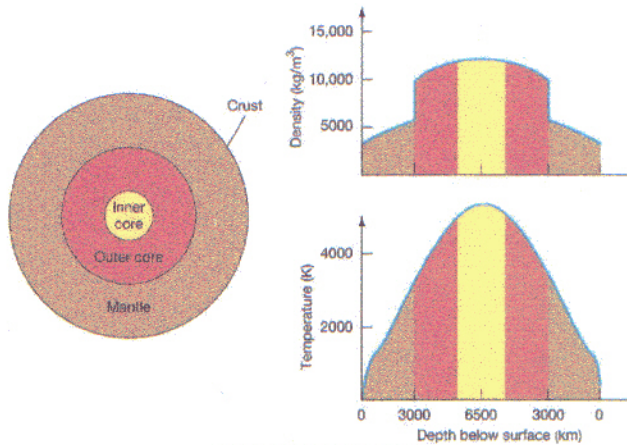


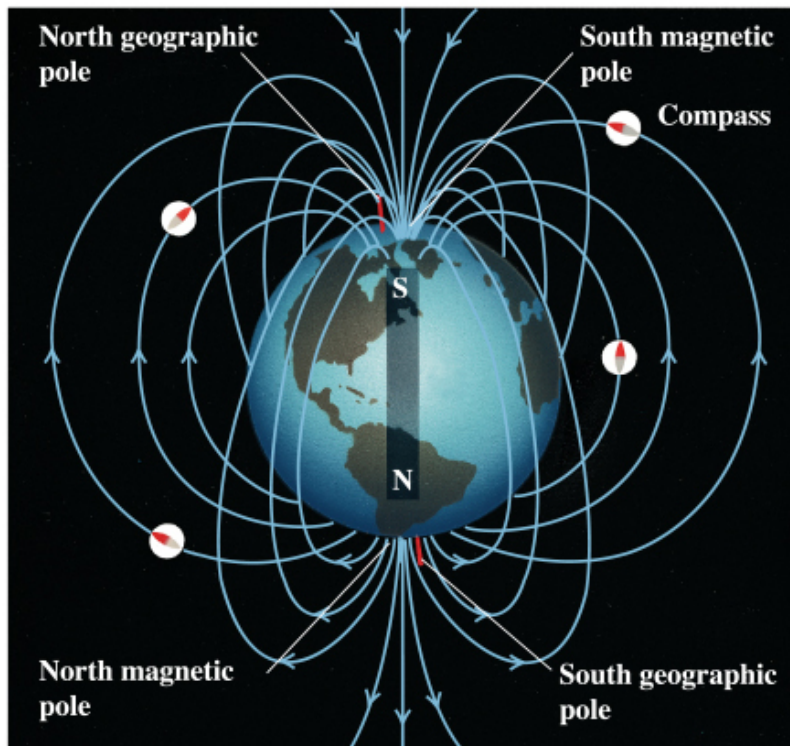
# CAPITOLO 1

- Campo magnetico terrestre
- Rotazione all'origine del campo magnetico planetario
- Moto di particelle cariche nel campo magnetico dei pianeti
- Fasce di Van Allen e toro di plasma di Giove
- Magnetosfera

# CAMPO MAGNETICO TERRESTRE



**Origine:** correnti convettive nell'outer core fluido + rotazione del pianeta

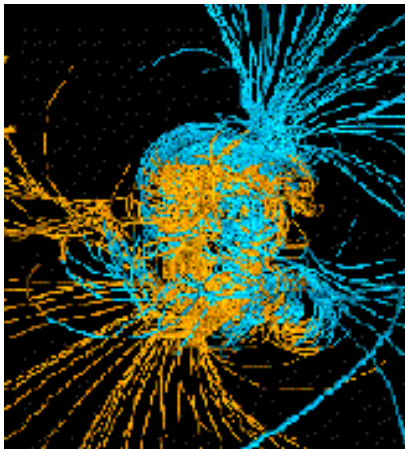
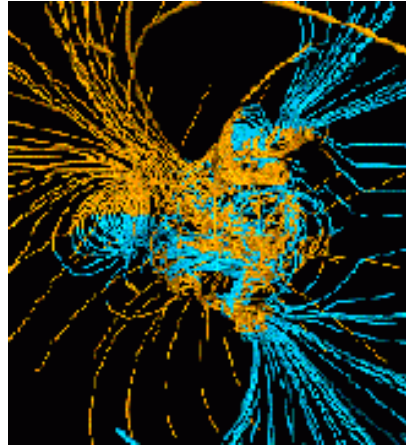
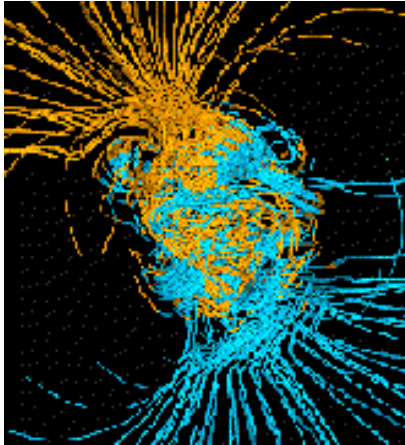


Copyright © Addison Wesley Longman, Inc.

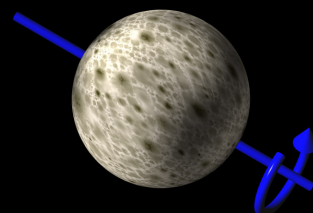
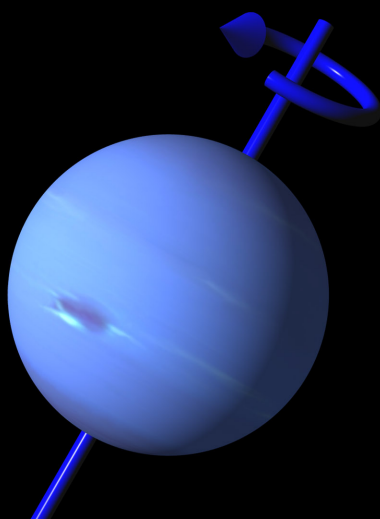
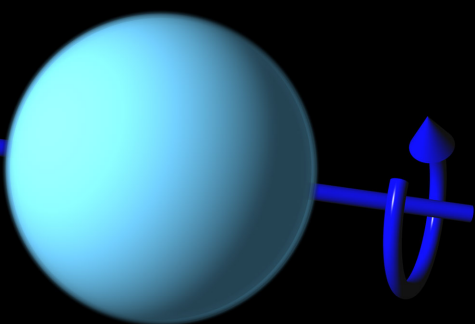
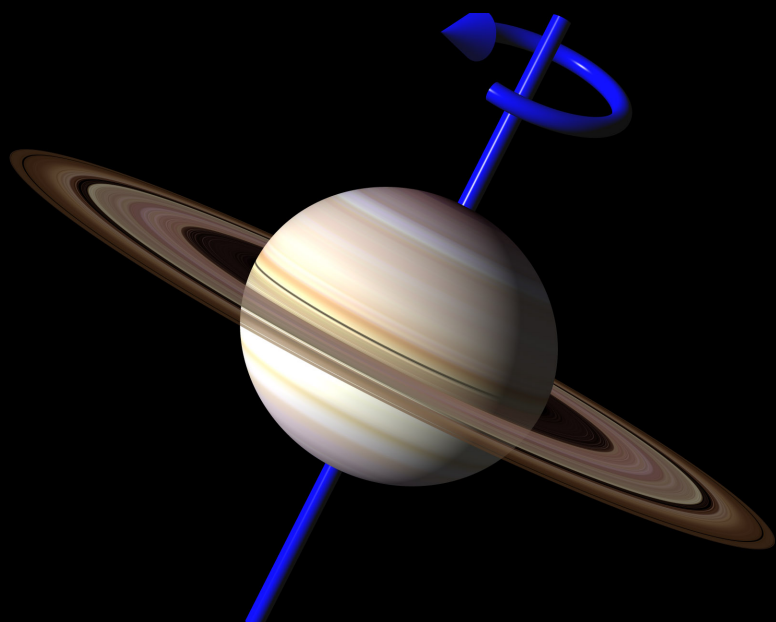
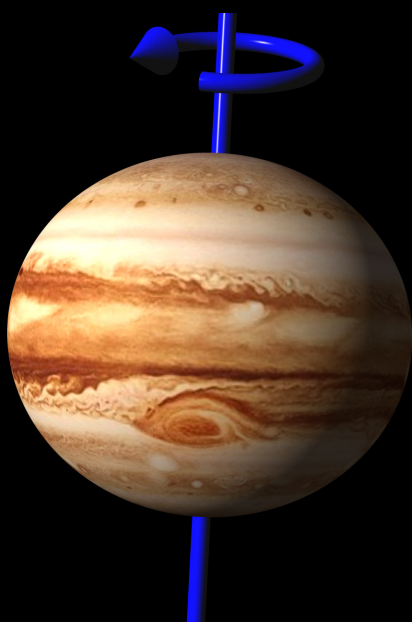
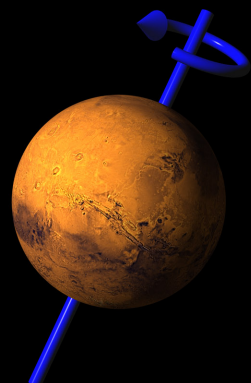
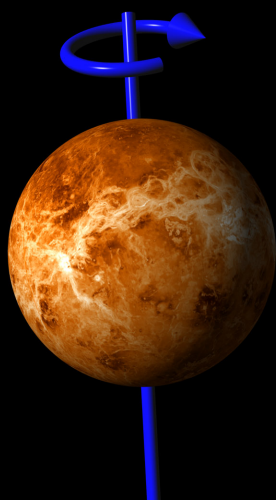
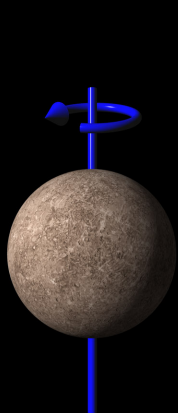
**Campo di dipolo:** 90% del campo totale

- 97-99% Campo principale dovuto a correnti nel nucleo
- 1-2% Campo dovuto a rocce magnetizzate nella crosta
- 1-2% Campo esterno prodotto da correnti attorno alla Terra

**Il campo magnetico terrestre si inverte  
circa ogni 250000 anni. (in media, il  
processo avviene in modo casuale)**



**Risultati del modello di  
Glatzmaier-Roberts:  
simulazione idrodinamica  
che modella i fenomeni  
convettivi in un core esterno  
liquido attorno al core interno  
solido. La durata  
dell'inversione del campo  
magnetico è di poche  
migliaia di anni**



$\varepsilon$  = obliquità

$\alpha$  = inclin. dipolo magn. rispetto asse rot.

- Mercurio

$$\alpha = 10^\circ \quad M_B = 4 \cdot 10^{-4}$$

$$\varepsilon = 0^\circ \quad P \sim 58.6 \text{ d}$$

- Venere

$$\alpha = 0^\circ \quad M_B = 0$$

$$\varepsilon = 177^\circ \quad P \sim -243 \text{ d}$$

- Terra

$$\alpha = 10.8^\circ \quad M_B = 1$$

$$\varepsilon = 23.5^\circ \quad P \sim 1 \text{ d}$$

- Marte

$$\alpha = 0^\circ \quad M_B = 0$$

$$\varepsilon = 25.9^\circ \quad P \sim 1 \text{ d}$$

- Giove

$$\alpha = 9.6^\circ \quad M_B = 20000$$

$$\varepsilon = 3.12^\circ \quad P \sim 9.9 \text{ d}$$

- Saturno

$$\alpha < 1^\circ \quad M_B = 600$$

$$\varepsilon = 26.75^\circ \quad P \sim 10.7 \text{ d}$$

- Urano

$$\alpha = 60^\circ \quad M_B = 50$$

$$\varepsilon = 97.86^\circ \quad P \sim -17.2 \text{ d}$$

- Nettuno

$$\alpha = 47^\circ \quad M_B = 25$$

$$\varepsilon = 29.56^\circ \quad P \sim 16.1 \text{ d}$$

$$M_B = 7.906 \cdot 10^{25} \text{ Gauss cm}^{-3}$$

Momento terrestre.

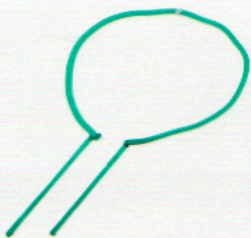
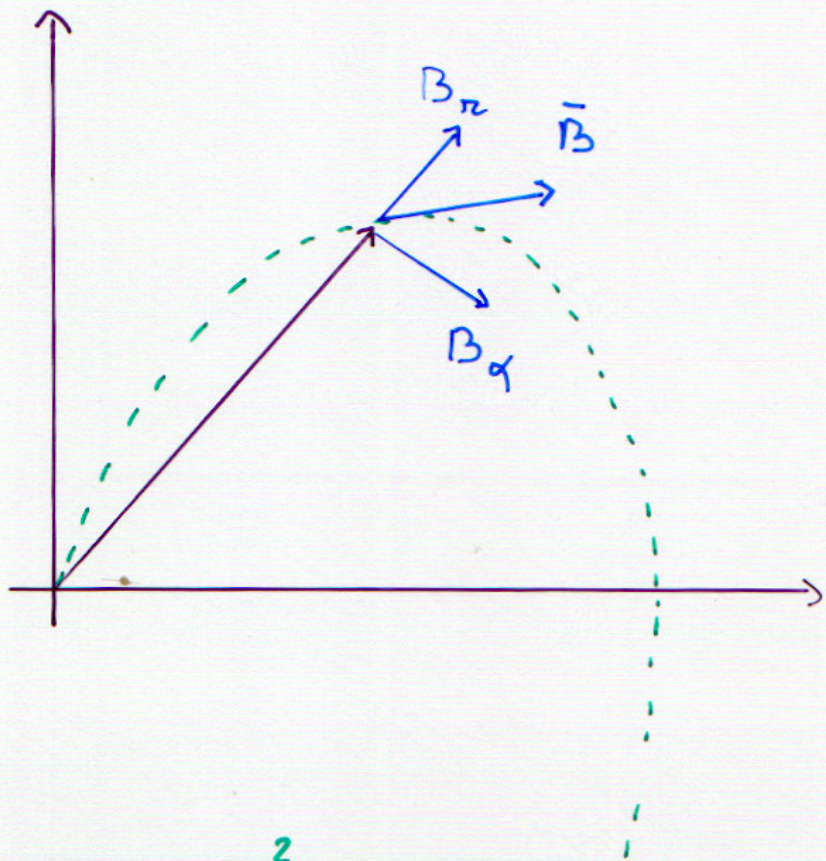
# CAMPO MAGNETICO DIPOLARE

$$B_r = 2 \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} \cos \alpha$$

$$B_\alpha = -\frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} \sin \alpha$$

$$B_\phi = 0$$

$m$  = MOMENTO  
MAGNETICO



$$m = A_s \cdot I = \pi r^2 \cdot I$$

1 TESLA = 10 000 GAUSS

Unità di misura

$$F = qvB$$

$$\text{Tesla} : \frac{N \cdot s}{C \cdot m}$$

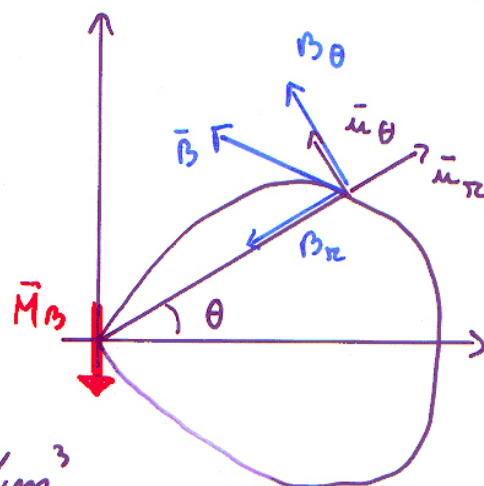
# CAMPO MAGNETICO TERRESTRE:

## APPROSSIMAZIONE DI POLARE

$$B_r = -\frac{2M_B}{r^3} \sin \theta$$

$$B_\theta = \frac{M_B}{r^3} \cos \theta$$

$$B_\phi = 0$$



$$M_B^{\oplus} = 7.906 \times 10^{25} \text{ gauss/cm}^3$$

$$= \mu_0 \frac{m}{4\pi}$$

### LINEE di CAMPO: $r = r_e \cos^2 \theta$

$$\vec{v} = \dot{r} \vec{u}_r + r \dot{\theta} \vec{u}_\theta + r \sin \theta \dot{\phi} \vec{u}_\phi$$

$$\vec{v}_c = -2 r_e \cos \theta \sin \theta \dot{\theta} \vec{u}_r + r_e \cos^2 \theta \cdot \dot{\theta} \vec{u}_\theta =$$

$$= r_e \cos \theta \dot{\theta} (-2 \sin \theta \vec{u}_r + \cos \theta \vec{u}_\theta) \quad \text{tangente linea di campo.}$$

$$\Rightarrow \vec{v}_c \parallel \vec{B}$$

$$|\vec{B}| = \frac{M_B}{r_e^3 \cos^3 \theta} \cdot \left[ 4 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{M_B}{r_e^3} \frac{[4 - 3 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}}{\cos^3 \theta} =$$

$$= B_e \sqrt{\frac{4 - 3 \cos^2 \theta}{\cos^6 \theta}} \quad B_e = \frac{M_B}{r_e^3}$$

CAMPO MAGNETICO CALCOLATO LUNGO LA LINEA di CAMPO

# MOTO delle CARICHE nel CAMPO MAGNETICO TERRESTRE.

## 1) MOTO GIROMAGNETICO

$$\vec{B} = (0, 0, B) \quad \vec{V} = (V_x, V_y, 0)$$

$$\begin{cases} m \dot{V}_x = q V_y B \\ m \dot{V}_y = -q V_x B \end{cases} \quad \begin{cases} \ddot{x} = \frac{qB}{m} \dot{y} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 x \\ \ddot{y} = \frac{qB}{m} \dot{x} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 y \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\Omega_c^2 x \\ \ddot{y} &= -\Omega_c^2 y \end{aligned}$$

$$\vec{a} = -\Omega_c^2 \vec{r}$$

MOTO CIRCOLARE  
UNIFORME

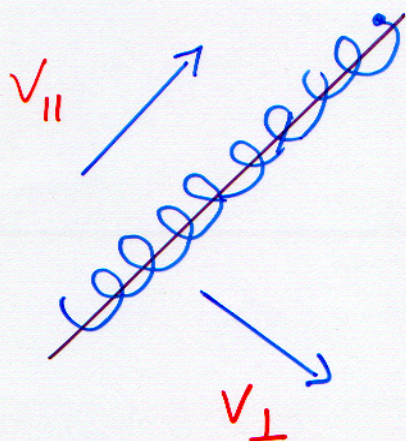
$$\boxed{\Omega_c = \frac{qB}{m}}$$

FREQUENZA di  
CICLOTRONE.

$$|a| = \Omega_c^2 |r| = \frac{V^2}{r}$$

$$r = \frac{V}{\Omega_c} = \frac{V_{\perp} m}{qB}$$

RAGGIO di  
CICLOTRONE  
(o LARMOR)



per la Terra

$e^-$  di 100 KeV  $\Rightarrow$

$$r \sim 100 \text{ m}$$

$$p \sim \mu s$$

$$v \sim 10^6 \text{ Km/s}$$

-7-

## 2) Moto di DRIFT

1) Se le linee di campo sono curve:

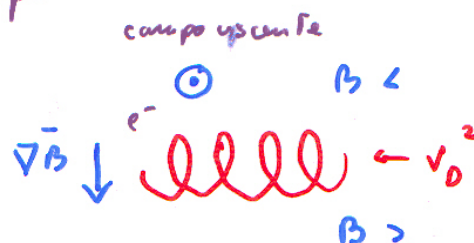
$$\vec{V}_D^1 = m v_{||}^2 \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} B}{R_c q B^2}$$



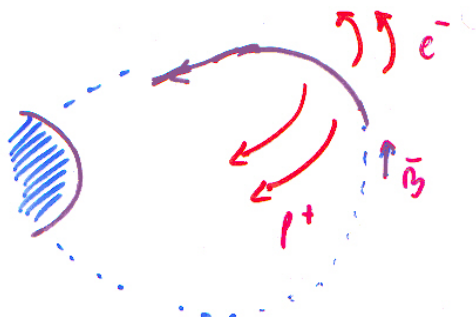
$$R_c = \text{raggio di curvatura.} \\ = \frac{B}{\nabla_{\perp} B}$$

2) Se c'è gradiente nel campo

$$\vec{V}_D^2 = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla} B}{q B^3}$$



Terra



PROTONI E  
ELETTRONI DRIFTANO  
IN DIREZIONI OPPOSITE

3) Campi  $\vec{E}$  e  $\vec{g}$  ( $\vec{E}$  è radiale per la Terra.)

$$\vec{V}_D^3 = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{m c}{q B^2} \vec{g} \times \vec{B}$$

TERMINE DOMINANTE:  $V_D^2$  poiché  $\propto V_{\perp}$

o)  $\vec{E} \times \vec{B}$  drift.

RUTHERFORD  
"Introduction to  
Plasma Physics"

$\vec{B} = B \cdot \hat{z}$  in direzione Comp  
 $\vec{E}$  uniforme e costante.

$$m \dot{\vec{v}} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

$$\text{Sia } \vec{u} = \vec{v} - \frac{(\vec{E} \times \vec{B})}{B^2}$$

velocità della particella in un Sol R  
con  $V_{\text{Sol R}} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$

$$\dot{\vec{u}} = \dot{\vec{v}} \quad (\text{per la costante di } \vec{E}, \vec{B})$$

$$m \dot{\vec{u}} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = q \left( \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} + \frac{(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{B}}{B^2} \right)$$

$$= q \left( \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{B^2} - \vec{E} \right) =$$

$$= q \left( \hat{b} (\vec{E} \cdot \hat{b}) + \vec{u} \times \vec{B} \right)$$

$$\text{con } \hat{b} = \frac{\vec{B}}{B}$$

$$* (\vec{A} \times \vec{B}) \times \vec{C} = (\vec{A} \cdot \vec{C}) \vec{B} - (\vec{B} \cdot \vec{C}) \vec{A}$$

Consideriamo ora  $u_{||} = \bar{\mathbf{u}} \cdot \hat{\mathbf{b}}$   
 $u_{\perp} = \|\bar{\mathbf{u}} - u_{||} \hat{\mathbf{b}}\|$

$$m \dot{\bar{\mathbf{u}}} \cdot \hat{\mathbf{b}} = m \dot{u}_{||} = q \left( \hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{b}} (\bar{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{b}}) + (\bar{\mathbf{u}} \times \bar{\mathbf{B}}) \cdot \hat{\mathbf{b}} \right) =$$

$$= q E_{||}$$

ma  $u_{||} = v_{||}$  per cui

$$\dot{\bar{\mathbf{u}}} \cdot \hat{\mathbf{b}} = \dot{\bar{\mathbf{v}}} \cdot \hat{\mathbf{b}} = (\bar{\mathbf{E}} \times \bar{\mathbf{B}}) \cdot \hat{\mathbf{b}} = 0$$

quindi

$$v_{||} = \frac{q}{m} E_{||} t + v_{||0}$$

Ora: per ottenere  $u_{\perp}$  si sottrae a  
 $\dot{\bar{\mathbf{u}}} - \dot{u}_{||} \hat{\mathbf{b}} \Rightarrow$

$$m \dot{\bar{\mathbf{u}}} - m \dot{u}_{||} \hat{\mathbf{b}} = q \left( \hat{\mathbf{b}} (\bar{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{b}}) + \bar{\mathbf{u}} \times \bar{\mathbf{B}} - q E_{||} \hat{\mathbf{b}} \right) =$$

$$= q (\bar{\mathbf{u}} \times \bar{\mathbf{B}}) = q \bar{\mathbf{u}}_{\perp} \times \bar{\mathbf{B}}$$

$$m \dot{\bar{\mathbf{u}}}_{\perp} = q \bar{\mathbf{u}}_{\perp} \times \bar{\mathbf{B}}$$

Nel S.d.R. in moto con  $\bar{\mathbf{v}}_{dL} = \frac{\bar{\mathbf{E}} \times \bar{\mathbf{B}}}{B^2}$  la

3) Il guiding center si muove lungo le linee di campo con  $V_{||}$  ( $\parallel$  a  $\vec{B}$ )

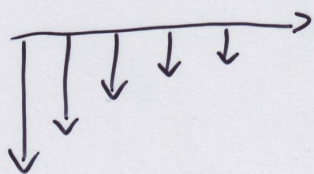
Adesso, nel Sd R originale il guiding center si muove con velocità

$$\vec{V}_{gc} = V_{||} \hat{b} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

$$V_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$$

VELOCITÀ  
di  
DRIFT

4) •) Drift dovuto a  $\bar{\nabla} B$



Campo non  
omogeneo

(Si assume che  $R_L \ll$  scala di variazione  
di  $\bar{B}$ )

$$\frac{r_L}{B} |\bar{\nabla} B| \ll 1$$

Si sviluppa la  $\bar{v}$  della particella  
come una serie

$$\bar{v} = \bar{v}_0 + \bar{v}_1 + \bar{v}_2 + \dots \quad \text{Termini via via più piccoli.}$$

dove il termine 0 corrisponde al moto  
giromagnetico. Si assume anche che:

$$\bar{B} = B_{gc} \hat{z} + (\gamma - \gamma_{gc}) \frac{dB}{dy} \cdot \hat{z}$$

dove  $\gamma_{gc}$  è il guiding center della  
particella all'inizio ( $t=0$ )

5) Le eq. del moto sono:  $(m \dot{\vec{v}} = q \vec{v} \times \vec{B})$

$$m \dot{v}_x = q v_y \left[ B_{gc} + (\gamma - \gamma_{gc}) \frac{dB}{d\gamma} \right]$$

$$m \dot{v}_y = -q v_x \left[ B_{gc} + (\gamma - \gamma_{gc}) \frac{dB}{d\gamma} \right]$$

Introduciamo nelle equazioni lo sviluppo in serie fino al I° ORDINE (il termine è II°)

$$m \dot{v}_{x0} + m \dot{v}_{x1} = q (v_{y0} + v_{y1}) \left[ B_{gc} + (\gamma_0 + \gamma_1 - \gamma_{gc}) \frac{dB}{d\gamma} \right]$$

$$m \dot{v}_{y0} + m \dot{v}_{y1} = -q (v_{x0} + v_{x1}) \left[ B_{gc} + (\gamma_0 + \gamma_1 - \gamma_{gc}) \frac{dB}{d\gamma} \right]$$

- Assumiamo che  $v_{x0}$  e  $v_{y0}$  e  $\gamma_0$  corrispondano al moto giro magnetico

- si trascura  $\gamma_1 \cdot \frac{dB}{d\gamma}$  perché è II° ordine

(piccoli rispetto al moto giro magnetico)

ORD.

SOLUZIONE 0  $\Rightarrow$  moto giro magnetico

SOLUZIONE 1  $\Rightarrow$  moto di drift



6)

$$m \dot{v}_{x1} = q v_{y1} B_{gc} + q v_{y0} (Y_0 - Y_{gc}) \frac{dB}{dy}$$

$$m \dot{v}_{y1} = -q v_{x1} B_{gc} - q v_{x0} (Y_0 - Y_{gc}) \frac{dB}{dy}$$

(si trascura  $q v_{y1} (Y_0 - Y_{gc}) \frac{dB}{dy}$  perché II° ordine,

lo stesso per  $q v_{x1} (Y_0 - Y_{gc}) \frac{dB}{dy}$ ).

→ Si esegue media delle quantità nelle equazioni su molti periodi di moto giro magnetico.

Ora  $m \langle v_{x1} \rangle$  e  $m \langle v_{y1} \rangle$  sono quantità piccole <sup>(I° ord)</sup> e la media  $m \langle \dot{v}_{x1} \rangle$  ad esempio rappresenta la piccola variazione di una quantità piccola (II° ord).

In altre parole, la variazione di  $\langle v_x \rangle$  rispetto al periodo giro magnetico è piccola.

7) Allora:

$$q \langle V_{x1} \rangle B_{gc} + q \langle V_{y0} (Y_0 - Y_{gc}) \rangle \frac{dB}{dy} = 0$$

$$- q \langle V_{x1} \rangle B_{gc} - q \langle V_{x0} (Y_0 - Y_{gc}) \rangle \frac{dB}{dy} = 0$$

Ora la media di  $V_{y0} (Y_0 - Y_{gc})$  è nulla perché

$$\begin{aligned} V_{y0} &= \pm i V_{\perp} e^{i(\omega_c t + \delta)} \\ Y_0 - Y_{gc} &= \pm \frac{V_{\perp}}{\omega_c} e^{i(\omega_c t + \delta)} \end{aligned} \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{PARTE} \\ \text{REALE} \end{array}$$

I due termini sono sfasati di  $90^\circ$ , sono oscillanti e quindi la media è 0.  $\Rightarrow \langle V_{y1} \rangle = 0$

$$\langle V_{x1} \rangle = - \langle V_{x0} (Y_0 - Y_{gc}) \rangle \frac{dB}{dy}$$

$$\begin{aligned} \text{dove } \langle V_{x0} (Y_0 - Y_{gc}) \rangle &= \frac{V_{\perp}^2}{\omega} \langle e^{2i(\omega_c t + \delta)} \rangle = \\ &= \frac{V_{\perp}^2}{2\omega_c} \end{aligned}$$

$$* \bullet \langle \operatorname{Re} (i V_{\perp} e^{i(\omega_c t + s)}) \cdot \operatorname{Re} \left( \frac{V_{\perp}}{\omega_c} e^{i(\omega_c t + s)} \right) \rangle =$$

$$= \frac{V_{\perp}^2}{\omega_c} \langle -\sin p \cos p \rangle = -\frac{V_{\perp}^2}{\omega_c} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin p \cos p dp = 0$$

$$\bullet \langle V_{x0} \cdot (Y_c - Y_{g_c}) \rangle = \frac{V_{\perp}^2}{\omega_c} \langle \operatorname{Re} (e^{i(\omega_c t + s)}) \cdot \operatorname{Re} (e^{i(\omega_c t + s)}) \rangle =$$

$$= \frac{V_{\perp}^2}{\omega_c} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 p dp = \frac{V_{\perp}^2}{\omega_c} \frac{\pi}{2\pi} = \frac{V_{\perp}^2}{2\omega_c}$$

8)

$$\langle v_{x1} \rangle = \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_c} \frac{1}{B_{gc,i}} \frac{dB}{dy}$$

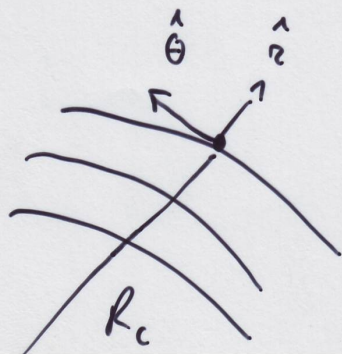
La particella quindi 'drifta' in una direzione  $\perp$  a  $y$  e  $z$  quindi dove  $B$  è costante e quindi  $B_{gc,i} = B_{gc}$

La forma generale è:

$$\bar{V}_{grad} = \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_c} \frac{\bar{B} \times \bar{\nabla} B}{B^2} = \frac{v_{\perp}^2 m}{2q} \frac{\bar{B} \times \bar{\nabla} B}{B^3}$$

### •) DRIFT dovuto alla CURVATURA del CAMPO.

Introduciamo un sistema di coordinate cilindriche che localmente approssimano la curvatura delle linee di campo  $B$



9)

Ad ordine 0, le particelle si muovono lungo le linee di campo (direzione  $\hat{\theta}$ ) con velocità  $v_{||} \hat{b}$  e  $v_{\perp}$ . Ci si pone in un sistema di Rif. che si muove solidalmente con le linee di campo.

$$\bar{F}_{cf} = m \frac{v_{||}^2}{R_c} \hat{b} = m v_{||}^2 \frac{\bar{R}_c}{R_c^2}$$

con  $R_c$  raggio di curvatura. In presenza di una forza rettilinea:

$$\bar{J}_{cur} = \frac{(\bar{F} \times \bar{B})}{q B^2} = \frac{m v_{||}^2}{q B^2} \frac{\bar{R}_c \times \bar{B}}{R_c^2} = m v_{||}^2 \frac{\bar{B} \times \bar{m}}{R_c q B^2}$$

$$\bar{m} = \frac{\bar{R}_c}{R_c}$$

$$\text{Ora } \frac{\bar{R}_c}{R_c^2} = (\hat{b} \cdot \bar{\nabla}) \hat{b}$$

$$\bar{J}_{cur} = \frac{m v_{||}^2}{q B^2} \bar{B} \times [(\hat{b} \cdot \bar{\nabla}) \hat{b}]$$

# INVARIANTE ADIABATICO $\mu$

Una particella che ruota (moto giromagnetico) è analoga a una corrente  $\rightarrow$  si può definire momento magnetico  $\vec{\mu} = I \cdot A_s \cdot \vec{n}$

$$r_c = \frac{V_{\perp}}{\Omega_c} \quad I = \frac{dq}{dt} = q \frac{\Omega_c}{2\pi} \quad (\Omega_c \cdot T = 2\pi)$$

$$\vec{\mu} = I \pi r_c^2 \cdot \vec{n} = \frac{e \Omega_c}{2\pi} \pi \frac{V_{\perp}^2}{\Omega_c^2} = \frac{1}{2} m \frac{V_{\perp}^2}{B} \cdot \vec{n}$$

$\mu$  si conserva se  $B$  VARIA LENTAMENTE  
RISPETTO AL PERIODO del MOTO GIROMAGNETICO

Legge di Faraday: Se  $\epsilon_T = \frac{1}{2} m V_{\perp}^2$  (Em. moto rotat.)

$$\Delta \epsilon_{\perp} = q \oint \vec{E} \cdot d\vec{e} = -q \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{s}$$

Su un periodo di rotazione  
 $P = \frac{2\pi}{\Omega_c}$

$$\Delta \epsilon_{\perp} = q \frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = q \pi r_c^2 \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \left( \text{il segno + perché nel moto giromagnetico convenzione invertita} \right)$$

$$= q \frac{V_{\perp}^2 m^2}{q^2 B^2} \cdot \pi \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\epsilon_{\perp}}{B} \cdot T \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{Se si assume che } B \text{ sia costante su } P_c$$

$$= \frac{\epsilon_{\perp}}{B} \cdot \Delta B \quad \text{con } (\Delta B = T \cdot \frac{\partial B}{\partial t})$$

$$\Delta \left( \frac{\epsilon_{\perp}}{B} \right) \stackrel{!}{=} 0 = \Delta \mu$$

$$\Delta \left( \frac{y}{x} \right) = \frac{\partial \left( \frac{y}{x} \right)}{\partial x} \cdot \Delta x + \frac{\partial \left( \frac{y}{x} \right)}{\partial y} \cdot \Delta y$$

$$= -\frac{y}{x^2} \cdot \Delta x + \frac{\Delta y}{x} = -\frac{y}{x^2} \Delta x + \frac{y}{x^2} \cdot \Delta x = 0$$

### 3) INVARIANTE ADIABATICO e MOTO A SPECCHIO

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{m V_{\perp}^2}{B}$$

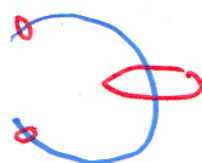
costante se  $B$  varia lentamente.

$$\odot \quad r_c = \frac{V_{\perp} m}{q B}$$

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{m V_{\perp}^2}{B}$$

$$r_c = \frac{2\mu}{q V_{\perp}}$$

$$r_c \propto \frac{1}{B}$$

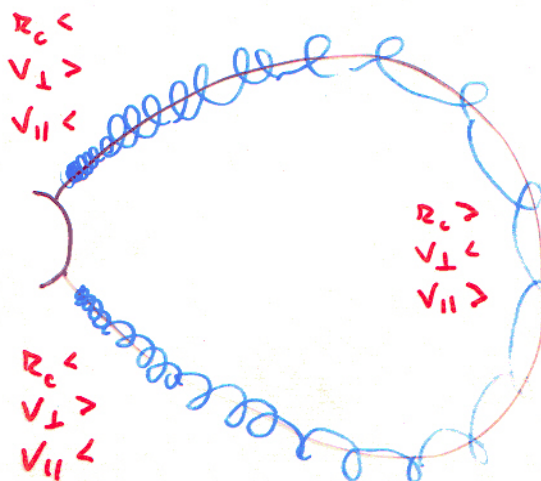
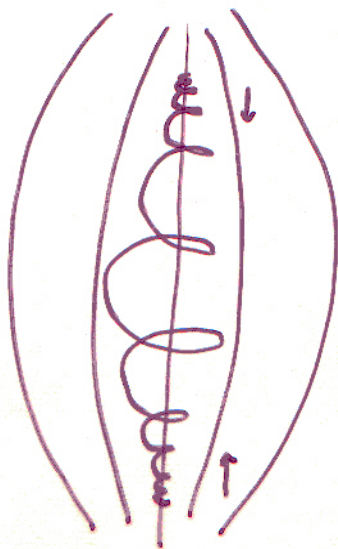


$$\bullet \quad \frac{1}{2} (V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2) m = \text{costante} \quad \left( \begin{array}{l} \text{CAMPO } B \\ \text{NON FA LAVORO} \end{array} \right)$$

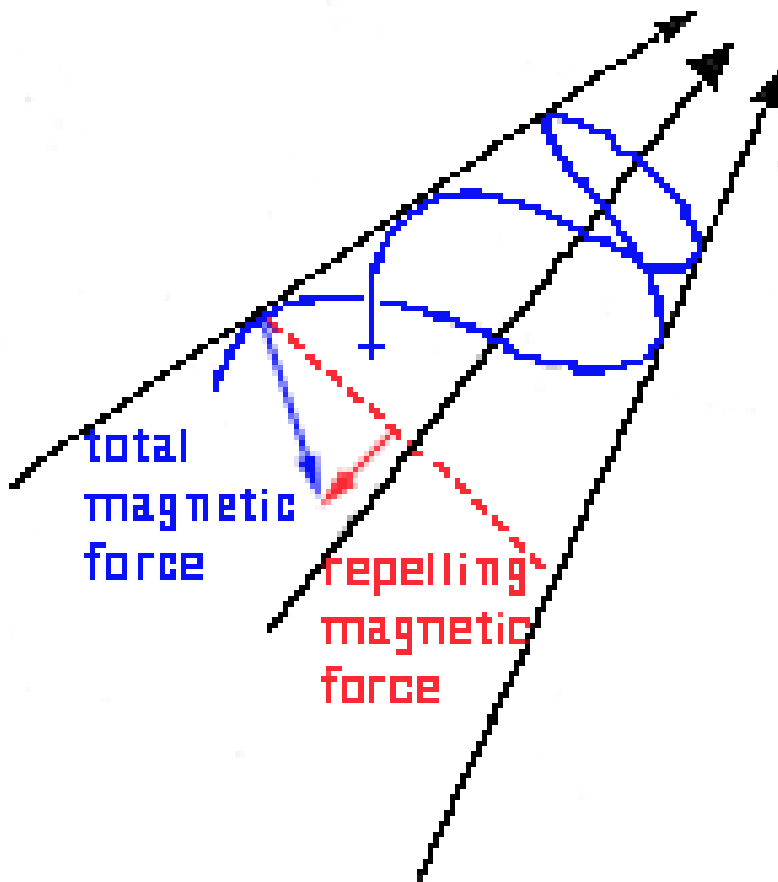
$$\text{Se } B > \frac{1}{2} \frac{m V^2}{\mu}$$

$$V^2 = V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2$$

PARTICELLA VIENE RIFLESSA!

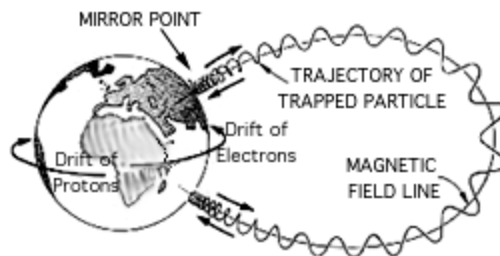
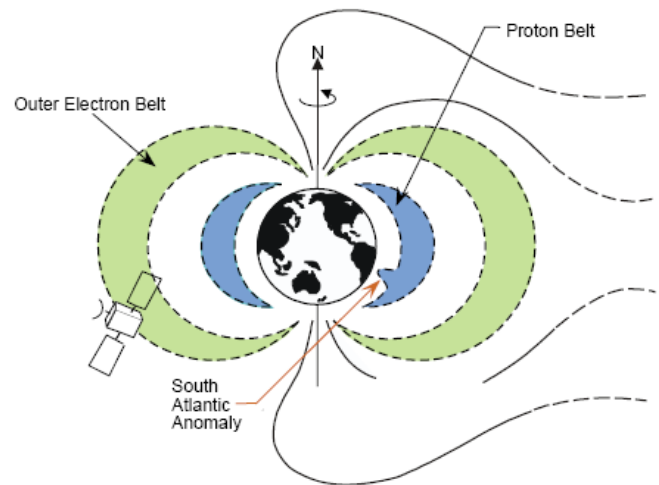
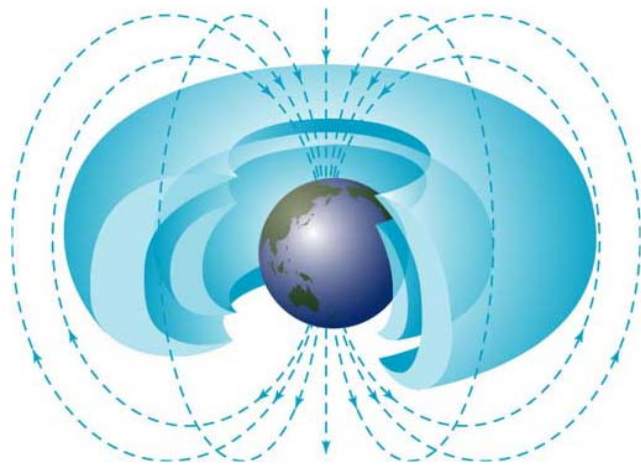


Quando il campo magnetico è inclinato, appare una forza repulsiva (si vede scomponendo le componenti di  $B$ ). La forza è infatti perpendicolare alle linee di campo.

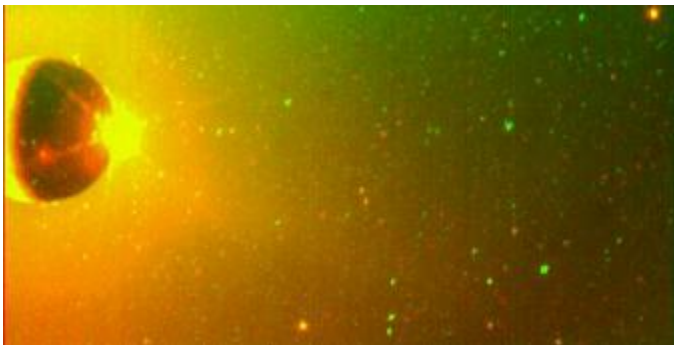
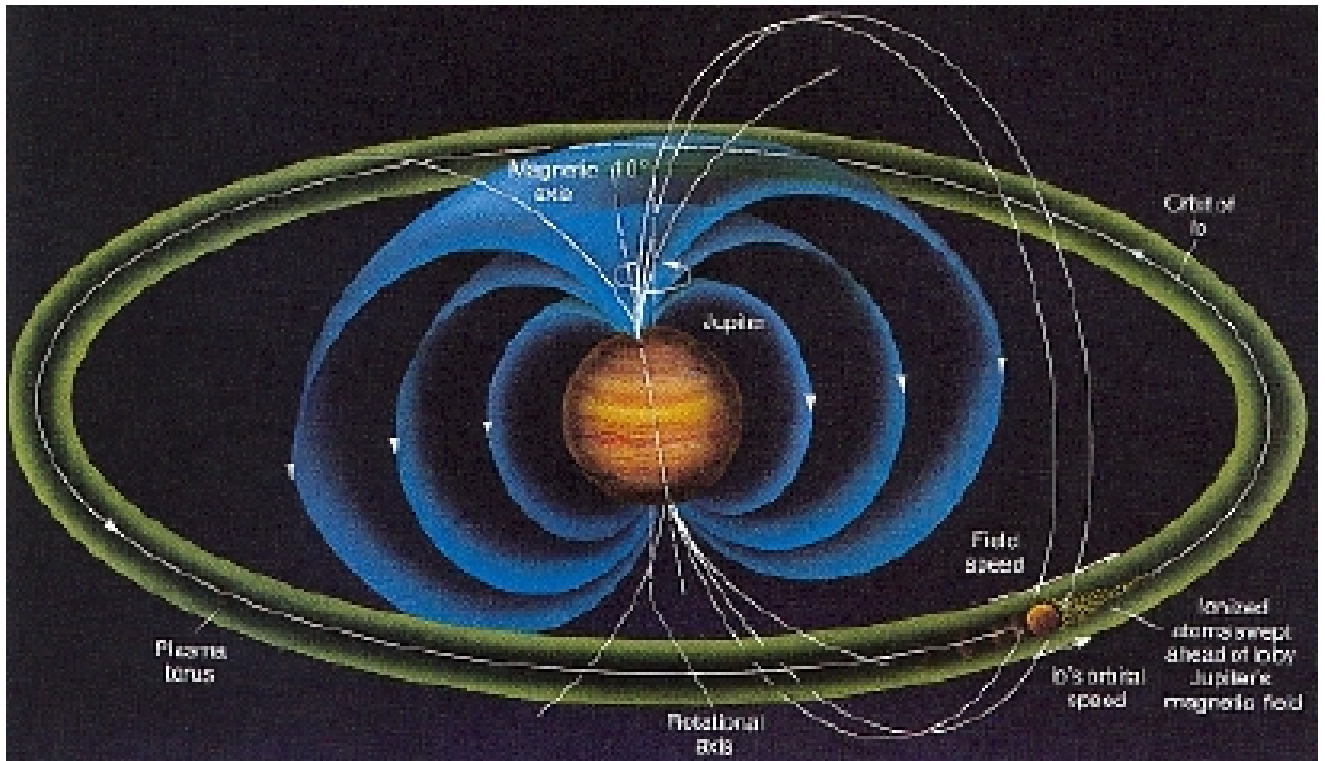


# Fasce di Van Allen

- **INTERNA:**  $R \sim 1-3 R_E$  (max.  $2 R_E$ ) Composizione:  $p^+$  (10-50 Mev)  $e^-$ ,  $p^+$ ,  $O^+$  (1-100 Kev)  $N^+$ ,  $He^+$ ,  $C^+$  ( $\sim 50$  Mev)
- **ESTERNA:**  $R \sim 3-9 R_E$  (max.  $4 R_E$ ) Composizione:  $e^-$  (10 Mev)

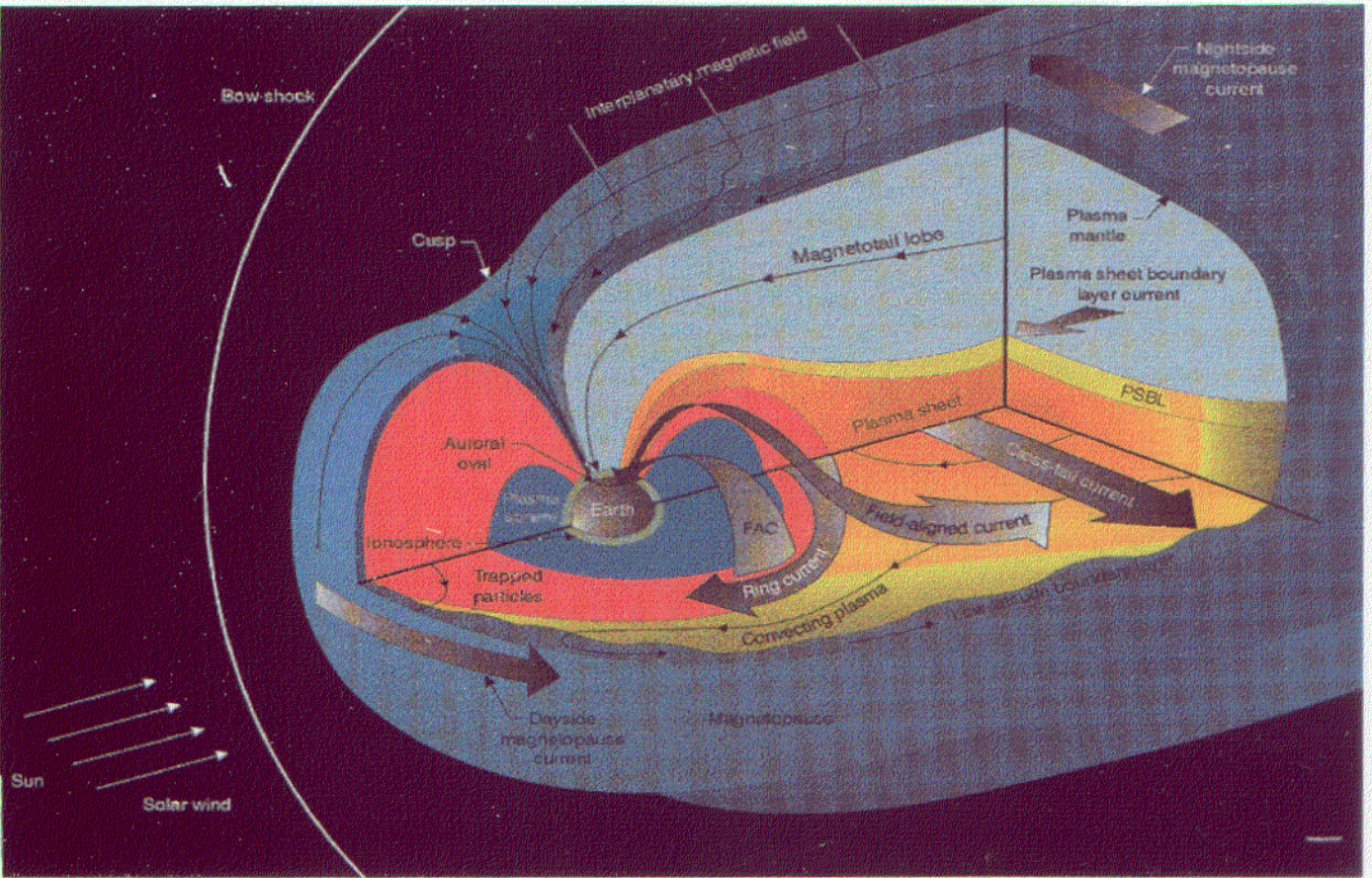


**GIOVE:** Fasce di Van Allen + Toro di plasma che circonda orbita di satellite Io (5.3-8  $R_J$ , con  $R_J \sim 71500$  km)



**Il toro è prodotto dall'emissione di particelle da parte di Io (attività vulcanica)**

# MAGNETOSFERA: derivazione delle dimensioni



BILANCIAMENTO tra  $P_{sw}$  (pressione vento solare) E  
 PRESSIONE MAGNETICA dovuta a campo  $\vec{B}$

$$\Delta p = -m v \quad m = m_{ione} p^+ \quad v = \text{vel. del vento solare}$$

$$\Delta p_{tot} = -N m v$$

$$F = \frac{\Delta p_{ret}}{dt}$$

$$\left| \begin{array}{c} \vec{v} \\ \vec{v} \\ \vec{v} \\ \vec{v} \end{array} \right| A \quad \underline{v \cdot dt} \quad dx = V dt$$

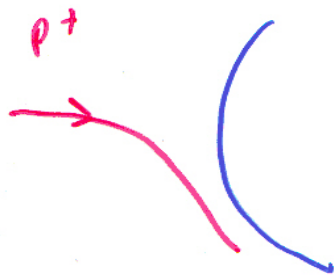
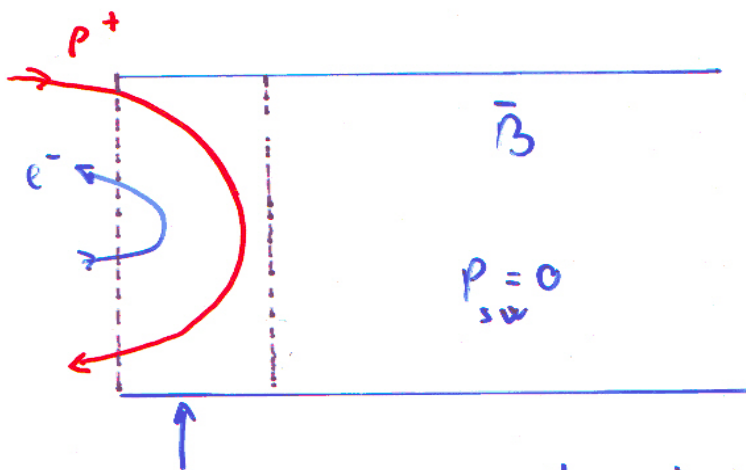
$$F = \frac{\Delta p_{ret}}{dt} = N m \frac{v}{dx}$$

$$P = \frac{F}{A}$$

$$P = \frac{N m v^2}{A \cdot dx} = \frac{N}{V} m v^2 = \rho v^2$$

$$P_{sw} \sim \rho v^2$$

-12-



CORRENTI  $\Rightarrow e^- e p^+$  si separano.

$$\rho_M = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{da } M \neq 0)$$

$$g v^2 = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

All'equatore  $B(r) = \frac{M_B}{r^3} = \frac{7.9 \times 10^{25}}{r^3} \text{ Gauss}$

$$g v^2 = \frac{M_B^2}{2\mu_0 r^6} \Rightarrow$$

$$r_M = \left( \frac{M_B^2}{2\mu_0 g v^2} \right)^{\frac{1}{6}}$$

per  $g \approx 5 p^+ \text{ or } \text{cm}^3$

$v \approx 300 \text{ km/s}$

$r_M \approx 10 R_E$