SOLUZIONI DI EQUILIBRIO, STABILITA' E PICCOLE OSCILLAZIONI

Consideriamo sistema con VINCOLI INDIPENDENTI DAL TEMPO $\bar{r}_i = \bar{r}_i(\bar{q})$

$\rightarrow T = T_2 \quad (b_h = 0 = c)$

Eq. di Lagrange $\dfrac{d}{dt}\dfrac{\partial T}{\partial \dot{q}_\ell} - \dfrac{\partial T}{\partial q_\ell} = Q_\ell$ possono essere scritte come

$$\ddot{\bar{q}} = \bar{f}(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) \qquad \bar{f} = A^{-1}(\bar{Q} - \bar{g})$$

$$g_h = \sum_{jk}\left(\frac{\partial a_{hk}}{\partial q_j} - \frac{1}{2}\frac{\partial a_{jk}}{\partial q_h}\right)\dot{q}_j \dot{q}_k$$

$$\ddot{q}_h = f_h(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) \longleftrightarrow \begin{cases} \dot{q}_h = \eta_h \\ \dot{\eta}_h = f_h(\bar{q}, \bar{\eta}) \end{cases} (\star) \Leftarrow \dot{\bar{x}} = \bar{f}(\bar{x})$$

sist. autonomo di eq. diff. del 1° ordine

<u>Def.</u> $\bar{q}^*$ è una CONFIGURAZIONE (o punto) DI EQUILIBRIO per le eq. di Lagrange se $\bar{c} \equiv (\bar{q}^*, 0)$ è pto di equil. per il sistema $(\star)$, ovvero se $f_h(\bar{q}^*, 0) = 0 \quad h = 1, \dots, n$

<u>Prop.</u> Pto $\bar{q}^*$ è di EQUIL. per le eq. di Lag. $\Leftrightarrow Q_h(\bar{q}^*, 0) = 0 \quad h = 1, \dots, n$

<u>Dim.</u> $\bar{f} = A^{-1}(\bar{Q} - \bar{g})$ e $\bar{g}$ è omogenea in $\dot{\bar{q}}$

$$\bar{f}(\bar{q}^*, 0) = 0 \Leftrightarrow \underset{\text{invertibile}}{A^{-1}}\bar{Q}\big|_{(\bar{q}^*, 0)} = 0 \Leftrightarrow \bar{Q}(\bar{q}^*, 0) = 0 \quad //$$

Se le forze sono f.c. $Q_h = -\dfrac{\partial V}{\partial q_h}$ allora vale

<u>Prop.</u> Config. $\bar{q}^*$ è di equil. $\Leftrightarrow \dfrac{\partial V}{\partial q_h}(\bar{q}^*) = 0 \quad h = 1, \dots, n$

$\bar{q}^*$ è pto staz. per V

Def. $\bar{q}^*$ è config. di equil. STABILE se $\bar{c} = (\bar{q}^*, 0)$ è stabile per il sistema $(\star)$

$\hookrightarrow$ comunque si prende un intorno U di $\bar{q}^*$ e $\epsilon > 0$, $\exists$ intorno V di $\bar{q}^*$ e $\exists \delta > 0$ t.c. ogni moto con dato iniziale $(\bar{q}^0, \dot{\bar{q}}^0)$ con $\bar{q}^0 \in V$ e $T(\bar{q}^0, \dot{\bar{q}}^0) < \delta$ resta indefinitamente in U con en. cin. $T(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) < \epsilon$

<u>Teorema di Lagrange - Dirichlet</u>. Sia dato un sist. Lagrangiano con $L(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) = T(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) - V(\bar{q})$ con $T = \frac{1}{2} \sum_{h,k=1}^{n} a_{hk}(\bar{q}) \dot{q}_h \dot{q}_k$.
Se l'energia potenziale V ha un MINIMO STRETTO in $\bar{q}^*$, allora $\bar{q}^*$ è un punto di equilibrio STABILE.

Dim. Se $\bar{q}^*$ è min. di $V \Rightarrow \frac{\partial V}{\partial q_h}(\bar{q}^*) = 0 \quad \forall h = 1, \dots, n \Rightarrow \bar{q}^*$ è di EQUIL

L'en. $E(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) = T(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) + V(\bar{q})$ è una buona funz. di Liap.

- in un intorno di $\bar{c} = (\bar{q}^*, 0)$ risulta $E > V(\bar{q}^*)$
- $E(\bar{q}, \dot{\bar{q}})$ è una cost. del moto $\Rightarrow \mathcal{L}_{\bar{f}} E = 0$ //

- Teorema di LD si estende ai casi più comuni di forze dipend. da velocità (es. Forza di Coriolis)

$$V = V_0(\bar{q}) + V_1(q, \dot{\bar{q}}) \qquad \text{con } V_1 \text{ lineare in } \dot{\bar{q}}$$

$\hookrightarrow$ la dim del teorema rimane valida se prendiamo come funz. di Liapunov $E(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) = T(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) + V_0(\bar{q})$

- Se ci sono forze dissipative la stab. rimane ma solo per tempi positivi.

LINEARIZZAZIONE di un sist. Lagrangiano

si riferisce alle eq. diff. (eq. di Lagrange)

Studiamo le soluz. delle eq. di Lagrange attorno a pti di equil. stab.

$|q_e(t) - q_e^*| \ll 1 \qquad |\dot{q}_e(t)| \ll 1$ ← durante tutto il moto

ci permetteranno di trascurare potenze di grado superiore in $\|\bar{q}(t) - \bar{q}^*\|$ e $\|\dot{\bar{q}}(t)\|$.

$$L(\tilde{\bar{q}}, \dot{\tilde{\bar{q}}}) = T(\tilde{\bar{q}}, \dot{\tilde{\bar{q}}}) - V(\tilde{\bar{q}}) \qquad T = \frac{1}{2}\sum_{h,m} \tilde{a}_{hm}(\tilde{\bar{q}})\, \dot{\tilde{q}}_h \dot{\tilde{q}}_m$$

Supponiamo che $(\tilde{\bar{q}}^*, 0)$ sia punto di equil. (stab.)

Per semplicità ridefiniamo le coordinate $\bar{q} = \bar{q}(\tilde{\bar{q}})$ t.c. nelle nuove coord. il pto di equil. sia in $\bar{q} = 0$:

$$\bar{q} = \tilde{\bar{q}} - \tilde{\bar{q}}^*$$

In ~~pte~~ nuove coordinate, il pto di equil. è in $(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) = (0,0)$

$$\|\bar{q}(t)\| \ll 1 \qquad \|\dot{\bar{q}}(t)\| \ll 1$$

$$L = T(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) - V(\bar{q})$$ ← espandiamo attorno a $(0,0)$

$$T = \frac{1}{2}\sum_{h,k} a_{hk}(\bar{q})\, \dot{q}_h \dot{q}_k$$

$$L(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) = L(0,0) + \sum_{m=1}^{\tilde{m}} \frac{\partial L}{\partial q_m}(0,0)\, q_m + \sum_{m=1}^{\tilde{m}} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_m}(0,0)\, \dot{q}_m +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum_{m,k} \left(\frac{\partial^2 L}{\partial q_m \partial q_k}(0,0)\, q_m q_k + \frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}_m \partial \dot{q}_k}(0,0)\, \dot{q}_m \dot{q}_k + 2\frac{\partial^2 L(0,0)}{\partial q_m \partial \dot{q}_k} q_m \dot{q}_k \right) +$$

$$+\, O\left(q^3, q^2\dot q, q\dot q^2, \dot q^3\right)$$

$$L(\bar q, \dot{\bar q}) = -\underbrace{V(0)}_{\text{cost.}} - \cancel{\sum_m \frac{\partial V(0)}{\partial q_m}}\, q_m$$

$= 0$ perché $\bar q = 0$ è di equil.

$$-\frac{1}{2}\sum_{m,k=1}^{n} \frac{\partial^2 V(0)}{\partial q_m \partial q_k} q_m q_k + \frac{1}{2}\sum_{m,k=1}^{n} a_{mk}(0)\, \dot q_m \dot q_k + \, \ldots$$

termini di grado 3 in q e $\dot q$ quindi più piccoli rispetto ai termini precedenti ($\|\bar q\| \ll 1$ $\|\dot{\bar q}\| \ll 1$)

Otteniamo una Lagrangiana QUADRATICA, che ben approssima la Lagrangiana di partenza in un intorno della config. di eq.:

$$\hat L = \frac{1}{2}\sum_{h,k} \underbrace{a_{hk}(0)}_{\equiv A_{hk}} \dot q_h \dot q_k - \frac{1}{2}\sum_{h,k} \underbrace{\frac{\partial^2 V(0)}{\partial q_h \partial q_k}}_{\equiv B_{hk}} q_h q_k$$

$$\to \hat L = \frac{1}{2}\dot{\bar q}\cdot A\dot{\bar q} - \frac{1}{2}\bar q \cdot B \bar q$$

↓

Eq di Lagrange (buona approssimazione per moti vicino a pto di equil.)

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot q_\ell} = \frac{d}{dt}\left(\sum_{h=1}^{n} A_{\ell h}\dot q_h\right) = \sum_{h=1}^{n} A_{\ell h}\ddot q_h$$

$$\frac{\partial L}{\partial q_\ell} = -\sum_{h=1}^{n} B_{\ell h} q_h \rightsquigarrow \sum_{h=1}^{n}\left(A_{\ell h}\ddot q_h + B_{\ell h} q_h\right) = 0 \quad \ell = 1, \ldots, n$$

$$A\ddot{\bar q} + B\bar q = 0 \qquad (\ast)$$

$\Rightarrow$ le eq. di Lagr. di $\hat{L}$ sono EQ. DIFF. LINEARI

— Avremmo ottenuto le eq. lineari $(\circ)$ linearizzando direttam. le eq. di Lagrange di L, cioè

$$\begin{cases} \dot{\bar{q}} = \bar{\eta} \\ \dot{\bar{\eta}} = \bar{f}(\bar{q},\bar{\eta}) \end{cases} \leftsquigarrow \text{linearizz. } \bar{f} \quad \Rightarrow \quad (\circ)$$

Risolviamo $\quad A\ddot{\bar{q}} + B\bar{q} = 0 \quad (*) \leftsquigarrow$ eq. LIN. OMOG. : soluz. gen. è comb. lin. di $2n$ soluz. indip.

Cerchiamo soluz. particolari della forma

$$\bar{q}(t) = \tau(t)\,\bar{u} \qquad \bar{u} \in \mathbb{R}^n \quad (\circ)$$

metto in $(*)$

$$\ddot{\tau}(t)\,\underline{A\bar{u}} + \tau(t)\,\underline{B\bar{u}} = 0 \quad (\Delta)$$

$\leftsquigarrow$ possibile solo se $A\bar{u}$ e $B\bar{u}$ sono vettori paralleli

Cioè $(\cdot)$ è soluzione se

$$B\bar{u} = \lambda A\bar{u} \quad (\neq)$$

Quando questo avviene, $(\cdot)$ è soluz. se (mettiamo $(\neq)$ in (Δ))

$$\ddot{\tau} = -\lambda\tau \quad \leftarrow \quad \text{2 soluzioni indipendenti}$$

Per avere $2n$ soluz. indipend. di $(*)$ $\rightsquigarrow$ cercare n soluz. $\bar{u}^{(i)}_{i=1,\dots,n}$ indip. di $(\neq)$

$\rightarrow$ eq. agli autovalori per B data da

$$\det(B - \lambda A) = 0 \quad \rightsquigarrow \text{valori di } \lambda_i$$

$\uparrow$ matrice def. pos. e simm.

A è matrice simm. e strettam. def. pos.

$\Rightarrow \exists$ matrice $\tilde{U}$ (invertibile) t.c.

$$\tilde{U}^T A \tilde{U} = \mathbb{1}$$

$\tilde{O}^T A \tilde{O} = \begin{pmatrix} a_1 & & \\ & \ddots & \\ & & a_n \end{pmatrix}$ $\quad a_i > 0$

$L = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{a_1}} & & \\ & \ddots & \\ & & \frac{1}{\sqrt{a_n}} \end{pmatrix}$

$\underbrace{L^T \tilde{O}^T}_{\tilde{U}^T} A \underbrace{\tilde{O} L}_{\tilde{U}} = L^T \begin{pmatrix} a_1 & & \\ & \ddots & \\ & & a_n \end{pmatrix} L = \mathbb{1}$

$$B\bar{u} = \lambda A \bar{u} \iff \tilde{U}^T B \tilde{U} \tilde{U}^{-1} \bar{u} = \lambda \tilde{U}^T A \tilde{U} \tilde{U}^{-1} \bar{u} \iff$$

$$\iff (\tilde{U}^T B \tilde{U}) \bar{w} = \lambda \bar{w} \qquad \bar{w} \equiv \tilde{U}^{-1} \bar{u}$$

Si può dim. che $\tilde{U}^T B \tilde{U}$ è simmetrica $\to$ possiamo diagonalizzarla con una matrice ortogonale O $(O O^T = \mathbb{1})$

$$\rightsquigarrow O^T \tilde{U}^T B \tilde{U} O = B_{diag} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \end{pmatrix}$$

$\to$ abbiamo trovato una matrice $U \equiv \tilde{U} O$ $\quad (U^T = O^T \tilde{U}^T)$

t.c. $\quad U^T B U = B_{diag}$

$$U^T A U = \mathbb{1} \qquad (O^T \tilde{U}^T A \tilde{U} O = O^T \mathbb{1} O = \mathbb{1})$$

$$\Rightarrow U^{-T} = A U$$

$$B U = U^{-T} U^T B U = U^{-T} B_{diag} = A U B_{diag}$$

$$B \cdot U = A \cdot U \cdot \begin{pmatrix} \lambda_1 & & & \\ & \lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \lambda_n \end{pmatrix}$$

$U = (\bar{u}^{(1)} \; \bar{u}^{(2)} \cdots \bar{u}^{(n)})$

$$(B\bar{u}^{(1)} \; B\bar{u}^{(2)} \cdots B\bar{u}^{(n)}) = (A\bar{u}^{(1)} \; A\bar{u}^{(2)} \cdots A\bar{u}^{(n)}) \begin{pmatrix} \lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n \end{pmatrix}$$

$$= (\lambda_1 A\bar{u}^{(1)} \; \lambda_2 A\bar{u}^{(2)} \cdots \lambda_n A\bar{u}^{(n)})$$

Le colonne di U soddisfano

$$B\,\bar{u}^{(i)} = \lambda_i\, A\,\bar{u}^{(i)} \qquad i=1,\dots,n$$

$\rightarrow$ le colonne di U sono gli autovettori di B rispetto agli autovalori λ_i.

B simmetrica $\rightarrow$ $\lambda_i \in \mathbb{R}$

B def. positiva $\rightarrow$ $\lambda_i \geq 0$

Autovett. $u^{(i)}_j = U_{ji}$

la componente j-esima del vettore i-esimo

MODI NORMALI DI OSCILLAZIONE

Ci restringiamo al caso di interesse: EQ. STAB. ($\bar{q}^*$ è MIN di V)

$\Rightarrow$ B $\left(B_{hk} = \dfrac{\partial^2 V}{\partial q_h \partial q_k}(q^*) \right)$ è DEF. POSITIVA

$\Rightarrow$ $\lambda_i \equiv \omega_i^2 > 0 \qquad i=1,\dots,n$

Eq. per $\tau(t)$ è $\ddot{\tau}(t) = -\omega_i^2\, \tau(t)$ eq. osc. arm.

$\Rightarrow$ $\tau_i(t) = A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i)$ $\leftarrow$ relativa a $\bar{u}^{(i)}$

Soluz. generale

$$\bar{q}(t) = \sum_{i=1}^{n} A_i \cos(\omega_i t + \varphi_i)\, \bar{u}^{(i)}$$

combinaz. lin. delle $2n$ soluz. particol.

Sottocaso $A_k = 1 \quad A_{i \neq k} = 0$

$$q_h(t) = U_{hk} \cos(\omega_k t + \varphi_k) \iff \bar{q}(t) = \cos(\omega_k t + \varphi_k)\, \bar{u}^{(k)}$$

→ soluzioni PERIODICHE (armoniche) in cui le $q_h(t)$ hanno PERIODO E FASE uguali ($\forall h = 1, \dots, n$) e sono dette MODI NORMALI DI OSCILLAZIONE

→ Soluz. gen. è comb lineare dei modi norm. di oscill.

Le frequenze dei modi normali sono dette FREQUENZE delle PICCOLE OSCILLAZIONI

$$\hat{L}(\bar{q}, \dot{\bar{q}}) = \frac{1}{2} \dot{\bar{q}} \cdot A \dot{\bar{q}} - \frac{1}{2} \bar{q} \cdot B \bar{q}$$

faccio cambio di coord. $\bar{q} = U \bar{x}$

$$\hat{L}'(\bar{x}, \dot{\bar{x}}) = \hat{L}(U\dot{\bar{x}}, U\bar{x}) = \frac{1}{2} \dot{\bar{x}} \cdot \overbrace{U^T A U}^{\mathbb{1}} \dot{\bar{x}} - \frac{1}{2} \bar{x} \cdot \overbrace{U^T B U}^{B\, diag.} \bar{x}$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} \dot{x}_i^2 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} \lambda_i x_i^2$$

pto eq. stab.

$$= \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{1}{2} \dot{x}_i^2 - \frac{1}{2} \omega_i^2 x_i^2 \right] \quad (*)$$

x_i sono dette COORDINATE NORMALI

somma di n oscillatori armonici DISACCOPPIATI!

Eq. di Lagr. sono

$$\ddot{x}_i = -\omega_i^2 x_i \qquad i = 1, \dots, n$$

$\Rightarrow$ Qualsiasi sist. Lagrangiano linearizzato attorno a pto ep. stab. è equivalente a un sist. di n oscill. armonici disaccopp.

Linearizzazione e stabilità

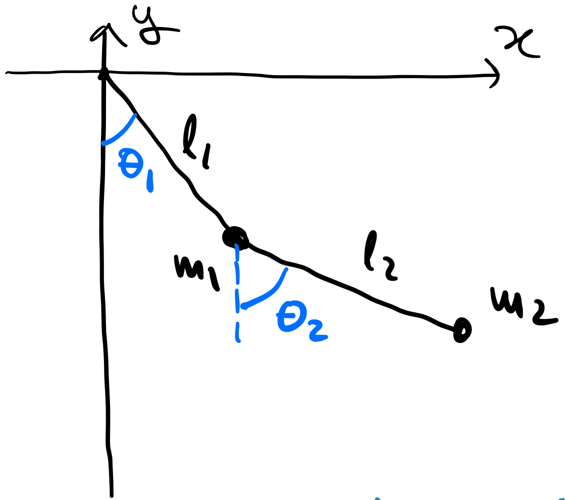
Guardando le eq. disaccoppiate, si vede subito che l'origine è pt ep. stab. per il sistema linearizzato se $\lambda_i > 0 \ \forall i$, mentre è INSTAB. se $\exists i$ t.c. $\lambda_i \leq 0$.

Le proprietà di stabilità dell'ep. lin. non si trasportano sempre al sistema originario non-lineare. Ciò può avvenire per sist. Lagrangiani conservativi nei seguenti casi:

- se $\lambda_i > 0 \ \forall i \Rightarrow$ pto ep. STAB anche per sist. non-lineare
- se $\exists \lambda_i < 0 \Rightarrow$ " " INSTAB " " " "

Ma se almeno un λ_i è nullo, non si può dire nulla di definitivo (bisogna prendere in considerazione le potenze successive nell'espansione di L).

ESEMPIO : PENDOLO DOPPIO



$$x_1 = l_1 \operatorname{sen}\theta_1$$
$$y_1 = -l_1 \cos\theta_1$$

$$x_2 = l_1 \operatorname{sen}\theta_1 + l_2 \operatorname{sen}\theta_2$$
$$y_2 = -l_1 \cos\theta_1 - l_2 \cos\theta_2$$

$$\dot{x}_2 = l_1\dot{\theta}_1 \cos\theta_1 + l_2\dot{\theta}_2 \cos\theta_2$$
$$\dot{y}_2 = -l_1\dot{\theta}_1 \operatorname{sen}\theta_1 - l_2\dot{\theta}_2 \operatorname{sen}\theta_2$$

$\cos(\theta_1 - \theta_2)$

$$T = \frac{m_1}{2} l_1^2 \dot{\theta}_1^2 + \frac{m_2}{2}\Big(l_1^2\dot{\theta}_1^2 + l_2^2\dot{\theta}_2^2 + 2 l_1 l_2 (\cos\theta_1 \cos\theta_2 + \operatorname{sen}\theta_1 \operatorname{sen}\theta_2)\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2 \Big)$$

$$V = -m_1 g l_1 \cos\theta_1 - m_2 g l_1 \cos\theta_1 - m_2 g l_2 \cos\theta_2$$

$m_1 = m_2$, $l_1 = l_2$

$$L = m l^2 \dot{\theta}_1^2 + \frac{1}{2} m l^2 \dot{\theta}_2^2 + m l^2 \cos(\theta_1 - \theta_2)\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2 + 2mgl\cos\theta_1 + mgl\cos\theta_2$$

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} 2ml^2 & ml^2\cos(\theta_1-\theta_2) \\ ml^2\cos(\theta_1-\theta_2) & ml^2 \end{pmatrix}$$

$$V = -2mgl\cos\theta_1 - mgl\cos\theta_2$$

$$\partial V = \begin{pmatrix} 2mgl\,\mathrm{sen}\,\theta_1 \\ mgl\,\mathrm{sen}\,\theta_2 \end{pmatrix} \qquad \partial^2 V = \begin{pmatrix} 2mgl\cos\theta_1 & 0 \\ 0 & mgl\cos\theta_2 \end{pmatrix}$$

$\theta_1 = \theta_2 = 0$ stab

$$A = ml^2 \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \qquad B = mgl \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\det(B - \lambda A) = \det\left(ml^2 \begin{pmatrix} 2g/l - 2\lambda & -\lambda \\ -\lambda & g/l - \lambda \end{pmatrix}\right) = 0$$

$$0 = 2\left(g/l - \lambda\right)^2 - \lambda^2 = \left(\sqrt{2}\frac{g}{l} - \sqrt{2}\lambda - \lambda\right) \cdot$$

$$\cdot \left(\sqrt{2}\frac{g}{l} - \sqrt{2}\lambda + \lambda\right)$$

$$\lambda_1 = \frac{g}{l}\,\frac{\sqrt{2}}{1+\sqrt{2}}\,\frac{(1-\sqrt{2})}{(1-\sqrt{2})} = \frac{g}{l}\,\frac{\sqrt{2}-2}{-1} = \frac{g}{l}(2-\sqrt{2})$$

$$\lambda_2 = \frac{g}{l}\,\frac{\sqrt{2}}{-1+\sqrt{2}}\,\frac{(1+\sqrt{2})}{(1+\sqrt{2})} = \frac{g}{l}\,\frac{\sqrt{2}+2}{1} = \frac{g}{l}(2+\sqrt{2})$$

$$u_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$1 - \lambda_1\frac{l}{g} = 1 - 2 + \sqrt{2} = -1 + \sqrt{2} \qquad u_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ -\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$1 - \lambda_2\frac{l}{g} = 1 - 2 - \sqrt{2} = -1 - \sqrt{2}$$

$$\frac{1}{ml^2}(B-\lambda_1 A) = \begin{pmatrix} 2g/l - 2g/l(2-\sqrt{2}) & -g/l(2-\sqrt{2}) \\ -g/l(2-\sqrt{2}) & g/l - g/l(2-\sqrt{2}) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 2g/l - 2g/l(2-\sqrt{2}) & -g/l(2-\sqrt{2}) \\ -g/l(2-\sqrt{2}) & g/l - g/l(2-\sqrt{2}) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0$$

$$\hookrightarrow \frac{g}{l}\begin{pmatrix} -2(1-\sqrt{2}) & -(2-\sqrt{2}) \\ -(2-\sqrt{2}) & -(1-\sqrt{2}) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0$$

$$\hookrightarrow \begin{pmatrix} -2(1-\sqrt{2}) & +\sqrt{2}(1-\sqrt{2}) \\ +\sqrt{2}(1-\sqrt{2}) & -(1-\sqrt{2}) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0$$

$$\hookrightarrow \begin{pmatrix} -2 & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0 \quad \rightarrow \quad \bar{u}^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{ml^2}(B-\lambda_2 A) = \begin{pmatrix} 2g/l - 2g/l(2+\sqrt{2}) & -g/l(2+\sqrt{2}) \\ -g/l(2+\sqrt{2}) & g/l - g/l(2+\sqrt{2}) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 2g/l - 2g/l(2+\sqrt{2}) & -g/l(2+\sqrt{2}) \\ -g/l(2+\sqrt{2}) & g/l - g/l(2+\sqrt{2}) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0$$

$$\hookrightarrow \frac{g}{l}\begin{pmatrix} -2(1+\sqrt{2}) & -(2+\sqrt{2}) \\ -(2+\sqrt{2}) & -(1+\sqrt{2}) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0$$

$$\begin{pmatrix} -2(1+\sqrt{2}) & -\sqrt{2}(1+\sqrt{2}) \\ -\sqrt{2}(1+\sqrt{2}) & -(1+\sqrt{2}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0$$

$$\begin{pmatrix} -2 & -\sqrt{2} \\ -\sqrt{2} & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1^{(1)} \\ u_2^{(1)} \end{pmatrix} = 0 \quad \rightarrow \quad \bar{u}^{(2)} = \begin{pmatrix} -1 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

Soluzione generale :

$$\begin{pmatrix} \theta_1(t) \\ \theta_2(t) \end{pmatrix} = A_1 \cos(\sqrt{\lambda_1}\, t + \varphi_1) \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} + A_2 \cos(\sqrt{\lambda_2}\, t + \varphi_2) \begin{pmatrix} -1 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}$$