

COSE DI COSE

COORDINATE POLARI

$$\vec{r} = r\hat{r} \quad \vec{\omega} = \dot{\theta}\hat{z} \quad \vec{v} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\theta}\hat{\theta} \quad \vec{a} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)\hat{r} + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})\hat{\theta}$$

COORDINATE SFERICHE

$$\vec{r} = r\hat{r} \quad \vec{\omega} = \dot{\varphi}\hat{z} + \dot{\theta}\hat{\varphi} = \dot{\varphi}(\cos\theta\hat{r} - \sin\theta\hat{\theta}) + \dot{\theta}\hat{\varphi}$$

CAMPO CENTRALE

$$\vec{F} = f(|\vec{r}|)\hat{r} \quad \vec{L}_0 = \vec{r} \times \vec{p} \quad V = -\int_{z_0}^z f(|\vec{r}|) d\vec{r}$$
$$\nabla V = \left(\frac{\partial V}{\partial x}, \frac{\partial V}{\partial y}, \frac{\partial V}{\partial z}\right) = \frac{\partial V}{\partial r} \left(\frac{\partial r}{\partial x}, \frac{\partial r}{\partial y}, \frac{\partial r}{\partial z}\right) = -f(|\vec{r}|) \left(\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r}\right) = -f(|\vec{r}|)\hat{r}$$

POTENZIALE EFFICACE

$$\text{Sapendo che } \vec{L}_z = mr^2\dot{\theta}\hat{z} \quad E = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) + V(r) = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 + \left(\frac{L_z^2}{2mr^2} + V(r)\right)$$

VIRIALE

$$\frac{d}{dt}(\vec{r} \cdot \vec{p}) = \dot{\vec{r}} \cdot \vec{p} + \vec{r} \cdot \vec{F} = \vec{v} \cdot m\vec{v} - \vec{r} \cdot \nabla V = 2T - \alpha V$$
$$V(\lambda x_1, \dots, \lambda x_n) = \lambda^\alpha V(x_1, \dots, x_n)$$
$$\frac{1}{\tau}(\vec{r} \cdot \vec{p}) = 2\langle T \rangle - \alpha\langle V \rangle \text{ e passando al limite in } \tau \rightarrow 0 \text{ (siccome } (\vec{r} \cdot \vec{p}) \text{ è limitato poich\'e per ipotesi il moto (ovvero } \vec{r}) \text{ è limitato e } \vec{p} \text{ anche (essendo la massa limitata e la velocit\'a anch'essa periodica e quindi limitata))} \\ \implies 2\langle T \rangle = \alpha\langle V \rangle$$

CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA

$$E = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 + V(x) \quad \frac{dE}{dt} = m\dot{x}\ddot{x} + \frac{\partial V}{\partial x} \frac{dx}{dt} = (m\ddot{x} - F)\dot{x} = 0$$

IDENTITÀ DEL CAZZO

$$A \cdot (B \times C) = B \cdot (C \times A) = C \cdot (A \times B)$$
$$A \times (B \times C) = B(A \cdot C) - C(A \cdot B)$$
$$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\varepsilon_{\alpha\rho\sigma} = \delta_{\beta\rho}\delta_{\gamma\sigma} - \delta_{\beta\sigma}\delta_{\gamma\rho}$$

LAGRANGIANA

$$\mathcal{L} = \sum_i \frac{1}{2}m_i\dot{q}_i^2 - V(q_i) \quad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i}\right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} \implies \frac{d}{dt}(m_i\dot{q}_i) = -\frac{\partial V}{\partial q_i} \implies m_i\ddot{q}_i = F_i$$

INVARIANZA NEL TEMPO

$$\mathcal{L}(q, \dot{q}) \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} = 0 \quad E = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \dot{q} - \mathcal{L}$$
$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \right) \ddot{q} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \ddot{q} - \frac{d\mathcal{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \right) \ddot{q} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \ddot{q} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} \dot{q} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \ddot{q} = \dot{q} \left(\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} \right) \right) = 0$$

INVARIANZA PER TRASLAZIONI

$$r_i \mapsto r_i + \varepsilon \delta_i$$
$$\mathcal{L}(r_i + \varepsilon \delta_i, \dot{r}_i, t) - \mathcal{L}(r_i, \dot{r}_i, t) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r_i} \varepsilon \delta_i = 0 \implies 0 = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial r_i} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{r}_i} \right) = \frac{d}{dt} (m_i \dot{r}_i)$$

INVARIANZA PER ROTAZIONI

$$\vec{r}_i \mapsto (\mathbb{1} + \delta \vec{\varphi} \times) \vec{r}_i \quad \dot{\vec{r}}_i \mapsto (\mathbb{1} + \delta \vec{\varphi} \times) \dot{\vec{r}}_i$$
$$\mathcal{L} \left((\mathbb{1} + \delta \vec{\varphi} \times) \vec{r}_i, (\mathbb{1} + \delta \vec{\varphi} \times) \dot{\vec{r}}_i, t \right) - \mathcal{L} \left(\vec{r}_i, \dot{\vec{r}}_i, t \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \vec{r}_i} \cdot \delta \vec{\varphi} \times \vec{r}_i + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} \cdot \delta \vec{\varphi} \times \dot{\vec{r}}_i = \delta \vec{\varphi} \cdot \left(\vec{r}_i \times \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \vec{r}_i} + \dot{\vec{r}}_i \times \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} \right) = 0$$
$$\vec{r}_i \times \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \vec{r}_i} + \dot{\vec{r}}_i \times \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} = 0$$
$$\vec{r}_i \times \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} \right) + \dot{\vec{r}}_i \times \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} = \frac{d}{dt} \left(\vec{r}_i \times \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} \right) = \frac{d}{dt} \left(\vec{r}_i \times m_i \dot{\vec{r}}_i \right) = 0$$

CAMBIO DI SISTEMA DI RIFERIMENTO

$$\vec{r}_{\text{lab}} = \vec{R} + \vec{r}_{\text{rel}} \quad \vec{v}_{\text{lab}} = \vec{V} + \vec{v}_{\text{rel}} + \vec{\omega} \times \vec{r}_{\text{rel}} \quad \vec{a}_{\text{lab}} = \vec{A} + \vec{a}_{\text{rel}} + 2\vec{\omega} \times \vec{v}_{\text{rel}} + \dot{\vec{\omega}} \times \vec{r}_{\text{rel}} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_{\text{rel}})$$

PROBLEMA DEI DUE CORPI

Assunzioni:

1. Corpi puntiformi
2. Il potenziale dipende solo dalla distanza relativa

$$E = \frac{1}{2} m_1 \dot{\vec{r}}_1^2 + \frac{1}{2} m_2 \dot{\vec{r}}_2^2 + V(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|)$$
$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \quad \vec{R} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \\ \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad M = m_1 + m_2 \end{array} \right\}$$
$$\begin{pmatrix} \vec{r}_1 \\ \vec{r}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_2}{m_1 + m_2} & 1 \\ \frac{m_1}{m_1 + m_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{r} \\ \vec{R} \end{pmatrix}$$
$$E = \frac{1}{2} M \dot{\vec{R}}^2 + \frac{1}{2} \mu \dot{\vec{r}}^2 + V(|\vec{r}|)$$
$$L = \vec{R} \times M \dot{\vec{R}} + \vec{r} \times \mu \dot{\vec{r}}$$

URTI

Fatti incredibili:

1. La \vec{p} si conserva sempre (non ci sono forze esterne)
2. Per definizione, se l'urto è elastico, l'energia si conserva

$$E = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2$$

PUTTANATE SUGLI ANGOLI

CM FRAME

Angolo qualsiasi. Le palline possono andare dove vogliono.

LAB FRAME

L'angolo è limitato. $\sin \theta_{\max} = \frac{v_{\text{rel}}}{v_{\text{CM}}}$

PROBLEMI CON MASSA VARIABILE

Cosa utile: $\vec{F} = \dot{\vec{p}}$

$$(m + dm)(\vec{v} + d\vec{v}) - m\vec{v} - dm\vec{v}_{\text{agg}} = \vec{F}^{(E)} dt$$

$$(\vec{v} - \vec{v}_{\text{agg}}) \frac{dm}{dt} + m\vec{a} = \vec{F}^{(E)}$$

TENSORE D'INERZIA

$$T_{ij} = R_{ik} R_{jl} T_{kl}$$

$$I_{ij} = \sum_{\alpha} m^{\alpha} (r_k^{\alpha} r_k^{\alpha} \delta_{ij} - r_i^{\alpha} r_j^{\alpha})$$

OSCILLAZIONI A PIÙ GRADI DI LIBERTÀ

Equazione: $M_{ij} \ddot{x}_j = -K_{ij} x_j$

Claim: $x_j = A_j e^{i\omega t}$

$$M_{ij} A_j i^2 \omega^2 e^{i\omega t} = -K_{ij} A_j e^{i\omega t}$$

$$(M_{ij} \omega^2 - K_{ij}) A_j = 0$$

Vogliamo $A \neq 0$ quindi $\det(M\omega^2 - K) = 0$. Risolviamo ora per gli ω poi troviamo gli A come $\text{Ker}(M\omega^2 - K)$.

Troviamo n vettori A . Adesso ho che una generica soluzione si scrive come $(\tilde{X}) = \sum_{\alpha} c_{\alpha} e^{i\omega t} (A^{\alpha}) =$

$$(A) \begin{pmatrix} c_1 e^{i\omega_1 t} \\ \vdots \\ c_n e^{i\omega_n t} \end{pmatrix}$$

$$\text{Ora, invertendo la matrice } A \text{ trovo } \begin{pmatrix} c_1 e^{i\omega_1 t} \\ \vdots \\ c_n e^{i\omega_n t} \end{pmatrix} = (A^{-1}) (\tilde{X})$$

Quindi definisco le mie nuove coordinate (che oscillano con frequenze "pure") come $(Q) = (A^{-1})(X)$.

L'energia è diagonale: $E = \sum_{\alpha} \frac{1}{2} m_{\alpha} (\dot{q}_{\alpha}^2 + \omega_{\alpha}^2 q_{\alpha}^2)$