

## Pohyb N hmotných bodů ve více dimenzích

Budeme uvažovat  $N$  **hmotných bodů**, které jsou podrobeny **silám** a **vazbám** a jejichž **pohyb** je popsán **zobecněnými souřadnicemi** (17). Tyto zobecněné souřadnice jsou svázány s kartézskými **souřadnicemi** vztahy (18). Odvození **Lagrangeových rovnic druhého druhu** pro soustavu hmotných  $N$  bodů bude velmi podobné jako odvození Lagrangeovy rovnice druhého druhu pro jeden hmotný bod. Proto bude odvození zde komentováno již méně.

**Trajektorie** hmotných bodů bude obecně popsána funkcemi

$$x^i(t) = x^i(q^j(t), t) \quad (31)$$

pro  $i = 1, 2, \dots, 3N$  a  $j = 1, 2, \dots, n$ .

**Kinetickou energii** dané soustavy hmotných bodů lze psát ve tvaru

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3N} m_i \left( \frac{dx^i}{dt} \right)^2, \quad (32)$$

který lze dále rozepsat do tvaru

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3N} m_i \left( \sum_{k=1}^n \frac{\partial x^i}{\partial q^k} \frac{dq^k}{dt} + \frac{\partial x^i}{\partial t} \right)^2. \quad (33)$$

Pro hmotnosti platí:  $m_1 = m_2 = m_3 = m_{\text{prvního hmotného bodu}}$ ,  $m_4 = m_5 = m_6 = m_{\text{druhého hmotného bodu}}$ , ...

Nyní přepíšeme vztah (33) pro kinetickou energii soustavy hmotných bodů v konkrétním čase  $t_0$  a provedeme formální záměnu časové derivace funkce  $\frac{dq^k}{dt}$  za **zobecněnou rychlost**  $\dot{q}^k$ . Dostaneme tak

$$T(q^j, \dot{q}^j, t_0) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3N} m_i \left( \sum_{k=1}^n \frac{\partial x^i}{\partial q^k}(q^j(t_0), t_0) \dot{q}^k + \frac{\partial x^i}{\partial t}(q^j(t_0), t_0) \right)^2. \quad (34)$$

Nyní určíme výrazy  $\frac{\partial T}{\partial \dot{q}^j}$  a  $\frac{\partial T}{\partial q^j}$ . Dostáváme

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{q}^j} = \sum_{i=1}^{3N} m_i \left( \sum_{k=1}^n \frac{\partial x^i}{\partial q^k} \dot{q}^k + \frac{\partial x^i}{\partial t} \right) \frac{\partial x^i}{\partial \dot{q}^j} \quad (35)$$

a

$$\frac{\partial T}{\partial q^j} = \sum_{i=1}^{3N} m_i \left( \sum_{k=1}^n \frac{\partial x^i}{\partial q^k} \dot{q}^k + \frac{\partial x^i}{\partial t} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial q^j} \left( \sum_{k=1}^n \frac{\partial x^i}{\partial q^k} \dot{q}^k + \frac{\partial x^i}{\partial t} \right). \quad (36)$$

Vztahy (35) a (36) byly odvozeny pro konkrétní čas  $t_0$ , nicméně tento čas byl vybrán libovolně. Proto tyto vztahy platí pro libovolný čas  $t$  a je možné přejít opět ke vztahům, které jsou závislé na čase. Vztahy (35) a (36) tedy lze vyjádřit ve tvarech

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{q}^j}(t) = \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{dx^i}{dt} \frac{\partial x^i}{\partial \dot{q}^j} \quad (37)$$

a

$$\frac{\partial T}{\partial q^j}(t) = \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{dx^i}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial q^j} \left( \frac{dx^i}{dt} \right). \quad (38)$$

Vyčíslením výrazu  $\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial q^j}(t) \right) - \frac{\partial T}{\partial q^j}(t)$  (pro  $j=1, 2, \dots, n$ ) dostáváme

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial q^j}(t) \right) - \frac{\partial T}{\partial q^j}(t) = \sum_{i=1}^{3N} m_i \left( \frac{d^2 x^i}{dt^2} \frac{\partial x^i}{\partial q^j} + \frac{dx^i}{dt} \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial x^i}{\partial q^j} \right) - \frac{dx^i}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial q^j} \left( \frac{dx^i}{dt} \right) \right)$$
 a po úpravě získáme

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial q^j}(t) \right) - \frac{\partial T}{\partial q^j}(t) = \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{d^2 x^i}{dt^2} \frac{\partial x^i}{\partial q^j}. \quad (39)$$

Na základě vztahu (39) můžeme definovat tzv. **zobecněnou sílu**.

**ZOBEČNĚNÁ SÍLA  $Q_j$  JE DEFINOVÁNA VZTAHEM**

$$Q_j = \sum_{i=1}^{3N} F_i \frac{\partial x^i}{\partial q^j} \quad (40)$$

**PRO  $j=1, 2, \dots, n$ .**

Zobecněné síly  $Q_j$  nemusí být síly v pravém slova smyslu.

Nyní je již možné napsat Lagrangeovy rovnice druhého druhu.

**LAGRANGEOVY ROVNICE II. DRUHU, KTERÉ POPISUJÍ POHYB SOUSTAVY  $N$  HMOTNÝCH BODŮ, SE NAZÝVAJÍ ROVNICE**

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{q}^j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q^j} = Q_j \quad (41)$$

**PRO  $j=1, 2, \dots, n$ . PŘI TOM  $T$  JE KINETICKÁ ENERGIE SOUSTAVY HMOTNÝCH BODŮ,  $q^j$  JSOU ZOBEČNĚNÉ SOUŘADNICE A  $\dot{q}^j$  JSOU ZOBEČNĚNÉ RYCHLOSTI.**

Tyto rovnice jsou tedy pohybovými rovnicemi, které popisují pohyb dané soustavy hmotných bodů. Rovnice (41) vyjadřují Lagrangeovy rovnice II. druhu v nejobecnějším tvaru, který lze v určitých speciálních případech zjednodušit (viz 3.4).

Rovnice (41) tvoří soustavu  $n$  obyčejných diferenciálních rovnic druhého řádu pro neznámé funkce  $q^j = q^j(t)$  (pro  $j=1, 2, \dots, n$ ).

Na první pohled by se mohlo zdát, že to jsou rovnice parciální, protože v rovnicích (41) vystupují parciální derivace. Zápis  $\frac{\partial T}{\partial q^j}$  resp.  $\frac{\partial T}{\partial \dot{q}^j}$  představuje ovšem jen návod (pomůcku) na získání derivace kinetické energie. Samotné neznámé funkce  $q^j = q^j(t)$  jsou závislé jen na čase, takže v upravených rovnicích (tj. už po provedení naznačených parciálních derivací) vystupují jen totální derivace  $\dot{q}^j$  podle času.