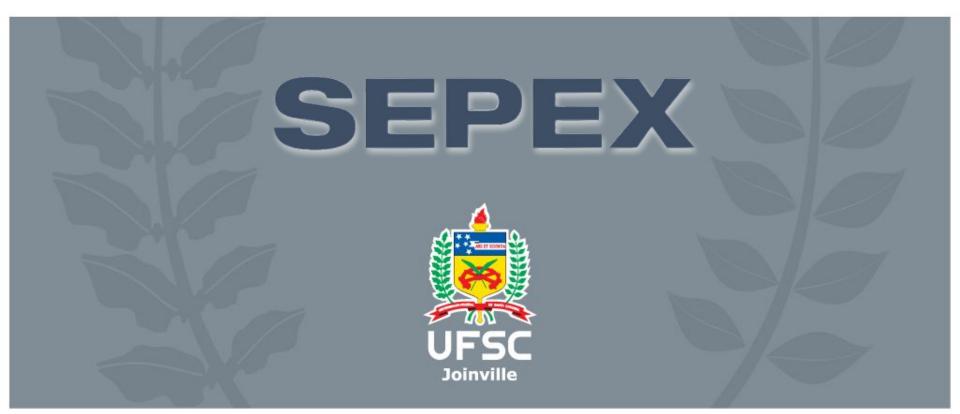
MINICURSO:

Introdução à Mecânica Lagrangiana

Profa. Fátima A. Machado



Introdução à Mecânica Lagrangiana

Objetivos do minicurso:

Apresentar os fundamentos e aplicações básicas da formulação Lagrangiana da Mecânica Clássica, no objetivo de ampliar a formação dos participantes com a compreensão e as ferramentas necessárias para que possam aplicar este formalismo em contextos mais complexos nas engenharias.



Introdução à Mecânica Lagrangiana

Aula 1: 16/11, 16:20 - 18:00 - Revisão de Mecânica Newtoniana e introdução aos conceitos da formulação Lagrangiana

Aula 2: 17/11, 16:50 - 18:30 - Construção das equações de movimento do formalismo Lagrangiano e exemplos

Aula 3: 18/11, 16:20 - 18:00 - Aplicações





Introdução à Mecânica Lagrangiana

Principais referências:

- ✓ Goldstein, H. Classical mechanics (BSJOI: 531/G624c)
- ✓ Lemos, N. A. *Mecânica analítica* (BSCFM: 531.3/L557m)
- ✓ Marion, J. B., Thornton, S. T. *Dinâmica clássica de partículas e sistemas* (BSJOI: 531.3/T514d)





Energia potencial de um sistema de partículas:

HIPÓTESE 3:
$$V_{ij} = V_{ij} \left(|\vec{r}_i - \vec{r}_j| \right) \implies \vec{F}_{ji} \parallel (\vec{r}_i - \vec{r}_j)$$
From these considerations it is clear that if the external and internal

From these considerations it is clear that if the external and internal forces are both derivable from potentials it is possible to define a total potential energy of the system, V:

such that the total energy T + V is conserved, the analog of the conservation theorem (1-17) for a single particle.

The second term on the right in Eq. (1-34) will be called the internal potential energy of the system. In general, it need not be zero and, more important, it may vary as the system changes with time. Only for the particular class of systems known as rigid bodies will the internal potential always be constant. Formally, a rigid body can be defined as a system of particles in which the distances r_{ij} are fixed and cannot vary with time. In such case the vectors dr_{ij} can only be perpendicular to the corresponding r_{ij} , and therefore to the \mathbf{F}_{ij} . Therefore, in a rigid body the internal forces do no work, and the internal potential must remain constant. Since the total potential is in any case uncertain to within an additive constant, an unvarying internal potential can be completely disregarded in discussing the motion of the system.

E mais:

(H2)

Para um corpo rígido, o potencial interno é somente uma constante aditiva!



Energia mecânica de um sistema de partículas:

$$T + V = \sum_{i} \left(\frac{m_i}{2} \dot{\vec{r}}_i^2 + V_i \right)$$

onde

$$V_i = V_{\text{ext},i} + \frac{1}{2} \sum_j V_{ij}$$



• Vínculos:

<u>São restrições ao movimento de um sistema</u>, podendo ser expressos por equações algébricas ou diferenciais relacionando as coordenadas das posições das partes do mesmo.



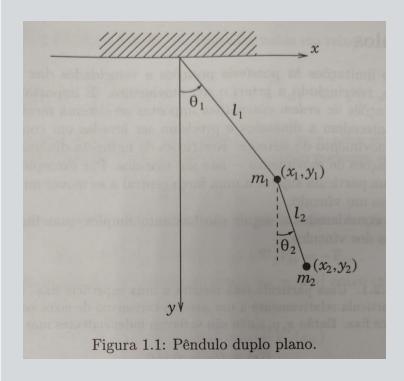
Vínculos:

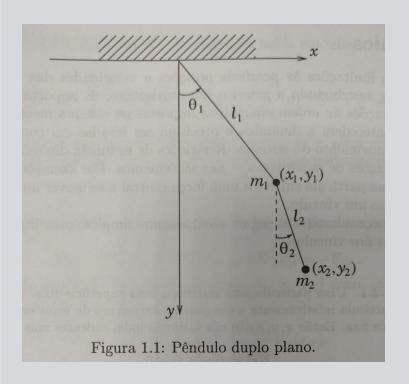
São restrições ao movimento de um sistema, podendo ser expressos por equações algébricas ou diferenciais relacionando as coordenadas das posições das partes do mesmo.

$$\circ$$
 Holonômico: $\exists f: f(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, t) = 0$

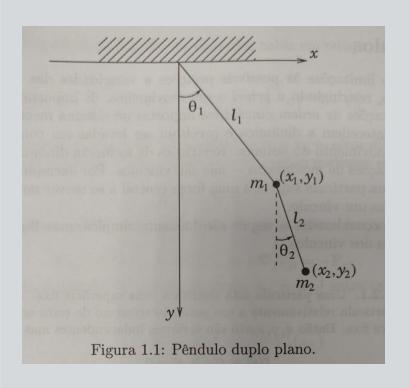
- Não-holonômico: $\nexists \text{ tal } f \text{ (p.ex. eq. de vínculo)}$
 - diferencial e não algébrica)
- \circ "Scleronomous": $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$
- \circ "Rheonomous": $\frac{\partial f}{\partial t} \neq 0$







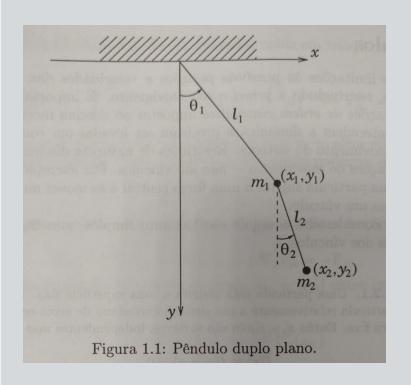
$$x_1^2 + y_1^2 = l_1^2$$



$$x_1^2 + y_1^2 = l_1^2$$

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 = l_2^2$$





$$x_1^2 + y_1^2 = l_1^2$$

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 = l_2^2$$

$$(x_1, y_1, x_2, y_2) \mapsto (\theta_1, \theta_2)$$



• Vínculos:

<u>São restrições ao movimento de um sistema</u>, podendo ser expressos por equações algébricas ou diferenciais relacionando as coordenadas das posições das partes do mesmo.

Graus de liberdade:

N partículas no \mathbb{R}^3 , com ξ vínculos*: $(3N - \xi)$ graus de liberdade



• Vínculos:

<u>São restrições ao movimento de um sistema</u>, podendo ser expressos por equações algébricas ou diferenciais relacionando as coordenadas das posições das partes do mesmo.

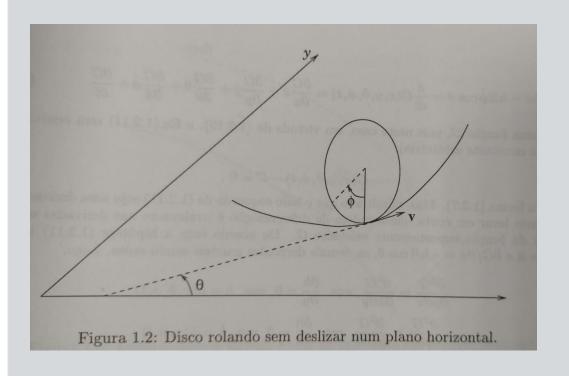
Graus de liberdade:

N partículas no \mathbb{R}^3 , com ξ vínculos*: $(3N - \xi)$ graus de liberdade

- ullet Coordenadas generalizadas: $q_j, \,\, j=1,\ldots,3N-\xi$
 - Especificam univocamente todas as posições do sistema*.
 - Vínculos satisfeitos identicamente.

Exemplos...

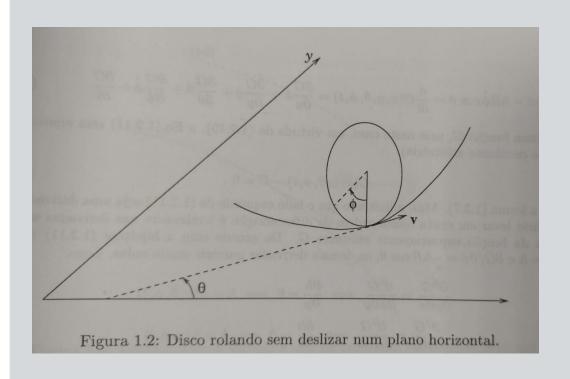




$$r\dot{\phi} = |\vec{v}| = |\vec{R}|$$

$$\vec{R} = x\,\hat{i} + y\,\hat{j}$$

$$\downarrow \downarrow$$



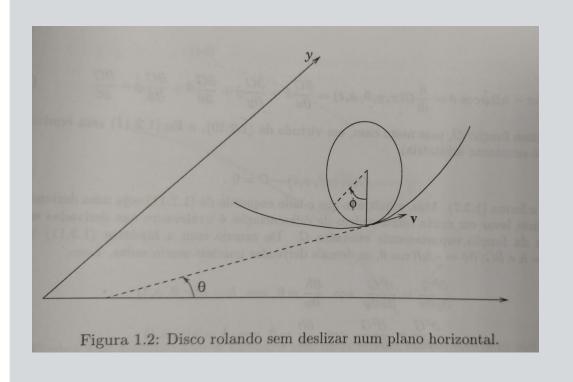
$$r\dot{\phi} = |\vec{v}| = |\dot{\vec{R}}|$$

$$\vec{R} = x\,\hat{i} + y\,\hat{j}$$

$$\downarrow \downarrow$$

$$\dot{x} - r\dot{\phi}\cos\theta = 0$$

$$\dot{y} - r\dot{\phi}\sin\theta = 0$$



$$r\dot{\phi} = |\vec{v}| = |\vec{R}|$$

$$\vec{R} = x\,\hat{i} + y\,\hat{j}$$

$$\downarrow \downarrow$$

$$dx = r\cos\theta\,d\phi$$

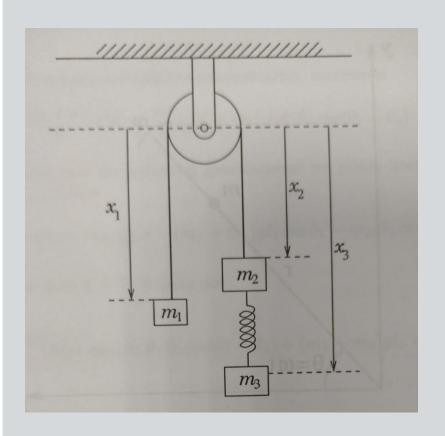
$$dy = r\sin\theta\,d\phi$$

Exemplo de vínculos diferenciais não integráveis:

"restringem os deslocamentos possíveis do sistema mas não impõem quaisquer limites às configurações possíveis, de modo que a priori todas as configurações são acessíveis."

(Nivaldo Lemos, p.13)

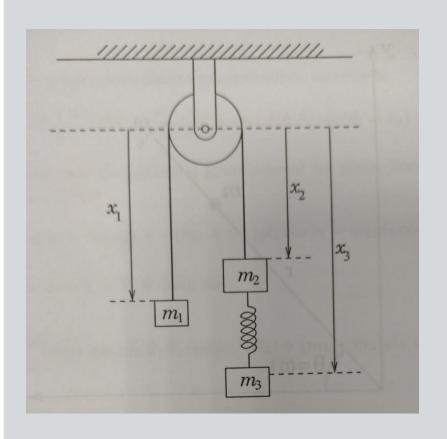




$$x_1 + x_2 = l$$

$$(x_1, x_2, x_3) \mapsto (x_1, x_3)$$
$$\mapsto (x_2, x_3)$$





$$x_1 + x_2 = l$$
$$d_0 + d = x_3 - x_2$$

$$(x_1, x_2, x_3) \mapsto (x_1, x_3)$$

$$\mapsto (x_2, x_3)$$

$$\mapsto (x_2, d)$$



^{*}Desconsiderada a massa da polia e supondo o fio inextensível.

$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

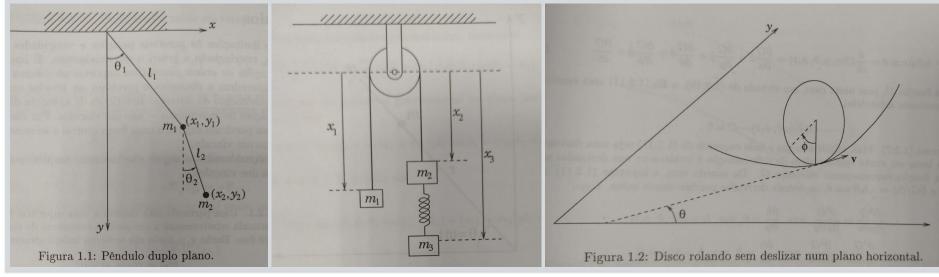
"Indeed, imposing constraints on the system is simply another method of stating that there are forces present in the problem that cannot be specified directly but are known rather in terms of their effect on the motion of the system."

(Goldstein, p.11)



Vínculos <u>forças de vínculo</u>

$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$





$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

"Indeed, imposing constraints on the system is simply another method of stating that there are forces present in the problem that cannot be specified directly but are known rather in terms of their effect on the motion of the system." (Goldstein, p.11)

→ E se "retirássemos de jogo" as forças de vínculo?...



• Vínculos <u>forças de vínculo</u>

$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

"Indeed, imposing constraints on the system is simply another method of stating that there are forces present in the problem that cannot be specified directly but are known rather in terms of their effect on the motion of the system."

(Goldstein, p.11)

→ Dica:

Formally, a rigid body can be defined as a system of particles in which the distances r_{ij} are fixed and cannot vary with time. In such case the vectors $d\mathbf{r}_{ij}$ can only be perpendicular to the corresponding \mathbf{r}_{ij} , and therefore to the \mathbf{F}_{ij} . Therefore, in a rigid body the *internal forces do no work*, and the internal potential must remain constant. Since the total potential is in any case uncertain to within an additive constant, an unvarying internal potential can be completely disregarded in discussing the motion of the system.



$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

"Indeed, imposing constraints on the system is simply another method of stating that there are forces present in the problem that cannot be specified directly but are known rather in terms of their effect on the motion of the system." (Goldstein, p.11)

Dica:

Forças de vínculo não realizariam trabalho em qualquer deslocamento?



• Vínculos <u>forças de vínculo</u>

$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

"Indeed, imposing constraints on the system is simply another method of stating that there are forces present in the problem that cannot be specified directly but are known rather in terms of their effect on the motion of the system."

(Goldstein, p.11)

→ Dica:

Forças de vínculo não realizariam trabalho em qualquer deslocamento hipotético que satisfizesse os vínculos?...



$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

Deslocamento virtual: $\delta \vec{r}_i$ infinitesimal



$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

• **Deslocamento virtual:** $\delta \vec{r_i}$ infinitesimal

Mudança formal na configuração do sistema:

Enquanto $d\vec{r}_i$ é o deslocamento de fato, decorrido num intervalo dt este $\delta \vec{r}_i$ é um deslocamento a partir de $\vec{r}_i(t)$ portanto $\delta \vec{r}_i(t)$ Este, por construção, deve ser consistente com os vínculos.



$$\vec{F}_{R_i} = \vec{F}_i^{(a)} + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i \quad \forall i = 1, \dots, N$$

• **Deslocamento virtual:** $\delta \vec{r_i}$ infinitesimal

Mudança formal na configuração do sistema:

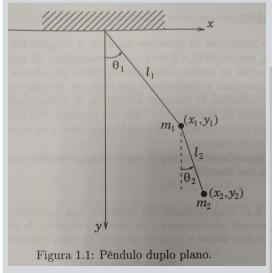
Enquanto $d\vec{r}_i$ é o deslocamento de fato, decorrido num intervalo dt este $\delta \vec{r}_i$ é um deslocamento a partir de $\vec{r}_i(t)$ portanto $\delta \vec{r}_i(t)$ Este, por construção, deve ser consistente com os vínculos.

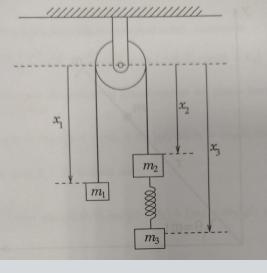
Trabalho virtual:

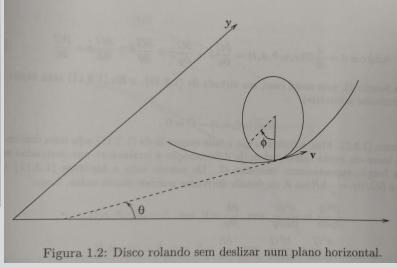
$$\vec{F} \cdot \delta \vec{r}$$



• HIPÓTESE 4:
$$\sum_i \vec{F}_i^{(v)} \cdot \delta \vec{r}_i = 0 \ \ \forall \, \delta \vec{r}_i$$









• HIPÓTESE 4:
$$\sum_i \vec{F}_i^{(v)} \cdot \delta \vec{r}_i = 0$$

NOTAÇÃO: vamos omitir o sobrescrito "(a)" nas forças aplicadas:

$$\vec{F}_{\mathbf{R}_i} = \vec{F}_i + \vec{F}_i^{(v)} = \dot{\vec{p}}_i$$

Princípio de D'Alembert:

$$\sum_{i} (\vec{F}_{i} - \dot{\vec{p}}_{i}) \cdot \delta \vec{r}_{i} = 0$$



Princípio de D'Alembert em termos das coordenadas generalizadas:

• Trabalho virtual: $\sum_{i=1}^{N} \vec{F_i} \cdot \delta \vec{r_i} = \sum_{j=1}^{3N-\xi} Q_j \, \delta q_j$

• Força generalizada:

$$Q_j := \sum_i \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}$$

- ullet HIPÓTESE 5: Coordenadas e velocidades generalizadas, $\ q^{'}\!\!_{
 m S}$ e $\dot q^{'}\!\!_{
 m S}$ todas independentes entre si!
- * CONDIÇÃO: $\vec{r_i}\left(q_j\right)$ e $\dot{\vec{r_i}}\left(\dot{q_j}\right)$



Princípio de D'Alembert em termos das coordenadas generalizadas:

Com alguns cálculos, mostra-se que:

$$\sum_{i=1}^{N} \left(\vec{F}_i - \dot{\vec{p}}_i \right) \cdot \delta \vec{r}_i = \sum_{j=1}^{3N-\xi} \left(Q_j - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} + \frac{\partial T}{\partial q_j} \right) \delta q_j$$

onde $\{\delta q_j\}$ são deslocamentos virtuais arbitrários e independentes.

$$\therefore \left(Q_j - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} + \frac{\partial T}{\partial q_j} \right) = 0 \quad \forall j$$



Equação de Euler-Lagrange:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\partial T}{\partial q_j} = Q_j$$

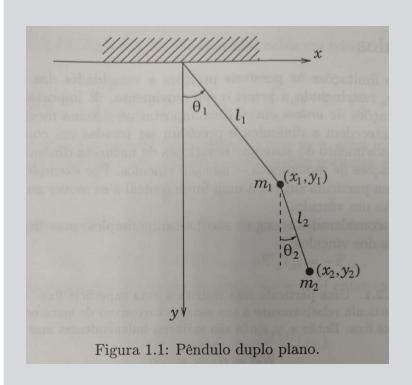
 Separando as forças aplicadas em conservativas e não-conservativas, obtemos as equações de Euler-Lagrange:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_{j}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_{j}} = Q_{j}^{(\tilde{n}cons)}$$

onde $\mathcal{L}:=T-V$ é a chamada Lagrangiana do sistema.



Aplicando as equações de Euler-Lagrange:



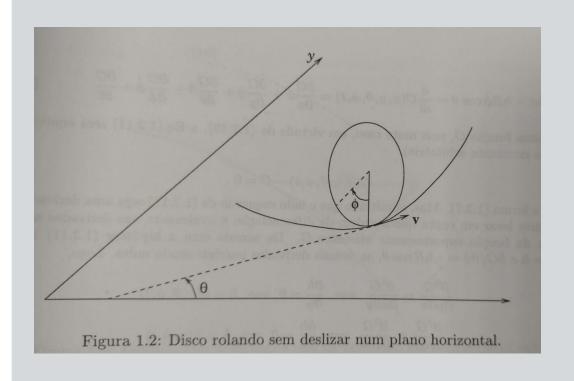
$$x_1^2 + y_1^2 = l_1^2$$

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 = l_2^2$$

$$(x_1, y_1, x_2, y_2) \mapsto (\theta_1, \theta_2)$$



Aplicando as equações de Euler-Lagrange:



$$r\dot{\phi} = |\vec{v}| = |\vec{R}|$$

$$\vec{R} = x\,\hat{i} + y\,\hat{j}$$

$$\downarrow \downarrow$$

$$dx = r\cos\theta\,d\phi$$

$$dy = r\sin\theta\,d\phi$$

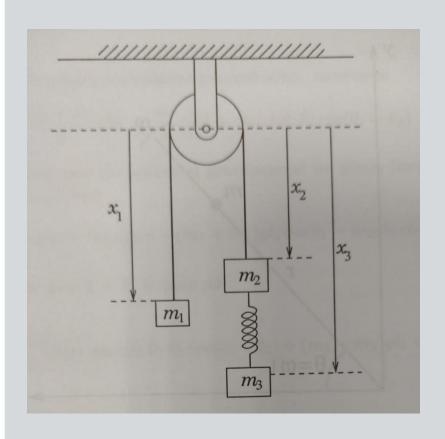
Exemplo de vínculos diferenciais não integráveis:

"restringem os deslocamentos possíveis do sistema mas não impõem quaisquer limites às configurações possíveis, de modo que a priori todas as configurações são acessíveis."

(Nivaldo Lemos, p.13)



Aplicando as equações de Euler-Lagrange:



$$x_1 + x_2 = l$$
$$d_0 + d = x_3 - x_2$$

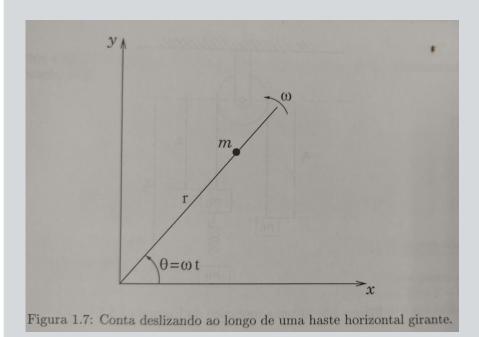
$$(x_1, x_2, x_3) \mapsto (x_1, x_3)$$

$$\mapsto (x_2, x_3)$$

$$\mapsto (x_2, d)$$

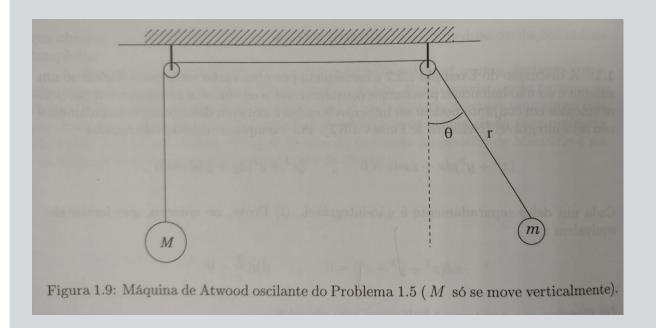
UF

Aplicando o formalismo Lagrangiano:

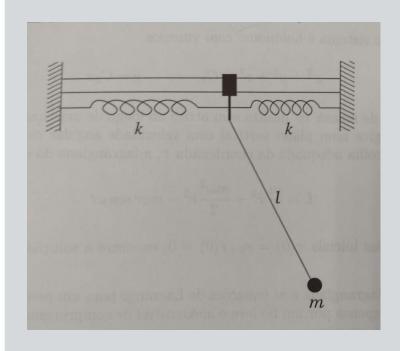


UFSC

Aplicando o formalismo Lagrangiano:



Aplicando o formalismo Lagrangiano:





Obrigada!

Minicurso: Introdução à Mecânica Lagrangiana

Profa. Fátima A. Machado

Departamento de Engenharias da Mobilidade | Centro Tecnológico de Joinville Universidade Federal de Santa Catarina

SEPEX

Joinville