end{aligned}$$

Para  $r \gg R$  temos



$$\epsilon E 4\pi r^2 = \rho \frac{4}{3} \pi R^3$$
$$\Rightarrow E = \frac{\rho R^3}{3\epsilon r^2}$$

b) Lei de Guass sobre uma linha de carga



Temos que o fio tem uma densidade de carga,  $\lambda q$  (C/m), e a nossa superfície gaussiana pode ser definida por um cilindro. Logo a equação de Gauss pode ser re-escrita como:

$$\oint_{S1} \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} + \oint_{S2} \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} + \oint_{S3} \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} = q_{fio}$$

O  $\vec{E}$  tem direção radial a partir da linha, logo se for carregado positivamente temos as linhas de campo para fora, e se for negativo, as linhas de campo são para dentro.

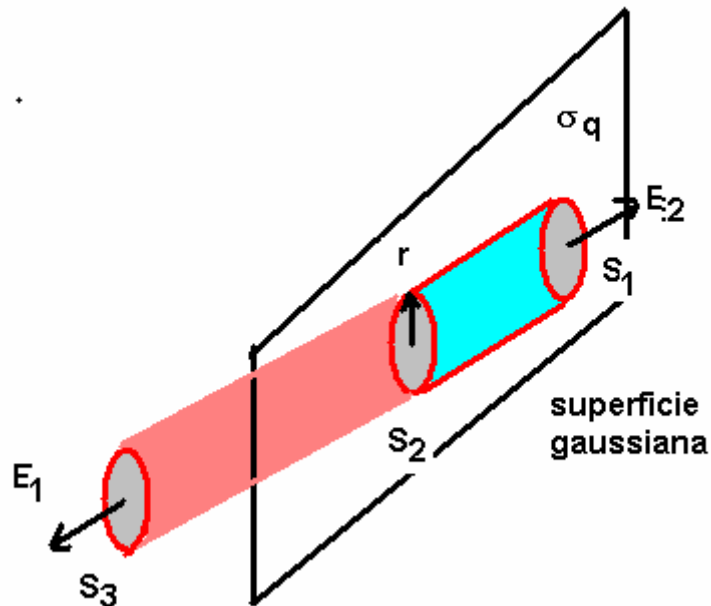
Dessa maneira, não existe contribuição sobre as superfícies  $S_1$  e  $S_3$ , logo o campo elétrico resume-se a:

$$\begin{aligned} \oint_{S2} \epsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} &= q_{fio} \\ \epsilon E 2\pi r l &= q = \lambda l \\ E &= \frac{\lambda}{2\pi r \epsilon} \end{aligned}$$

Neste exemplo o campo elétrico diminui com a razão de  $1/r$

c) Lei de Guass sobre uma folha de Cargas

Neste caso, consideremos uma folha de cargas carregada uniformemente sobre uma superfície, sendo que a densidade de cargas é definida como  $\sigma_q$ .



Neste exemplo a contribuição do campo elétrico é perpendicular à superfície (placa), logo o campo elétrico pode ser definido como:

$$\oint_{S1} \epsilon \vec{E} \cdot \hat{n} dS + \oint_{S2} \epsilon \vec{E} \cdot \hat{n} dS + \oint_{S3} \epsilon \vec{E} \cdot \hat{n} dS = q_{sfc} = \sigma_q \times Area$$

Porém o campo elétrico sobre a superfície  $S_2$  é paralelo, logo  $E_2=0$ , dessa maneira temos:

$$\oint_{S1} \epsilon \vec{E} \cdot \hat{n} dS + \oint_{S3} \epsilon \vec{E} \cdot \hat{n} dS = q_{sfc}$$

$$\epsilon E \pi r^2 + \epsilon E \pi r^2 = q_{sfc} = \sigma \pi r^2$$

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon}$$

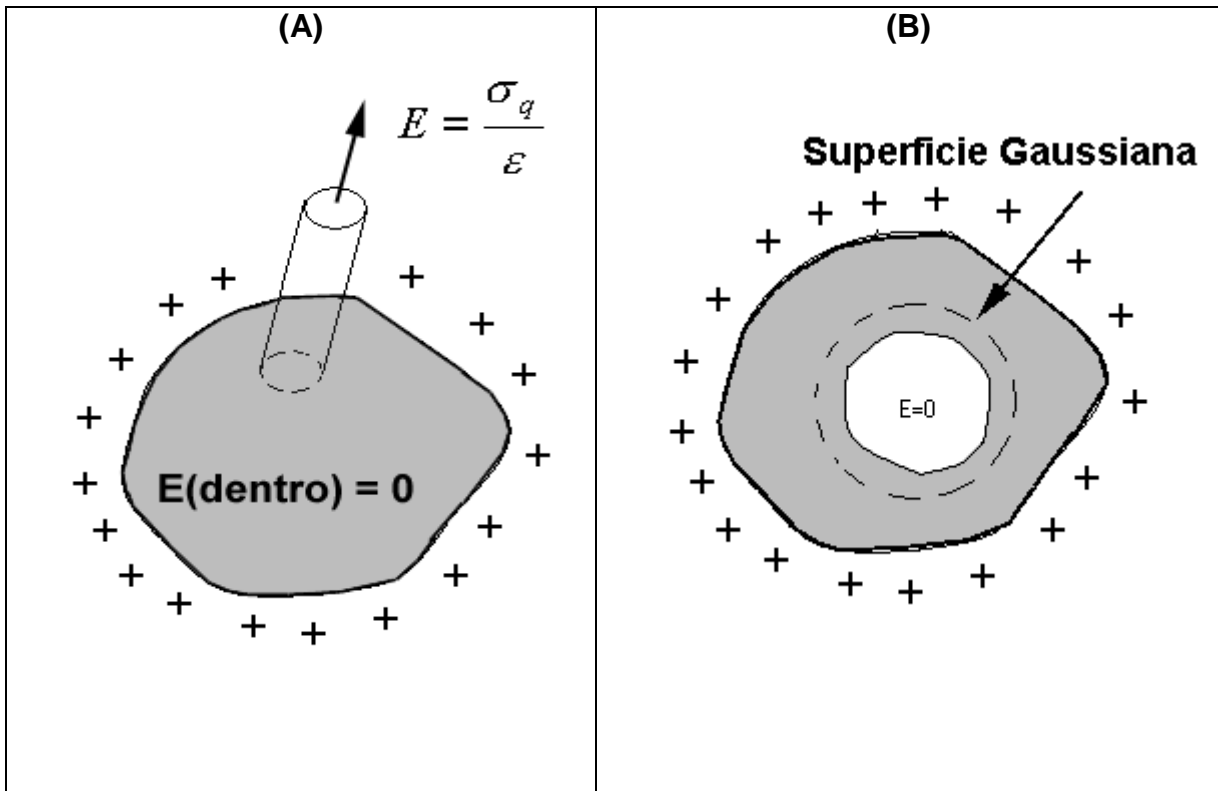
Ou seja, o  $\vec{E}$  é independente da distância da folha !!. Isto só é válido desde que as dimensões da folha seja muito maior que a distância aonde estamos calculando o campo elétrico.

*d) Campo Elétrico sobre e dentro de condutores*

Os condutores tem a seguinte propriedade: quando um campo elétrico é aplicado sob um condutor, os elétrons se moveram livremente em resposta a presença do  $\vec{E}$ , o que conseqüentemente irá redistribuir a distribuição de cargas do condutor. Os elétrons se movem até que o transporte de cargas seja suficiente para que  $\vec{E}$  (a força produzida pelos elétrons), se torne ZERO em todo o espaço dentro do condutor, sendo que o processo de neutralização do  $\vec{E}$  dentro do condutor se processa próximo à velocidade da luz. Uma vez que o  $\vec{E}$  é cancelado, os elétrons não são forçados a se mover no condutor, e ficam estacionários.

Dessa maneira, qualquer superfície Gaussiana dentro do condutor tem um fluxo ZERO, logo a densidade de carga também tem que ser ZERO em qualquer lugar dentro do condutor.

Por outro lado, na superfície do condutor, os elétrons que se moviam sob a influência da componente normal de  $\vec{E}$  sobre a superfície, são forçados a parar. Então a componente do  $\vec{E}$  normal à superfície pode existir. As componentes tangentes de  $\vec{E}$  sob a superfície não existem.



Para um condutor carregado positivamente, Figura A, o campo elétrico será ZERO dentro do condutor e normal sobre a superfície do condutor. Se existir uma superfície gaussiana, como a descrita pelo cilindro, o único fluxo será o representado pelo fim do cilindro fora do condutor, o que implica que a carga pode ficar disposta sobre a superfície do condutor.

Modificando esta situação de forma a termos um volume dentro do condutor, Figura B, já sabemos que dentro do condutor  $E = 0$ .

Construindo uma superfície Gaussiana dentro da superfície de forma a não cortar a cavidade, podemos então calcular o E.

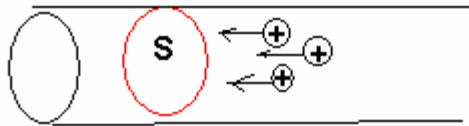
Mas como  $E = 0$  dentro do condutor, não existe nenhum fluxo elétrico que passa através da superfície Gaussiana definida. Então podemos concluir que a carga total dentro do condutor deve ser zero. Se não existe carga dentro da cavidade, então nenhuma superfície gaussiana dentro do condutor ou cavidade pode englobar a carga, dessa maneira  $E=0$  dentro da cavidade.

Se de alguma maneira trouxermos uma carga externa para dentro da cavidade, E poderá ser NÃO ZERO dentro da cavidade de acordo com a lei de Gaus, mas uma carga igual e polaridade oposta deve se formar sobre a borda da cavidade para manter  $E = 0$  dentro do condutor. Então enquanto a carga dentro

da cavidade cria um campo elétrico dentro da cavidade, o campo elétrico não se estende fora da cavidade.

## 2f) Transporte de Cargas e Mobilidade – Corrente Elétrica

As cargas se movem devido a presença de um campo elétrico. Este movimento de cargas significa em uma corrente elétrica,  $I$ . A corrente elétrica,  $I$ , através de uma superfície é definida como a carga resultante passando através de uma superfície por intervalo de segundo, ou seja:



$$I = \frac{\text{Coulombs}}{\text{segundo}} = \text{Ampere}(A) \quad (22)$$

A densidade de corrente,  $\vec{J}$ , é definida como a corrente por unidade de área ( $A/m^2$ ).

Quando consideramos o movimento de cargas devemos prestar atenção em como as cargas se movem através de um determinado meio. Considerante um material metálico, condutor, os elétrons se movem livremente no material. Sendo que o grau de liberdade com que estes elétrons se movem é caracterizado pela condutividade do material,  $\sigma$  [ $A/V.m$ ]

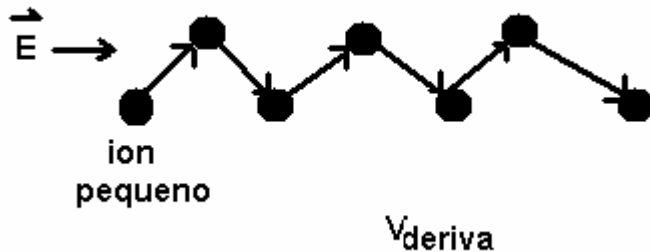
Definindo a Lei de Ohm, temos:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (23)$$

em eletrônica é mais conhecida como  $V = I.R$  (Voltagem=Corrente x Resistência). A corrente ôhmica ocorre quando a densidade de corrente,  $J$ , segue uma relação linear da lei de Ohm. A corrente não ôhmica ocorre com a densidade de corrente não descreve a corrente total, logo deslocamentos de corrente devem existir,  $dD/dt$ . Nas tempestades, ambos os tipos de corrente existem.

Na atmosfera, as correntes ôhmicas são causadas pelo movimento de partículas grandes (íons pequenos) além dos elétrons. Os íons carregam uma carga resultante, logo eles sofrem a ação da força do campo elétrico.

Portanto podemos calcular a velocidade com que estes íons se propagam sobre a influência do campo elétrico. Para isso, necessitamos definir o conceito de velocidade de deriva.



Se a densidade de gás aonde os íons estão se propagando fosse bem pequena, os íons nunca colidiriam, e eles se propagariam na mesma direção.

Entretanto na atmosfera temos um gás relativamente denso, logo os íons colidem com outras partículas (moléculas).

A velocidade individual do íon é aleatória, desde que colida e se redirecione com o impacto com outras moléculas.

A velocidade média aleatória se cancela, e os íons derivam com velocidade resultante associada ao campo elétrico.

A velocidade de deriva é constante após a aceleração inicial e é dado pelo campo elétrico:

$$\vec{V} = k\vec{E} \quad (24)$$

Onde  $k$  é a mobilidade  $\frac{m}{s} \left[ \frac{V}{m} \right]^{-1}$ , então a densidade de corrente pode ser reescrita como:

$$\vec{J} = nq\vec{V} \quad (25)$$

Onde  $n$  é o número de cargas por unidade de volume viajando a uma velocidade  $v$ .

Logo

$$\vec{J} = nqk\vec{E} \therefore \sigma = nqk \quad (26)$$

Se existirem diferentes tipos de cargas, a densidade de corrente  $\vec{J}$ , é a somatória da densidade de corrente individual assumindo íons pequenos + e -.



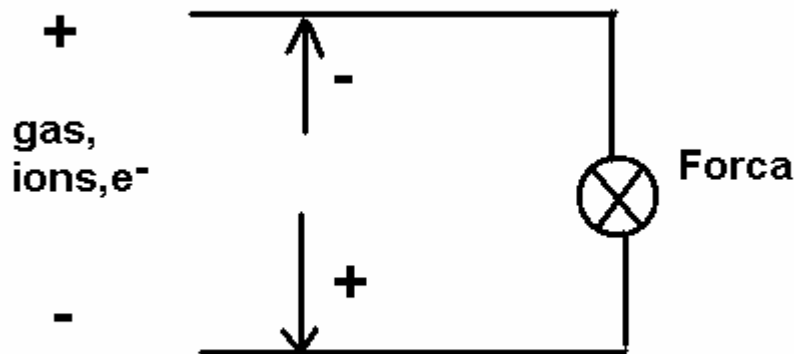
$$\vec{J} = n_+ q_+ k_+ \vec{E}_+ + n_- q_- k_- \vec{E}_- \quad (27)$$

e a condutividade

$$\sigma_{Total} = n_+ q_+ k_+ + n_- q_- k_- \quad (28)$$

### 2g) Condução em gases e quebra a rigidez

Sob a ação de campos elétricos baixos e moderados na atmosfera, os elétrons produzidos por raios cósmicos e por decaimento radioativo começam a se propagar, e conseqüentemente os elétrons e íons começam a se separar pela sua polaridade.



Com o campo elétrico ( $\Delta V$ ) aumenta, as cargas são removidas da mesma forma que elas se movem.

Um aumento adicional em voltagem ( $E$ ) não resulta em um aumento adicional da corrente. Entretanto, uma vez que a velocidade dos elétrons (eq. 24) aumenta com o campo elétrico, temos que quando o campo elétrico é bem alto, os elétrons serão acelerados às velocidades suficientemente altas para se chocarem e quebrarem átomos e moléculas. Então neste momento, existem mais cargas disponíveis e a corrente aumenta rapidamente. Este processo é conhecido como avalanche de elétrons.

Força de Junção  $\sim (0.5 \text{ mv}^2)$ , onde  $v$  (eq. 24).



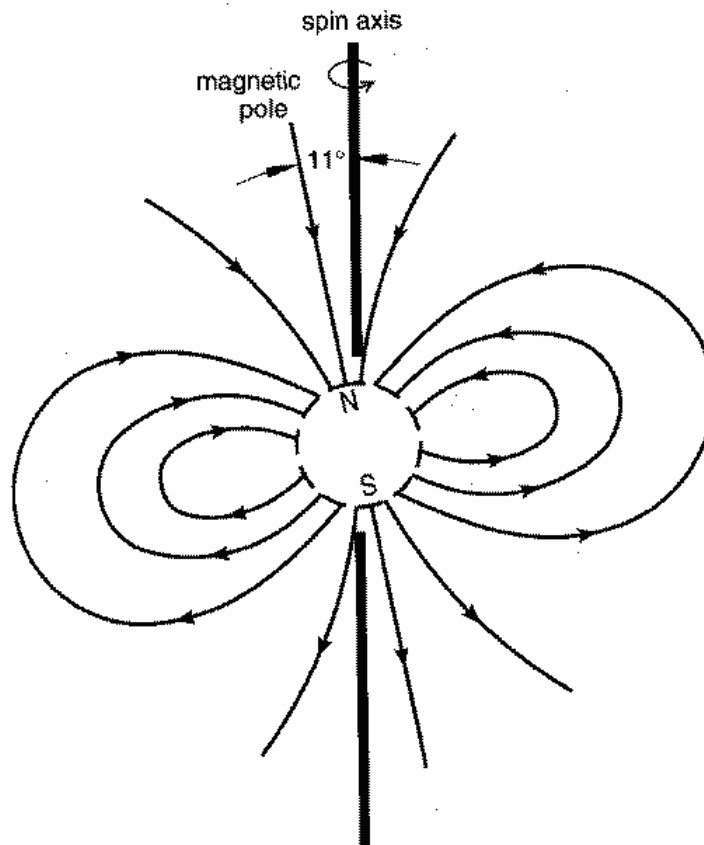
## 2h) Campo Magnético da Terra

A Terra possui um campo magnético,  $\vec{B}$ , permanente devido as correntes elétricas no do interior da Terra.

Algumas propriedades do  $\vec{B}$ :

- $\vec{B}$  varia muito pouco  $\sim 0.05\%/ano$  e precessa sobre o eixo de rotação da Terra (11 graus).
- Em escalas de tempo de  $10^5$ - $10^6$  anos o  $|B| = 0$  e se restabeleceu, e reverteu a sua polaridade.

$$\vec{B} = \frac{-0.6R_E^3}{r^3} \sin \phi \hat{a}_r + \frac{0.3R_E^3}{r^3} \cos \phi \hat{a}_\phi, \quad (29)$$



$\vec{B} \sim 10^{-4}$  T (Tesla);  
 $\phi$  é a latitude a partir do equador geométrico;  $R_E$  raio da terra; “r” distância;  
“ $\hat{a}_r$ ” vetor unitário

## 2.2 Ionosfera

A ionosfera é conhecida como o eletrodo condutor superior do circuito global.

História:

- 1882 – Stewart estimou a existência de uma região condutiva na parte superior da atmosfera;
- 1901 – Marconi transmitiu ondas de rádio através do oceano Atlântico;
- 1902 – Kennelly e Heaviside discutiram sobre a condutividade da camada acima;
- 1925 – Appleton e Barnett obtiveram evidências diretas a partir da camada de Heaviside através de falhas no sinal propagado a partir de 2 antenas direcionais;
- 1931 – Chapman desenvolveu a teoria de camada na ionosfera.

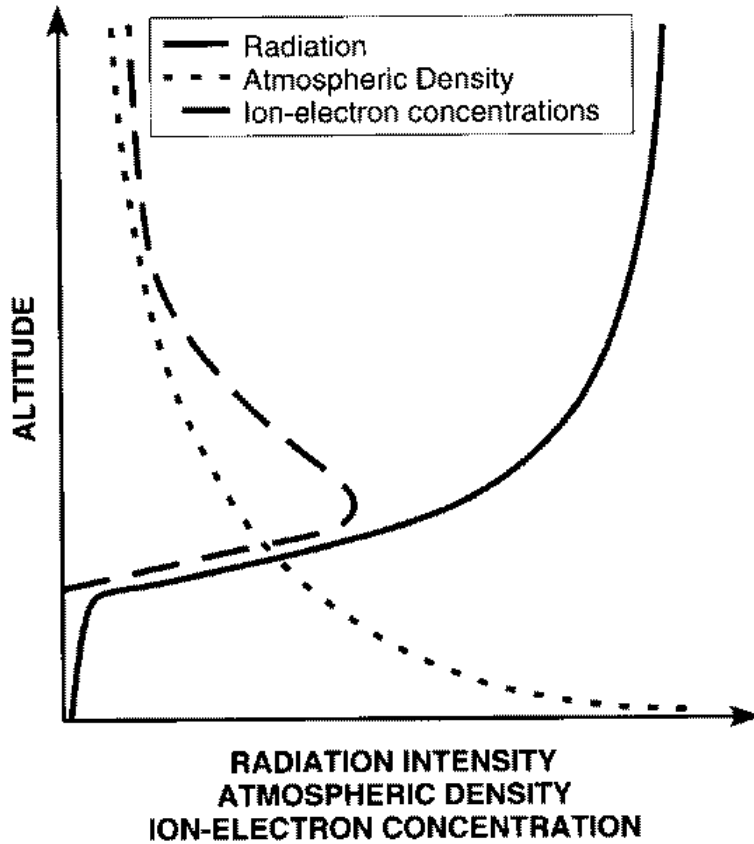
A Ionosfera Terrestre foi dividida em várias regiões conhecidas como: D, E e F (F1 e F2)

Sendo que as ondas de rádio foram utilizadas para detectar as camadas que “refletiam” as ondas que retornavam a Terra.

A camada “E” foi a primeira a ser detectada, e o seu nome se deve a reflexão do campo elétrico provenientes das ondas de rádio;

Existe uma separação de regiões na ionosfera devido à:

- a) Energia solar depositada em várias alturas devido à absorção característica na atmosfera;
- b) A física de recombinação depende da densidade;
- c) A composição da atmosfera muda com a altura (a secção-transversal vertical de absorção varia com a altura)



**Fig. 1.5.** Trends in radiation flux and particle number density that result in a Chapman layer. (From Whitten and Poppoff, 1971, with permission.)

a) Concentração de elétrons

Camadas de Chapman – Chapman pesquisou a concentração de elétrons ( $N_e$ ) em função da altura.

A forma diferencial simplificada da concentração de elétrons  $N_e$  pode ser descrita como:

$$\frac{dN_e}{dt} = q - [\alpha_{eff} N_e^2] \quad (30)$$

onde “ $q$ ” é a taxa de produção de elétrons ( $\#/m^3$ )  
 $\alpha_{eff}$  é o coeficiente de recombinação efetiva ( $m^3/s$ )

Definindo  $\sigma_v(\text{cm}^2)$  como a secção transversal de ionização de partículas com concentração  $N(z)$  e  $k_v$  como o coeficiente de absorção total.

$$\text{Temos que o: } k_v = N(z)\sigma_v(\text{cm}^{-1}) \quad (31)$$

Se procurarmos um simples equilíbrio na concentração elétrons, temos:

$$\frac{dNe}{dt} = 0 \Rightarrow q = \alpha_{\text{eff}} N_e^2 \quad (32)$$

Por outro lado, podemos analisar a derivação conduzida por Chapman nos finais da década de 20 e começo de 30.

$$dF_\lambda = \frac{\sigma_{ab} n(z) F_\lambda}{\mu} dz \quad (33)$$

$dF_\lambda$  é a radiação de energia removida ao longo do caminho  $dl$  ( $dl = dz/\mu$ ) que geralmente é descrito por um caminho transversal.  $n(z)$  é densidade das espécies que absorvem em um comprimento de onda com secção transversal  $\sigma_{ab}$ .

A uma certa distância  $z$  a partir do topo da atmosfera, o fluxo  $F(z)$ , o qual é disponível para causar um foto-ionização em um nível  $z + \Delta z$ , pode ser descrito por:

$$F(z) = F_0 \exp \left[ \frac{\sigma_{ab}}{\mu} \int_z^\infty n(z) dz \right] \quad (34)$$

onde  $F_0$  é o fluxo solar no topo da atmosfera ( $\text{photons}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ )

Uma vez que  $n(z)$  varia com uma altura de escala definida para uma atmosfera, podemos assumir que em um equilíbrio hidrostático:

$$n(z) = n_0 e^{-(z-z_0)/H} \quad (35)$$

onde  $n_0$  é a concentração no nível de referência  $z_0$ .

Como  $H$  é uma altura de escala de uma espécie em particular, temos que:

$$H = \frac{RT}{g} = \frac{k_b T}{\bar{m} g} \quad (36)$$

onde  $k_b$  é constante de Boltzmann, e  $\bar{m}$  é o peso molecular de um espécie em particular.

Porque não podemos representar  $H$  como um valor médio, o qual representaria a mistura das várias espécies encontradas na ionosfera/troposfera?, ou seja:

$$H = \frac{k_b T}{\bar{m}_{mistura} g} \text{ ??????}$$

Em uma atmosfera heterogênea ( $> 100$  km) a difusão e a gravidade separariam as partículas, logo  $\bar{m} = \bar{m}_{mistura}$ . Em uma atmosfera homogênea as partículas são bem misturada.

Assumindo uma atmosfera isotérmica e integrando a equação do Fluxo (Eq. 34).

$$F(z) = F_0 \exp\left[\frac{-\sigma_{ab} n_0 H}{\mu} \exp\left\{\frac{-(z - z_0)}{H}\right\}\right] \quad (37)$$

Em qualquer altura  $z$ , a taxa de ionização é descrita por:

$$q = n(z) \beta F(z) \text{ [# cm}^{-3} \text{ s}^{-1}] \quad (38)$$

onde  $\beta$  é a secção transversal da ionização

b) Destruição por Recombinação:

Processos de criação de Íons.

|                           |   |                  |
|---------------------------|---|------------------|
| Foto-Ionização            | $O_2 + hv \rightarrow O_2^+ + e$<br>Angstrom    | $\lambda < 1027$ |
| Carga-Troca               | $N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$<br>Raio-X | Corana e         |
| Inter-troca de Atmos-Ions | $N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$<br>Raio-X      | Corona e         |

Processos de Recombinação

|                           |                                   |   |
|---------------------------|-----------------------------------|---|
| Recombinação Dissociativa | $O + hv \rightarrow O^+ + e$ (F1) | $\lambda < 911$                               |
|                           | $O_2^+ + e \rightarrow O + O$ (E) |   |
|                           | $NO^+ + e \rightarrow N + O$      |   |
| Recombinação Radiativa    | $O^+ + e \rightarrow O + hv$      | Processo bem devagar                          |
| Intertroca de Atmos-Ions  | $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ |   |
|                           | $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$  | e depois ocorre uma recombinação dissociativa |
|                           | $O_2^+ + e \rightarrow O + O$     |   |
|                           | $NO^+ + e \rightarrow N + O$      |   |

Tempo de vida do  $O^+$  à ~ 200 km é de 60 segundos.

Na ionosfera podemos assumir que a taxa de recombinação pode ser expressa por

$\alpha_{eff} N_e^2$ , onde  $\alpha_{eff}$  é o coeficiente de recombinação.

Lembrando que assumimos uma atmosfera isotérmica, estas condições de equilíbrio na camada implicam que

$$\frac{dN_e}{dt} = 0 \Rightarrow q = \alpha_{eff} N_e^2 \quad (39)$$

Ou

$$N_e(z) = \sqrt{\frac{q}{\alpha_{eff}}} \quad (40)$$

Ou ainda como

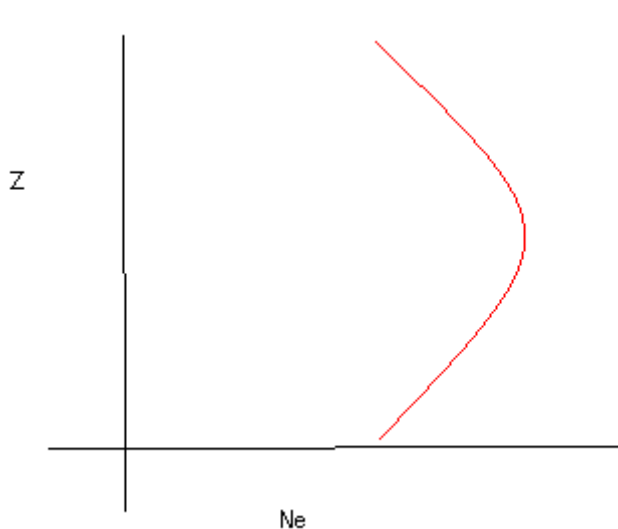


$$Ne(z) = \left( \frac{\beta F_0 n_0}{\alpha} \right)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{(z - z_0)}{2H} - \frac{\sigma_{ab} n_0 H}{2\mu} \exp \left( - \frac{(z - z_0)}{H} \right) \right\} \quad (41)$$

$\left\{ \frac{(z - z_0)}{2H} \right\} \rightarrow$  aumenta a ionização dos constituintes com a altura

$\left\{ - \frac{\sigma_{ab} n_0 H}{2\mu} \right\} \rightarrow$  aumenta devido ao Fluxo solar com a Altura

Encontrando a camada onde  $Ne(z)$  é máximo,  $z = z_{max}$



$$\frac{dNe}{dz} = 0$$

Dessa forma temos:

$$z_{max} = z_0 + H \ln \left( \frac{\sigma_{ab} n_0 H}{\mu} \right)$$

$$z_{max} - z_0 = H \ln \left( \frac{\sigma_{ab} n_0 H}{\mu} \right)$$

Para  $q_{z_{max}}$ , taxa de produção ao nível  $z_{max}$ , podemos encontrar  $Ne(z_{max})$  substituindo a equação acima na expressão de  $Ne(z)$ .

$$Ne(z) = \left( \frac{\beta F_0 \mu}{\sigma_{ab} \alpha H} \right)^{1/2} e^{-1/2} \quad (42)$$

logo,

$$q(z_{max}) = \alpha Ne^2 = \frac{\beta F_0 \mu}{\sigma_{ab} H} e^{-1} \quad (43)$$

onde  $q = \alpha_{eff} N_e^2$  foi assumido

Agora, consideremos a máxima taxa de produção para uma situação com o Sol completamente acima de nós, ou seja,  $\mu=1$  (nadir)

$$q(z_{\max}) = \frac{F_0}{H} e^{-1} \quad (44)$$

Assumindo que  $z_{\max}$  é a altura  $z_{\max}$  para  $\mu=1$

$$q(z/\mu) = q_{\max} \exp\left\{1 - \frac{(z - z_{\max})}{H} - \frac{1}{\mu} \exp\left(-\frac{(z - z_{\max})}{H}\right)\right\} \quad (45)$$

Como  $Ne(z) = \sqrt{\frac{q}{\alpha_{\text{eff}}}}$

$$Ne(z, \mu) = \left(\frac{q_{\max}}{\alpha}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[1 - \frac{(z - z_{\max})}{H} - \frac{1}{\mu} \exp\left(-\frac{(z - z_{\max})}{H}\right)\right]\right\} \quad (46)$$

Dessa forma podemos notar as seguintes características na camada de Chapman idealizada.

- Expandindo a exponencial sobre  $z_{\max}$  para distâncias pequenas comparadas com  $H$ , e o sol sobre nós ( $\mu=1$ )

$$Ne(z,1) = \left(\frac{q_{\max}}{\alpha}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{1}{4}\left[\frac{(z - z_{\max})}{H}\right]\right\} \quad (47)$$

ou

$$Ne(z,1) = \left(\frac{q_{\max}}{\alpha}\right)^{1/2} \left[1 - \left[\frac{(z - z_{\max})}{2H}\right]^2\right] \quad (48)$$

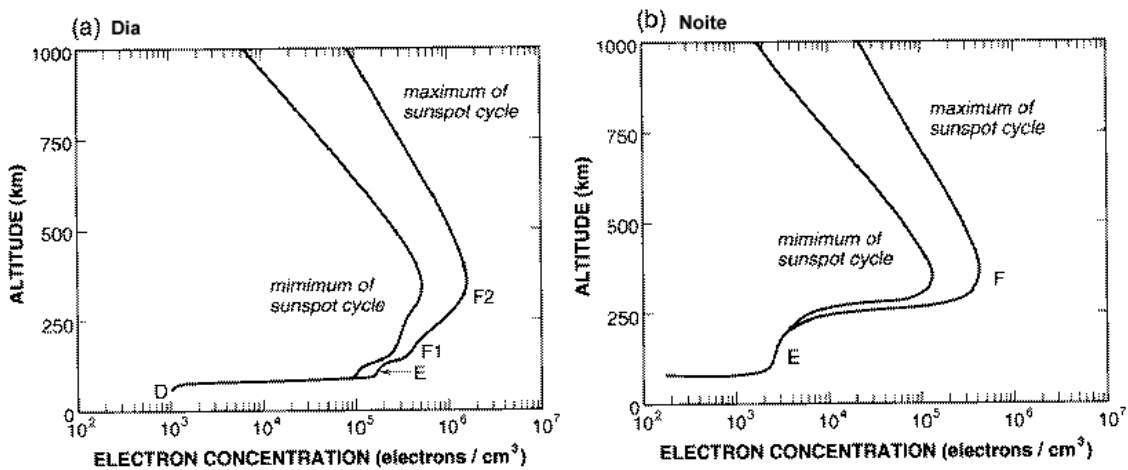
Como assumimos que a distribuição de elétrons ( $Ne$ ) é parabólica, e existe um valor máximo sobre a camada, e lembrando que “ $q$  varia com o  $\text{COS}\Psi_0$ ”. Então as variações diárias, sazonais e latitudinais de  $Ne$  serão função de  $\{\text{COS}\Psi_0\}^{1/2}$ .

Assumindo  $z_0=z_{\max}$ , nós temos:

$$N_e(z_{\max}) = \frac{\mu}{H\sigma_{\text{eff}}} \quad (49)$$

Então se pudéssemos determinar  $Z_{\max}$  a partir desta teoria, poderíamos então determinar  $N_e$  na vizinhança de  $Z_{\max}$ . Esta técnica é complicada pelo fato de haver oscilações verticais associadas às marés atmosféricas na alta atmosfera.

- Resultados da Teoria de Chapman



Limitações da Teoria de Chapman incluem:

- A atmosfera tem um tempo de resposta para com o ângulo zenital e não está em quase-equilíbrio;
- A atmosfera não é isotérmica, dessa maneira  $H$  varia com  $z$ ;
- A radiação de ionização não é monocromática, mas cobre um amplo espectro de frequências;
- A ionização não permanece em uma altura aonde foi produzida, mas move-se para cima e para baixo por difusão.
- A Recombinação não é totalmente dada por  $N_e^2$ ;

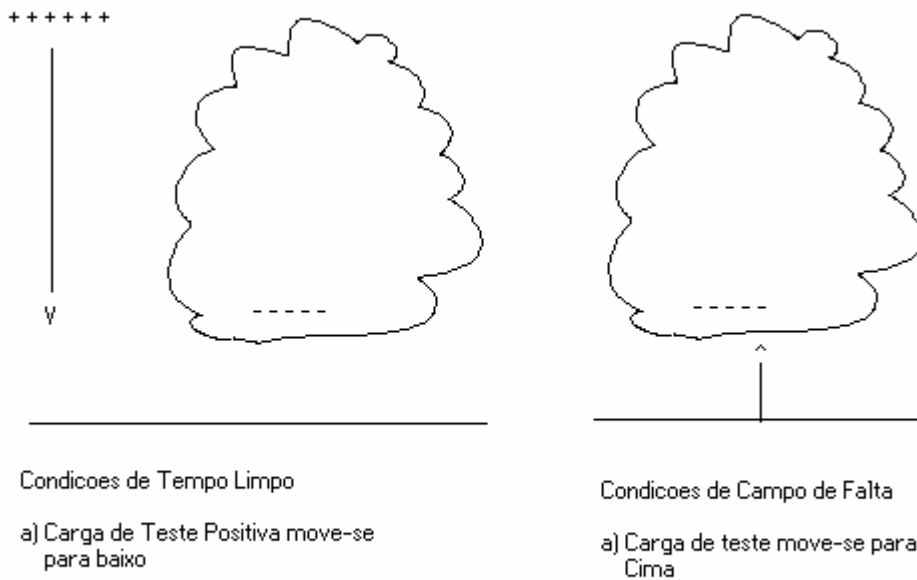
### 2.3 Propriedades Elétricas da Atmosfera Abaixo da Ionosfera

#### a) Condição de Bom Tempo – “Fair Weather”

Na baixa atmosfera existe um estado de quase equilíbrio eletrostático, onde cargas se movem em regiões aonde igualam o momento de carga que está sendo liberado pela região.

Sendo que bom tempo é definido com condições atmosféricas sem a presença de tempestades, sem hidrometeoros, sem ventos de areias, sem vulcões ativos e etc.

As condições de tempo limpo podem existir na presença de nuvens. Esta definição requer que o campo elétrico associado às nuvens seja fraco a ponto que não exista uma inversão de polaridade do campo elétrico sobre a superfície.



#### b) Visão Simplificada da Estrutura elétrica da Terra:

Coulomb (1795) – Modelo de capacitor esférico:

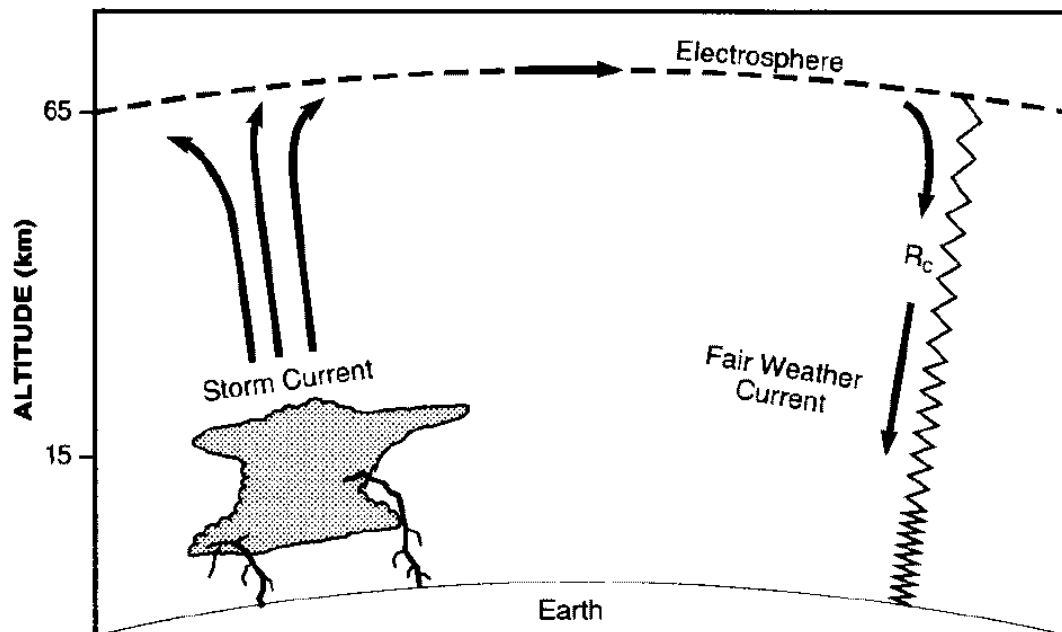
- Parte inferior: superfície terrestre;
- Parte externa: alta atmosfera altamente condutiva;
- Parte interna: O Ar dentro sendo o Dielétrico;

Este capacitor esférico está carregado com  $\sim 5 \times 10^4$  C em cada camada.

Uma vez que o dielétrico (em nosso caso, o AR), é um fraco condutor, existe um vazamento de corrente que se propaga entre as duas camadas (pratos) do capacitor.

Este “vazamento de corrente” poderia neutralizar a carga da superfície terrestre e da atmosfera em aproximadamente 10 minutos

Wilson em 1920 propôs que as “tempestades” seriam responsáveis pela produção da energia eletromagnética (EMF) que causaria que a corrente se propaga-se da forma a carregar continuamente o capacitor – ou seja, carga positiva movendo-se para cima e carga negativa para baixo. Esta proposta de movimentos de correntes negativas para baixo se deve aos raios. Dessa maneira, assume-se que os raios mantêm a carga negativa sobre a superfície da terra.



Esta distribuição de cargas descrita acima, mantém o campo elétrico da atmosfera, ou seja, o campo elétrico de condições de tempo limpo.

Em terrenos não montanhosos o campo elétrico tem valores  $\sim -100$  V/m, direcionado para baixo, onde campo diminui com a altura a medida que condutividade aumenta com a altura (ou seja, está associada com a grande mobilidade já que o caminho livre médio cresce).

Lembrando que assumimos que a atmosfera está em um quase-equilíbrio de um ponto de vista eletrostático,  $J$  é constante, dessa maneira com  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  temos uma relação entre condutividade e o campo elétrico.

Alguns textos utilizam o gradiente do potencial para definir o tempo limpo. Nesse caso o gradiente de potencial é  $\sim + 100$  V/m.

Finalmente, o Campo elétrico em função da altura pode ser expresso por:

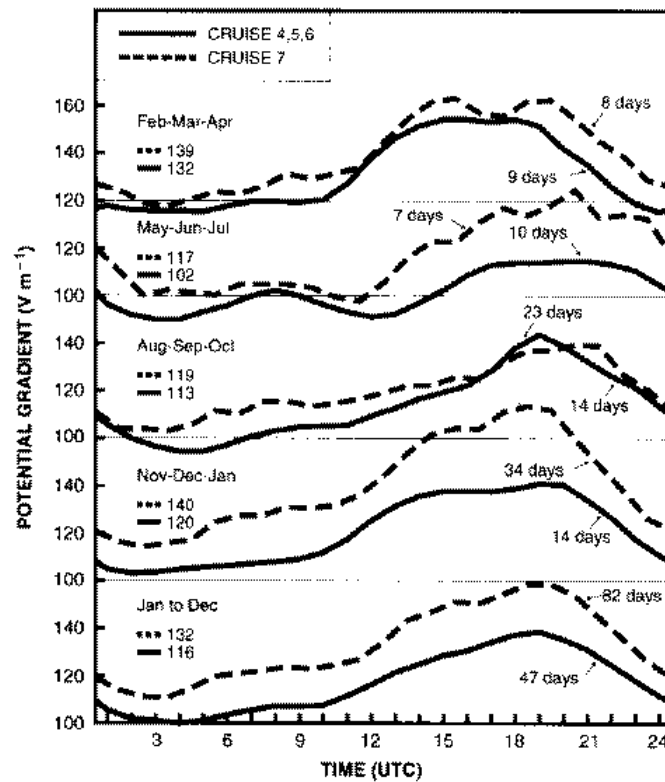
$$E(z) = -\{ 81.8 e^{-4.52z} + 38.6 e^{-0.375z} + 10.27 e^{-0.121z} \} \dots \quad (50)$$

Gish (1944),  $z$  em Km e  $E$  em V/m

c) Variações Diurnas e Sazonais das propriedades elétricas da baixa atmosfera:

Existe um conjunto de medidas das variações diurnas e sazonais de tempo bom obtidas durante os cruzeiros de "Carnegie" na década de 1920. Esta embarcação percorreu  $\sim 200.000$  km em 7 excursões e teve a sua última missão em 1928-1929, antes de um incêndio que destruiu o barco.

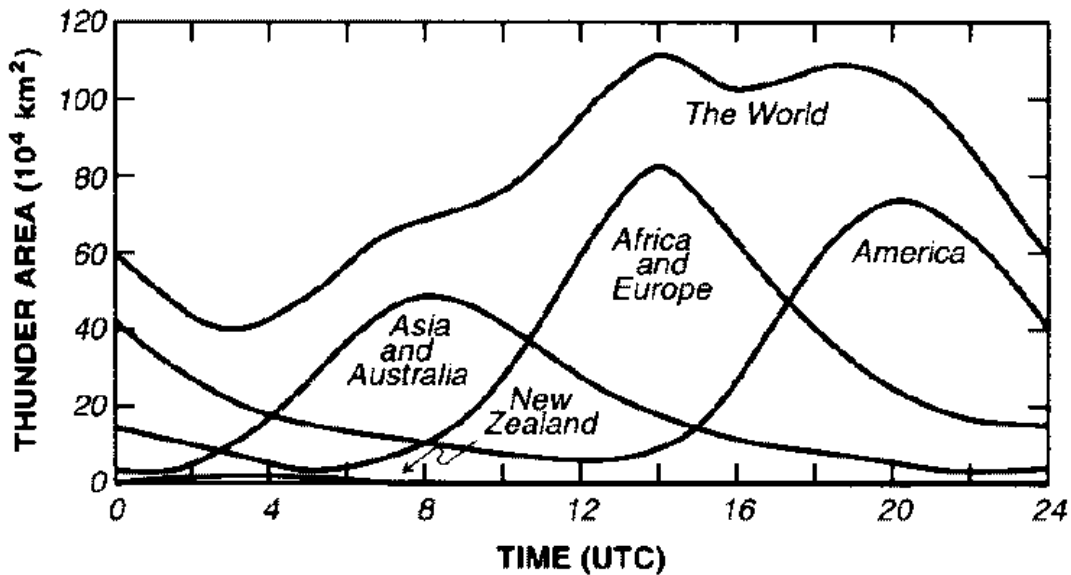
Os cruzeiros de Carnegie representam valores horários de campo elétrico em condições de tempo bom, a partir de várias médias sobre vários dias.



**Fig. 1.12.** Mean diurnal variations of the potential gradient for 3-month periods measured during fair weather on four cruises of the Carnegie during the years 1915–21 (cruises 4–6) and 1928–29 (cruise 7). The numbers by the line codes in each are the mean potential gradient for the curve. (From Torreson et al. 1946, with permission.)

A variação diurna do campo elétrico é clara e tem um máximo ~ 17-18 UTC. As variações diurnas da condutividade sobre o oceano são bem pequenas.  
 $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ , então J segue E com  $\sigma \sim$  constante.

Seguindo o modelo de geração de tempestades de Wilson (1920), nós podemos comparar com o ciclo diurno da atividade global de tempestades de forma a explicar o ciclo diurno do campo elétrico de tempo bom.



**Fig. 1.10.** Diurnal variation of worldwide areas of thunder over land. Individual curves are labeled to indicate the continental regions whose thunderstorm activity is plotted. The world curve is a composite of all the others. (From Whipple and Scrase 1936, © Crown copyright. Reproduced with the permission of the Controller of Her Majesty's Stationery Office.)

Existem tres picos maximo de atividade elétrica : 08:00, 14:00 e 20:00 UTC. Similarmente entre a variação diurna da atividade global de tempestades e a variação diurna do campo elétrico de tempo bom, suporta-se a hipótese que as tempestades são os geradores do circuito global.

#### 2.4 Circuito Elétrico Global

Acredita-se que a maior parte da energia elétrica das tempestades é liberada na forma de relâmpagos. Tempestades modestas produzem algumas descargas elétricas por minuto e tem uma potência equivalente à gerada por um usina nuclear.

Análises de escala a partir das equações de eletromagnetismo mostram que a potência liberada por uma descarga elétrica é proporcional a quinta potência



do tamanho da nuvem. Portanto a duplicação das dimensões da nuvem eleva a potência liberada em 3 vezes.

Tempestades enormes podem produzir uma frequência de relâmpagos da ordem de 100 descargas atmosféricas por minuto.

Sabendo-se que as tempestades liberam energia através dos relâmpagos, esta afirmação sugere então: De onde vem esta energia?

(Earle Williams, Scientific American)

*Basicamente esta energia é proveniente do calor liberado pela expansão do vapor d'água (crescimento da nuvem), que se torna menos denso que o ar ambiente que o cerca e conseqüentemente sobe. Uma vez que esta parcela de vapor d'água ascende, uma parte condensa ou se congela; Conseqüentemente existe uma liberação de calor latente (mudança de fase), logo a água líquida e ou gelo começam a precipitar.*

*Por outro lado, a energia potencial gravitacional liberada pelos hidrometeoros que estão precipitando (caindo) é de acordo com os modelos de precipitação, a energia disponível para eletrificação das nuvens. Dessa maneira, assume-se que esta energia é o produto da força gravitacional agindo sobre a precipitação pela distância percorrida pela precipitação.*

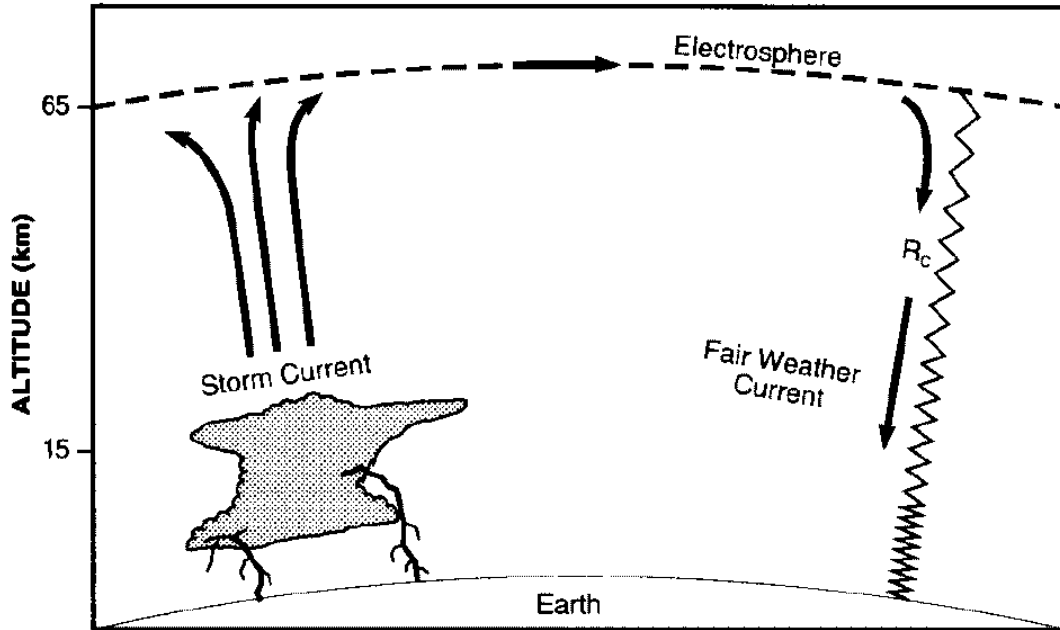
Medidas obtidas por radares meteorológicos em situações de chuva e partículas de granizo pequeno (“graupel”) mostram que em tempestades modestas a energia gravitacional é em fato muito maior que a energia elétrica liberada por um relâmpago.

Em tempestades extremamente ativas, onde a energia elétrica pode ser várias ordens de magnitude maior, estima-se que a energia gravitacional e a energia elétrica são da mesma ordem de magnitude. Portanto, pode-se esperar que pela conservação de energia, no instante que ocorrer uma descarga elétrica, onde a força elétrica diminui abruptamente, a velocidade de queda da precipitação deve elevar-se consideravelmente.

Esta hipótese foi perseguida a partir de medições com radares Doppler, os quais medem a velocidade com que um objeto se propaga. Infelizmente, até o presente momento não foi possível provar tal idéia. Uma vez que as variações das velocidades observadas ainda não foram bem explicadas pela comunidade, além de que movimentos turbulentos dentro das tempestades podem obscurecer tal fenômeno.

Por outro lado, temos outro balanço de energia a ser mantido que é o circuito global elétrico. A atmosfera da Terra é um ótimo isolante (lembre-se, o AR é um mal condutor), e está cercado por dois bons condutores: a superfície terrestre

abaixo e a ionosfera acima, Figura abaixo. Sendo que estas camadas são os componentes passivos do circuito global elétrico.



Entre a superfície terrestre carregada negativamente e a atmosfera carregada positivamente existe uma diferença de potencial constante de aproximadamente 300.000 Volts. (300 kV)

Aplicando o modelo original proposto por Wilson (1920), é bem aceito que estes 300 kV de potencial ionosférico é o resultado da geração de cargas provenientes de tempestades, as quais são as baterias do circuito global. As correntes elétricas da ordem de 1 ampere (A) por tempestade propagam-se para cima a partir dos topos das tempestades que são carregados positivamente e retornam para a Terra sob as regiões de tempo bom sob a atmosfera.

De forma que a geração de cargas nas nuvens não se torne infinita, uma corrente de 1A tem que se propagar a partir da superfície terrestre para a base da nuvem. Neste modelo, as correntes elétricas na chuva, as descargas de corona e os relâmpagos contribuem para a transferência de cargas.

Entretanto em latitudes médias este efeito não é suficiente para balancear as correntes de retorno de tempo bom

Portanto aonde este déficit é criado?

**Curso de Eletricidade Atmosférica**  
**Capítulo 2 - Revisão de Eletricidade e Magnetismo, Ionosfera e Circuito Elétrico Global**

As baterias que estão faltando são encontradas sobre os Trópicos, aonde existem tempestades de magnitude muito maior que as observadas sobre as latitudes médias e que tem frequência de raios alta o suficiente para carregar o circuito global.

Por outro lado, podemos nos perguntar porque a terra é carregada negativamente? Hoje em dia acredita-se que as cargas negativas da terra são um resultado da proximidade da terra com o polo negativo das baterias das tempestades.

Portanto, a pergunta pode-se reverter, ou seja: Porque a parte baixa das tempestades está carregada negativamente? Infelizmente, a única resposta plausível assume que se deve a microfísica de gelo que carece de um melhor entendimento.