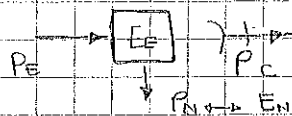


Potremmo immaginare di avere un grado di libertà meccanico

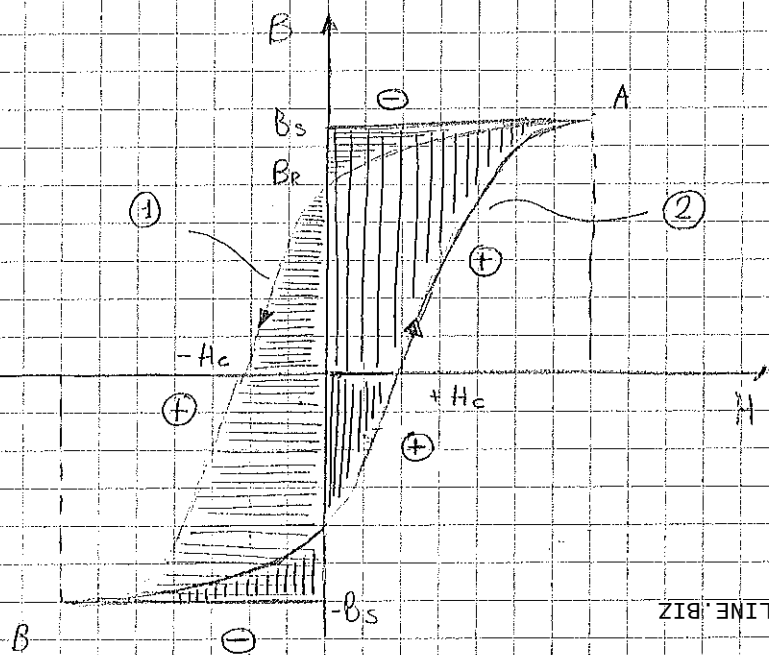
che non c'è



Potremmo introdurre anche fenomeni termoelettrici

$$\Delta C = \frac{A \mu_0}{l} \int B dH$$

$$\Delta E = \frac{A \mu_0}{l} \int H dB$$



Nuovo dispositivo in cui cambio materiale

caratterizzato da μ diverso

avvia

VARIATIONI DI
ENERGIA
ELETTROMAGNETICHE

1) $A \rightarrow B$

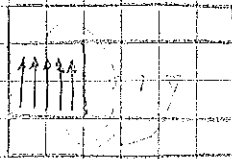
$$E_{1B} - E_{1A} = \int_{B_s}^{-B_s} H_1(B) dB$$

$$E_{2A} - E_{2B} = \int_{-B_s}^{B_s} H_2(B) dB$$

Nella realtà i 2 materiali sono le 2 braccia della stessa
molecola. Sono occorrenze nel materiale fenomeni che hanno dato
una variazione di energia come fanno a quantificarla globalmente?
Il primo integrale che E_{1B} corrisponde E_{1B} e E_{1A} con E_{1A}
Per rappresentare come la sovrapposizione

Addivvatura su sposta nel secondo quadrante

(Moque permanenti a usa nel II quadrante tra Br e Hc)



WWW.INGENIEUR.BIZ

pmocchio + alto tipico degli
foruti

Proprietà dovrebbe forse in
modo di lavorare nel tratto

lineare

XKè se si avava al pmocchio
materiale si trasforma acdo
di intera non supercorce

Co steno tratto (lineare o non

lineare ma comunque ad di sotto

della prima curva)

Se ramoniamo zona Emaze

ampo non è tale da fare rucature a domini

Perche prima si faceva il maguen poi si montava e quindi
si aveva una smaguetizzazione

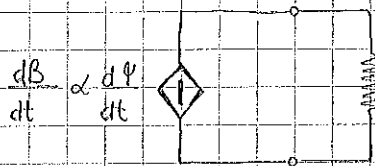
Tentavo di dare una botra di coroute direttamente ma
poi non si poteva più smontare

Con i maguen che forse rorce l'momento

Potremo avere un tratto lineare che oddivvatura ~~non~~ e nel

secondo quadrante

Se aumenta la frequenza, la differenza più grande

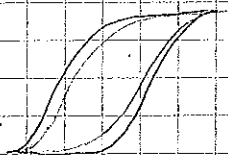


$$I \propto \frac{dB}{dt}$$

Consideriamo comp. quando $\frac{dB}{dt}$ aumenta

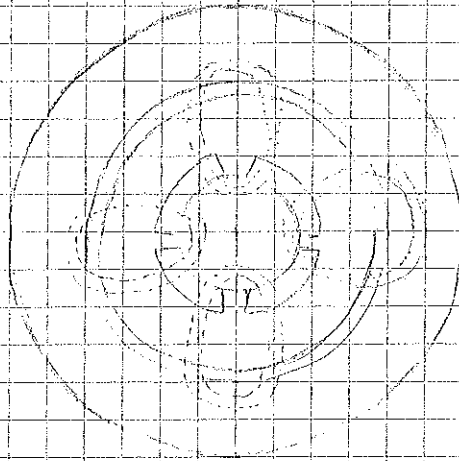
$$\frac{dB}{dt} > 0$$

effetto coreum paramete fa in modo che trovi una curva più
bassa



frequenza dovrebbe essere talmente bassa da poter trascurare
effetto paramete

financiare in un punto



WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{\Delta C_E(\bar{x}, \bar{x})} = \int_{\bar{x}_A}^{\bar{x}_B} e \bar{\Psi}^T(\bar{x}, \bar{x}) d\bar{x} = \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} NA f(H_w) d\lambda =$$

$$\boxed{H = \frac{N}{e} \lambda} = \int_{H_A}^{H_B} NA f(H) \frac{e}{N} dH = Ae \int_{H_A}^{H_B} B(H) dH$$

Densità di energia volumetrica non dipende da N (basta che sono parecchie)

Sistema strutturata rispetto a prima

$$Ae \int_{B_A}^{B_B} H(B) dB$$

L'espressione che compaiono sotto integrale sono complementari

$$\boxed{E_E(t) + C_E(t)} = \lambda(t) \Psi(t) = \boxed{\frac{H(t)e}{N}} \boxed{NA B(t)} = Ae \underbrace{H(t) B(t)}_{\substack{\text{solo grandezze} \\ \text{microscopiche}}}$$

(volume)

Non è sempre vero che esprime B H è univoca

$$\int_{t_A}^{t_B} NA \left. \frac{dP(H)}{dH} \right|_{H(t)} \frac{H(t)}{N} \frac{dH(t)}{dt} dt = Ae \int_{t_A}^{t_B} H(t) \left. \frac{dP(H)}{dH} \right|_{H(t)} \frac{dH(t)}{dt} dt$$

Siamo portati da energia $\times$ e' intera energia

a un'espressione che e' da e volume e' un integrale legato ad altro
ad aspetti microscopico

$\Rightarrow$ siamo portati a pensare che effetto macroscopico sia somma di
effetti che si producono dentro il dispositivo punto per punto

(Procedimento matematico giusto non e' detto che necessariamente da
un punto di vista fisico le cose sono così come sono state
gate)

WWW.INGONLINE.BIZ

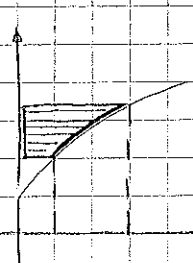
$$= Ae \int_{t_A}^{t_B} H(t) \frac{dB(H(t))}{dH} \frac{dH}{dt} dt =$$

$$= Ae \int_{H_A}^{H_B} H \frac{dB}{dH} dH = Ae \int_{B_A}^{B_B} H dB$$

$$\int P_E = \int \chi d\psi$$

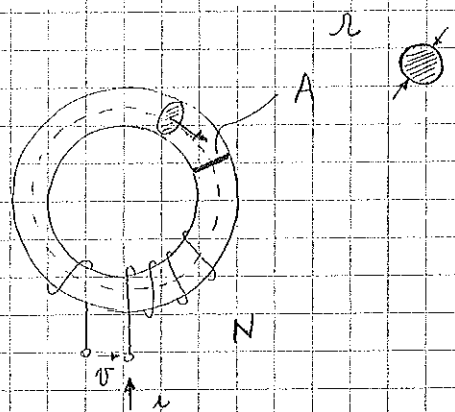
$B(A_N) = \psi$

$\chi = H\left(\frac{e}{N}\right)$



A meno di un fattore di scala $\psi \sim B$ e $\chi \sim H$

28/11/2005



$$D \ll e$$

lunghezza media e

numero di spire N
materiale

materiali con comportamento univoco
che ci lega B a H

$$\vec{B} = \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|} f(|\vec{H}|)$$

$$\mu_e = 1$$

$$\mu_m = 0$$

strato e / spire / molto ravvicinate (tracce dense trasv. rispetto a e)

Campo esterno praticamente trascurabile

Tutto ciò che ci interessa avviene da un punto di vista magnetico

all'interno Direzione $\perp$ alla direzione media $\vec{B}$ e $\vec{H}$

// alla tangente al percorso medio

$$\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} dA \approx \langle \vec{B} \rangle A$$

trascurando la dimensione
trasversale rispetto alla
lunghezza

(valore medio)
induzione nella
sezione

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{e} = N I$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{e} \approx \langle \vec{H} \rangle e$$

WWW.INGONLINE.BIZ

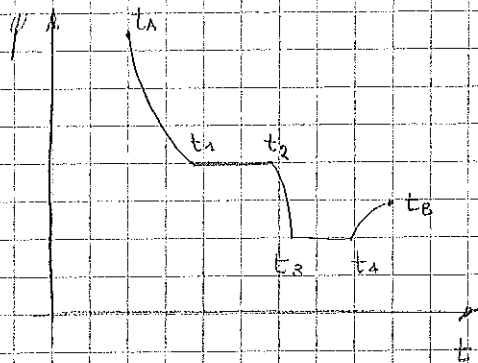
valore medio lungo la traccia
e nello sviluppo longitudinale

$$P_e \rightarrow \vec{E} \rightarrow P_c$$

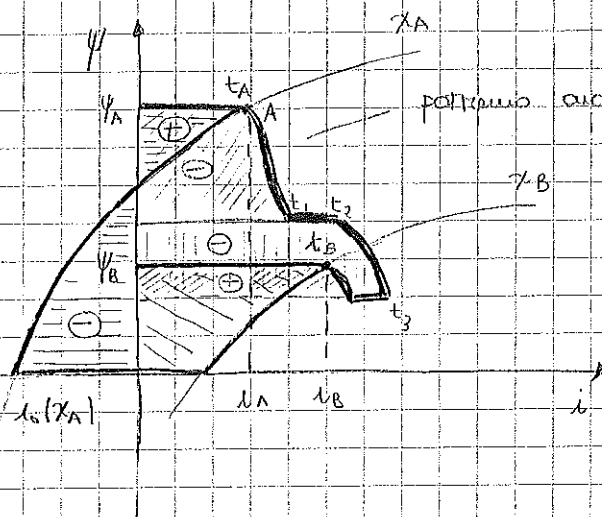
$$P_c = 0$$

$\times k_e$

$$\mu_m = 0$$



$$= \int_{t_A}^{t_1} + \int_{t_1}^{t_2} + \int_{t_2}^{t_3} + \int_{t_3}^{t_4} + \int_{t_4}^{t_B}$$



potremmo anche tornare nello stesso punto

✓ tratto decrescente e
essente poco fare gli
integrali
Nel tratto orizzontale l'integrale
è zero e il contributo
all'integrale è zero

WWW.INGONLINE.BIZ

$$P_E = \frac{dE_E}{dt} + P_C$$

$$\int_{t_A}^{t_B} P_E dt = \Delta E_E \Big|_{t_A, t_B} + \int_{t_A}^{t_B} P_C dt$$

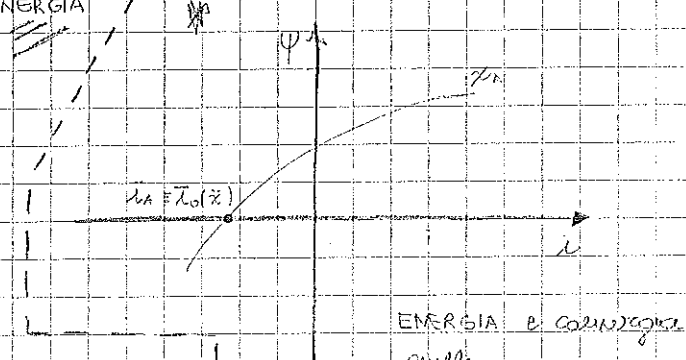
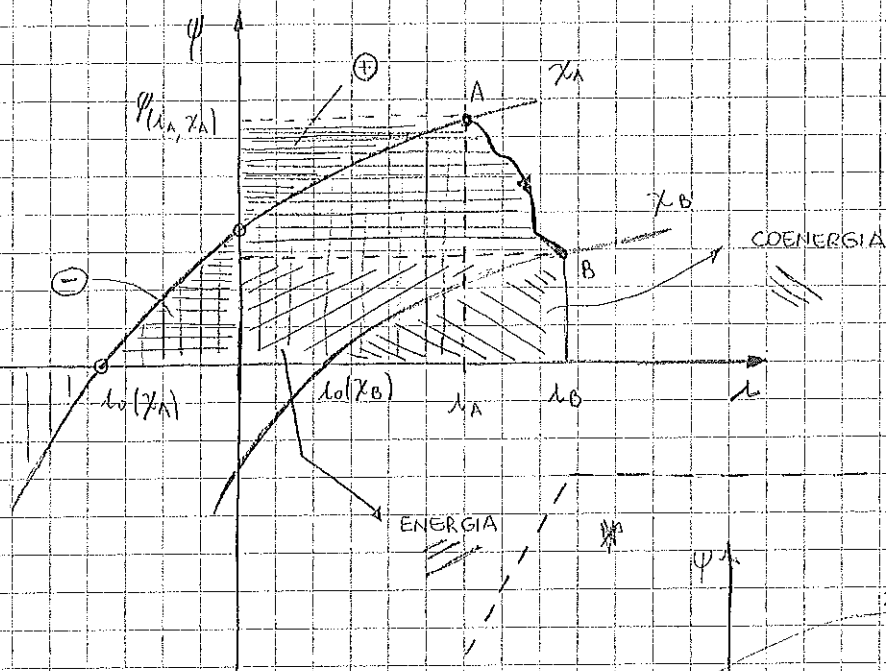
$$E_E(t_B) - E_E(t_A)$$

$$\int_{t_A}^{t_B} P_C dt = \int_{t_A}^{t_B} P_E dt + E_E(t_A) - E_E(t_B)$$

Segno negativo $\Rightarrow$ in questo caso la macchina ha convertito energia

in funzione da generatore Ho convertito energia [franc microscopio]

Se effettivamente si annulla la mappa di induzione



$$C_E(\lambda_A, x_A) = \int_{\lambda_0(x_A)}^{\lambda_A} \psi(\lambda, x) d\lambda$$

$$C_E(\lambda_A, x_A) = \lambda_A \psi(\lambda_A, x_A) - C_E(\lambda_0(x_A), x_A)$$

$$\psi = \frac{\partial C_E}{\partial i}$$

$$i = \frac{\partial C_E}{\partial \psi}$$

$$C_E = \int_0^{\psi} i d\psi$$

con come lo abbiamo trovato

$$\lambda_A \psi(\lambda_A, x_B)$$

quando si annulla energia e coenergia sono uguali e opposte

Nei 2 punti dove si annulla il primo e il secondo

→ è come se si annullasse

nero → tratto C N2, esattamente equivalente,

Del punto di vista (mappa di campo) il comp dei 2 avvolgimenti

blu e nero è equivalente a quello iniziale

Anche i flussi (se considero flussi concatenati come somma

flussi nell'avvolgimento (blu) e (nero) è uguale al flusso tot.

$$\Psi_B = \Phi_1 + \Phi_2$$

$$\Phi_B = \Phi_1$$

$$\Phi_N = \Phi_2$$

$$\Phi_{BN} = \Phi_B + \Phi_N = \Phi_1 + \Phi_2$$

È sempre possibile (portare) avvolgimento in un insieme
avvolgimenti in modo che (mappa di campo) sia lo stesso e il
flusso concatenato sia lo stesso

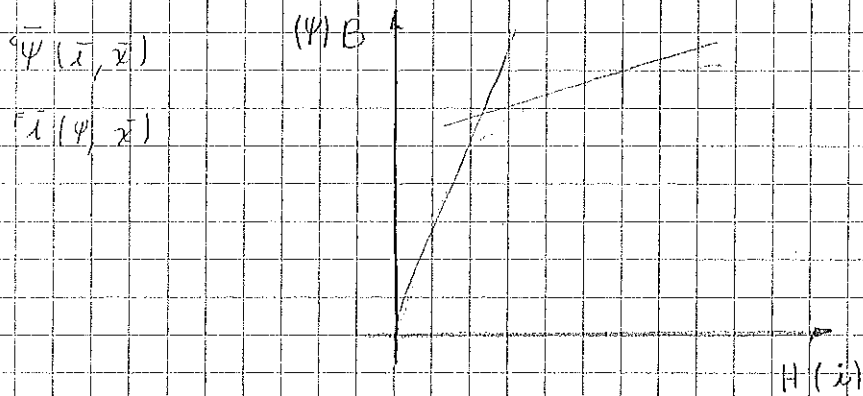
La portazione potrebbe essere fatta in infiniti avvolgimenti
equivalenti

⇒ le macchine sono equivalenti da tutti i punti di vista

Possiamo costruire una con e' altra

Altezza se $\bar{x}$ è uguale non è lineare

La pendenza in saturazione può essere molto minore



WWW.INGENLINE.BIZ

Piccolo errore nel flusso da un grande errore di corrente

Possibilità di errori consistenti nella simulazione sulla corrente che è una grandezza esterna

Nell'altro approccio potrei avere un problema analogo nella zona iniziale ma la situazione è molto meno critica. Inoltre è una grandezza interna alla macchina che ha a che fare solo in termini di derivate (sulle tensioni).

Dal punto di vista della ROBUSTEZZA se c'è saturazione è migliore un approccio con variabili di stato correnti.

Esclusione essenziale: da un punto di vista fisico di comp. macchina pensiamo partire da ψ o f_x da cui siamo in grado di calcolare tutto l'avvolgimento vuol dire sapere i legami

(correnti flusso)

In 1 possibile configurazione geometrica macchina abbiamo appreso di conoscere perfettamente gli avvolgimenti.

È possibile costruire (various realizzazioni macchina) che diano la stessa ψ ma con gli avvolgimenti sono diversi (non sono gli stessi meccanismi).

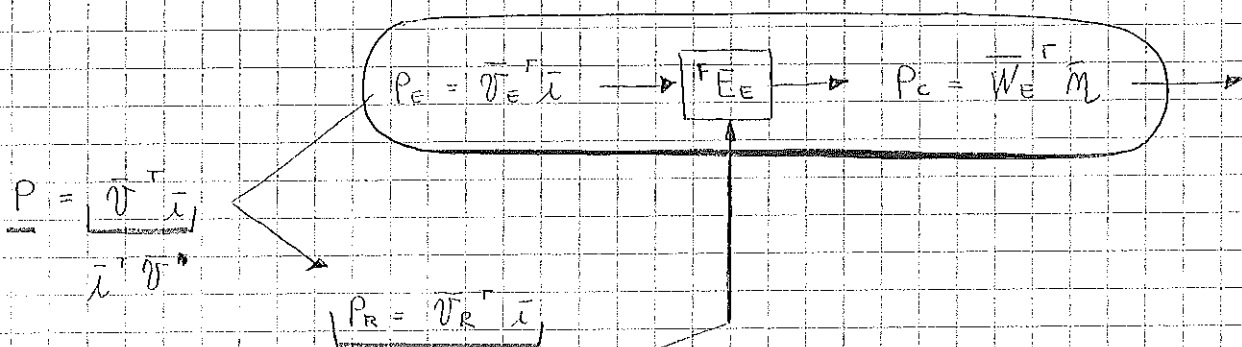
16/11/2005

$$\bar{L}(\bar{\psi}, \bar{z})$$

$$\bar{W}_E(\bar{\psi}, \bar{z})$$

come ricaviamo $\bar{W}_E$

Facciamo bilancio energetico della macchina



Postuleremo esistenza $E_E : \mathbb{R}^{M_E \times M_H} \rightarrow \mathbb{R}$

$$E_E(t) = \{ E_E(\bar{\psi}(t), \bar{z}(t)) \}$$

— Basterà che a intera

$$P_E(t) = \left[\frac{dE_E(t)}{dt}, P_C(t) \right]$$

In tutte le macchine con terminali ripartiti all'esterno sarebbe

bene che non ci fossero perdite in R , i miei oroscopo con

ritorno a piazza ...

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \bar{L}^T \bar{\psi}_E(t) \\ \bar{L}^T \bar{\psi}_R(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{\partial E_E(\bar{\psi}, \bar{z})}{\partial \bar{\psi}^T} \\ \frac{\partial E_E(\bar{\psi}, \bar{z})}{\partial \bar{z}^T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{d\bar{\psi}(t)}{dt} \\ \frac{d\bar{z}(t)}{dt} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial E_E(\bar{\psi}, \bar{z})}{\partial \bar{\psi}^T} \\ \frac{\partial E_E(\bar{\psi}, \bar{z})}{\partial \bar{z}^T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{d\bar{\psi}(t)}{dt} \\ \frac{d\bar{z}(t)}{dt} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \bar{W}_E^T(\bar{\psi}(t), \bar{z}(t)) \frac{d\bar{z}(t)}{dt} \end{pmatrix} = \end{aligned}$$

$$\boxed{{}^F \bar{W}_E(\bar{\Psi}, \bar{x})} = \boxed{{}^F W_E(\bar{0}, \bar{x})} + \boxed{{}^F W_E(\bar{\Psi}, \bar{x}) - {}^F W_E(\bar{0}, \bar{x})}$$

$$= \boxed{{}^F W_{E0}(\bar{x})} + \boxed{\bar{W}_{E\pm}(\bar{\Psi}, \bar{x})}$$

Se all'annullamento dei flussi si annulla tutta la mappa di induzione $\boxed{{}^F \bar{W}_{E0}(\bar{x}) = 0}$

$$\boxed{{}^F \bar{W}_{E\pm}} = \boxed{{}^F Q_{\pm}(\bar{\Psi}, \bar{x}) \bar{\Psi}}$$

↳ l'analogo di $\boxed{K_{\pm}}$

$$\boxed{{}^F Q_0} = \boxed{\frac{\partial {}^F \bar{W}_E(\bar{\Psi}, \bar{x})}{\partial \bar{\Psi}^T}}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{{}^F \bar{W}_E(\bar{\Psi}, \bar{x})} = \boxed{{}^c W_E({}^F \bar{x}(\bar{\Psi}, \bar{x}), \bar{x})}$$

$$= \left[\frac{\partial {}^c \bar{W}_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right]_{({}^F \bar{x}(\bar{\Psi}, \bar{x}), \bar{x})} \frac{\partial {}^F \bar{x}(\bar{\Psi}, \bar{x})}{\partial \bar{\Psi}^T} = \boxed{{}^c K_0({}^F \bar{x}(\bar{\Psi}, \bar{x}), \bar{x}) \cdot {}^F L_0^{-1}(\bar{\Psi}, \bar{x})}$$

$$= {}^c K_0({}^F \bar{x}(\bar{\Psi}, \bar{x}), \bar{x}) {}^c L_0^{-1}({}^F \bar{x}(\bar{\Psi}, \bar{x}), \bar{x})$$

Anche a partire dalle matrici in variabili di stato flussi, posso trovare

$$\boxed{{}^c K_0(\bar{x}, \bar{x})} = \boxed{{}^F Q_0({}^c \bar{\Psi}(\bar{x}, \bar{x}), \bar{x})} \boxed{{}^F L_0^{-1}({}^c \bar{\Psi}(\bar{x}, \bar{x}), \bar{x})}$$

$$\frac{\partial^F \lambda(\bar{\psi}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

senza nome

legame meno diretto $x \in \mathbb{R}^n$ nelle espressioni mettiamo la dipendenza
in tutti e due gli argomenti

$$\begin{cases} \lambda(\bar{\psi}(\bar{x}), \bar{x}) = \bar{x} & \forall \bar{x}, \bar{x} \\ \psi(\lambda(\bar{\psi}, \bar{x}), \bar{x}) = \bar{\psi} & \forall \bar{\psi}, \bar{x} \end{cases}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\frac{\partial^F \lambda(\bar{\psi}(\bar{x}), \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = \frac{\partial^F \lambda(\bar{\psi}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \Big|_{(\bar{\psi}(\bar{x}), \bar{x})} u + \frac{\partial^F \bar{x}(\bar{\psi}, \bar{x})}{\partial \bar{\psi}^T} \Big|_{(\bar{\psi}, \bar{x})} \frac{\partial \bar{\psi}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

$$= \frac{\partial^F \bar{x}(\bar{\psi}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \Big|_{(\bar{\psi}, \bar{x})} + \Gamma_D(\bar{\psi}, \bar{x}) \cdot M(\bar{\psi}, \bar{x}) = \boxed{\frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{x}^T}} = \boxed{0}$$

(.) fai attenzione

$$\frac{\partial^F \bar{x}(\bar{\psi}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = \begin{bmatrix} - {}^c L_D^{-1}(\bar{\psi}, \bar{x}) & {}^c M(\bar{\psi}, \bar{x}) \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} - {}^c L_D^{-1}(\bar{\psi}, \bar{x}) & {}^c M(\bar{\psi}, \bar{x}) \end{bmatrix}$$

$$\bar{v}(t) = \bar{v}_R(t) + \bar{v}_E(t)$$

$$\bar{v}(t) = K \bar{v}(\bar{\psi}, \bar{x}) \cdot \lambda(\bar{\psi}, \bar{x})$$

in generale +
ampl. vari. perché $x \in \mathbb{R}^n$
($\bar{\psi}(t), \bar{x}(t)$)

$${}^F\bar{\lambda} : (\bar{\psi}, \bar{x}) \mapsto \left[\int_I (\bar{\psi}, \bar{x}) \bar{\psi} \right]$$

$${}^F\bar{\lambda} : \mathbb{R}^{M_E \times M_H} \rightarrow \mathbb{R}^{M_E \times M_H}$$

Se il dispositivo è lo stesso $\Rightarrow$

$$\begin{cases} {}^F\bar{\lambda}({}^c\bar{\psi}(\bar{\lambda}, \bar{x}), \bar{x}) = \bar{\lambda} \\ {}^c\bar{\psi}({}^F\bar{\lambda}(\bar{\psi}, \bar{x}), \bar{x}) = \bar{\psi} \end{cases} \quad \begin{matrix} \forall \bar{\lambda}, \bar{x} \\ \forall \bar{\psi}, \bar{x} \end{matrix}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$${}^c\bar{\psi}(\bar{\lambda}, \bar{x}) = {}^c\bar{\psi}_0(\bar{x}) + \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) \bar{\lambda}$$

$$\begin{aligned} {}^c\bar{\psi}({}^F\bar{\lambda}(\bar{\psi}, \bar{x}), \bar{x}) &= {}^c\bar{\psi}_0(\bar{x}) + \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) \bar{\lambda} \\ &= {}^c\bar{\psi}_0(\bar{x}) + \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) \left[{}^F\bar{\lambda}_0(\bar{x}) + {}^F\bar{\lambda}_I(\bar{\psi}, \bar{x}) \right] \end{aligned}$$

$$= {}^c\bar{\psi}_0(\bar{x}) + \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) {}^F\bar{\lambda}_0(\bar{x}) + \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) \int_I (\bar{\psi}, \bar{x}) \bar{\psi} =$$

*

$$= \boxed{{}^c\bar{\psi}} \quad \forall \bar{x}, \bar{\psi}$$

Se $\bar{\lambda}_0(\bar{x})$ è tale da annullare $\boxed{{}^c\bar{\psi}_0(\bar{x}) + \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) {}^F\bar{\lambda}_0(\bar{x})}$

nel caso in cui $\bar{\lambda}$ non dipende da $\bar{\psi}$

Se esiste $\bar{\lambda}_0(\bar{x})$ come definita in precedenza necessariamente è questa

Se non è $\bar{\lambda}_0$ definita in precedenza questa c'è comunque

$\int_I$ non è univocamente definita

is. modo

$\bar{\lambda}_0^2$ da modo

$$\int_I (\bar{\lambda}, \bar{x}) = \int_I (\bar{\lambda}, \bar{x})$$

*

permanenti, l'ordine non è certo

questo tra parentesi

$$- \left[{}^c \bar{\Psi}_0^T(\bar{x}) + \frac{1}{2} \bar{\lambda}_0^T(\bar{x}) L(\bar{x}) \right] \bar{\lambda}_0(\bar{x})$$

$${}^c \bar{\Psi}(\bar{\lambda}_0(x), \bar{x}) = 0 = {}^c \bar{\Psi}_0(\bar{x}) + L(\bar{x}) \bar{\lambda}_0(\bar{x})$$

$$[{}^c \bar{\Psi}_0(x)] = -L(\bar{x}) \bar{\lambda}_0(\bar{x}) = \left[-\bar{\lambda}_0^T(\bar{x}) L(\bar{x}) + \frac{1}{2} \bar{\lambda}_0^T(\bar{x}) \bar{\lambda}_0(\bar{x}) \right]$$

$$\Rightarrow -\frac{1}{2} {}^c \bar{\Psi}_0^T \bar{\lambda}_0(\bar{x})$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$${}^c E(\bar{\lambda}, \bar{x}) = \left[\bar{\lambda}^T {}^c \bar{\Psi}(\bar{\lambda}, \bar{x}) \right] - \left[{}^c C(\bar{\lambda}, \bar{x}) \right] = \cancel{{}^c \bar{\Psi}_0^T(\bar{x}) \bar{x}} + \bar{\lambda}^T L(\bar{x}) \bar{x} -$$

$$\left[{}^c \bar{\Psi}_0^T(\bar{\lambda}, \bar{x}) \bar{x} \right] = \left[{}^c \bar{\Psi}_0^T \bar{\lambda}^T L(\bar{x}) \right] \bar{x}$$

perché è uno
scalare

$$-\frac{1}{2} {}^c \bar{\Psi}_0^T \bar{\lambda}(\bar{x}) - {}^c \bar{\Psi}_0^T \bar{x} - \frac{1}{2} \bar{\lambda}^T L(\bar{x}) \bar{x} =$$

$$= -\frac{1}{2} \bar{\lambda}^T L(\bar{x}) \bar{x} - \frac{1}{2} {}^c \bar{\Psi}_0^T \bar{\lambda}_0(x)$$

Vedrà che è invariata

La funzione lagrangiana formata [energia] e [entropia] sono uguali

$$= {}^c H_0^T(\bar{x}) [\bar{\lambda} - \lambda_0(\bar{x})] + \left[\frac{1}{2} \bar{\lambda}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda} - \frac{1}{2} \bar{\lambda}_0^T(\bar{x}) \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda}_0(\bar{x}) \right]$$

$$= {}^c H_0^T(\bar{x}) [\bar{\lambda} - \lambda_0(\bar{x})] + \frac{1}{2} \left[\bar{\lambda}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda} - \bar{\lambda}_0^T(\bar{x}) \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda}_0(\bar{x}) \right]$$

$$\begin{bmatrix} \vdots \\ \frac{1}{2} \bar{\lambda}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda} \\ \vdots \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \bar{\lambda}^T & \ddots & \bar{\lambda}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda} \\ \vdots \end{bmatrix} =$$

$$\boxed{D[\bar{\lambda}^T]}$$

WMW.INGONLINE.BIZ

$$= \boxed{\frac{1}{2}} \boxed{D[\bar{\lambda}^T]} \begin{bmatrix} \dots & \bar{\lambda}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} & \dots \end{bmatrix}^T$$

$$\boxed{{}^c W_{\epsilon}(\bar{\lambda}, \bar{x})} = {}^c H_0^T(\bar{x}) [\bar{\lambda} - \lambda_0(\bar{x})] - \frac{1}{2} \left[\lambda_0(\bar{x}) \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda}_0(\bar{x}) \right]$$

$$\frac{1}{2} \left[\bar{\lambda}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{\lambda} \right]$$

[3] - ordine 2

[1] - ordine zero

[2] - primo ordine

$$+ \int_{\lambda_0(\bar{x})}^{\bar{\lambda}} \left(\begin{bmatrix} \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{x} \\ \vdots \\ \bar{x} \end{bmatrix} \right)^T d\lambda =$$

$$= \underbrace{H_0^T(\bar{x}) [\lambda - \lambda_0(\bar{x})]}_{\text{una parte costante rispetto alle variabili}} + \underbrace{\int_{\lambda_0(\bar{x})}^{\bar{\lambda}} \left[\dots \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{x} \dots \right]^T}_{\text{si può anche non scrivere } x_k \text{ è simmetrica}}$$

$$= \underbrace{H_0^T(\bar{x}) [\lambda - \lambda_0(\bar{x})]}_{\text{una parte costante rispetto alle variabili}} + \int_{\lambda_0(\bar{x})}^{\bar{\lambda}} \begin{bmatrix} \bar{x}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \\ \vdots \end{bmatrix} d\bar{\lambda} =$$

$$= \underbrace{H_0^T(\bar{x}) [\lambda - \lambda_0(\bar{x})]}_{\text{una parte costante rispetto alle variabili}} + \int_{\lambda_0(\bar{x})}^{\bar{\lambda}} \bar{x}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} d\bar{\lambda}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$f(x) = \bar{p}^T(x) \bar{h}(\bar{x})$$

Sono uguali per il calcolo

$$\frac{\partial f}{\partial \bar{x}^T} = \underbrace{\bar{p}^T(x) \frac{\partial \bar{h}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T}}_{*} + \underbrace{\bar{h}^T(\bar{x}) \frac{\partial \bar{p}(x)}{\partial \bar{x}^T}}_{*}$$

$$\left(\bar{x}^T \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{x}^T} \right) = \left(\frac{\partial L(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{x} \right)^T \left(\frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{x}^T} \right)^T *$$

(*) si può pensare che ci sia la matrice IDENTICA
 $U = \frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{x}^T}$

CASO LINEARE

Matrice induttiva $[L]$

$${}^c\psi(\bar{x}, \bar{y}) = {}^c\psi_0(\bar{x}) + L(\bar{x}) \bar{x}$$

Modulima senza magneti permanenti con eddiesi relativamente piccole

$$[L_D(\bar{x}, \bar{y})] = \frac{\partial {}^c\psi(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T} = \frac{\partial {}^c\psi_0(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = [L(\bar{x})] + \frac{\partial L(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} D[\bar{x}]$$

$$[H_c(\bar{x}, \bar{y})] = \frac{\partial {}^c\psi(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T} = {}^cH_0(\bar{x}) + \left[\frac{\partial L(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} D[\bar{x}] + L(\bar{x}) \frac{d\bar{x}}{d\bar{x}^T} \right]$$

Spettri per quella particolare $\gamma_0(\bar{x})$ mappa di campo π

annullati in V punto

WWW.INGONLINE.BIZ

$$[L(\bar{x})] \neq 0 \rightarrow [\gamma_0(\bar{x})] = -L^{-1}(\bar{x}) {}^c\bar{\psi}_0(\bar{x}) \quad B(\bar{y}, \gamma_0(\bar{x}), \bar{x}) = 0 \quad \forall \bar{x}, \bar{y}$$

$${}^cW_c(\bar{x}, \bar{y}) = \int_{\gamma_0(\bar{x})}^{\bar{x}} {}^cH_0^T(\bar{x}, \bar{y}) + \left(\frac{\partial L(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} D[\bar{x}] \right)^T d\bar{x}$$

$$\frac{\partial {}^cW_c(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T} = {}^cK_D$$

$${}^cK_c = \frac{\partial {}^cC_c(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}}$$

$$\frac{\partial {}^cP(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T} = {}^cM$$

$${}^cH = \frac{\partial {}^cC_c(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}}$$

$${}^cK_D = {}^cH^T$$

$$\frac{d\bar{x}(t)}{dt} = \bar{\eta}(t)$$

f è simmetrica definita positiva
det $zic \neq 0$

$$\frac{d\bar{\eta}(t)}{dt} = f^{-1}(\bar{x}) \left[{}^c\bar{W}_E(\bar{x}(t), \bar{x}(t)) - \bar{W}_H(t) - \bar{W}_C(t) - \bar{W}_A(t) \right]$$

Agome tra equaz.
elettrica e meccanica

Equazioni scritte in forma dinamica

$$\begin{cases} \frac{d\bar{i}(t)}{dt} = {}^cL^{-1}(\bar{i}(t), \bar{x}(t)) \left[\bar{v}(t) - R\bar{i}(t) - {}^cM(\bar{x}(t), \bar{x}(t)) \bar{\eta}(t) \right] \\ \frac{d\bar{x}(t)}{dt} = \bar{\eta}(t) \\ \frac{d\bar{\eta}(t)}{dt} = f^{-1}(\bar{x}) \left[{}^c\bar{W}_E(\bar{x}(t), \bar{x}(t)) - \bar{W}_H(t) - \bar{W}_C(t) - \bar{W}_A(t) \right] \end{cases}$$

$W_u + W_p$ W_H
↓
dipende
momento
esterno
funzione di $\bar{\eta}$
AEP' ausiliaria
velocità aumentata

WMW.INGONLINE.BIZ

W_C
↓
funzione di $\bar{x}$ $\bar{\eta}$

W_A
↓
dipende dal sistema di ref. funz. delle variabili di stato

Supponiamo di considerarli come impianti

Dispositivo $\boxed{E.M.H.}$ forma dinamica da $\boxed{(Me + 2Mm)}$ eq
in genere non lineare

$$\bar{V}(t) = \bar{V}_R(t) + \bar{V}_E(t)$$

$$\bar{V}_R(t) = R \bar{i}(t)$$

$$\bar{V}_E(t) = \bar{V}_{EL}(t) + \bar{V}_{EH}(t)$$

$$\bar{V}_{EL}(t) = \frac{d}{dt} \left(L_D(\bar{x}(t), \bar{z}(t)) \right) \frac{d\bar{x}(t)}{dt}$$

TENSIONE ELETTROMAGNETICA
DI ORIGINE INDUTTIVA

$$\bar{V}_{EH}(t) = \frac{d}{dt} \left(N(\bar{x}(t), \bar{z}(t)) \right) \frac{d\bar{z}}{dt}$$

TENSIONE ELETTROMAGNETICA
DI ORIGINE MOZIONALE

Aggiungo alle variabili di stato e alle derivate di variabili di stato

La funzione di stato, che in funz. variabili stato in quell'istante
a da valore del Wrench

$$\bar{W}_E(t) = \bar{W}_E(\bar{x}(t), \bar{z}(t))$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\frac{d^2}{dt^2} \left(\bar{x}(t) \right) = \bar{W}_c(t) - \bar{W}_H(t) - \bar{W}_c(t) - \bar{W}_A(t)$$

In teoria dei sistemi

$$\dot{\bar{x}} = \bar{f}(\bar{x}, \bar{u}, t)$$

Introduciamo variabili di stato a descrivere in maniera
esplicita il sistema.

Ma abbiamo una derivata seconda $\Rightarrow$

$$\ddot{\bar{x}}(t) = \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2}$$

$${}^c C_E(\bar{o}, \bar{x}) = \left[\bar{\lambda}^T {}^c \bar{\Psi}(\bar{\lambda}, \bar{x}) - {}^c E_E(\bar{\lambda}, \bar{x}) \right]_{(\bar{o}, \bar{x})} = -{}^c E_E(\bar{o}, \bar{x})$$

$\tilde{\lambda}(\bar{x}) = 0$

(Nell'approccio variabile stato esistono ancora anche potuto non introdurre l'energia, nell'approccio con variabili di stato giurì potevamo anche non introdurre la coenergia)

$${}^c C_E(\bar{o}, \bar{x}) = -E_E(\bar{o}, \bar{x})$$

(pone sullo stesso piano le 2 grandezze)

$$C + E = \begin{matrix} \boxed{\lambda^T \Psi} \\ \uparrow \quad \uparrow \\ \text{variabili di} \\ \text{stato} \end{matrix}$$

No! risultato giusto ma ottenuto in modo sbagliato

$${}^c W_E^T(\bar{o}, \bar{x}) = \frac{\partial {}^c C_E(\bar{o}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = 0$$

$${}^c W_E^T(\bar{o}, \bar{x}) = {}^c W_E^T(\bar{\lambda}, \bar{x}) \Big|_{(\bar{o}, \bar{x})} = \frac{\partial {}^c C_E(\bar{\lambda}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \Big|_{(\bar{o}, \bar{x})}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

se penso $\boxed{-{}^c E_E(\bar{o}, \bar{x})} = -{}^c E_E(\tilde{\lambda}(\bar{x}) = \bar{o}, \bar{x})$

$$\boxed{f(\bar{x})} = \boxed{{}^c C_E(\tilde{\lambda}(\bar{x}), \bar{x}) = \omega \pi} \Big|_{\tilde{\lambda}(\bar{x}) = 0} \Rightarrow \boxed{\frac{\partial f}{\partial \bar{x}^T} = 0}$$

$$\boxed{\frac{\partial f}{\partial \bar{x}^T}} = \left[\frac{\partial {}^c C_E(\bar{\lambda}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right]_{(\tilde{\lambda}(\bar{x}), \bar{x})} + \frac{\partial \tilde{\lambda}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

$$\frac{\partial {}^c C_E(\bar{\lambda}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \Big|_{(\tilde{\lambda}(\bar{x}), \bar{x})} = \psi^T(\bar{o}, \bar{x}) \cdot 0 +$$

$$\boxed{{}^c W_E^T(\bar{o}, \bar{x}) = 0}$$

Su quella particolare ipersuperficie la funzione ψ è

COSTANTE

$$\begin{aligned} \left[E_\epsilon(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) \right] &= \left[\bar{\lambda}_0^T \bar{\psi}(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) - C_\epsilon(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) \right] = \\ &= \left[-C_\epsilon(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) \right] \end{aligned}$$

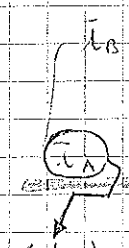
Ma allora se $\left[C_\epsilon(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) \right] = \text{cost}$ anche l'energia è COSTANTE

$\Rightarrow$ questa particolare ipersuperficie oltre a essere un'x è anche un'x di energia e coenergia. C'è ipersip. dentro poco variabili di stato.

In cui energia e coenergia hanno valore cost e opposti

$\Rightarrow$ possiamo scegliere $\bar{\lambda}_0(x)$ come stato iniziale

Possiamo scegliere come stato iniziale zero x tutte e due

$$\left[C_\epsilon(\bar{\lambda}_0, \bar{x}) - C_\epsilon(\bar{\lambda}_N, \bar{x}) \right] = \int_{\bar{\lambda}_0}^{\bar{\lambda}_N} \bar{\psi}^T(\bar{\lambda}, \bar{x}) d\bar{\lambda}$$


perché se mant. come $\bar{\lambda}_0$ ed $\bar{\lambda}_N$ in uno stato. Co posso scegliere ad arbitrio e $\Rightarrow$ scelto zero

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Energia e coenergia} \\ \text{nella ipersuperficie} \end{array} \right.$

$$C_\epsilon(\bar{\lambda}, \bar{x}) = C_\epsilon(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) +$$

$$C_\epsilon(\bar{\lambda}, \bar{x}) = C_\epsilon(\bar{\lambda}_0(\bar{x}), \bar{x}) +$$

$$\int_{\bar{\lambda}_0(\bar{x})}^{\bar{\lambda}} \bar{\psi}^T(\bar{\lambda}, \bar{x}) d\bar{\lambda}$$

$$\int_{\bar{\lambda}_0(\bar{x})}^{\bar{\lambda}} \bar{\lambda}^T L_0(\bar{\lambda}, \bar{x}) d\bar{\lambda}$$

Problema ora (trovare Wronch)

$$W_E = \left(\frac{\partial C_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}} \right)$$

supponendo di poter trovare

energia

$$C_E = \int \psi^T(\bar{x}, \bar{x}) d\bar{x}$$

Ma esportare di potere dalla

da trovare
estremi

funzione energia

Possiamo fare ancora meglio

possibilità alternativa di calcolare Wronch in forma integrale

Perché può essere comodo?

Perché è M in un approccio con variabili di stato correlati

quella che serve per calcolare tensioni elettromagnetiche meccaniche

⇒ ci conviene usare visto che lo dobbiamo comunque calcolare

In fondo poi la energia non si userà forma restano la

sua comp. elettrostatica

$$C_{K0}(\bar{x}, \bar{x}) = \left(\frac{\partial C_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right)$$

$$C_{K1,1} = \frac{\partial C_{K0}(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$C_{K1,1} = M$$

Considera W tra 2 stati che differiscono per corrente e non $x \bar{x}$

$$W_E(\bar{x}_B, \bar{x}) - W_E(\bar{x}_A, \bar{x}) = \int_{\bar{x}_A}^{\bar{x}_B} C_{K0}(\bar{x}, \bar{x}) d\bar{x} = \int_{\bar{x}_A}^{\bar{x}_B} C_{K1}^T(\bar{x}, \bar{x}) d\bar{x}$$

Ma la derivata W in $\bar{x}$ non è più a derivata
e la derivata anche in $\bar{x}$ di $\bar{x}$ è zero ⇒

$$\boxed{L_0(\bar{x}, \bar{x})} = \frac{\partial^2 \varphi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \frac{\partial^2 C_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}} = \boxed{\frac{\partial^2 C_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}}}$$

$\boxed{h}$

$$= \begin{bmatrix} \vdots \\ \boxed{\frac{\partial^2 C_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}_k}} \\ \vdots \end{bmatrix}$$

Mezza ipotesi di regolarità
anche questa è simmetrica

MATRICE INDUTTAZIONE DIFFERENZIALE
è univocamente definita e anche
simmetrica

In generale $\frac{\partial^2 f(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{y}} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \frac{\partial f(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{y}} = \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \frac{\partial f(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}^T}$

$$= \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial \bar{y}^T} & \frac{\partial f(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}} \end{bmatrix}^T$$

se ipotesi di
Machet sono
applicabili

Si dimostrava a fisica nel vuoto con $\boxed{2}$ $\boxed{\text{ovvero}} \left\{ \begin{array}{l} \text{lineari} \\ \text{semplici } (L_1 = L_2) \end{array} \right.$

ora $\rightarrow$ $\boxed{\text{scorati}} \text{ con } / \text{ (mate } \text{ fuorimagnete) } / \text{ (magneti } \text{ perturbanti)}$

e non lineari: deriva diretta per della velocità del p

di equazione dell'energia

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\boxed{M(\bar{x}, \bar{x})} = \frac{\partial^2 \varphi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \frac{\partial^2 C_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}} = \boxed{\frac{\partial^2 C_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}}}$$

$\boxed{h}$

$$= \begin{bmatrix} \vdots \\ \boxed{\frac{\partial^2 C_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T \partial \bar{x}_k}} \\ \vdots \end{bmatrix}$$

È LA TRASPOSTA DI QUELLA
PRIMA

Importante (rispetto alle posizioni (e valori delle variabili a cui sono costanti))

$${}^c S_D = \left[\frac{\partial {}^c W_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right] = \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \left[{}^c W_{eo}(\bar{x}) + K_I(\bar{x}, \bar{x}) \bar{x} \right]$$

MATRICE DEI COEFFICIENTI DI RIGIDEZZA ELETTROMECCANICA (Stiffness)

${}^c S_D$ MATRICE DEI COEFFICIENTI DI RIGIDEZZA ELETTROMECCANICA

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} (K_I(\bar{x}, \bar{x}) \bar{x})$$

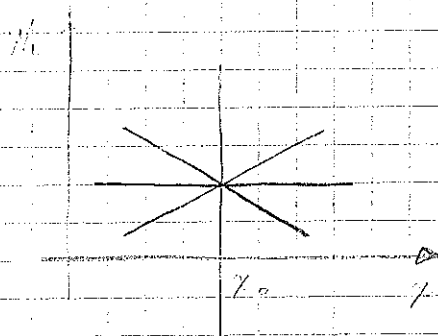
$$= [{}^c S_{D0}(\bar{x}, \bar{x})] + \frac{\partial {}^c K_I(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} D[\bar{x}] + K_I(\bar{x}, \bar{x}) \frac{d\bar{x}}{d\bar{x}^T}$$

$$[{}^c S_{D0}(\bar{x}, \bar{x})] = - \frac{\partial {}^c K_I(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} D[\bar{x}]$$

WWW.INGONLINE.BIZ

Alcune equ. e i loro valori rigidezza $\rightarrow [W]$ cambia molto equ. e costanti, coppia non dipende dalla posizione a costanti (rigidezza nulla)

Se ci interessa equilibrio di posizione (S costante)



- equilibrio indifferente
- equilibrio stabile
- equilibrio instabile

Se non ci sono altre posizioni ammesse quella è la (in ANELLO APERTO)

Se ci sono due o più anelli in anello chiuso / equ. costanti

$\rightarrow$ possibili più o meno

Dalla funzione [energia] si ottiene tutto

Sintetizza tutte le proprietà elettromagnetiche della macchina

Rappresenta C_E il valore [energia] e [posizione] e nucleo

di tutto (sia aspetti [geometrici] - aspetti elettromagnetici che W ,
aspetti elettromeccanici)

la macchina da un punto di vista macroscopico (movimenti / alberi,

completamente descritta dalla funzione energia

Poi noi useremo più funzioni esplicitate xk_e e preferiamo
rispetto a usare un'unica funzione da esplicitare.

(Puoi interpretarlo come: come energia per unità di volume)

$$\boxed{{}^c \bar{W}_E(\bar{x}, \bar{x})} = \boxed{\frac{\partial {}^c C_E(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}}}$$

WWW.INGONLINE-BIZ

W_{trench} è una [funzione di stato] dipende dalla [energia] e

[posizione] - [mi] vederlo in forma pseudolineare in funz. della

energia xk_e vogliono ottenere modelli x e macchine che

durano bene come al controllo delle macchine - Averci

possibilità di regolarsi pseudolineare è imp.

$${}^c \bar{W}_E(\bar{x}, \bar{x}) = {}^c \bar{W}_E(0, \bar{x}) + [{}^c \bar{W}_E(\bar{x}, \bar{x}) - {}^c \bar{W}_E(0, \bar{x})] =$$

W_{trench} a
VUOTO

W_{trench}
incrementale (per $x=0$ si annulla)

$$= \boxed{{}^c \bar{W}_{E0}(\bar{x})} + \boxed{{}^c \bar{W}_{E1}(\bar{x}, \bar{x})}$$

WRENCH A VUOTO

WRENCH INCREMENTALE

$$= \frac{\partial E_e(\bar{i}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} + \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \left(\bar{x}^T \bar{\psi}(\bar{i}, \bar{x}) \right) + \bar{\psi}^T(\bar{i}, \bar{x}) \frac{\partial \bar{i}}{\partial \bar{x}^T} = \begin{bmatrix} 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} -\bar{x}^T & \frac{\partial \bar{\psi}(\bar{i}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \end{pmatrix}$$

matrice
identica

$$\begin{bmatrix} \bar{\psi}^T(\bar{i}, \bar{x}) \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \left[\bar{x}^T \bar{\psi}(\bar{i}, \bar{x}) - E_e(\bar{i}, \bar{x}) \right]$$

potremmo scegliere
come COENERGIA
questa più $g(\bar{x})$
ma in vista di quello
che viene dopo conviene
prendere $g(\bar{x}) = 0$

funzione di stato e variabili di stato
rispetto alle correnti e da il
flusso

Introduciamo

FUNZIONE COENERGIA

E_e

$$E_e: \mathbb{R}^{m_e \times m_i} \rightarrow \mathbb{R}$$

$$E_e(\bar{i}, \bar{x}) = \bar{x}^T \bar{\psi}(\bar{i}, \bar{x}) - E_e(\bar{i}, \bar{x})$$

$$\bar{\psi}(\bar{i}, \bar{x}) = \frac{\partial E_e(\bar{i}, \bar{x})}{\partial \bar{x}}$$

WMW INGNOLINE.BIZ

$\bar{\psi}$ (campo vettoriale) nello spazio delle correnti che connette la potenza

ed è in questo prodotto di una funzione E_e

$\bar{\psi}$ ha le proprietà di un campo conservativo

conseguenza del princ. conserv. energia

E_e (potenziale sezione) $\bar{\psi}$ (campo vettoriale nello spazio delle correnti)

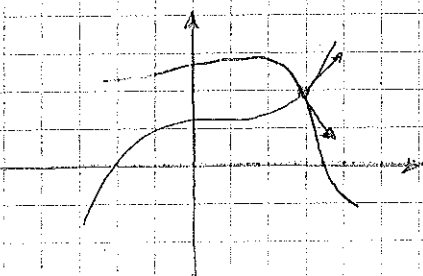
Esistono di più con la stessa energia che non è la energia

Se con $\bar{z}$ [indichiamo] $\bar{z} = \begin{bmatrix} \bar{x} \\ \bar{y} \end{bmatrix}$

$$F(\bar{z}) \frac{d\bar{z}}{dt} = 0 \quad (M_E + M_H)$$

Deve essere verificato qualunque sia l'istante t su una
traiettoria e qualunque sia la traiettoria

$$\forall t \quad \forall z(t),$$



qualunque sia $\left[\frac{d\bar{z}}{dt} \right]$

deve fare zero $\Rightarrow$

$F(\bar{z})$ DEVE ESSERE NULLA

$F(\bar{z})$ DEVE ESSERE NULLA

$\forall \bar{z}$ e in $\forall$ punto con $\forall$ VELOCITÀ

$(M_E + M_H)$ equazioni che devono essere verificate in $\forall$ punto

Delle $(M_E + M_H)$ equazioni consideriamo separatamente le 2

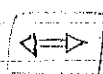
$$f(\bar{x}, \bar{y}), \quad g(\bar{x}, \bar{y}),$$

$$\begin{bmatrix} f(\bar{x}, \bar{y}) \\ g(\bar{x}, \bar{y}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{d\bar{x}}{dt} \\ \frac{d\bar{y}}{dt} \end{bmatrix} = 0$$

introducendo $\bar{z}$
avremo quello di prima ovvero

$$F(\bar{z}) \frac{d\bar{z}}{dt} = 0$$

WWW.INGONLINE.BIZ



$$F(\bar{z}) = 0$$

$\forall \bar{z}$

$\forall$ punto con $\forall$ velocità

PRIMO MEMBRO

$$0 = \bar{z}^T L_0(\bar{x}, \bar{y})$$

$$\bar{z}^T L_0(\bar{x}, \bar{y})$$

integrando rispetto
alle coordinate

$$= \bar{x}^T(t) \left[L_0(\bar{x}(t), \bar{x}(t)) \frac{d\bar{x}(t)}{dt} \right] + \bar{x}^T(t) \left[M(\bar{x}(t), \bar{x}(t)) \eta(t) \right] =$$

$$= \underbrace{\bar{\eta}^T W_e(\bar{x}(t), \bar{x}(t))}_{P_e(t)} + \underbrace{\frac{\partial E_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}}_{\left| (\bar{x}(t), \bar{x}(t)) \right|} \frac{d\bar{x}(t)}{dt} + \underbrace{\frac{\partial E_e(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}}_{\left| (\bar{x}(t), \bar{x}(t)) \right|} \frac{d\bar{x}(t)}{dt}$$

Espressione delle velocità in tutti i corpi. Per il possibile

traiettorie sia quanto riguarda le coordinate che le variabili lagrangiane.

ESPRESSIONE DIPENDE DA:

- variab. stato } dipendono solo dal veloci
- flussi stato } momento da $\bar{x}$ e $\bar{x}$
- derivare temporali ^{variab.} flussi stato

MOVIMENTO →

Punta nelle spazio multidimensionali dato da $\bar{x}$ e $\bar{x}$

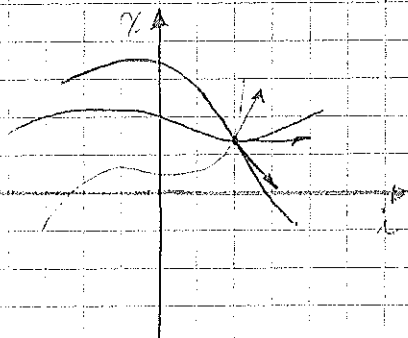
paterna con centro and. temporale

ESPRESSIONE dove vale:

Il punto spazio $\bar{z}$ e in quel punto con qualsiasi velocità lo
 poni da quel punto $\bar{z} = \begin{bmatrix} \bar{x} \\ \bar{x} \end{bmatrix}$

Dire che $\bar{x}$ verificata $\bar{x}$ e $\bar{x}$

Poni ponere per ogni punto con una qualsiasi derivata
 temporale



MMW.INGONLINE.BIZ

DEVE VALERE

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{x} = \frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{x}} \quad \frac{\partial \bar{x}}{\partial \bar{x}}$$

$$P(t) = \bar{x}^T(t) \bar{v}(t)$$

$$P_e(t) = \bar{x}(t)^T \bar{v}_e(t) = \bar{f}_{el}(t) + \bar{f}_{em}(t) = \\ = \bar{x}^T(t) \bar{v}_{el}(t) + \bar{x}^T(t) \bar{v}_{em}(t)$$

Perché lo scopo dispersivo è:

trasf. energia elettrica in meccanica potrebbe venire in mente di associare ai 2 termini:

- forma energia interna disp.
 - energia elett. in mecc.
- No!!! non è così!!!

Suddivisione deve essere correttamente investigata

Sapo transf. energia elettrica in meccanica

ITRENCH

Tenuto conto del vincolo tiene conto qualcosa legato esp. dinamica

$$\bar{W}_G = \int \frac{\partial \bar{Y}^T(x)}{\partial \bar{x}} \bar{F}_G$$

WWW.INGONLINE.BIZ

Quando si hanno punti poi si transf. in me. se la distrib. con

Potremmo partire da qui

Dare distribuzione forze e poi forse un integrale sul volume

Cosa che vogliamo evitare, ricadere in approccio compatto

⇒

Il nostro dispositivo ridistribuisce a p. consenso energia. Perché spesso emergono nel disp. sono chiariti (come 3 in pratica)

Partenza legata alla transf. energia elettrica in meccanica $P_e(t)$

e (energia interna del dispersivo)

$E_e(t)$

$$E = (\bar{x}(t), \bar{z}(t)) = E_e(t) \bar{v}_e(t) \bar{z}(t)$$

$$\begin{pmatrix} E \\ E_e \end{pmatrix}$$

$$\mathbb{R}^{n_E + n_H} \rightarrow \mathbb{R}$$

Legato al fatto che nel disp. esistono forze elettromagnetiche

conservazione energia tra forma elettrica e meccanica

Eppure che me viene fuori non ha senso. $\left\{ \begin{array}{l} F = BLv \\ F = BLv \end{array} \right\}$ a partire da quell

se $B(x, 1)$ é primo considerarei um único $\Rightarrow$ posso definir

$\downarrow$

construindo sua forma matricial

Immagina OSSERVA che
velocità campo e velocità perpendicolare (es. velocità campo
rotazionale $\omega = \frac{v}{r}$ e conduttori in cui manca corrente zero ferma)

La suddivisione della TENSIONE in $|V_{eff}|$ e $|V_{HE}|$ ottenuta è una
Semionte armonica e carattera non è egoro d movimento di
conduttori nel campo

Sistema referențial e variabilă perceptivă e' (diatribă)

ma è 2. lezioni che sono emerse indipendenti della matrice

scelta $\Rightarrow$ consideriamo 2 scelte di variabile Δ l'espansione

2

2 funzioni

$$11 \quad \psi_c(\bar{x}, \bar{y}^u)$$

Collec. Ram. ematocriti deve essere indip. dalla sesta

$$\bar{X}^h = \int (\bar{X}^1)$$

$$\|\bar{\Psi}^{-1}(\bar{x}, \bar{x}')\| = \|\bar{\Psi}^{-1}(\bar{x}, \beta(\bar{x}))\|$$



$$[L_0] = [L_0''] = \left(\frac{\partial^2 \Psi'(\bar{x}, \bar{x}')}{\partial \bar{x}^T} \right) = \frac{\partial^2 \Psi''(\bar{x}, \bar{x}'')}{\partial \bar{x}^T}$$

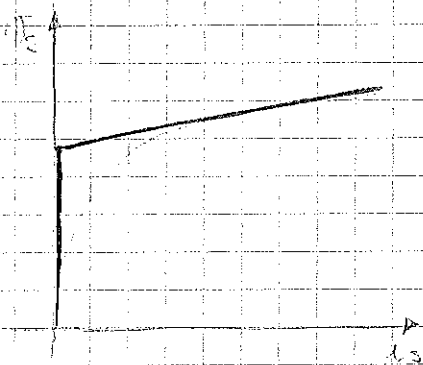
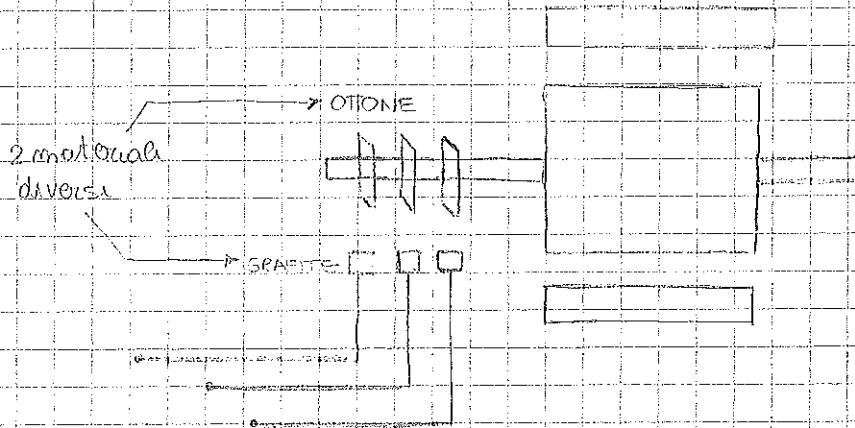
$$\begin{aligned} H^1(x, x) &= \frac{\partial^2 \Psi^1(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^1 \bar{x}} = \frac{\partial^2 \Psi^1(\bar{x}, f(\bar{x}))}{\partial \bar{x}^1 \bar{x}} = \frac{\partial^2 \Psi^1(\bar{x}, \bar{x}')}{\partial \bar{x}^1 \bar{x}} \bigg|_{(\bar{x}, f(\bar{x}))} \\ &= H^1(\bar{x}, f(\bar{x})) \frac{\partial f(\bar{x})}{\partial \bar{x}^1} \bigg|_{\bar{x}=\bar{x}} \end{aligned}$$

$$V_{RIH} = R(\bar{x}(t), x(t)) \bar{x}(t)$$

$$R \xrightarrow{m_E \times m_H} R^{m_E \times m_E}$$

$V_{RO}(t)$ tensione a corrente nulla, in genere nulla

Esempio in cui non è nulla: spazzole / collettore macchina c.c. ma per
in esempio spazzole / anelli ASINCRONO



In prima approssimaz.
si può approssimare
alla curva

quindi avremo una $V_{RO}(t) \neq 0$

WWW.INGONLINE.BIZ

[ME eq] con la quale pretendiamo di definire N^2 elementi

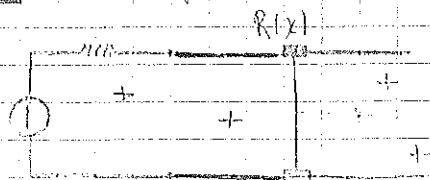
$\Rightarrow$ la matrice R non è univocamente definita così come

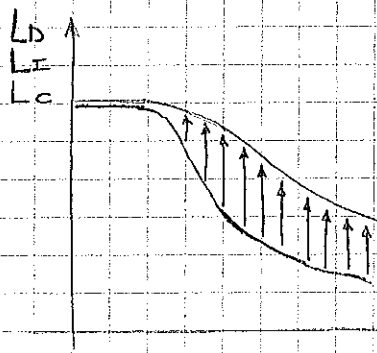
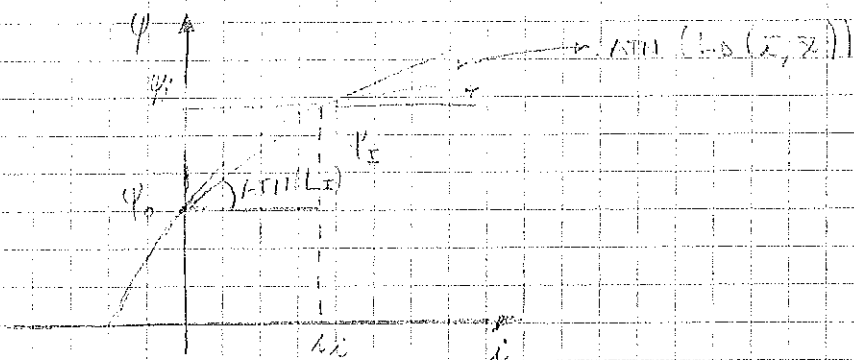
la LI. lo è solo nel caso $M_E = 1$ e nel caso R non dipende da i

$$R(i) = \begin{bmatrix} \ddots & & 0 \\ & R_K(i_K) & \\ 0 & & \ddots \end{bmatrix}$$

R_K resistenza
ovvero
equivalente

si dipendenza R della posizione e non delle correnti





Quando si arriva al pinocchio L_I e L_D che nel tratto lineare erano uguali si distinguono. In particolare

$$L_D(x, \bar{x}) \neq L_I(x, \bar{x})$$

WWW.INGONLINE.BIZ

La definizione di L_C non è univocamente determinata perché non c'è

$$\bar{x} = L_I$$

l'unico di L_C e da ciò che quanto è evidente il fenomeno di saturazione.

Abbiamo ora ad esempio la dipendenza delle certe variabili da

matrice dei coefficienti di tensione orizzontale

$$\left(\frac{\partial H(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right) = \left(\frac{\partial \psi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right) = \frac{\partial \psi_0(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} + \frac{\partial \psi_I(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} =$$

$$= \left(H_0(\bar{x}) \right) + \left(H_I(\bar{x}, \bar{x}) \right)$$

MATRICE DEI COEFFICIENTI DI TENSIONE ORIZZONTALE INCREMENTALE

MATRICE DEI COEFFICIENTI DI TENSIONE ORIZZONTALE A VALTO

Calculus a 2 sections parallel

$${}^c L_D(\bar{x}, \bar{x}) = \frac{\partial {}^c \Psi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

Matrice delle INDUTTANZE
DIFFERENZIALI

Definita in modo univoco

19/10/2005

$${}^c \Psi(\bar{x}, \bar{x}) = {}^c \Psi_D + {}^c \Psi_I(\bar{x}, \bar{x})$$

$${}^c \Psi_I(\bar{x}, \bar{x}) = {}^c L_I(\bar{x}, \bar{x}) \bar{x}$$

$${}^c L_D(\bar{x}, \bar{x}) = \frac{\partial {}^c \Psi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

matrice delle induttanze
differenziali

WWW.INGONLINE.BIZ

Bisogna calcolare ${}^c L_D(\bar{x}, \bar{x})$ con ${}^c L_I$

non dipende da $\bar{x}$

$${}^c L_D(\bar{x}, \bar{x}) = \frac{\partial {}^c \Psi(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \left[{}^c \Psi_D + {}^c \Psi_I(\bar{x}, \bar{x}) \right] = \frac{\partial {}^c \Psi_I(\bar{x}, \bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

$$= \frac{\partial \left[{}^c L_I(\bar{x}, \bar{x}) \bar{x} \right]}{\partial \bar{x}^T} *$$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}^T} \left[F(\bar{x}) \bar{g}(\bar{x}) \right] = \left[\frac{\partial}{\partial x_k} F(\bar{x}) \bar{g}(\bar{x}) \right] =$$

$$= \left[\frac{\partial F(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{g}(\bar{x}) + F(\bar{x}) \frac{\partial \bar{g}(\bar{x})}{\partial x_k} \right]$$

$$= \left[\frac{\partial F(\bar{x})}{\partial x_k} \bar{g}(\bar{x}) \right] + \left[F(\bar{x}) \frac{\partial \bar{g}(\bar{x})}{\partial x_k} \right] =$$

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Psi_1 \\ N_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Psi_2 \\ N_2 \end{bmatrix}$$

A fronte di 2 variabili magnetiche [1]

induttori mutuamente accoppiati perf.
Dove non è zero V è possibile ma l'approccio con variabili di stato conduce che variabili di stato giungano.

VARIABILI DI STATO CURRENTI

WWW.INGONLINE.BIZ

$${}^c\bar{\Psi}(\bar{x}, \bar{x})$$

Funzione da supprimiamo data

funzione pseudolineare (FUNZIONE PSEUDOLINEARE)

$${}^c\bar{\Psi}(\bar{x}, \bar{x}) = \boxed{{}^c\Psi(\bar{0}, \bar{x})} + [{}^c\bar{\Psi}(\bar{x}, \bar{x}) - {}^c\Psi(\bar{0}, \bar{x})] = {}^c\Psi_0(\bar{x}) + {}^c\Psi_I(\bar{x}, \bar{x})$$

quota a vuoto

quota incrementale

$$\boxed{{}^c\Psi_0(\bar{x})} \text{ QUOTA A VUOTO } [{}^c\bar{\Psi}(\bar{x}, \bar{x}) - {}^c\Psi(\bar{0}, \bar{x})] = {}^c\Psi_I(\bar{x}, \bar{x}) \text{ QUOTA INCREMENTAL}$$

$$[{}^c\Psi_I(\bar{0}, \bar{x}) = \bar{0}] \Rightarrow$$

Potrebbe di esprimersi come qualcosa $\times$ il vettore delle correnti

$$\text{Scegliamo qualcosa su } \boxed{{}^c\Psi} \quad \exists \quad [{}^c\Psi_I(\bar{x}, \bar{x})], \quad {}^c\Psi_I(\bar{x}, \bar{x}) = \boxed{{}^cL_I(\bar{x})\bar{x}}$$

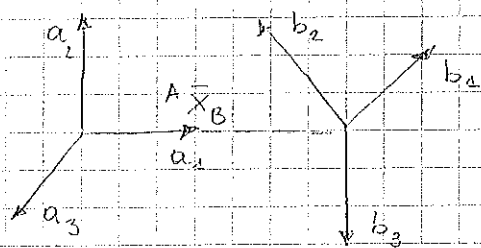
$$R^{NE \times NM} \rightarrow R^{NE \times NE}$$

${}^cL_I$ MATRICE DELLE INDUTTANZE INCREMENTALI

che si può il regime non definitivamente ${}^cL_I$

$N \times N$ $N \times N$ $N \times N$ a meno che:

Se si prende due sistemi di riferimento il prodotto scalare è sempre lo stesso



$${}^A P_B = [{}^A R_1, {}^A R_2, {}^A R_3]$$

Se il sistema di riferimento A è principale

$$\bar{a}_k \cdot \bar{a}_k = 1$$

$$\bar{a}_i \cdot \bar{a}_h = 0$$

$${}^A \bar{x} \cdot {}^A \bar{y} \longrightarrow {}^A \bar{x} \cdot {}^A \bar{y} = \left(\sum_{k=1}^3 x_k \bar{a}_k \right) \left(\sum_{h=1}^3 y_h \bar{a}_h \right) =$$

$$= \sum_{k=1}^3 \sum_{h=1}^3 x_k y_h \bar{a}_k \cdot \bar{a}_h \Rightarrow$$

$$\sum_{k=1}^3 x_k y_k = \boxed{{}^A \bar{x}^T {}^A \bar{y}}$$

$${}^A \bar{x} = \sum_{r=1}^3 {}^B x_r {}^A b_r = \begin{bmatrix} {}^A b_1 & {}^A b_2 & {}^A b_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}^B x_1 \\ {}^B x_2 \\ {}^B x_3 \end{bmatrix} = \boxed{{}^A R_B {}^B \bar{x}}$$

WMW.INGONLINE.BIZ

$${}^B \bar{x} \cdot {}^B \bar{y} = \dots = \boxed{{}^B \bar{x}^T {}^B \bar{y}} \quad \text{come sopra} \Rightarrow$$

costituendo nella prima espressione otteniamo

$$\left({}^A R_B {}^B \bar{x} \right)^T \left({}^A R_B {}^B \bar{y} \right) = {}^B \bar{x}^T \underbrace{{}^A R_B^T {}^A R_B}_I {}^B \bar{y} = {}^B \bar{x}^T {}^B \bar{y}$$

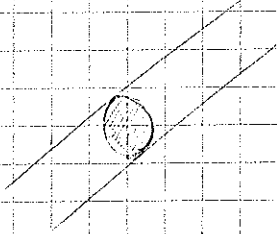
che se si

si inverte il sistema di riferimento

$${}^A R_B^T = ({}^A R_B)^{-1}$$

Invertire rispetto al sistema di riferimento

nella m. totale. Suppono che non ci siano cariche elettriche sulla superficie esterna (pori) nella condiz. m. eu, la determinazione esotermica diventa (indipendente) rispetto al sistema di riferim. che scegliamo.



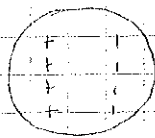
Opportunit  metallica con reticolo atomico e e^- libera di spostarsi all'interno, indotta da un campo elettrico molto modesto che serve a compensare con cariche e^- nel reticolo (commento con l'agit. termica).

Questo campo   ritenuto piccolo che lo possiamo ritenere nullo.

Se avessimo invece separazione cariche significativa e^- vorrebbero spostarsi verso + e lo equilibrio si compensa.

La densit  volumetrica delle cariche positive   compensata da quella delle cariche negative. Due distribuzioni cariche

  uguali $\boxed{\delta^+ = \delta}$ $\boxed{\delta^- = -\delta}$



WWW.INGONLINE.BIZ

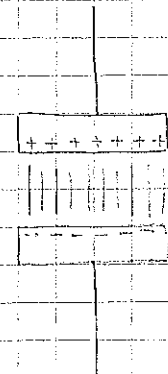
Questo diventa il conduttore

Questo non   necessariamente vero sulla superficie

Anche in elettrostatica approssimativo

Si pu  considerare $\vec{E} = \sigma / \epsilon_0$ anche se non sarebbe

vera in tutta



L'evoluzione

Dovremo poter dare l'evoluzione di induzione in V punto
 e da determina la mappa di campo?

Campo dipendenza: correnti, variabili legromuone (x) induzione

Se la mappa di campo dipende da questo anche ψ dipende
 da questo

L'int. edicolato x V fornisce corrente

Federzato che variabili di stato elettromagnetico sono la coppia i

$\bar{x}$. Po' significa aver individuato una funzione di stato

$$\begin{pmatrix} c \\ \psi \end{pmatrix} : \begin{pmatrix} \mathbb{R}^{M_E \times M_H} \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \mathbb{R}^{M_E} \end{pmatrix}$$

$$\bar{x} \in \mathbb{R}^{MM}$$

M_E M_H avvolgimenti

$$\bar{\psi}(t) = \begin{pmatrix} c \\ \psi \end{pmatrix} (\bar{x}(t), \bar{x}(t))$$

vetture dei flussi concatenati

Aver scatto per la tensione elettromagnetica indotta

$$V_E = \frac{d\psi(t)}{dt} \quad \text{CON IL SEGNO } \oplus \text{ significa}$$

aver scatto in maniera opposta a terminali rispetto alla

$\bar{x}$ e al flume ψ

ψ

i
 i_0

ψ_K

$\mathbb{R}_K$

λ_K

WWW.INGONLINE.BIZ

$\odot \psi$

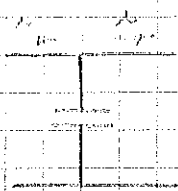
sta x

r corrente

e potrebbe essere un'alternativa. Si se a parte

di x per trovare i a partire ψ e' relazione e' invertibile

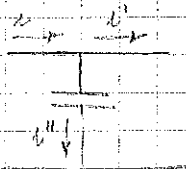
Se $\tau_{\text{transm}}^{\text{e}}$ è costante anche se C è diversa e costante che



è una e uguale a quella che esce

l'interazione di forza c'è

Se $\tau_{\text{transm}}^{\text{e}}$ è piccola con interazione di forze più piccola ma
con costante



$$|I| = \omega C |V|$$

Se tutto è aperto alle dimensioni tra lunghezza fisica del

circuito e lunghezza d'onda. In questo caso non posso

dire che corrente è costante in V circuito. Se non ci sono

effetti spaziali rilevanti

WWW.INGONLINE.BIZ

Bisogna che non ci siano accumuli stazionari di cariche, e frequenze non alte

in accordo con il fatto che

osserviamo fenomeni elettrostatici

Correnti parassite: correnti che circolerebbero al di fuori percorsi

standard o dentro V ma senza aver a che fare con la

corrente esterna al bipolo

Fanno parte della natura delle macchine ma le trascuriamo

(altrimenti complicheremo i modelli)

trascuriamo correnti solo negli avvolgimenti e dentro

anelli di correnti est

Diventa poi rilevante presente in alcune applicazioni dove queste

sono importanti (rendimenti)

La corrente nella macchina circolerà corrente pari a quella esterna

corrente in V staz

Che si devono essere introdotte

1 - PARTI CONDUTTRICI

Dovremo poter individuare dei morsetti. Perché ci vogliamo porre in ottica modellistica e teorica e che ci permettano scegliere in modo semplice l'elettromagnetismo con legge di Faraday. Poter unificare questa nel dire poter individuare in modo univoco la superficie su cui integrare.

$$\mathcal{E}_e(t) = \left| \frac{d\psi(t)}{dt} \right|$$

$$\psi(t) = \iint_{\mathcal{Q}} \vec{B}(\vec{x}, t) \cdot \vec{n}(\vec{x}) dS(\vec{x})$$

curve chiuse che delimitano sup
DIREZIONE DEL VETTORE E QUELLO CHE SI INTENDE
NELLA DIREZIONE

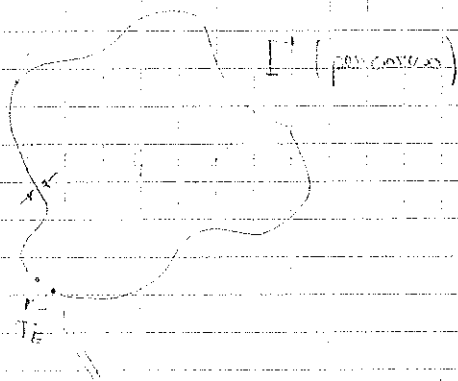
Perché $\vec{B}$ $\boxed{\vec{V} \cdot \vec{B}(\vec{x}, t) = 0} \quad \forall \vec{x}, t \quad \forall$ superficie che

si appoggia e buona $\times \vec{k}_0$ e isolato e sempre co-steno
(B campo solenoideale)

Faraday ci dà esprim. tensione elettromagnetica sulla curva che
intendiamo geometricamente chiusa (nec. $\times \vec{k}_0$ a una appoggiamo la
superficie $\mathcal{Q}$)

WWW.INGONLINE.BIZ

geometrica aperta
ma fisicamente chiusa



$$\mathcal{E}_e(t) = \oint_{\Gamma} \vec{E}(\vec{x}, t) d\vec{x}$$

Curva geometricamente aperta ma fisicamente chiusa $\Rightarrow$

Spazio dei Riemann / vicinissimi tra loro e al di fuori di
una regione in cui è un campo magnetico significativo

$$\sum_k \frac{\partial F(x)}{\partial x_k} \bigg|_{x(t)} \bar{p} \frac{dx_k}{dt}$$

↑
inchiave

↗
x(t)

↖
p̄

↘
dx/dt

⇒ rapp. in forme matriciale come d'abito

$$= \left[\dots \frac{\partial F(\bar{x})}{\partial x_k} \right]_{x(t)} \bar{p} \frac{d\bar{x}}{dt} = \left[\dots \frac{\partial F(\bar{x}(t))}{\partial x_k} \right] \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \vdots \\ \bar{p} \end{bmatrix}$$

$$= \left[\frac{\partial F}{\partial \bar{x}^T} \right]_{(\bar{x}(t))} D(\bar{p}) \frac{d\bar{x}}{dt}$$

Legge di [quadrato delle velocità] m^2

$$\underline{W_c} = \left[\frac{\partial \bar{p}^T}{\partial \bar{x}} m \left(\frac{\partial}{\partial x^T} \frac{\partial \bar{x}}{\partial x^T} \right) D(\bar{p}) \right] \left(\frac{dx}{dt} \right)^m$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$\underline{W_c}$ legge di quadrato velocità

CONSIDERIAMO IL CASO

$$[m] = 1 \rightarrow 1 \text{ massa}$$

DERIVATA 1° ordine per 1° membro
La regola della derivata è
quella del prodotto di due funzioni
se $z = \text{derivata di } x \text{ e } y$
moltiplicando

$$\underline{W_c} = \left[\frac{\partial \bar{p}^T}{\partial x} m \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \bar{x}}{\partial x^T} \right) \right] \eta = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \bar{p}^T}{\partial x} m \frac{\partial \bar{x}}{\partial x^T} \right) \eta$$

$$= \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \bar{p}^T}{\partial x} \right) m \frac{\partial \bar{x}}{\partial x^T} \right] \eta$$

questo termine è il T del termine
a 1° membro ma padre, e 2°
scoperto ⇒ sono uguali

$$\underline{W_c} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (J(x(t))) \eta(t)$$

Legge di Joule che J
non è un p̄

Il [] non è un p̄, è [W complementare] e c

$$\frac{\partial \tilde{f}(\bar{x})}{\partial \bar{x}_1} dx_1$$

$$\frac{\partial \tilde{f}(\bar{x})}{\partial \bar{x}_2} dx_2$$

$$\frac{\partial \tilde{f}(\bar{x})}{\partial \bar{x}_3} dx_3$$

valore assoluto determinante di questa matrice

$$= \left| \det \begin{bmatrix} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_1} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_2} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_3} \end{bmatrix} dx_1 dx_2 dx_3 \right|$$

$$\frac{\partial \tilde{f}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T}$$

Si può trovare poi con alcune giuste scelte valori assai

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \bar{x}^T} = \begin{bmatrix} c(g+x_1) & -\pi s(g+x_1) & 0 \\ s(g+x_1) & \pi c(g+x_1) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial r} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \theta} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tilde{f}}{\partial r} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \theta} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tilde{f}}{\partial r} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \theta} & \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z} \end{bmatrix}$$

$$\left| \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \bar{x}^T} \right| = \sqrt{1 \left[\pi^2 c^2 (g+x_1)^2 + \pi^2 s^2 (g+x_1)^2 \right]} = \pi$$

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\iiint_V \begin{bmatrix} -\pi s(g+x_1) & \pi c(g+x_1) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\pi s(g+x_1) & 0 \\ \pi c(g+x_1) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \rho \left| \frac{\partial \tilde{f}}{\partial \bar{x}^T} \right| dr d\theta dz$$

$$\int_0^R dr \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^b dz \begin{bmatrix} \pi^2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \pi \rho = \left\{ 2\pi \ell \rho \begin{bmatrix} \frac{R^4}{4} & 0 \\ 0 & \frac{R^2}{2} \end{bmatrix} \right\}_0^R$$

$$= \pi \ell \rho \begin{bmatrix} \frac{R^4}{2} & 0 \\ 0 & R^2 \end{bmatrix}$$

$$\rho = \frac{m}{\pi R^2 \ell}$$

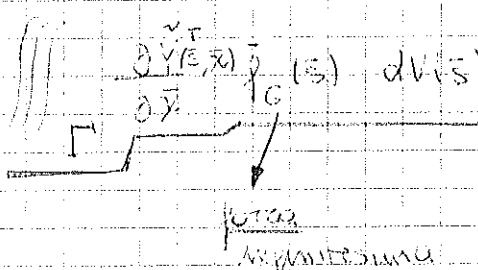
in punti specifici $\rightarrow$ mantenere questa forma

con forze distribuite (entità infinitesimale dei singoli punti)

La loro densità mantiene la forma

Esempio

Forza gravitazionale agisce su V punti e punto alla mano come disegna in tutte parti anche di forze distribuite piccole

$$\iiint_V \frac{\partial \bar{V}^T(\vec{x})}{\partial \vec{x}} \vec{f}_G(\vec{x}) dV(\vec{x})$$


forza infinitesima

Risultante in generale

$$\vec{W}_G = \sum_{k=1}^{n_G} \frac{\partial \bar{V}^T}{\partial \vec{x}} \vec{F}_{Gk} + \iiint_V \frac{\partial \bar{V}^T}{\partial \vec{x}} \vec{f}_G dV$$

o con grande forza concentrata

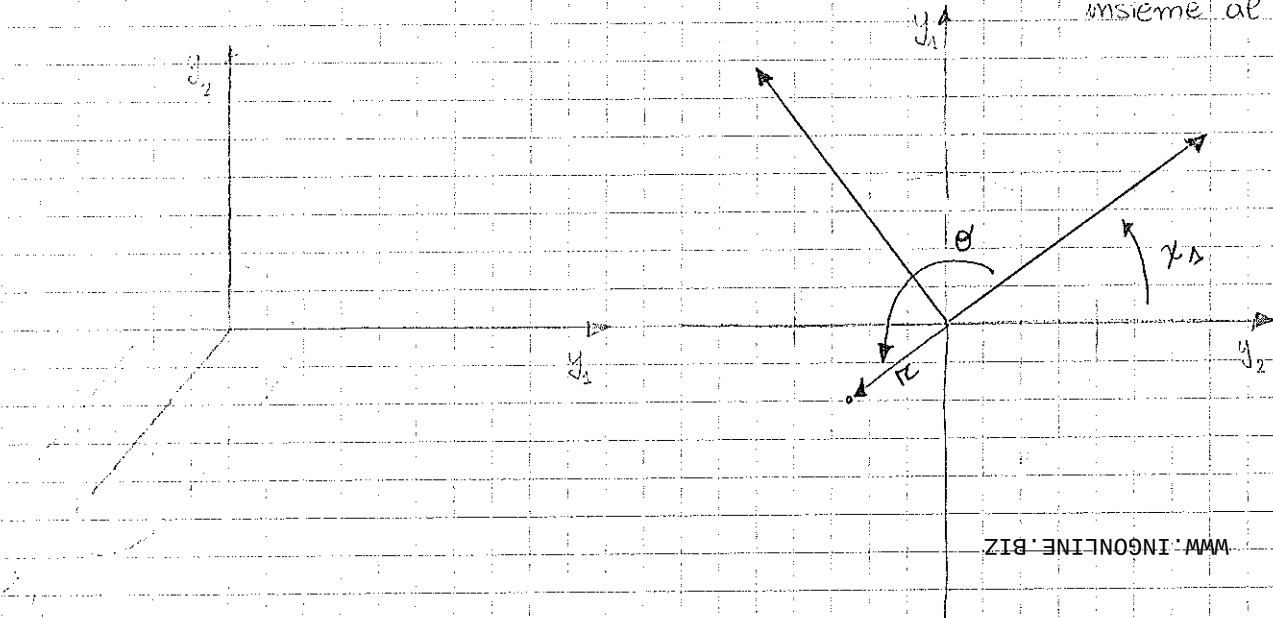
A riprova per nuclei molto piccoli le forze finite concentrate non esistono

Siamo in grado di trattare sistemi continui

Esempio

Rotonda prem

sistema di riferimento ruota da noi si muove insieme al sistema



WWW.INGONLINE.BIZ

Per trovare dei corpi rapp. fra i punti generati in coordinate cilindriche

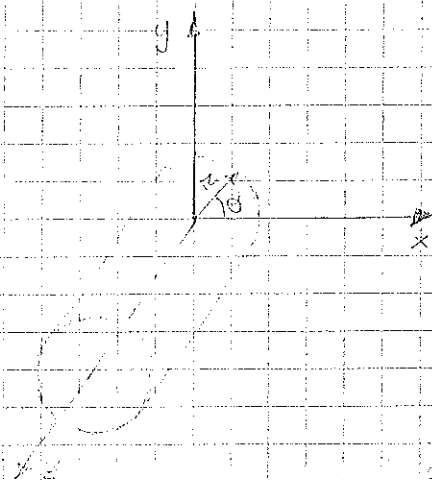
$$\begin{bmatrix} r \\ \theta \\ z \end{bmatrix}$$

Coordinate cilindriche $\rightarrow$ prendiamo x_1, x_2

La angoli rap. con x_2 quindi non è sempre rap. con x_1

Cilindro raggio R

Esempio



un punto dentro cilindro

$$\vec{x}(r, \theta, z) = \begin{bmatrix} r \cos \theta \\ r \sin \theta \\ z \end{bmatrix}$$

se cilindro ha altezza h

r, θ, z spaziali

di spazio
di tempo
di tempo

$$\begin{aligned} r &\in [0, R] \\ \theta &\in [0, 2\pi] \\ z &\in [0, h] \end{aligned}$$

non dipendono
dal tempo ($\underline{t}$)

Se cilindro si fosse potuto

spostare su z

$$\vec{x}(r, \theta, z) = \begin{bmatrix} r \cos \theta \\ r \sin \theta \\ z + x \end{bmatrix}$$

questa sarebbe $\tilde{y}$

Dipende anche da (parametri geometrici del sistema)

Forza su S nel suo dominio e come forza $\sum_{k=1}^{n_p}$

Proprietà DELLA MATRICE DI INERZIA GENERALIZZATA:

$$J(\bar{x}) = J^T(\bar{x})$$

$$\bar{J} = \frac{\partial^2 \bar{Y}}{\partial \bar{x}^2}$$

$$\bar{Y} = \frac{\partial^2 \bar{Y}}{\partial \bar{x}^2}$$

Vediamo se è definita positiva

$$\bar{x}^T \frac{\partial \bar{Y}}{\partial \bar{x}} m \frac{\partial \bar{Y}}{\partial \bar{x}} \bar{x} = \left(\frac{\partial \bar{Y}}{\partial \bar{x}^T} \bar{x} \right)^T m \left(\frac{\partial \bar{Y}}{\partial \bar{x}^T} \bar{x} \right) = \left(\bar{z}^T m \bar{z} \right) > 0$$

$$\forall \bar{z} \neq 0 \Rightarrow \bar{z}^T J(\bar{x}) \bar{z} > 0 \quad \forall \bar{x} \neq 0$$

$$\Rightarrow J(\bar{x}) \text{ DEFINITA POSITIVA}$$

$$\bar{W}_D = \frac{\partial \bar{Y}^T}{\partial \bar{x}} \bar{F}_D$$

Vettore delle componenti Lagrangiane delle forze

WRENCH

$$J(\bar{x}) \dot{\bar{\eta}} = \bar{W}_E - \bar{W}_A - \bar{W}_H - \bar{W}_C$$

$\bar{W}_I$
inerziali

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\bar{W}_E = \bar{W}_H + \bar{W}_A + \bar{W}_I + \bar{W}_C$$

Eq. è formalmente la stessa per ogni caso. A poniamo riconduciamo sempre a quella qualunque sia il sistema.

Usiamo poi principio conservat energia per riconducire alle potenze

Calcolo (POTENZE SVILUPPATE DA UN INSIEME DI FORZE)

$$P_E(t) = \sum_{k=1}^{n_F} \bar{F}_{GK}(t) \dot{\bar{y}}_K(t) = \bar{F}_G^T(t) \dot{\bar{y}}(t) = \bar{F}_G^T(t) \frac{\partial \bar{Y}}{\partial \bar{x}^T} \dot{\bar{\eta}}(t)$$

$$= \left[\bar{W}_{G(t)}^T \bar{\eta}(t) \right]$$

T. perche...

$$\ddot{\vec{y}}(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{d\vec{Y}(\vec{x})}{d\vec{x}^T} \right]_{\vec{x}(t)} \quad \ddot{\vec{y}}(t) = \frac{\partial \vec{Y}(\vec{x})}{\partial \vec{x}^T}(\vec{x}(t)) \quad \ddot{\vec{y}}(t) = \ddot{\vec{x}}$$

se m_K indichiamo mono punto ($m_K \in \mathbb{R}$)

$$(m_K \ddot{\vec{y}}_K(t)) = \vec{F}_K(t) \quad \rightarrow \text{Che tipi di forze? Interazioni dovute alle forze di origine (elettromagnetiche) interazioni (meccaniche), se ruota non è inerziale forze apparenti}$$

Dentro F_H poi tutto quello che non è forza apparente

$m_K u_3$

matrice idemica di dimensione 3

WWW.INGONLINE.BIZ

$$\begin{bmatrix} m_K u_3 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad \ddot{\vec{y}}(t) = \vec{F}_E(t) - \vec{F}_H(t) - \vec{F}_A(t)$$

$\parallel$
 m

(derivata di ordine + elevato)

$$\left(m \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \vec{Y}}{\partial \vec{x}^T} \right] \vec{\eta} + m \frac{\partial \vec{Y}}{\partial \vec{x}^T} \dot{\vec{\eta}} \right) = (\vec{F}_E - \vec{F}_H - \vec{F}_A)$$

$3mp \times m_H$

$$m \frac{\partial \vec{Y}}{\partial \vec{x}^T} \dot{\vec{\eta}} = (\vec{F}_E - \vec{F}_H - \vec{F}_A - \vec{F}_C)$$

3mp equaz

$$\vec{F}_C = m \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \vec{Y}}{\partial \vec{x}^T} \right] \vec{\eta}$$

si omette quando velocità generalizzate sono nulle

$$\bar{Y}(\bar{x}_0) + \left. \frac{\partial \bar{Y}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right|_{\bar{x}_0} d\bar{x}_A \neq \bar{Y}(\bar{x}_0) + \left. \frac{\partial \bar{Y}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right|_{\bar{x}_0} d\bar{x}_B$$

$$\left. \frac{\partial \bar{Y}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right|_{\bar{x}_0} [d\bar{x}_A - d\bar{x}_B] \neq 0 \Rightarrow \text{in pratica può valere 0 se e solo se } (d\bar{x}_A - d\bar{x}_B) = 0$$

con $[d\bar{x}_A \neq d\bar{x}_B]$ ovvero $[d\bar{x}_A - d\bar{x}_B \neq 0]$

$\Rightarrow$ MATRICE $\left[\frac{\partial \bar{Y}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right]$ deve AVERE RANGO PIENO PER COLONNE

Deve valere per tutti i valori di $\bar{x}_0$ SACCELO D'INERZIA

E' corrispondenza biunivoca con VARIABILI LAGRANGIANE SE

$$Y: \mathbb{R}^{m_H} \rightarrow \mathbb{R}^{3m_p} \quad \text{RANK} \left[\frac{\partial \bar{Y}(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right] = \boxed{m_m} \leq \boxed{\min(3m_p, m_H)}$$

matrice $3m_p \times m_H$
righe edonne

Si può verificare $\boxed{3m_p = m_H}$ $\boxed{3m_p > m_H}$

Invece $\boxed{3m_p < m_H}$ e IMPOSSIBILE

$$\Rightarrow \boxed{m_H \leq 3m_p} \quad \boxed{3m_p} \text{ gradi di libertà dei punti}$$

WWW.INGENIE.BIZ

RAPPRESENTAZIONE SINTETICA DEL SISTEMA

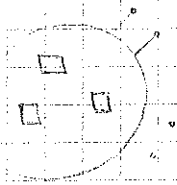
Conoscendo da questo:

$$\begin{aligned} \bar{Y}(\bar{x}) \quad \left[\dot{\bar{g}}_K(t) \right] &= \frac{d}{dt} \bar{g}_K(t) = \frac{d}{dt} \bar{Y}_K(\bar{x}(t)) = \sum_{k=1}^{m_H} \left. \frac{\partial \bar{Y}_K(\bar{x})}{\partial \bar{x}_k} \right|_{\bar{x}(t)} \cdot \frac{d\bar{x}_k(t)}{dt} = \\ &= \left. \frac{\partial \bar{Y}_K(\bar{x})}{\partial \bar{x}^T} \right|_{\bar{x}(t)} \left(\frac{d\bar{x}(t)}{dt} \right) \end{aligned}$$

$\bar{v}(t) = \left[\frac{d\bar{x}(t)}{dt} \right]$ VELOCITÀ GENERALIZZATE

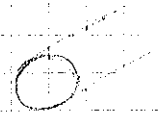
Modellazione a PARAMETRI CONCENTRATI (non sempre utilizzabile)

Bisogna poter individuare dei (terminali)



In particolare consideriamo che il DISPOSITIVO ELETTROMAGNETOMECCANICO contenga
ME AVVOLGIMENTI

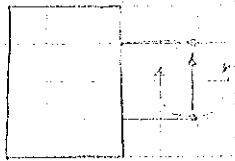
Aggirando allora senza parlare di I invece di J



Approssimeremo avvolgimenti come curve nello spazio

Devo vedere poi la tensione V

WWW.INGONLINE.BIZ



non è più vero che l'integrale in un percorso
è nell'area solo una volta

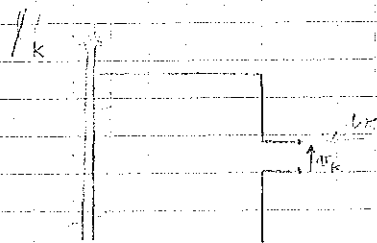
$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{e} = \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{legge di Faraday}$$

Consideriamo

→ terminali in prossimità l'uno dell'altro

→ al di fuori della regione in cui c'è un campo magnetico significativo

problema quale è il flusso concatenato, il fatto che i conduttori
siano perfetti aiuta perché posso individuare curve appoggiate, ma è
necessario che la curva sia chiusa



[1] corrente tale da dare quel flusso Φ

Regime $V-i$, tipico degli avvolgimenti

(Me avvolgimenti)

Per comodità si ricapitolano a livello di vettori $\vec{A}$, $\vec{v}$, $\vec{\Psi}$ (flussi conc.)