

Lagrangeovy rovnice druhého druhu

V této kapitole již půjde o dynamiku, tedy o pohyb soustavy hmotných bodů. Téměř ve všech zajímavých případech bude jejich pohyb omezen vazbami; nadále budeme uvažovat pouze vazby **holonomní**. Od kartézských souřadnic hmotných bodů přejdeme k zobecněným souřadnicím¹ a odvodíme rovnice, které budou velmi užitečné jak pro řešení příkladů, tak v dalších kapitolách. Výchozím bodem nám bude princip, který je analogií zobecněného principu virtuální práce.

D'Alembertův princip

V předchozí kapitole jsme se seznámili s principem virtuální práce. Ten je však použitelný jen v případě rovnováhy, kdy síla na každý hmotný bod je rovna nule. V případě, kdy se hmotné body pohybují, je ale síla obecně *nenulová*. Víme, že souvisí se zrychlením podle **2. Newtonova zákona**:

$$m_{(n)} \ddot{\vec{r}}_{(n)} = \vec{F}_{(n)} . \quad (2.1)$$

Zde index n čísluje hmotné body, $n = 1, \dots, N$, kde N je počet hmotných bodů².

Existuje ale trik, který nám umožní použít to, co jsme zvládli v první kapitole, tedy virtuální posunutí a virtuální práci. Ve vztazích (2.1) převedeme vše na jednu stranu:

$$\vec{F}_{(n)} - m_{(n)} \ddot{\vec{r}}_{(n)} = \vec{0} . \quad (2.2)$$

Výraz na levé straně (2.2) má rozměr síly, můžeme ho tedy celý chápat jako sílu. Používá se pro něj název **ztracená síla**³. Podstatné je, že tyto ztracené síly se pro každý hmotný bod rovnají nule. Lze na ně tedy aplikovat stejný postup, jako jsme v kap. 1 aplikovali na normální síly: Vztah (2.2) pro každé n vynásobíme virtuálním posunutím $\delta\vec{r}_{(n)}$ a sečteme pro všechna n od 1 do N :

$$\sum_{n=1}^N (\vec{F}_{(n)} - m_{(n)} \ddot{\vec{r}}_{(n)}) \cdot \delta\vec{r}_{(n)} = 0 . \quad (2.3)$$

Síla na každý bod se skládá ze síly aktivní a vazbové, $\vec{F}_{(n)} = \vec{F}_{(n)}^{(a)} + \vec{F}_{(n)}^{(v)}$.⁴ Podobně jako ve statickém případě popsaném v předchozí kapitole je virtuální práce *vazbových* sil rovna nule:

$\sum_{n=1}^N \vec{F}_{(n)}^{(v)} \cdot \delta\vec{r}_{(n)} = 0$.⁵ Vazbové síly tedy z (2.3) vypadnou a můžeme říci, že za pohybu soustavy hmotných bodů platí:

$$\sum_{n=1}^N (\vec{F}_{(n)}^{(a)} - m_{(n)} \ddot{\vec{r}}_{(n)}) \cdot \delta\vec{r}_{(n)} = 0 . \quad (2.4)$$

¹ Jak holonomní vazby, tak zobecněné souřadnice jsme již potkali v kap. 1.

² Index n píšeme do závorek, abychom zde odlišili číslování jednotlivých bodů od číslování souřadnic, které zavedeme níže a které budeme používat velmi často – číslování souřadnic bude bez závorek.

³ Snad proto, že tato „síla“ je za pohybu rovna nule, jakoby se tedy její hodnota „ztratila“. Někdy se také můžeme setkat s názvem „efektivní síla“.

⁴ Do síly $\vec{F}_{(n)}^{(a)}$ přitom zahrnujeme všechny aktivní síly působící na daný bod (např. síly od všech ostatních bodů), do síly $\vec{F}_{(n)}^{(v)}$ všechny vazbové síly působící na tento bod.

⁵ Omezujeme se přitom samozřejmě jen na virtuální posunutí *slučitelná s vazbami*. Díky tomu, že jde o vazby holonomní, jde o posunutí vratná. Poznámka „pro štouraly“: V případě reonorních vazeb je důležitá ještě jedna věc. Virtuální posunutí bereme tak, že se odehrávají okamžitě, tedy že se na ně nespotřebuje žádný čas.

Tento výsledek se nazývá **d'Alembertův⁶ princip**. Stručně bychom ho mohli vyslovit tak, že:

Soustava hmotných bodů se pohybuje tak, že virtuální práce ztracených sil při libovolných vratných virtuálních posunutích slučitelných s vazbami je nulová.

Přitom vazby omezující pohyb považujeme za holonomní a do ztracených sil nezapočítáváme vazbové síly. Matematicky je d'Alembertův princip dán vztahem (2.4), čili

Soustava hmotných bodů s holonomními vazbami se pohybuje právě tak, že:	$\sum_{n=1}^N (\vec{F}_{(n)}^{(a)} - m_{(n)} \ddot{\vec{r}}_{(n)}) \cdot \delta \vec{r}_{(n)} = 0$ pro libovolná $\delta \vec{r}_{(n)}$ slučitelná s vazbami. ⁷
---	--

Pomocí d'Alembertova principu bychom mohli řešit i některé příklady. Pro nás však bude důležitý hlavně proto, že z něj odvodíme Lagrangeovy rovnice druhého druhu. Nejprve si ovšem vhodně očísloujeme souřadnice a další veličiny, aby se nám s nimi dobře a jednotně pracovalo.

Konfigurační prostor

V dalším odvozování přejdeme od vektorů k souřadnicím. Přitom bude užitečné očíslovat si všechny souřadnice „plynule vpřed“, tedy následujícím způsobem:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{(1)} &= (x_1, x_2, x_3) \\ \vec{r}_{(2)} &= (x_4, x_5, x_6) \\ \vec{r}_{(3)} &= (x_7, x_8, x_9) \\ &\dots \\ \vec{r}_{(N)} &= (x_{3N-2}, x_{3N-1}, x_{3N}) \end{aligned} \tag{2.5}$$

Naprosto stejně očísloujeme složky sil⁸:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{(1)} &= (F_1, F_2, F_3) \\ \vec{F}_{(2)} &= (F_4, F_5, F_6) \\ &\dots \end{aligned} \tag{2.6}$$

Podobné značení zavedeme i pro hmotnosti bodů:

$$\begin{aligned} m_{(1)} &= m_1 = m_2 = m_3 \\ m_{(2)} &= m_4 = m_5 = m_6 \\ &\dots \\ m_{(N)} &= m_{3N-2} = m_{3N-1} = m_{3N} \end{aligned} \tag{2.7}$$

Na první pohled to může působit „neekonomicky“ zavádět pro hmotnost jednoho bodu tři různé symboly, ale umožní nám to zapsat například druhý Newtonův zákon velmi jednoduše pro všechny souřadnice:

$$m_i \ddot{x}_i = F_i, \quad i = 1, \dots, 3N. \tag{2.8}$$

⁶ Vyslovujeme [dalambérův].

⁷ Protože vazby jsou holonomní, jsou libovolná virtuální posunutí slučitelná s vazbami **vratná**, proto zde už vratnost virtuálních posunutí už explicitě nezdůrazňujeme.

⁸ Stejně číslování budeme používat pro složky aktivních a vazbových sil.

Formálně můžeme říci, že polohy N hmotných bodů popisujeme jediným $3N$ -rozměrným vektorem:

$$(x_1, x_2, x_3, x_4, \dots, x_{3N}) \quad (2.9)$$

Toto můžeme chápat jako polohu jediného bodu ve $3N$ -rozměrném prostoru⁹. Tomuto prostoru se říká **konfigurační prostor**¹⁰.

Konfigurační prostor samozřejmě v přírodě reálně neexistuje, je to matematická abstrakce. Pohyb soustavy hmotných bodů prostě formálně vyjadřujeme jako pohyb jednoho bodu v $3N$ -rozměrném konfiguračním prostoru. Pokud vám toto vyjadřování připadá příliš nepřírozené, berte to prostě tak, že máme $3N$ souřadnic, které se mění s časem:

$$x_i = x_i(t), \quad i = 1, \dots, 3N. \quad (2.10)$$

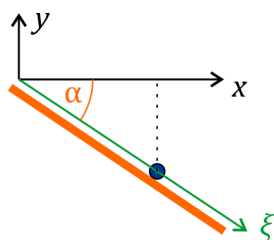
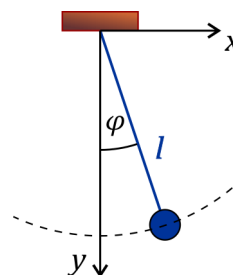
Jak pomocí souřadnic konfiguračního prostoru zapsat d'Alembertův princip, tedy vztah (2.4), který platí při pohybu soustavy hmotných bodů? Jednoduše¹¹:

$$\sum_{i=1}^{3N} (F_i^{(a)} - m_i \ddot{x}_i) \cdot \delta x_i = 0. \quad (2.11)$$

Zobecněné souřadnice

Se zobecněnými souřadnicemi jsme se již potkali v příkladu v kapitole 1. Například polohu matematického kyvadla jednoznačně vyjádříme pomocí jediné souřadnice φ , viz obrázek. Známe-li hodnotu φ , jsou kartézské souřadnice dány vztahy¹²

$$\begin{aligned} x &= l \cdot \sin \varphi \\ y &= l \cdot \cos \varphi \\ z &= 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$



Dalším příkladem může být pohyb hmotného bodu na nakloněné rovině. V tomto případě může být rozumné měřit polohu bodu měřítkem nataženým podél nakloněné roviny; příslušnou souřadnici označíme třeba ξ , viz obrázek vlevo. Kartézské souřadnice jsou opět hodnotou ξ jednoznačně dány¹³:

$$\begin{aligned} x &= \xi \cdot \cos \alpha \\ y &= -\xi \cdot \sin \alpha \end{aligned} \quad (2.13)$$

Vidíme, že zobecněné souřadnice volíme tak, abychom respektovali vazby. Hodnoty kartézských souřadnic nemohou být libovolné, jsou omezeny vazbami. (Bod například nemůže být „zatlačen“ do nakloněné roviny.) Zobecněné souřadnice naproti tomu mohou mít libovolné hodnoty. (ξ v našem

⁹ Jde přitom o fiktivní bod, nikoli o jeden z hmotných bodů soustavy. Také nám může připadat trochu zvláštní, že tomuto bodu přísluší řada různých hmotností (2.7). Ale jde o formální vyjadřování, a dá se na něj zvyknout.

¹⁰ Konfiguraci soustavy hmotných bodů, tedy polohy všech hmotných bodů v „našem“ třírozměrném prostoru popisujeme polohou jednoho (fiktivního) bodu v konfiguračním prostoru.

¹¹ Složky virtuálního posunutí δx_i číslujeme stejně jako složky polohových vektorů v (2.5)

¹² Kyvadlo kýve v rovině $z = 0$. Místo souřadnic x_1, x_2, x_3 zde prostě píšeme x, y, z .

¹³ Sklon nakloněné roviny je konstantní, $\alpha = \text{konst}$. Hodnotu z zde nepíšeme, může být např. $z = 0$.

příkladu může být libovolné.) Zobecněných souřadnic je ovšem méně než $3N$ – je jich právě tolik, kolik je **stupňů volnosti** soustavy¹⁴.

Zobecněné souřadnice budeme označovat symboly q_j , index j má hodnoty od 1 do počtu stupňů volnosti r .¹⁵ Kartézské souřadnice jsou jednoznačně určeny hodnotami zobecněných souřadnic a času:

$$x_i = x_i(q_1, q_2, \dots, q_r, t), \quad i = 1, \dots, 3N. \quad (2.14)$$

Konkrétními příklady těchto vztahů (pro jeden stupeň volnosti, tedy $r = 1$) byly (2.12) a (2.13).¹⁷ Zápis (2.14) je ale trochu zdlouhavý, takže často píšeme jen

$$x_i = x_i(q_j, t), \quad i = 1, \dots, 3N, \quad j = 1, \dots, r,$$

případně ani explicitě nepíšeme rozsahy indexů, pokud jsme dohodnuti, že i „běží“ od 1 do $3N$ a j od 1 do r :

$$x_i = x_i(q_j(t), t) \quad (2.15)$$

Zobecněné rychlosti (a několik pomocných vztahů)

Z úvodního kurzu mechaniky jsme zvyklí pracovat s kartézskými složkami rychlostí $v_i = \dot{x}_i \equiv \frac{dx_i}{dt}$.¹⁸

Ty vystihují, jak rychle se s časem mění souřadnice x_i . Podobně časové derivace souřadnic q_j , $\dot{q}_j \equiv \frac{dq_j}{dt}$ vyjadřují rychlost změny *zobecněných souřadnic* s časem. Říkáme jim **zobecněné rychlosti**.

Kartézské složky rychlosti lze vyjádřit pomocí zobecněných rychlostí. Zderivujeme-li (2.15) podle času a použijeme pravidla o derivaci složené funkce více proměnných, dostáváme

$$\dot{x}_i \equiv \frac{dx_i}{dt} = \sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \frac{dq_j}{dt} + \frac{\partial x_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \dot{q}_j + \frac{\partial x_i}{\partial t}. \quad (2.16)$$

Přitom parciální derivace na pravé straně (2.16) jsou funkcemi zobecněných souřadnic q_k a času. Je vidět, že \dot{x}_i závisí na q_k , \dot{q}_k a t .¹⁹

¹⁴ V obou uvedených příkladech byl jen jeden stupeň volnosti, takže jsme měli vždy jen jednu zobecněnou souřadnici. Kdybychom uvažovali nikoli kyvadlo kývající v jedné rovině, ale sférické kyvadlo, potřebovali bychom k určení jeho polohy dvě souřadnice, například sférické souřadnice θ a ϕ .

¹⁵ Poznamenejme, že někdy se jako *konfigurační prostor* bere prostor jen těch konfigurací systému hmotných bodů, které splňují vazbové podmínky. Souřadnicemi v tomto konfiguračním prostoru jsou pak zobecněné souřadnice; dimenze tohoto konfiguračního prostoru pak není $3N$, ale r .

¹⁶ Při pohybu soustavy se samozřejmě zobecněné souřadnice mění s časem, $q_j = q_j(t)$, takže bychom mohli psát obšírněji $x_i = x_i(q_1(t), q_2(t), \dots, q_r(t), t)$, $i = 1, \dots, 3N$.

¹⁷ V nich nebyly kartézské souřadnice explicitě závislé na čase. Příkladem, kdy by x_i byly explicitě závislé na čase, by bylo matematické kyvadlo, jehož délka závěsu l by se měnila – například nějaký robotický mechanismus by prodlužoval délku závěsu, třeba podle vztahu $l = l_0 + v_0 \cdot t$.

¹⁸ Zde už používáme číslování souřadnic (2.5).

Pro další odvození budeme potřebovat derivaci \dot{x}_i podle zobecněné rychlosti \dot{q}_k . Derivací (2.16) dostaneme²⁰

$$\frac{\partial \dot{x}_i}{\partial \dot{q}_k} = \sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \frac{\partial \dot{q}_j}{\partial \dot{q}_k} = \sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \delta_{jk} = \frac{\partial x_i}{\partial q_k}.$$

Potřebovat budeme také derivaci \dot{x}_i podle zobecněné souřadnice q_k . Z (2.16) po derivaci plyne²¹

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial q_k} &= \frac{\partial}{\partial q_k} \left(\sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \dot{q}_j + \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) = \sum_{j=1}^r \frac{\partial}{\partial q_k} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) \cdot \dot{q}_j + \frac{\partial}{\partial q_k} \left(\frac{\partial x_i}{\partial t} \right) = \\ &= \sum_{j=1}^r \frac{\partial}{\partial q_j} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_k} \right) \cdot \dot{q}_j + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_k} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_k} \right) \end{aligned}$$

Odvodili jsme tedy následující pomocná tvrzení:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial \dot{q}_k} &= \frac{\partial x_i}{\partial q_k} \\ \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial q_k} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_k} \right) \end{aligned} \tag{2.17}$$

V d'Alembertově principu budeme potřebovat vyjádřit ještě virtuální posunutí δx_i pomocí (virtuálních) změn zobecněných souřadnic δq_j . Virtuální posunutí bereme jako nekonečně malá, pracujeme s nimi tedy jako s diferenciály. Z (2.15), čili z $x_i = x_i(q_j, t)$, dostaneme diferencováním

$$\delta x_i = \sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \delta q_j. \tag{2.18}$$

Pro další odvození je důležité, že všechny změny δq_j jsou navzájem zcela nezávislé. (Kartézské souřadnice a jejich virtuální posunutí δx_i jsou omezena vazbami, zobecněné souřadnice mohou nabývat libovolných hodnot, takže na δq_j nejsou žádná omezení²³.)

¹⁹ Poznamenejme, že zobecněné souřadnice q_k a zobecněné rychlosti \dot{q}_k jsou vzájemně *nezávislé*. Názorně je to vidět třeba na stále uváděném příkladu kyvadla: nezávisle můžeme nastavit polohu kyvadla, tedy souřadnici φ a nezávisle do kyvadla strčit, tedy zadat úhlovou rychlost $\dot{\varphi}$.

²⁰ Při úpravách využíváme toho, že $\frac{\partial x_i}{\partial q_j}$ ani $\frac{\partial x_i}{\partial t}$ nezávisí na \dot{q}_k a dále toho, že $\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial \dot{q}_k} = 0$ pro $j \neq k$

(různé složky zobecněných rychlostí jsou vzájemně nezávislé) a $\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial \dot{q}_j} = 1$, takže $\frac{\partial \dot{q}_j}{\partial \dot{q}_k} = \delta_{jk}$.

²¹ Při úpravách zaměňujeme pořadí derivování v druhých parciálních derivacích. (Předpokládáme, že patřičné podmínky jsou zde splněny.) Navíc využíváme toho, že $\frac{\partial x_i}{\partial q_k}$ je funkcí q_j a času t . Napišeme-li $\frac{\partial x_i}{\partial q_k} = f(q_j, t)$, je

totální derivace podle času $\frac{d}{dt} f(q_j, t) = \sum_{j=1}^r \frac{\partial f}{\partial q_j} \cdot \dot{q}_j + \frac{\partial f}{\partial t}$, což je přesně obrat na druhém řádku odvození.

²² Pozor, nemáme zde žádný člen s δt . Je to díky tomu, že virtuální posunutí bereme jako okamžitá, nemění se při nich čas.

D'Alembertův princip a zobecněné souřadnice

Dosaďme do d'Alembertova principu (2.11) virtuální posunutí (2.18):

$$\begin{aligned} 0 &= \sum_{i=1}^{3N} (F_i^{(a)} - m_i \ddot{x}_i) \cdot \delta x_i = \sum_{i=1}^{3N} (F_i^{(a)} - m_i \ddot{x}_i) \cdot \sum_{j=1}^r \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \cdot \delta q_j = \\ &= \sum_{j=1}^r \left\{ \sum_{i=1}^{3N} (F_i^{(a)} - m_i \ddot{x}_i) \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right\} \cdot \delta q_j \end{aligned} \quad (2.19)$$

Toto musí za pohybu platit pro *libovolná*²⁴ δq_j . Jediná možnost, jak toho dosáhnout, je, že všechny členy ve složených závorkách v (2.19) jsou rovny nule:

$$\sum_{i=1}^{3N} (F_i^{(a)} - m_i \ddot{x}_i) \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = 0, \quad j = 1, \dots, r \quad (2.20)$$

Tenhle obrat byl hrozně důležitý – teď **máme právě tolik rovnic, kolik je stupňů volnosti!**²⁵

Zobecněné síly

Pro další úpravy dáme ve vztahu (2.20) na jednu stranu členy se zrychlením a na druhou síly:

$$\sum_{i=1}^{3N} m_i \ddot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^{3N} F_i^{(a)} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \quad (2.21)$$

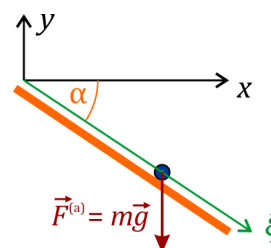
Výraz na pravé straně (2.21) vypadá jako bychom nějak převáděli síly z kartézských do zobecněných souřadnic. Jak za chvíli uvidíme na příkladech, ono to tak opravdu je! Pro pravou stranu (2.21) proto zavedeme speciální označení

$$Q_j = \sum_{i=1}^{3N} F_i^{(a)} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \quad (2.22)$$

a těmto členům budeme říkat **zobecněné síly**.

Podívejme se, co vyjde jako zobecněná síla v konkrétních příkladech diskutovaných výše. Pro bod na nakloněné rovině, podél níž měříme souřadnici ξ vychází²⁷:

$$Q_\xi = F_x^{(a)} \cdot \frac{\partial x}{\partial \xi} + F_y^{(a)} \cdot \frac{\partial y}{\partial \xi} = 0 \cdot \cos \alpha + (-mg) \cdot (-\sin \alpha) = mg \sin \alpha.$$



Výsledné Q_ξ má rozměr síly – dokážete interpretovat, jaký má fyzikální význam?²⁸

²³ Až na jejich velikost, výše jsme už zdůrazňovali, že virtuální posunutí bereme jako infinitesimální.

²⁴ Sice infinitesimální, ale vzájemně zcela nezávislá.

²⁵ Kdybychom měli v kývající se tuhé tyči třeba 10^{25} hmotných bodů, tak napsat pohybové rovnice (druhé Newtonovy zákony) pro všechny body bychom nestihli do konce vesmíru. Kývá-li se tyč v jedné rovině, má jen jeden stupeň volnosti – a nyní máme pro její pohyb jen jedinou rovnici! Ještě ji budeme upravovat, ale už teď je vidět, jak je tento přístup výhodný.

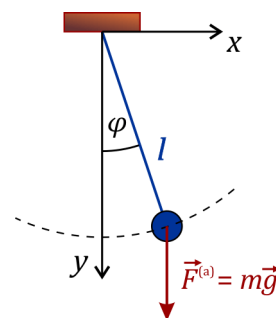
²⁶ Pro jednoduchost už zde explicitě nepíšeme, že vztah platí pro všechna $j = 1, \dots, r$.

²⁷ Kartézské souřadnice jsou dány vztahy (2.13). Odvození si případně rozepište podrobněji, ať se opravdu vyznáte, jak se tady zobecněná síla počítá.

²⁸ Pro ověření vašich úvah: Q_ξ je složka tíhy do směru nakloněné roviny.

Pozor, zobecněná síla nemusí mít vždy rozměr síly! Například v případě matematického kyvadla vyjde

$$Q_\varphi = F_x^{(a)} \cdot \frac{\partial x}{\partial \varphi} + F_y^{(a)} \cdot \frac{\partial y}{\partial \varphi} = 0 \cdot l \cdot \cos \varphi + mg \cdot (-l \cdot \sin \varphi) = -mg l \cdot \sin \varphi$$



Opět vychází veličina, která má fyzikální význam²⁹.

V případě, že jde o **síly konzervativní**, můžeme zobecněné síly odvodit z potenciální energie V . Víme, že pro „normální“ (aktivní) síly platí $\vec{F} = -\text{grad}V$, ve složkách tedy³⁰

$$F_i = -\frac{\partial V}{\partial x_i} \quad (2.23)$$

Zobecněné síly určíme z (2.22), kam dosadíme (2.23):

$$Q_j = \sum_{i=1}^{3N} F_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^{3N} -\frac{\partial V}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = -\frac{\partial V}{\partial q_j} \quad (2.24)$$

Zobecněné síly tedy z potenciální energie počítáme podobně, jako „normální“ síly (kartézské složky sil), jen místo podle kartézských derivujeme podle zobecněných souřadnic.

„Zlatý hřeb“: odvození Lagrangeových rovnic druhého druhu

Rovnice (2.21) odvozené z d'Alembertova principu můžeme s pomocí zobecněných sil zapsat jako

$$\sum_{i=1}^{3N} m_i \ddot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = Q_j \quad (2.25)$$

Zbývá nám upravit jejich levou stranu. V ní můžeme vyjádřit³¹:

$$\ddot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt}(\dot{x}_i) \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\dot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) - \dot{x}_i \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right)$$

S použitím výše uvedených pomocných vztahů (2.17) pak postupně dostáváme

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{3N} m_i \ddot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} &= \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{d}{dt} \left(\dot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) - \sum_{i=1}^{3N} m_i \dot{x}_i \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) = \\ &= \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{d}{dt} \left(\dot{x}_i \cdot \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) - \sum_{i=1}^{3N} m_i \dot{x}_i \cdot \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial q_j} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Platí ovšem (rozmyslete si, proč), že $\dot{x}_i \cdot \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial \dot{q}_j} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} (\dot{x}_i^2)$ a analogicky $\dot{x}_i \cdot \frac{\partial \dot{x}_i}{\partial q_j} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q_j} (\dot{x}_i^2)$.

²⁹ Poznali jste, jaký? 'Алгебраический момент'

³⁰ Zde už speciálně v označení nezdůrazňujeme, že jde o aktivní síly.

³¹ Jde o podobnou úpravu, která se užívá třeba při odvozování integrace per partes.

Po dosazení do (2.26) dostáváme

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{3N} m_i \ddot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} &= \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} \left(\frac{1}{2} \dot{x}_i^2 \right) \right) - \sum_{i=1}^{3N} m_i \frac{\partial}{\partial q_j} \left(\frac{1}{2} \dot{x}_i^2 \right) = \\ &= \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} \left(\sum_{i=1}^{3N} \frac{1}{2} m_i \dot{x}_i^2 \right) \right) - \frac{\partial}{\partial q_j} \left(\sum_{i=1}^{3N} \frac{1}{2} m_i \dot{x}_i^2 \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Ovšem výraz ve vnitřní závorce není nic jiného, než celková kinetická energie soustavy hmotných bodů $T = \sum_{i=1}^{3N} \frac{1}{2} m_i \dot{x}_i^2$!!! To znamená, že (2.27) dává $\sum_{i=1}^{3N} m_i \ddot{x}_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j}$.

Výsledný tvar rovnic (2.25) odvozených z d'Alembertova principu tedy je:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} = Q_j \quad (2.28)$$

Toto už fakticky jsou kýžené **Lagrangeovy rovnice druhého druhu**.

Pro případ **konzervativních sil** lze rovnice ještě upravit. Dosadíme za zobecněné síly Q_j ze vztahu

(2.24): $Q_j = -\frac{\partial V}{\partial q_j}$. Navíc můžeme napsat $Q_j = -\frac{\partial V}{\partial q_j} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial V}{\partial \dot{q}_j} \right)$, protože druhý člen je nulový, neboť

potenciální energie V na rychlostech \dot{q}_j nezávisí.³² Z rovnic (2.28) tedy dostáváme

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial V}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial V}{\partial q_j}, \text{ což můžeme přepsat jako } \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial (T-V)}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial (T-V)}{\partial q_j} = 0.$$

Teď už se samo nabízí zavést veličinu

$$L = T - V \quad (2.29)$$

Nazýváme ji **Lagrangeova funkce** nebo jedním slovem **lagrangian**³³.

Výsledné rovnice, které jsme odvodili, mají velmi jednoduchý tvar:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0 \quad (2.30)$$

A právě toto jsou **Lagrangeovy rovnice druhého druhu** pro případ konzervativních sil.

³² Poznámka „pro fajšmekry“: Kupodivu, rovnice, které odvodíme, fungují i ve speciálním případě, kdy je výhodné zavést V , které na rychlosti závisí. Jde o pohyb nabitě částice v magnetickém poli. Blíže viz Dodatek A.

³³ Vyslovujeme „lagranžian“; lze se setkat i s takto počestěnou psanou podobou.

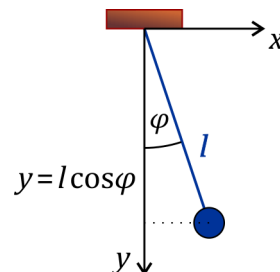
Příklady – aneb k čemu jsou nám Lagrangeovy rovnice dobré

Odvození na předchozích stránkách nebylo nejkratší – ale získali jsme rovnice velmi užitečné. Pojdme se podívat, jak se dají aplikovat na řešení příkladů.

Matematické kyvadlo

Naším cílem je vyřešit pohyb kyvadla s délkou závěsu l . Jako zobecněnou souřadnici zvolíme úhel φ (viz obrázek).

Nejprve musíme sestavit lagrangián. K tomu potřebujeme kinetickou a potenciální energii – a potřebujeme tyto energie vyjádřit pomocí zobecněné souřadnice φ a zobecněné rychlosti $\dot{\varphi}$.



Počítat kinetickou energii přes kartézské složky rychlosti \dot{x} a \dot{y} by bylo zbytečně složité. Půjdeme na to jednodušeji. Hmotný bod se pohybuje po kružnici, takže jeho rychlost je $v = l \cdot \omega = l \cdot \dot{\varphi}$. Kinetická energie je tedy $T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m l^2 \dot{\varphi}^2$.

Potenciální energii spočteme podle „klasického“ vzorce mgh , kde výška $h = -y = -l \cos \varphi$, takže $V = -mgl \cos \varphi$.

Lagrangián je tedy
$$L = T - V = \frac{1}{2} m l^2 \dot{\varphi}^2 + mgl \cos \varphi$$

a jeho derivace

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{d}{d\dot{\varphi}} \left(\frac{1}{2} m l^2 \dot{\varphi}^2 \right) = m l^2 \dot{\varphi}, \quad \frac{\partial L}{\partial \varphi} = \frac{d}{d\varphi} (mgl \cos \varphi) = -mgl \sin \varphi. \quad (2.31)$$

Lagrangeova rovnice (jen jedna, protože úloha má jen jeden stupeň volnosti) je obecně

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0$$

a po dosazení (2.31) konkrétně:

$$\frac{d}{dt} (m l^2 \dot{\varphi}) + mgl \sin \varphi = 0,$$

což po vydělení $m l^2$ dává

$$\ddot{\varphi} + \frac{g}{l} \sin \varphi = 0. \quad (2.32)$$

Tuto rovnici už řešíme známým způsobem: pro malé výchylky je $\sin \varphi \doteq \varphi$, rovnice je tedy $\ddot{\varphi} + \Omega^2 \varphi = 0$, kde $\Omega = \sqrt{g/l}$; její řešení je $\varphi = \varphi_{\max} \cdot \cos(\Omega t + \phi)$. Vidíme, že lagrangeovský formalismus za nás rovnici nevyřeší – umožní ji však systematickým způsobem sestavit. Postup je jasný:

1. Zvolit vhodné zobecněné souřadnice
2. Vyjádřit kinetickou energii a potenciální energii pomocí zobecněných souřadnic a rychlostí
3. Sestavit lagrangián (a případně si „bokem“ vypočítat jeho potřebné derivace)
4. Sestavit Lagrangeovy rovnice

Takto budeme počítat i všechny další příklady.

Válec valící se po nakloněné rovině

Kinetickou energii valícího se homogenního válce určíme například pomocí Königovy věty³⁴ jako $T = \frac{3}{4}mv^2 = \frac{3}{4}m\dot{\xi}^2$. Potenciální energie je $V = mgh$, tedy $V = -mg\xi \sin\alpha$. Lagrangián je

$$L = T - V = \frac{3}{4}m\dot{\xi}^2 + mg\xi \sin\alpha.$$

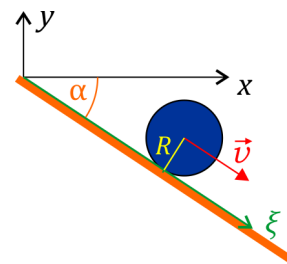
Potřebné parciální derivace jsou $\frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}} = \frac{3}{2}m\dot{\xi}$, $\frac{\partial L}{\partial \xi} = mg \sin\alpha$. Lagrangeova rovnice

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}}\right) - \frac{\partial L}{\partial \xi} = 0$$

po dosazení dá $\frac{d}{dt}\left(\frac{3}{2}m\dot{\xi}\right) - mg \sin\alpha = 0$, z čehož

$$\ddot{\xi} = \frac{2}{3}g \sin\alpha.$$

Vyšlo nám zrychlení válce podél nakloněné roviny. Opět stačilo vyjádřit kinetickou energii, potenciální energii, sestavit lagrangián a napsat Lagrangeovy rovnice.



Dvě závaží na kladce

Opět půjde o problém známý už z úvodního kurzu mechaniky. Na pevné kladce s momentem setrvačnosti J a poloměrem R visí na lanku (zanedbatelné hmotnosti) dvě závaží, nalevo hmotnosti m_1 , napravo hmotnosti m_2 . Jak se budou závaží pohybovat?³⁵

Pro souřadnice obou závaží platí $x_2 = -x_1 + \text{konst.}$ ³⁶, místo x_1 budeme dále psát prostě x . Rychlosti obou závaží jsou co do velikosti stejné, $v_1 = v_2 = |\dot{x}|$. Úhlová rychlost kladky je $\omega = \dot{x}/R$. Celková kinetická energie je tedy

$$T = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 + \frac{1}{2}J\omega^2 = \frac{1}{2}(m_1 + m_2 + (J/R^2))\dot{x}^2.$$

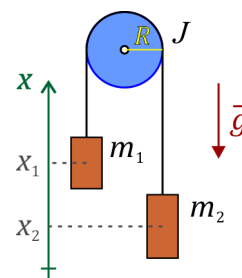
Potenciální energie je $V = m_1gx_1 + m_2gx_2 = (m_1 - m_2)gx + \text{konst.}$ Lagrangián je

$$L = T - V = \frac{1}{2}(m_1 + m_2 + (J/R^2))\dot{x}^2 - (m_1 - m_2)gx$$

Lagrangeovy rovnice

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}}\right) - \frac{\partial L}{\partial x} = 0$$

tedy dají



³⁴ Prosíme laskavého čtenáře, aby si z úvodního kurzu mechaniky připomněl, jak kinetickou energii při valení spočítat.

³⁵ Uvažujeme jen pohyb závaží nahoru a dolů, ne případné kývání do stran. Tento přístroj je znám pod názvem Atwoodův padostroj, používal se k měření tíhového zrychlení.

³⁶ O co první závaží stoupne, o to druhé klesne. Hodnota konstanty závisí na délce lanka, ale vlastně nás nezajímá, protože potenciální energie, níž budeme x_1 a x_2 potřebovat, je určena až na konstantu; v Lagrangeových rovnicích se L derivuje, takže jakákoli aditivní konstanta vypadne.

$$\frac{d}{dt} \left((m_1 + m_2 + (J/R^2)) \dot{x} \right) + (m_1 - m_2)g = 0.$$

Odtud dostaneme pro zrychlení závaží výsledek

$$\ddot{x} = \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2 + (J/R^2)} g.$$

Vidíme, že oproti řešení tohoto problému pomocí druhého Newtonova zákona a druhé věty impulsové (jak se to dělalo v úvodním kurzu klasické mechaniky) je řešení pomocí Lagrangeových rovnic výrazně jednodušší. Nemusíme uvažovat tahy v lanku nalevo a napravo a místo tří rovnic máme rovnou rovnici jedinou.

Z uvedených příkladů je snad vidět, že aplikace Lagrangeových rovnic není nijak složitá a opravdu může řešení úloh dosti zjednodušit. Další řešené příklady lze najít v elektronické sbírce fyzikálních úloh³⁷. Uvedeme proto už jen jeden příklad, na němž ukážeme řešení problému s více stupni volnosti.

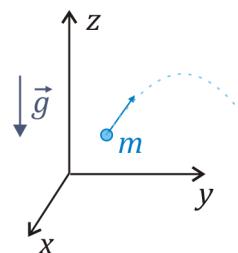
Šikmý vrh

V obou výše uvedených příkladech šlo o pohyby s jediným stupněm volnosti, dostávali jsme tedy jedinou Lagrangeovu rovnici. Pro ukázkou případu s více stupni volnosti, spočteme Lagrangeovy rovnice pro šikmý vrh v homogenním tíhovém poli. Půjde tedy o příklad velmi jednoduchý, jehož výsledek samozřejmě známe³⁸.

Za zobecněné souřadnice zvolíme v tomto případě kartézské souřadnice x, y, z , viz obrázek. Složky rychlosti jsou $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$, kinetická energie je tedy

$$T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2).$$

Potenciální energii určíme podle známého vztahu mgh , tedy $V = mgz$, čili lagrangian je



$$L = T - V = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) - mgz. \quad (2.33)$$

Lagrangeovy rovnice jsou obecně³⁹

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial L}{\partial x} &= 0, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{y}} \right) - \frac{\partial L}{\partial y} &= 0, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{z}} \right) - \frac{\partial L}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (2.34)$$

³⁷ <http://fyzikalniulohy.cz/index.php?predmet=14>

³⁸ Z úvodního kurzu mechaniky nebo už ze střední školy ho umíme vyřešit elementárně. Uvidíme, že Lagrangeovy rovnice přirozeně dají stejný výsledek.

³⁹ Úloha má tři stupně volnosti, máme tedy tři rovnice.

Derivace lagrangiánu (2.33) jsou $\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = m\dot{x}$, $\frac{\partial L}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial L}{\partial \dot{y}} = m\dot{y}$, $\frac{\partial L}{\partial y} = 0$, $\frac{\partial L}{\partial \dot{z}} = m\dot{z}$, $\frac{\partial L}{\partial z} = -mg$.

Rovnice (2.34) dají po dosazení

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(m\dot{x}) &= 0, \\ \frac{d}{dt}(m\dot{y}) &= 0, \\ \frac{d}{dt}(m\dot{z}) + mg &= 0,\end{aligned}$$

čili

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= 0, \\ \ddot{y} &= 0, \\ \ddot{z} &= -g.\end{aligned}\tag{2.35}$$

Fyzikální význam získaných vztahů je jasný: zrychlení ve vodorovných směrech je nulové, svislá složka zrychlení má velikost g a míří dolů (proti směru osy z). Řešit už rovnice (2.35) musíme sami, to za nás formalismus neudělá⁴⁰.

Poznamenejme, že řešit šikmý vrh Lagrangeovými rovnicemi je opravdu jako jít „s kanónem na vrabce“. Šlo opravdu jen o ilustraci a reálně by nikdo Lagrangeovy rovnice pro takto jednoduchý příklad nepoužil.⁴¹ Lagrangeovy rovnice nám výhodně poslouží ve složitějších situacích, kde by výpočet užívající sil a druhého Newtonova zákona byl výrazně komplikovanější.

⁴⁰ Řešení je ovšem jednoduché: $x = v_{0x}t + x_0$, $y = v_{0y}t + y_0$, $z = -\frac{1}{2}gt^2 + v_{0z}t + z_0$; opravdu vyjdou známé vztahy pro šikmý vrh.

⁴¹ Souhlasím, výpočet přímo z druhého Newtonova zákona je jednodušší a kratší.

Dodatek 2.A: Potenciální energie závislá na rychlosti: lagrangian nabité částice v elektromagnetickém poli

Při odvozování Lagrangeových rovnic jsme předpokládali, že potenciální energie V závisí jen na souřadnicích (kartézských resp. zobecněných), ale nezávisí na rychlostech. To nám umožnilo napsat, že $\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} = \frac{\partial(T-V)}{\partial \dot{q}_j}$ a přejít od Lagrangeových rovnic ve tvaru (2.28) přejít k výslednému tvaru (2.30).

Kupodivu se ale ukazuje, že v jednom důležitém případě lze potenciální energii V brát jako závislou na rychlosti, a přitom Lagrangeovy rovnice $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0$ správně popisují pohyb částice.

Je tomu tak pro **nabitou částici v elektromagnetickém poli**.

Neuvažujeme přitom žádné vazby, takže místo zobecněných souřadnic budeme mít přímo kartézské souřadnice x_1, x_2, x_3 .

Na částici v elektromagnetickém poli působí Lorentzova síla $\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$. Elektrickou intenzitu a magnetickou indukci vyjádříme pomocí potenciálů⁴²: $\vec{E} = -\text{grad}\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$. Složka síly je:

$$F_i = qE_i + q\varepsilon_{ijk}v_j B_k = -q \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} - q \frac{\partial A_i}{\partial t} + q\varepsilon_{ijk}v_j \varepsilon_{klm} \frac{\partial A_m}{\partial x_l}. \quad (\text{A.1})$$

Úpravami⁴⁴ pak dostáváme:

$$\begin{aligned} F_i &= -q \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} - q \frac{\partial A_i}{\partial t} + (\delta_{il}\delta_{jm} - \delta_{im}\delta_{jl})qv_j \frac{\partial A_m}{\partial x_l} = \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(q\varphi) - \frac{\partial}{\partial t}(qA_i) + qv_j \frac{\partial A_j}{\partial x_i} - qv_j \frac{\partial A_i}{\partial x_j} = \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(q\varphi) - \frac{\partial}{\partial t}(qA_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(qv_j A_j) - \frac{\partial(qA_i)}{\partial x_j} \frac{dx_j}{dt} = \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(q\varphi - qv_j A_j) - \underbrace{\left[\frac{\partial(qA_i)}{\partial x_j} \frac{dx_j}{dt} + \frac{\partial}{\partial t}(qA_i) \right]}_{\frac{d}{dt}(qA_i)} = \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A}) - \frac{d}{dt}(qA_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A}) - \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial v_i}(qv_j A_j) \right] = \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A}) + \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial v_i}(q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A}) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

⁴² Viz přednášku z Elektřiny a magnetismu. φ je skalární potenciál, \vec{A} vektorový potenciál.

⁴³ Snad nemusíme připomínat vyjádření vektorového součinu a rotace vektoru ve složkách pomocí Levi-Civita symbolu ε_{ijk} : $(\vec{a} \times \vec{b})_i = \varepsilon_{ijk}a_j b_k$, $(\text{rot}\vec{a})_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial a_k}{\partial x_j}$ ani to, že přes opakující indexy sčítáme (tedy užíváme Einsteinovu sumační konvenci). Chcete-li, pište třeba poslední člen v (A.1) se symboly sumace jako

$\sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{m=1}^3 q\varepsilon_{ijk}v_j \varepsilon_{klm} \frac{\partial A_m}{\partial x_l}$, ale s tou sumační konvencí je zápis přece jen stručnější...

⁴⁴ V úpravách se využije například to, že platí $\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{klm} = \varepsilon_{kij} \varepsilon_{klm} = \delta_{il}\delta_{jm} - \delta_{im}\delta_{jl}$. Člen $q\varphi$ přidaný v posledním řádku (značený zeleně) nezmění výsledek, protože nezávisí na rychlosti a tedy při derivaci dá nulu.

Lagrangeovy rovnice (2.28) tedy jsou⁴⁵

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{x}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial x_i} = F_i = - \frac{\partial}{\partial x_i} (q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A}) + \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial v_i} (q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A}) \right] \quad (\text{A.3})$$

Jestliže označíme

$$V = q\varphi - q\vec{v} \cdot \vec{A} \quad , \quad (\text{A.4})$$

získá (A.3) tvar⁴⁶

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{x}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial x_i} = - \frac{\partial V}{\partial x_i} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial V}{\partial \dot{x}_i} \right) .$$

Odtud už okamžitě

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial (T-V)}{\partial \dot{x}_i} \right) - \frac{\partial (T-V)}{\partial x_i} = 0 . \quad (\text{A.5})$$

Rozdíl kinetické energie T a veličiny V dané (A.4) tedy můžeme vzít jako lagrangian,

$$L = T - V \quad (\text{A.6})$$

a vidíme, že pro pohyb nabité částice v elektromagnetickém poli platí „normální“ Lagrangeovy rovnice druhého druhu,

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3, \quad (\text{A.7})$$

stejně, jako v případě hmotného bodu, na který působí konzervativní síly. Jediný rozdíl je, že místo potenciální energie nabité částice v elektrickém poli⁴⁷ zde vystupuje veličina V daná vztahem (A.4).

Toto V závisí i na rychlosti částice a můžeme mu tedy říkat **potenciální energie závislá na rychlosti**. Prostřednictvím vektorového potenciálu \vec{A} se v něm uplatňuje to, jak na částici působí magnetické pole.

Kinetická energie částice je⁴⁸ $T = \frac{1}{2} m v^2$, po dosazení tohoto vztahu a (A.4) do (A.6) získáme **lagrangian nabité částice v elektromagnetickém poli**:

$$L = \frac{1}{2} m v^2 - q\varphi + q\vec{v} \cdot \vec{A} \quad (\text{A.8})$$

⁴⁵ Připomeňme, že zobecněnými souřadnicemi q_i jsou teď kartézské souřadnice x_i . Také zde místo indexu j použitému v (2.28) píšeme index i . (To samozřejmě nevedí, na písmenu použitému pro index nezáleží.)

⁴⁶ Že místo parciální derivace podle v_i píšeme derivaci podle \dot{x}_i asi není třeba zvlášť vysvětlovat, vždyť $v_i \equiv \dot{x}_i$.

⁴⁷ Ta je rovna $q\varphi$.

⁴⁸ Samozřejmě pro částici pohybující se rychlostí mnohem menší, než je rychlost světla, v našem odvození (stejně jako v celém tomto učebním textu) stále zůstáváme v rámci klasické mechaniky. Poznámka: Lagrangeovský formalismus existuje i v rámci speciální teorie relativity, zájemci se o tom mohou poučit v příslušných VŠ učebnicích.

Dodatek 2.B: Další příklady na řešení Lagrangeových rovnic 2. druhu

Lagrangeovými rovnicemi 2. druhu lze řešit řadu problémů. Ukážeme si několik, všechny budou mít jen jeden stupeň volnosti. Postup řešení bude stejný jako v příkladech uvedených výše v této kapitole:

Zavést vhodné zobecněné souřadnice, vyjádřit v nich kinetickou a potenciální energii, z nich pak lagrangián a sestavit Lagrangeovy rovnice.

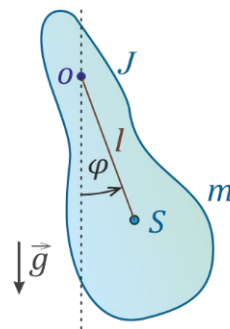
Fyzické kyvadlo⁴⁹

Zobecněnou souřadnicí je úhel φ , viz obrázek.

$$T = \frac{1}{2} J \dot{\varphi}^2, \quad V = -mgl \cos \varphi \quad \Rightarrow \quad L = T - V = \frac{1}{2} J \dot{\varphi}^2 + mgl \cos \varphi$$

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = J \dot{\varphi}, \quad \frac{\partial L}{\partial \varphi} = -mgl \sin \varphi$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0 \quad \Rightarrow \quad J \ddot{\varphi} + mgl \sin \varphi = 0 \quad \Rightarrow \quad \ddot{\varphi} + \frac{mgl}{J} \sin \varphi = 0 \quad 50$$

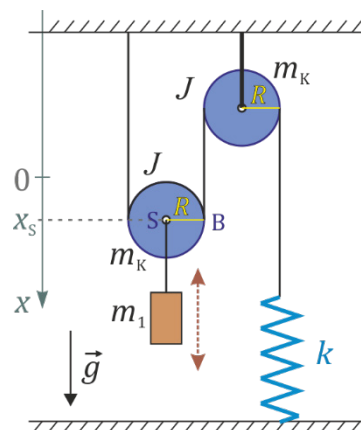


Dvě kladky, závaží a pružina

Na volné kladce visí závaží. Lanko přes volnou kladku je upevněno ke stropu, druhý konec lanka vedeme přes pevnou kladku na pružinu, připevněnou druhým koncem k podlaze.

Závaží kmitá nahoru a dolů. (Budeme řešit jen pohyb závaží nahoru a dolů, ne možnost, že by kývalo do strany.⁵¹)

Kladky vezmeme stejné; mají poloměr R , hmotnost m_K a moment setrvačnosti (vzhledem k ose) J . Pružina má tuhost k , tíhové zrychlení je \vec{g} .⁵²



Osu x budeme orientovat dolů, budeme na ní odečítat polohu osy volné kladky. (Hodnotu její souřadnice na obrázku značíme x_s , ve výpočtu ji budeme psát prostě x .) Počátek na ose x zvolíme tak, že když bude $x_s = 0$, bude mít pružina svou klidovou délku.⁵³

Tak, a můžeme se pustit do řešení.

⁴⁹ Zde je řešení analogické jako u matematického kyvadla, proto ho ani nekomentujeme.

⁵⁰ Při malých výchylkách je $\sin \varphi \approx \varphi$, takže rovnice pro pohyb kyvadla je $\ddot{\varphi} + (mgl/J)\varphi = 0$. Jde o rovnici pro lineární harmonický oscilátor, takže její řešení napíšeme rovno: $\varphi = \varphi_{\max} \cos(\Omega t)$, kde $\Omega = \sqrt{mgl/J}$.

⁵¹ To by bylo určitě také zajímavé, ale byl by to výrazně složitější problém. (I kdybychom uvažovali jen pohyb v rovině – v rovině obrázku, tak jak ho máme nakreslený – šlo by o úlohu se dvěma stupni volnosti. Vlastně obecně se třemi stupni volnosti, kdyby se mohlo nezávisle kývat závaží i volná kladka... Máte-li zájem, tak se tomuto problému věnujte, zde si ale vyřešíme nejjednodušší případ, kdy se volná kladka i závaží pohybují jen svisle.

⁵² A překvapivě míří dolů. :-)

⁵³ Tedy nebude natažená. Závaží i volnou kladku přitom musíme držet, aby jejich váha pružinu nenatahovala. Když je pak pustíme, pružina se přirozeně protáhne; ve výpočtu uvidíme, o kolik.

Kinetická energie závaží je $\frac{1}{2}m_1\dot{x}^2$. Kinetická energie volné kladky se skládá z části odpovídající posuvnému pohybu, tedy $\frac{1}{2}m_K\dot{x}^2$ a z části odpovídající rotačnímu pohybu⁵⁴, $\frac{1}{2}J\omega^2$. Mezi úhlovou rychlostí ω a rychlostí pohybu osy \dot{x} je vztah $\dot{x} = \omega R$ ⁵⁵, čili platí $\omega = \dot{x}/R$. Celkově je tedy kinetická energie závaží a volné kladky

$$T_{1+K} = \frac{1}{2}(m_1 + m_K)\dot{x}^2 + \frac{1}{2}J\left(\frac{\dot{x}}{R}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(m + \frac{J}{R^2}\right)\dot{x}^2, \quad (\text{B.1})$$

kde jsme pro jednoduchost označili $m_1 + m_K \stackrel{\text{ozn.}}{=} m$.

Kinetická energie pevné kladky je $T_2 = \frac{1}{2}J(\omega_2)^2$, kde ω_2 je úhlová rychlost otáčení pevné kladky. Ta je dvakrát větší, než úhlová rychlost volné kladky, $\omega_2 = 2\omega = 2\dot{x}/R$ ⁵⁶. Je tedy

$$T_2 = \frac{1}{2}J\left(\frac{2\dot{x}}{R}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{4J}{R^2}\right)\dot{x}^2 \quad (\text{B.2})$$

Celková kinetická energie je

$$T = T_{1+K} + T_2 = \frac{1}{2}\left(m + 5J/R^2\right)\dot{x}^2 \quad (\text{B.3})$$

Potenciální energie se skládá z energie závaží a volné kladky v gravitačním poli, $V_{1+K} = -mgx$ ⁵⁷ a z energie pružnosti natažené pružiny. Ta se oproti své klidové délce protáhne o $2x$ ⁵⁸, takže $V_{\text{pružiny}} = \frac{1}{2}k(2x)^2 = 2kx^2$. Celková potenciální energie tedy je

$$V = -mgx + 2kx^2 \quad (\text{B.4})$$

a lagrangián:

$$L = T - V = \frac{1}{2}\left(m + 5J/R^2\right)\dot{x}^2 + mgx - 2kx^2. \quad (\text{B.5})$$

Odtud $\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \left(m + 5J/R^2\right)\dot{x}$, $\frac{\partial L}{\partial x} = mg - 4kx$. Lagrangeova rovnice $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}}\right) - \frac{\partial L}{\partial x} = 0$ tedy je

$$\left(m + 5J/R^2\right)\ddot{x} - mg + 4kx = 0, \quad (\text{B.6})$$

čili

$$\ddot{x} + \frac{4k}{m + 5J/R^2}x = \frac{mg}{m + 5J/R^2}. \quad (\text{B.7})$$

Výsledná rovnice popisující pohyb závaží má tedy tvar $\ddot{x} + \Omega^2x = \text{konst.}$ Tu už lehce vyřešíme⁵⁹:

$$x = A \cos(\Omega t + \varphi_0) + x_0, \quad \Omega = \sqrt{\frac{4k}{m + 5J/R^2}}, \quad x_0 = \frac{mg}{4k} \quad (\text{B.8})$$

⁵⁴ Připomeňte si Königovu větu, ostatně situaci s valením válce jsme už řešili výše v této kapitole.

⁵⁵ Rozmyslete si, že je tomu tak, resp. jak byste tohle vysvětlili někomu, kdo to na první pohled nevidí. (Nápověda: Uvědomte si, že kladka se vlastně „valí“ po svislém vlákně upevněném nahoře u stropu. Ale tyhle věci jste určitě počítali v příkladech na cvičení z Mechaniky, tak stačí si je připomenout.)

⁵⁶ Je to proto, že obvodová rychlost pevné kladky je dvakrát větší než rychlost pohybu osy volné kladky. Podívejte se na to na obrázku výše: Když se bod S pohne dolů třeba o 1 cm, lanko mířící z volné kladky v bodě B směrem nahoru se pohne dolů o 2 cm. (Rozmyslete si, jak byste to někomu vysvětlili.)

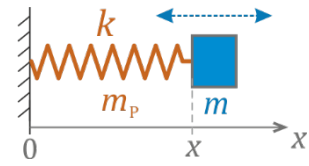
⁵⁷ Je vám jasné, proč je zde mínus? (Ať si představíte, jak se osa x míří dolů, takže větší x znamená menší V.)

⁵⁸ Rozmyslete si, že je tomu tak, viz poznámku o dva odstavce výše.

⁵⁹ Protože jde o rovnici pro harmonický oscilátor, jen s konstantou na pravé straně, ta se projeví posunem rovnovážné polohy.

Těžká pružina⁶⁰

Když jsme v Mechanice počítali kmity závaží na pružině, nebrali jsme v úvahu hmotnost pružiny – mlčky jsme předpokládali, že je zanedbatelná. Ovšem co když zanedbatelná nebude? Jak hmotnost pružiny ovlivní kmitání? Konkrétně, jak ovlivní frekvenci kmitů?



Uvažujme kmitání v jednom směru, viz obrázek. Navíc pro jednoduchost předpokládejme, že zde nepůsobí gravitace.⁶¹ Tuhost pružiny je k , její hmotnost m_p a její klidová délka⁶² je l_0 .⁶³

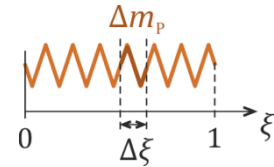
Potenciální energie pružiny je dána jednoduchým výrazem:

$$V = \frac{1}{2}k(x - l_0)^2 \quad (\text{B.9})$$

Kinetická energie závaží je také jednoduchá: $T = \frac{1}{2}m\dot{x}^2$.

K určení kinetické energie pružiny ovšem potřebujeme sečíst kinetické energie všech jejích kousků. Každý „kousek“ se ovšem pohybuje jinou rychlostí. Budeme zde řešit **nejjednodušší případ**, kdy se závit pružiny natahují nebo zkracují **rovnoměrně**, tedy všechny stejně.⁶⁴

Abychom popsali, kde se určitý „kousek“ na pružině nachází a jak je velký, body na pružině si „očísľujeme“ pomocnou souřadnicí ξ . Ta bude na levém okraji pružiny rovna 0, na pravém okraji 1.⁶⁵



Kousek pružiny vymezený intervalem $\langle \xi, \xi + \Delta\xi \rangle$ má hmotnost

$$\Delta m_p = m_p \Delta\xi . \quad (\text{B.10})$$

Bod, jehož pomocná souřadnice má hodnotu ξ má x -ovou souřadnici (měřenou od stěny, viz obrázek na začátku stránky) $x(\xi) = x \cdot \xi$. Zderivováním podle času dostaneme rychlost daného bodu:

$$\dot{x}(\xi) = \dot{x} \cdot \xi . \quad (\text{B.11})$$

Kinetická energie „kousku“ pružiny je tedy

$$\Delta T_p = \frac{1}{2} \Delta m_p (\dot{x}(\xi))^2 = \frac{1}{2} m_p \Delta\xi (\dot{x} \cdot \xi)^2 = \frac{1}{2} m_p \dot{x}^2 \xi^2 \Delta\xi . \quad (\text{B.12})$$

Celkovou kinetickou energii pružiny získáme „posčítáním“ příspěvků ΔT_p , tedy integrací

$$T_p = \int_0^1 \frac{1}{2} m_p \dot{x}^2 \xi^2 d\xi = \frac{1}{2} m_p \dot{x}^2 \int_0^1 \xi^2 d\xi = \frac{1}{2} m_p \dot{x}^2 \left[\frac{\xi^3}{3} \right]_0^1 = \frac{1}{2} \frac{m_p}{3} \dot{x}^2 . \quad (\text{B.13})$$

⁶⁰ Přesnější by byl asi název „Pružina s zanedbatelnou hmotností“, ale Těžká pružina“ je přece jen kratší. Ovšem nepůjde nám zde o tíhu, ale opravdu o hmotnost pružiny.

⁶¹ Takže by mohlo jít o pokus prováděný na Mezinárodní kosmické stanici. Kmitání stejné pružiny se závažím na Zemi okomentujeme níže.

⁶² Tedy délka, kdy pružina není natažená nebo zkrácená, čili když na ni nepůsobí žádná síla.

⁶³ Ta na obrázku není vyznačena. Na obrázku má pružina délku x , to už může být trochu natažená nebo zkrácená. (Pozn.: Předpokládáme, že zkrácená pružina se nebude nijak „krčit“, tedy vybočovat do strany apod.)

⁶⁴ „Kousek“ v polovině pružiny se tedy pohybuje poloviční rychlostí, než je rychlost závaží, „kousek“ v desetiny délky desetinou rychlosti závaží.

Obecně by pohyb pružiny mohl být složitější, ale to už by nebyl problém s jedním stupněm volnosti. Na pružině by se totiž mohly šířit podélné vlny a odrážet se na koncích, vlevo od stěny, k níž je konec pružiny upevněn, a vpravo od závaží. Řešit takovou situaci by bylo výrazně složitější, na to by jedna Lagrangeova rovnice druhého druhu nestačila. (Jestli je vždy natahování pružiny rovnoměrné, okomentujeme ještě dále.)

⁶⁵ I když se pružina natahuje a zkracuje, každý bod na pružině se zachovává „svou“ hodnotu souřadnice ξ . (Názorně si můžeme představit, že ξ říká „na kolikátém jsme závitě“, relativně k celkovému počtu závitů pružiny.)

Celková kinetická energie je součtem kinetické energie závaží a pružiny:

$$T = T_z + T_p = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 + \frac{1}{2}\frac{m_p}{3}\dot{x}^2 = \frac{1}{2}\left(m + \frac{m_p}{3}\right)\dot{x}^2 \quad (B.14)$$

a lagrangián je

$$L = T - V = \frac{1}{2}\left(m + \frac{m_p}{3}\right)\dot{x}^2 - \frac{1}{2}k(x - l_0)^2. \quad (B.15)$$

Lagrangeova rovnice $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}}\right) - \frac{\partial L}{\partial x} = 0$ tedy je⁶⁷

$$\left(m + \frac{m_p}{3}\right)\ddot{x} + k(x - l_0) = 0 \quad (B.16)$$

Zavedeme-li souřadnici, která má počátek v rovnovážné poloze,

$$\tilde{x} = x - l_0, \quad (B.17)$$

pohybová rovnice (B.16) se trochu zjednoduší na $\left(m + \frac{m_p}{3}\right)\ddot{\tilde{x}} + k\tilde{x} = 0$.⁶⁸ Úpravou na

$$\ddot{\tilde{x}} + \frac{k}{m + \frac{m_p}{3}}\tilde{x} = 0 \quad (B.18)$$

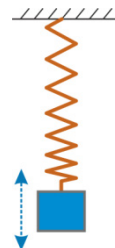
dostáváme rovnici pro lineární harmonický oscilátor, jejímž řešením jsou harmonické kmity s úhlovou frekvencí

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m + m_p/3}} \quad (B.19)$$

Je-li hmotnost pružiny zanedbatelná vzhledem k hmotnosti závaží, dostáváme odtud samozřejmě vztah $\omega = \sqrt{k/m}$ známý z úvodního kurzu Mechaniky.

Těžká pružina visící svisle

Skutečný pokus se závažím a těžkou pružinou asi nebudeme provádět v beztížném stavu, ale se závažím visícím na pružině svisle dolů. Vlivem vlastní tíhy pružiny se závity protáhnou nerovnoměrně, jak to ukazuje obrázek. Přirozeně nás může napadnout, jestli to nějak změní frekvenci, kterou jsme vypočetli výše.



Naštěstí ne. Přesvědčit nás o tom může následující úvaha. Tuhost každého závitu pružiny zůstává stejná, ať má původní délku nebo je natažen.⁶⁹ Čili když za závaží zatáhneme směrem dolů, natáhne se každý závit o stejnou délku. Při pohybu závaží tedy rychlost bodů pružiny rovnoměrně narůstá (od jejího horního konce k závaží), jak to vystihuje vztah (B.11).⁷⁰ Na odvození výše se proto nic nemění a výsledek (B.19) platí i pro svislou pružinu.⁷¹

⁶⁶ Výsledek je tedy jednoduchý: hmotnost pružiny se v kinetické energii projevuje jednou třetinou.

⁶⁷ Je $\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \left(m + \frac{m_p}{3}\right)\dot{x}$ a $\frac{\partial L}{\partial x} = -k(x - l_0)$.

⁶⁸ Při úpravě bereme $\ddot{x} = \ddot{\tilde{x}}$, jistě není třeba vysvětlovat, že to plyne z (B.17).

⁶⁹ Předpokládáme, že závislost mezi silou a protažením je lineární. (To by samozřejmě neplatilo, pokud bychom pružinu natáhli příliš, třeba tak, že by se úplně „rozmotala“, ale tak drasticky ji natahovat nebudeme.)

⁷⁰ Rovnoměrně v závislosti na „očíslování“ závitů (ne na vzdálenosti od bodu závěsu). Například pro pružinu s 50 závity se pátý závit bude pohybovat desetinou rychlosti závaží.

(Polohu bodu na svislé pružině v závislosti na ξ , tedy závislost $x(\xi)$ lze spočítat i kvantitativně, můžete si to zkusit. Určíte tak i délku pružiny protažené vlastní vahou.)

⁷¹ Ovšem pozor na varování na další stránce...

Varování – aneb pozor na předpoklady výpočtu (doplňující poznámka nejen pro „štoury“)

Problém jsme vyřešili, ovšem za předpokladu, že se pružina roztahuje a zkracuje ve všech částech rovnoměrně, viz (B.11). To může rozumně platit, je-li závaží pověšené na pružině dostatečně hmotné.⁷² Ovšem zkusíme-li výsledek (B.19) použít pro kmitání samotné pružiny, tedy pro případ $m = 0$, zjistíme, že teoreticky spočtená úhlová frekvence

$$\omega_{\text{samotná pružina}} = \sqrt{\frac{k}{m_p/3}} \quad (???) \quad (\text{B.20})$$

se neshoduje s naměřenou frekvencí úplně dobře.⁷³

Proč tomu tak je? V případě samotné pružiny se na pružině vyvíjí stojatá vlna, respektive, při kmitání s nejnižší frekvencí, čtvrtina vlny.⁷⁴ A na ní určitě nejsou výchylky úměrné naší souřadnici ξ . Takže se nemůžeme divit, že (B.20) nepředpovídá naměřenou frekvenci úplně dobře.

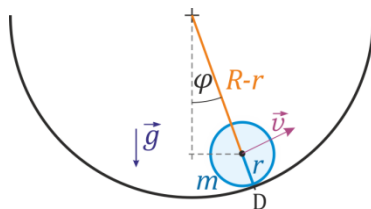
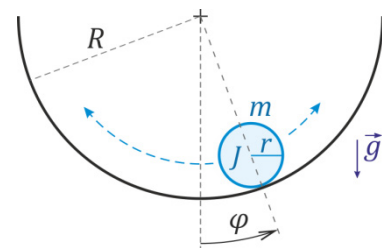
Válec v dutém válci

Uvažujme válec poloměru r a hmotnosti m , který se bez prokluzování valí po vnitřní stěně většího válce o poloměru R .⁷⁵

Tělesem, které se valí, nemusí být jen válec, může jít o trubku nebo kuličku; proto moment setrvačnosti tohoto tělesa vzhledem k jeho ose označíme obecně jako J .⁷⁶

Těleso se ve větším válci bude valit (resp. koulet) sem a tam, naší úlohou je vypočítat periodu těchto kmitů.

Jde o problém s jedním stupněm volnosti. Za zobecněnou souřadnici si zvolíme úhel φ , který svírá spojnice os obou válců⁷⁷ se svislým směrem, viz obrázek výše.



Potenciální energie malého válce je

$$V = -mg(R-r)\cos\varphi, \quad (\text{B.21})$$

$$\text{kinetická energie je } T = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}J\omega^2. \quad (\text{B.22})$$

$$\text{Rychlost středu válce je } v = (R-r) \cdot \dot{\varphi}. \quad (\text{B.23})$$

$$\text{Úhlová rychlost } \omega \text{ otáčení malého válce je } \omega = \frac{R-r}{r} \dot{\varphi}. \quad (\text{B.24})$$

⁷² Míněno vzhledem hmotnosti pružiny. Také na pružině nesmíme vybudit vlny vyšších frekvencí, pak by nešlo o kmity s jedinou frekvencí.

⁷³ Při měření kmitů plastové „slinky“ pružiny se naměřená perioda lišila od teoretické spočtené z (B.20) asi o deset procent.

⁷⁴ Na pevném konci, tedy nahoře, má kmitání uzel, na volném konci, tedy dole, je kmitna. (Kvůli tomu, že nahoře je pružina natažena víc, než dole, je navíc popis vlny nepatrně složitější. Jako prostorovou proměnnou je potřeba vzít nikoli souřadnici x , ale proměnnou, kterou jsme výše označovali jako ξ .) Zájemci se mohou o dané problematice poučit např. v článku J. Pretz: *Oscillations of a suspended slinky* v časopise *European Journal of Physics* **42** 045008 (2021), viz <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6404/abcdff/meta> (článek je Open access, tedy volně ke stažení).

⁷⁵ Může jít o válcový žlab nebo skruž apod. Při valení ovšem budeme zanedbávat valivé tření.

⁷⁶ Pro homogenní válec bude $J = \frac{1}{2}mr^2$, pro kouli $J = \frac{2}{5}mr^2$, pro (tenkostěnnou) trubku $J = mr^2$.

⁷⁷ Pro puntičkáře: Bereme samozřejmě spojnicí kolmou na osu velkého válce. (A osa velkého válce je vodorovná.)

⁷⁸ Viz obrázek. $R-r$ je poloměr kružnice, po níž se pohybuje osa malého válce, $\dot{\varphi}$ je úhlová rychlost tohoto pohybu.

⁷⁹ Pozor, nikoli $R/r \dot{\varphi}$, jak by se na první pohled mohlo zdát. Uvědomte si, že válec se valí, takže se v daném okamžiku otáčí kolem okamžité osy otáčení označené na obrázku jako D. Je tedy $v = r\omega$ a z (B.23) vyjde (B.24).

Kinetická energie je tedy

$$T = \frac{1}{2}m(R-r)^2\dot{\varphi}^2 + \frac{1}{2}J\frac{(R-r)^2}{r^2}\dot{\varphi}^2 = \frac{1}{2}\left(m + \frac{J}{r^2}\right)(R-r)^2\dot{\varphi}^2 \quad (\text{B.25})$$

a lagrangián:
$$L = T - V = \frac{1}{2}\left(m + \frac{J}{r^2}\right)(R-r)^2\dot{\varphi}^2 + mg(R-r)\cos\varphi . \quad (\text{B.26})$$

Lagrangeova rovnice $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}\right) - \frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0$ odtud vyjde:

$$\left(m + \frac{J}{r^2}\right)(R-r)^2\ddot{\varphi} + mg(R-r)\sin\varphi = 0, \quad (\text{B.27})$$

a po úpravě
$$\ddot{\varphi} + \frac{mg}{(R-r)\left(m + \frac{J}{r^2}\right)}\sin\varphi = 0 . \quad (\text{B.27})$$

Pro malé výchylky je $\sin\varphi \approx \varphi$ a dostáváme rovnici pro lineární harmonický oscilátor:⁸⁰

$$\ddot{\varphi} + \frac{g}{(R-r)\left(1 + \frac{J}{mr^2}\right)}\varphi = 0 . \quad (\text{B.28})$$

Odtud už lehce určíme, že úhlová frekvence Ω kmitů je

$$\Omega = \sqrt{\frac{g}{R-r} \frac{1}{\left(1 + J/(mr^2)\right)}} . \quad (\text{B.29})$$

A protože zadání příkladu se nás ptalo na periodu, vyjádříme $T = 2\pi/\Omega$:⁸¹

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{R-r}{g} \left(1 + \frac{J}{mr^2}\right)} . \quad (\text{B.30})$$

Vypočítat periodu konkrétně, když je tělesem homogenní válec, koule nebo trubka, je už snadné.⁸²

... další příklady zde možná časem přibudou ...

⁸⁰ Že pro přehlednost ještě ve zlomku zkrátíme v čitateli a jmenovateli m , už snad netřeba komentovat.

⁸¹ Zde a v následujících vztazích T značí periodu, nikoli kinetickou energii, snad nás to nikoho nemate...

⁸² Pro válec je $T = 2\pi\sqrt{\frac{3}{2}\frac{R-r}{g}}$, pro kouli $T = 2\pi\sqrt{\frac{7}{5}\frac{R-r}{g}}$, pro trubku $T = 2\pi\sqrt{2\frac{R-r}{g}}$.