

Kapitola 6

Setrvačné (zdánlivé) síly

2018-04-06

Tato kapitola vznikla jako samostatný výklad problematiky v rámci školení učitelů SŠ. Připomíná proto občas (nadbytečně) některá základní fakta z mechaniky a užívá i elementární grafické konstrukce. Věřím, že mi to čtenář promine.

Motto:

Setrvačné „síly“ jsou jen přilepek pro to, aby 2. Newtonův zákon platil třeba i na kolotoči.

6.1 Mechanika v nenormálních situacích

K termínům: v hovorovém jazyce se užívá termín *pohyb* předmětu pro změnu jeho polohy (s časem); je fyzikálně vyjádřen jeho (nenulovou) rychlostí $\vec{v}$. *Setrvačnost* je vlastnost tělesa vyjádřená jeho (nenulovou) hmotností $m > 0$; podle prvního Newtonova zákona lze říct, že se volná částice pohybuje setrvačností. Chybná je formulace, že se *pohybuje setrvačnou silou*. To by odpovídalo aristotelovskému pojetí, kdy je k pohybu potřeba síly, zatímco podle Newtona je síla potřeba ke *změně* pohybu. Termín setrvačná síla (nepříliš šťastný) je zaveden pro jiný, dále vysvětlený pojem.

Tato kapitola zavádí „setrvačné síly“ neboli fiktivní, zdánlivé, nověji kinematické; je to např. síla Coriolisova, unášivá, odstředivá, Eulerova. Vysvětluje, že nejde o pravé síly (popisující interakci tělesa s okolím), ale jen o dodatečné členy s rozměrem síly, doplněné proto, aby pohybové rovnice zachovaly svůj tvar, i když souřadnice, rychlosti a zrychlení měříme ve vztažných soustavách *neinerciálních*, třeba vůči rotující Zeměkouli, rozjíždějícímu se rychlíku apod..

6.1.1 Pohyb částice v normální situaci

Zatím budeme provádět veškerá měření v inerciální soustavě a všechny proměnné měřené v inerciální soustavě budeme značit velkými písmeny: $M, \vec{R}, \vec{F}, \vec{A}, \vec{V}$. Omezíme se pro jednoduchost na nejjednodušší těleso — **částici** neboli **hmotný bod**, tedy těleso, jehož vlastní rozměry jsou v dané úloze zcela zanedbatelné a jehož poloha je plně popsána jediným bodem B, resp. jeho polohovým vektorem $\vec{R}_B$.

Říkáme, že částice je **volná**, když na ni nepůsobí žádné vlivy, tj. ani síly = interakce (např. magnetismus), ani vazby = omezení v pohybu (např. koleje), resp. když všechny na ni působící vlivy se navzájem dohromady vyruší. V těchto „normálních“ situacích dodržuje volná částice *první Newtonův zákon (1NZ)* neboli *zákon setrvačnosti*:

1NZ: Volná částice se pohybuje rovnoměrně přímočaře (anebo je v klidu).

Co se týče účinku sil, poradí nám *druhý Newtonův zákon (2NZ)* neboli *zákon síly*, totiž

Výsledná síla $\vec{F}_\Sigma$ udělí volné částici s hmotností M zrychlení $\vec{A}$, kde $M\vec{A} = \vec{F}_\Sigma$. (1)

Zde je výsledná síla $\vec{F}_\Sigma$ rovna součtu $\vec{F}_{\Sigma \text{ skut}}$ všech skutečných sil na částici působících:

$$M\vec{A} = \vec{F}_\Sigma \quad (2\text{NZ} - \text{chceme udržet}) \quad (6.1)$$

$$\vec{F}_\Sigma = \vec{F}_{\Sigma \text{ skut}} \quad (\text{zatím}). \quad (6.2)$$

6.1.2 První nenormální situace

Vedle síly je ještě jiná možnost, jak ovlivnit částici, a to je *vazba*. Vazbou nazýváme každé omezení pohybu, ať už co do polohy nebo co do směru. Příklady z technické praxe jsou třeba čepy, klouby, kladky, kolejnice. Částice podrobená vazbě ovšem už není volná. Pro jednoduchost uvažme časově neproměnné vymezení povolené trati¹ dané např. rovnicí $f(X, Y, Z) = 0$ vymezující plochu, po níž se jedinečně může bod se souřadnicemi X, Y, Z pohybovat a kterou nemůže opustit. Co s tím? Jak upravit 2NZ, aby platil i nadále, když částice není volná?

Pomůžeme si trikem: naši *vazbu* nahradíme vhodnou *vazbovou silou*. Ta bude právě taková, aby sice udržela částici „na cestě pravé“, ale jinak ji nijak neovlivnila, zejména aby jí nedodávala nebo neubírala energii. Pro zachování energie stačí, když tato síla $\vec{F}$ bude zásadně kolmá na dráhu, tj. na posunutí $d\vec{r}$ částice; pak $dW \equiv \vec{F} \cdot d\vec{r} = 0$. Tím je určen směr: normála k trajektorii. Velikost je pak dána jednoznačně: tak „akorát“, aby částici „dotlačila“ přesně na dráhu, ale nepřetlačila o kus dál.

Příkladem budiž táta s klukem na cestičce v parku; v pozadí bdí hlídač. Jak zaručit, aby kluk dodržel vazbu, tj. nešlapal na trávnik? Stačila by klasická *vazba*, tj. tyč podél křivolaké cestičky, na ní navlečený kroužek, a ten je přikován k nožičce dítěte. Otec coby vnější vliv je pak nadbytečný. V praxi ale taková vodítka podél cest nemáme, a proto nezbyvá, než aby otec fungoval jako *vazbová síla*: při pokusu kluka o vychýlení na něj zapůsobí vhodnou silou $\vec{F}_{\Sigma \text{vazb}}$: má směr kolmo k cestičce, a velikost právě takovou, aby kluka přiměl dojít až na cestičku, ale ne dál.

Vazbovou sílu (nahrazující tedy vazbu), formulujeme snadno:

$$\vec{F}_{\Sigma \text{vazb}} = \lambda \text{grad } f, \quad (6.3)$$

kde f je známá skalární funkce popisující vazbu $f(x, y, z) = 0$ a $\lambda(x, y, z)$ je neznámá skalární funkce; určuje velikost síly a spočte se tak, aby vazba $f(x, y, z) = 0$ byla splněna pro pohyb popsáný řešením, tj. funkcemi $x(t), y(t), z(t)$.

Tím jsme zobecnili dosavadní pojem síly: k silám skutečným jsme přidali ještě *síly vazbové* $\vec{F}_{\Sigma \text{vazb}}$ vypočítané tak, aby nahradily jistou „nenormálnost“, totiž že částice nebyla volná:

$$\vec{F}_{\Sigma} = \vec{F}_{\Sigma \text{skut}} + \vec{F}_{\Sigma} \quad (1. \text{ vylepšení}) \quad (6.4)$$

a i nadále platí 2NZ ve tvaru rov. (4.3), tedy

$$M\vec{A} = \vec{F}_{\Sigma} \quad (2NZ: \text{udrželi jsme i s vázanou částicí!}).$$

6.1.3 Druhá nenormální situace: neinerciální soustava

Někdy však potřebujeme popis pohybu částice ve vztažné soustavě, která není inerciální. (Takovou soustavu budeme za trest značit malou kapitálkou $\mathcal{N}$, a užijeme minuskule – malá písmena – pro vše, co s ní souvisí: $x, a, \dots$) Zajímá-li nás Foucaultovo kyvadlo nebo stáčení pasátů, musíme uvážit, že Země, na níž stojíme a vůči níž provádíme měření, se otáčí kolem své osy. Soustava $\mathcal{N}$ s ní spjatá proto není inerciální, jenže popis „mimo Zemi“ by byl evidentně nepraktický². Uvažme nyní³, co při novém popisu v pohybové rovnici zůstává a co se mění:

- (stejně) Hmotnost částice M je na vztažné soustavě nezávislá: $m = M$. Dále užijeme proto jen minuskuli, značku m .
- (stejně) Časy T i t plynou „stejně rychle“. Mohou sice mít navzájem posuv (host z jiného časového pásma má čas $t = T - T_0$), ale protože všude používáme jen *dobu* $\Delta T = T_2 - T_1$, resp. $\Delta t = t_2 - t_1$, tedy rozdíl dvou časových údajů, toto T_0 se nikde neuplatní: $\Delta t = \Delta T$. Užívejme proto i zde nadále jen minuskuli t .

¹Tj. plným jménem vazba holonomní, skleronomní, oboustranná.

²Např. obvodová rychlost bodu na povrchu Země otáčející se kolem své osy je u nás cca 300 m/s, rychlost daná obíháním Země kolem Slunce je cca 30 000 m/s.

³Samozřejmě klasicky. V relativitě je $M \neq m$ a $\Delta T \neq \Delta t$; i s tím bychom si uměli poradit, ale teď se tím nezdržujeme.

- (stejně) Skutečné síly $\vec{F}$ popisují interakci mezi částicemi, a ta rovněž nezávisí na tom, zda a kdo ji odkud popisuje. Obě dynamické veličiny tedy zůstávají stejné, na volbě vztažné soustavy nezávislé: $\vec{f} = \vec{F}$.

Rozklad vektoru do složek podle os X, Y, Z anebo x, y, z ovšem na volbě vztažné soustavy závisí, protože vztažné trojhrany xyz a XYZ mohou být vůči sobě natočené. Proto $\vec{f} = \vec{F}$, ale obecně⁴ $f_x \neq F_X$, $f_y \neq F_Y$ a $f_z \neq F_Z$.

- (změna) Zrychlení $\vec{A}$ je časovou změnou rychlosti $\vec{V}$ a ta je časovou změnou polohy $\vec{R}$. Počítáme ho z časového průběhu polohy částice jako

$$\vec{A} = \frac{\Delta \vec{V}}{\Delta t}; \quad \vec{V} = \frac{\Delta \vec{R}}{\Delta t} \quad \text{a podobně} \quad \vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}; \quad \vec{v} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (6.5)$$

Protože je obecně $\vec{r} \neq \vec{R}$, platí i $\Delta \vec{r} \neq \Delta \vec{R}$, $\vec{v} \neq \vec{V}$, $\vec{a} \neq \vec{A}$.

- (náprava) Vzájemná poloha $\vec{R}_B - \vec{R}_A = \vec{r}_B - \vec{r}_A$ bodů A, B nezávisí na volbě vztažné soustavy. Provedeme tedy odvození nikoli pro $\vec{R}$, ale pro $\vec{R}_B - \vec{R}_A$, a za bod A vezmeme konkrétně počátek oné neinerciální soustavy $\mathcal{N}$. Pak je ovšem $\vec{r}_A = \vec{r}_{\mathcal{N}} = \vec{0}$, $\vec{R}_A = \vec{R}_{\mathcal{N}}$ a platí

$$\vec{R}_B - \vec{R}_{\mathcal{N}} = \vec{r}_B - \vec{0}, \quad \text{čili} \quad (6.6)$$

$$\vec{R} - \vec{R}_{\mathcal{N}} = \vec{r} \quad (6.7)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} (\vec{R} - \vec{R}_{\mathcal{N}}) = \frac{d^2}{dt^2} (\vec{r}) \quad (6.8)$$

$$\vec{A} - \vec{A}_{\mathcal{N}} = \vec{a} + \vec{a}^* \quad (6.9)$$

(Jak uvidíme, časová změna v neinerciální soustavě NIS není zcela přímočará, protože sama NIS se může s časem měnit. To vystihuje člen $\vec{a}^*$.) Poslední rovnici vynásobíme hmotností M , využijeme rovnosti $M = m$ a upravíme:

$$M\vec{A} + (-m\vec{A}_{\mathcal{N}} - m\vec{a}^*) = m\vec{a} \quad (6.10)$$

V inerciální soustavě $\mathcal{S}$ má pohybová rovnice (2NZ) tvar $M\vec{A} = \vec{F}_{\Sigma}$, kde $\vec{F}_{\Sigma}$ je součet všech (skutečných i vazbových) sil. My bychom tento tvar rádi zachovali i v neinerciální soustavě $\mathcal{N}$, tedy

$$(\text{rádi bychom:}) \quad m\vec{a} = \vec{f}_{\Sigma} \quad .$$

Tady ale přebývá výraz $(-m\vec{A}_{\mathcal{N}} - m\vec{a}^*)$. Ten má fyzikální rozměr síly; nazveme ho tedy *setrvačnou silou*

$$\text{„setrvačná síla“:} \quad \vec{f}_{\text{setr}} \equiv (-m\vec{A}_{\mathcal{N}} - m\vec{a}^*) \quad (6.11)$$

a při popisu v neinerciální soustavě ho vždy přidáme ke skutečným silám $\vec{F}_{\Sigma}$. Bude tedy

$$\vec{F}_{\Sigma} + \vec{f}_{\text{setr}} = \quad (6.12)$$

$$\vec{F}_{\Sigma \text{ skut}} + \vec{F}_{\Sigma \text{ vazb}} + \vec{f}_{\text{setr}} = \vec{f}_{\Sigma} \quad (2. \text{ vylepšení}) \quad (6.13)$$

a s přidanou „setrvačnou silou“ platí i v neinerciální soustavě $\mathcal{N}$ pohybová rovnice

$$m\vec{a} = \vec{f}_{\Sigma} \quad (2NZ: \text{udrželi jsme i v NIS!}). \quad (6.14)$$

Měřeno z neinerciální soustavy se částice pohybuje podle 2NZ tak, jako by na ni vedle všech skutečných a vazbových sil navíc působila tzv. setrvačná síla $\vec{f}_{\text{setr}}$ z rov. (6.11) .

⁴To úsloví, že „obecně $a \neq b$ “ varuje, že někdy může náhodou být i $a = b$, ale spolehnout se na to nelze. Např. „Různí lidé mají obecně různá jména.“

Výraz pro zrychlení $\vec{A}_N$ sestává z více členů. Tyto členy mají své názvy a podle nich nazýváme i jim odpovídající dílčí setrvačné síly: *unášivá, odstředivá, Coriolisova, Eulerova*, viz kap. 6.2.

↔ Můžeme totiž jít ještě dále, až k obecné teorii relativity. To nejprve odvodíme pohybové rovnice v nejobecnějších křivočarých souřadnicích. Pak do nich zahrneme, že prostor a čas spolu úzce souvisejí (přes konstantní rychlost světla). Nakonec si uvědomíme, že kvůli existenci gravitace⁵ *neexistuje žádná inerciální soustava* (S_0 , tedy ani S). Ale naše nejobecnější pohybové rovnice pro svou platnost již žádnou inerciální soustavu nepotřebují, a proto platí i tak. Tím už pak ovšem nejsme v klasické mechanice, ale zvládli jsme obecnou teorii relativity. Ale o tom jinde.

6.1.4 Čtyři vysvětlující poznámky

1) Právě zavedená setrvačná „síla“ $\vec{f}_{\text{setr}} = (-m\vec{A}_N)$ je zřejmě jen kinematickou, z polohy a času spočítanou berličkou, aby nám zůstal zachován 2. Newtonův zákon coby pohybová rovnice, a nepopisuje tedy žádnou skutečnou *interakci* mezi částicí a „něčím okolo“ – tělesy ani vazbami. Proto k ní *neexistuje žádná reakce; nelze na ni použít 3. Newtonův zákon* (zákon akce a reakce). Totéž ovšem platí i pro všechny dílčí síly, na které ji pro názornost rozkládáme. Speciálně setrvačná síla odstředivá *není* reakcí na dostředivou sílu!

Rozmyslete si do důsledků, že „setrvačná síla“ není nikdy síla ve smyslu interakce, ale jen způsob popisu zrychlení v jiné (neinerciální) soustavě. Pokud si narazím nos, když tramvaj prudce zabrzdí, pak z hlediska (neinerciální) tramvaje mnou tlačila setrvačná síla proti stěně, a ta svou pevností (neprohnula se, neprotrhla se) mi způsobila úraz. Z hlediska mého však stěna nebyla klidná, ale pohybovala se mi vstříc, až mne udeřila. Setrvačnou sílu potřebuji „do počtu“ – pro soulad s relativním zrychlením, aby mi vyšel 2NZ při výpočtu vůči tramvaji. Ale úraz mi způsobí vždy nějaká *skutečná* síla – interakce (zde: kontaktní síla) mezi mým nosem a zdí!

2) Všimněte si, že důsledně říkáme, že polohu a pohyb částice **popisujeme** v inerciální nebo neinerciální soustavě, a vyhýbáme se výrokům typu *částice je v inerciální (neinerciální) soustavě*. Řečeno lehčím slohem: částice *nepřísluší* žádné vztažné soustavě, anebo přísluší stejným právem všem soustavám – jak si vyberete⁶. Částice **je** (existuje) sama o sobě a je jí naprosto jedno, zda ji někdo popisuje, resp. z jaké vztažné soustavy.

3) Když běžně popisujeme pohyb Slunce (a celé nebeské klenby) vůči Zemi (ve vztažné soustavě spojené se Zemí), tak říkáme, že se Slunce otáčí kolem Země, a máme pravdu stejně jako zelení mužičci na zcela jiné planetě, tvrdící, že (v jejich vztažné soustavě) se naše Slunce s celou oblohou točí kolem nich. Kolem čeho se tedy opravdu naše Slunce točí? To je jen otázka popisu, a popisů je tolik, kolik je pozorovatelů, třebaže naše Slunce je jen jediné. (Rozmyslete si krásný výrok „Sluníčko zašlo za mraky“, i když i prostý pasáček ví, že po obloze spíš plují rychleji mraky než sluníčko.)

V heliocentrické soustavě Koperníkově obíhá Země kolem Slunce, v geocentrické Ptolemaiově obíhá Slunce kolem Země. Běžná hovorová fráze „heliocentrická soustava je správná, geocentrická je nesprávná“ není pravdivá: vůbec žádná vztažná soustava není (a z principu ani nemůže být) nesprávná. Pravda je, že geocentrická soustava *není inerciální*, a proto popis pohybu, tj. kinematika ostatních planet v ní vychází složitější, a tím spíš i popis sil – dynamika. Heliocentrická soustava s počátkem v těžišti sluneční soustavy a s osami neotáčejícími se vůči „stálícím“ má k inerciální soustavě mnohem blíže a kinematika i dynamika jsou v ní podstatně jednodušší. To je vše, co se dá pravdivě říct: ale složitost a tím i „neobratnost“ neznamená nesprávnost. Můžeme s klidem, jak je nám libo, užívat kterékoli z obou soustav, anebo třeba soustav ještě divočejších (třeba soustavu spjatou s kolotočem, rozjíždějícím se na otáčející se Zemi, nebo soustavu spjatou s kývající se houpačkou). Jen se nám bude dost složitě počítat. . .

4) Konstatujeme-li tedy v rozjíždějící se tramvaji N , že na nás působí setrvačná síla a tlačí nás do sedadla, pak stejně oprávněně musíme konstatovat, že na domy, koleje, stromy atd. působí v N tatáž setrvačná síla jako na nás. Protože však tyto objekty nemají za sebou pro opření tramvajové sedadlo, které by bylo v klidu (vůči N = tramvaji), neopřou se a musejí se pohybovat vůči N se zrychlením daným touto setrvačnou silou, a to dozadu (opět vůči N = tramvaji).

⁵Žádná volná částice totiž neexistuje: na každou působí gravitace, a tu není čím odstínit, když působí na všechny hmoty úplně stejně!

⁶Asi jako muž, který je věrný všem ženám.

Toto vše si důkladně rozmyslete. Student mívá totiž často zábrany: je ochoten počítat s odstředivou silou působící na broučka sedícího na podlaze kolotoče, ale váhá o působení setrvačných sil při popisu pohybu dravé mouchy sledující tohoto broučka a letící stále těsně nad ním, a vůbec si nepřipouští (byť stále při popisu vůči kolotoči) potřebu použít odstředivé síly pro popis vysoko nad kolotočem kroužícího kosa zaujatého broučkem i mouchou, nebo dokonce pro popis stromu stojícího opodál, z něhož vše sleduje se zájmem kosice. Chceme-li ale zkoumat fyziku z kolotoče (rozumí se: popisovat fyzikální děje z neinerciální vztažné soustavy spojené s otáčejícím se kolotočem), pak nutně zjistíme, že se např. domy na náměstí točí dokola kolem osy kolotoče. Zdůvodníme to tím, že na ně (v soustavě kolotoče) působí setrvačná síla odstředivá a Coriolisova, a to stejným právem jako na broučka, mouchu, kosa, kosici, strom, domy kolem i Slunce nad nimi všemi. Setrvačné síly jsou prostě univerzální daní odvedenou pohybovým rovnicím za to, že zůstanou platné i při popisu polohy, rychlosti a zrychlení vůči neinerciální soustavě, jakou je v tomto případě kolotoč.

6.1.5 Jak popisovat co nejvýhodněji

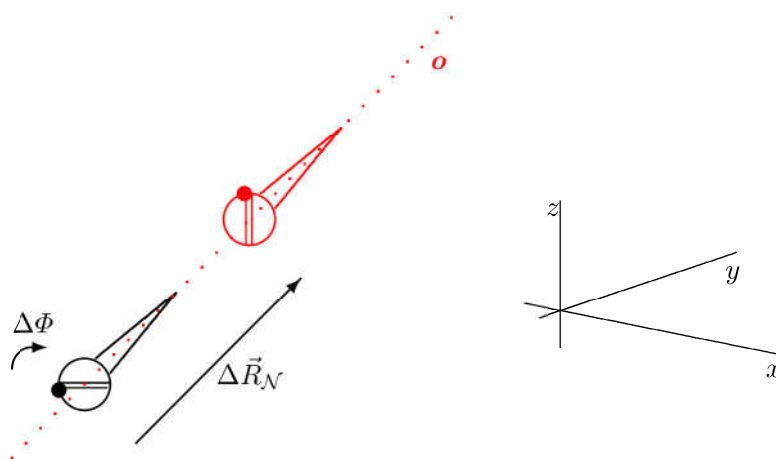
Pro popis dějů v neinerciální soustavě $\mathcal{N}$ jsou vhodné takové pohybové rovnice, v nichž se budou vyskytovat

- *souřadnice* (a rychlosti i zrychlení) *zkoumaných objektů* vyjádřené výhradně v neinerciální soustavě $\mathcal{N}$ (např. že na Zemi se na severní polokouli stáčí pasáty doprava – vůči Zemi $\mathcal{N}$);
- a jenom *popis pohybu neinerciální soustavy* $\mathcal{N}$ (tj. pohyb jejího počátku a její případná rotace) budou vyjádřeny v soustavě inerciální $\mathcal{S}$, např. že Země $\mathcal{N}$ se kolem své osy točí od západu k východu úhlovou rychlostí $\vec{\Omega}$ (vůči „stálícím“, $\mathcal{S}$).

Všechny proměnné v rovnicích budou tedy mít značky buď malé ($\vec{a}$) a popisovat zkoumaný objekt vůči $\mathcal{N}$, nebo velké s indexem $\mathcal{N}$ ($\vec{A}_{\mathcal{N}}$, příp. $\vec{\Omega} \equiv \vec{\Omega}_{\mathcal{N}}$) a popisovat pohyb celé soustavy $\mathcal{N}$ vůči $\mathcal{S}$.

6.2 Neinerciální vztažné soustavy – analytická metoda

Dokážeme, že nejobecnější přemístění $\mathcal{N}$ vůči $\mathcal{S}$ lze popsat pomocí posunutí $\Delta\vec{R}_{\mathcal{N}}$ jejího počátku $O_{\mathcal{N}}$ a otočení $\Delta\Phi$ kolem směru tohoto posunutí (*kinematický šroub*, podrobněji viz kap. 7.3.2).



Obrázek 6.1: Kinematický šroub

Jde-li o přemístění infinitezimální („elementární“, $\Delta \rightarrow d$) a trvá-li toto přemístění dobu dt , lze ho popsat vektory rychlosti $\vec{V}_{\mathcal{N}} = \frac{d\vec{R}_{\mathcal{N}}}{dt} \equiv V_{\mathcal{N}}\vec{j}$ a úhlové rychlosti $\vec{\Omega} = \frac{d\Phi}{dt}\vec{j}$, kde $\vec{j}$ je vhodný jednotkový vektor, tj. $|\vec{j}| = 1$. Tato přemístění jsou komutativní. Vliv přechodu popisu z $\mathcal{S}$ na $\mathcal{N}$ lze tedy rozložit a můžeme studovat samostatně posunutí a otočení.

Posuvný pohyb je jednoduchý: každý bod jsoucí v klidu vůči $\mathcal{N}$ má vůči $\mathcal{S}$ totéž zrychlení $\vec{A}_{\mathcal{N}}$ a zrychlení se sčítají, takže – jak už víme z rov. (6.8) –

$$\vec{A} - \vec{A}_{\mathcal{N}} = \vec{a} \quad (6.15)$$

Otáčivý pohyb je složitější: při otáčení je časová změna $\left. \frac{d\vec{b}}{dt} \right|_{\mathcal{N}}$ každého vektoru $\vec{B}$ (ať už polohy, rychlosti či síly), měřená v neinerciální soustavě, dána jednak jeho časovou změnou $\left. \frac{d\vec{B}}{dt} \right|_{\mathcal{S}}$ měřenou v inerciální soustavě, jednak úhlovou rychlostí $\vec{\Omega}$ neinerciální soustavy $\mathcal{N}$ vůči inerciální $\mathcal{S}$, a to vztahem

$$\left. \frac{d\vec{b}}{dt} \right|_{\mathcal{N}} = \left. \frac{d\vec{B}}{dt} \right|_{\mathcal{S}} - \vec{\Omega} \times \vec{b} \quad \text{neboli} \quad (6.16)$$

$$\left. \frac{d\vec{B}}{dt} \right|_{\mathcal{S}} = \left. \frac{d\vec{b}}{dt} \right|_{\mathcal{N}} + \vec{\Omega} \times \vec{b}. \quad (6.17)$$

Vektorový součin popisuje skutečnost, že i pro vektor časově neproměnný (v $\mathcal{S}$) se mění jeho složky v $\mathcal{N}$ tím, že se otáčí neinerciální vztažný trojhran xyz vůči inerciálnímu XYZ úhlovou rychlostí $\vec{\Omega}$.

Kinematický šroub Obecný polohový vektor $\vec{R}$ v $\mathcal{S}$ a odpovídající polohový vektor $\vec{r}$ v $\mathcal{N}$ souvisí s polohovým vektorem $\vec{R}_{\mathcal{N}}$ počátku $O_{\mathcal{N}}$ soustavy $\mathcal{N}$ vůči $\mathcal{S}$ vztahem

$$\vec{R} - \vec{R}_{\mathcal{N}} = \vec{r} \quad (6.18)$$

Pak aplikace rov. (6.17) na rov. (6.18) vede nejprve na vztah

$$\vec{V} - \vec{V}_{\mathcal{N}} = \dot{\vec{r}} + \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (6.19)$$

$$= \vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (6.20)$$

Zde se často zavádí unášivá rychlost $\vec{v}_u$ vztahem

$$\vec{v}_u = \vec{V}_{\mathcal{N}} + \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad (6.21)$$

Další aplikací (rov. (6.17) na rov. (6.20)) dostaneme

$$\vec{A} - \vec{A}_{\mathcal{N}} = \frac{d}{dt} \left(\vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{r} \right) + \vec{\Omega} \times \left(\vec{v} + \vec{\Omega} \times \vec{r} \right) \quad (6.22)$$

$$= \vec{a} + (\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r} + \vec{\Omega} \times \dot{\vec{r}}) + (\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})) \quad (6.23)$$

$$= \vec{a} + \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \quad , \text{ odkud} \quad (6.24)$$

$$\vec{A} = \vec{a} + \vec{a}_C + \vec{a}_u \quad , \text{ kde značíme} \quad (6.25)$$

$$\text{Coriolisovo zrychlení } \vec{a}_C = 2\vec{\Omega} \times \vec{v} \quad (6.26)$$

$$\text{unášivé zrychlení } \vec{a}_u = \vec{A}_{\mathcal{N}} + \vec{a}_E + \vec{a}_{do} \quad \text{zahrnující} \quad (6.27)$$

$$\text{unášivé posuvné zrychlení } \vec{a}_{up} = \vec{A}_{\mathcal{N}} \quad (6.28)$$

$$\text{Eulerovo zrychlení } \vec{a}_E = \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \times \vec{r} \equiv \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r} \quad (6.29)$$

$$\text{dostředivé zrychlení } \vec{a}_{do} = \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = (\vec{r} \cdot \vec{\Omega}) \vec{\Omega} - \Omega^2 \vec{r} \quad (6.30)$$

$$= -\Omega^2 \vec{r}_{\perp} \quad (6.31)$$

kde vektor $\vec{r}_{\perp}$ směřuje kolmo od osy otáčení $\vec{\Omega}$ (nikoli od počátku $O_{\mathcal{N}}$ jako $\vec{r}$).

Tato zrychlení vynásobíme hmotností a změníme znaménko⁷, čímž dostaneme

$$\text{Coriolisovu sílu } \vec{f}_{\text{Cor}} = -2m\vec{\Omega} \times \vec{v} \quad (6.32)$$

$$\text{unášivou sílu } \vec{f}_{\text{u}} = -m\vec{A}_{\mathcal{N}} + \vec{f}_{\text{E}} + \vec{f}_{\text{od}} \quad \text{zahrnující} \quad (6.33)$$

$$\text{unášivou posuvnou sílu } \vec{f}_{\text{up}} = -m\vec{A}_{\mathcal{N}} \quad (6.34)$$

$$\text{Eulerovu sílu } \vec{f}_{\text{E}} = -m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r} \quad (6.35)$$

$$\text{odstředivou sílu } \vec{f}_{\text{od}} = m\Omega^2\vec{r}_{\perp} \quad (6.36)$$

Shrnutí I v neinerciálních soustavách platí 2NZ jako pohybová rovnice, pokud k výslednici $\vec{F}_{\Sigma}$ skutečných a vazbových sil přidáme ještě setrvačné síly: Coriolisovu $\vec{f}_{\text{Cor}}$ a unášivou $\vec{f}_{\text{u}}$, zahrnující unášivou posuvnou $\vec{f}_{\text{up}}$, odstředivou $\vec{f}_{\text{od}}$ a Eulerovu $\vec{f}_{\text{E}}$:

$$m\vec{a} = \vec{f} = \vec{F}_{\Sigma} + \vec{f}_{\text{Cor}} + \vec{f}_{\text{u}} \quad (6.37)$$

$$= \underbrace{\vec{F}_{\Sigma}}_{\text{skutečná}} + \underbrace{(-2m\vec{\Omega} \times \vec{v})}_{\text{Coriolisova}} + \underbrace{(-m\vec{A}_{\mathcal{N}})}_{\text{unáš. posuvná}} + \underbrace{(m\Omega^2\vec{r}_{\perp})}_{\text{odstředivá}} + \underbrace{(-m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r})}_{\text{Eulerova}} \quad (6.38)$$

Konkrétně např. při popisu pohybu na otáčející se Zeměkouli ($\Omega \approx 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) zůstanou zpravidla jen dvě síly:

$$m\vec{a} = \underbrace{\vec{F}_{\Sigma}}_{\text{skutečná}} + \underbrace{(-2m\vec{\Omega} \times \vec{v})}_{\text{Coriolisova}} \quad (6.39)$$

6.3 Populárně: Neinerciální vztažné soustavy grafickou metodou

6.3.1 Diskretizace

Dnes jsou běžné digitální fotoaparáty. Většinou umožňují udělat nejenom jediný snímek, ale i movie – několik snímků „těsně za sebou“ (po době dejme tomu $\tau = \frac{1}{10} \text{ s}$), což se nám při pozorování s troškou tolerance jeví jako pohyb⁸: jako bychom sledovali živý děj.

Ukážeme si, jak ze dvou po sobě jdoucích snímků poznáme *rychlost* fotografované částice a ze tří snímků i jeho *zrychlení*, a tím z 2NZ (známe-li hmotnost částice) i *sílu*, která na ni v tom prostředním okamžiku působila. Tím budeme znát všechno potřebné i pro kinematiku, i pro dynamiku v onom prostředním okamžiku.

6.3.2 Parametrizovaná trajektorie (označková cesta)

Jak jsme výše naznačili, při grafické metodě vyjdeme z křivky zaznamenávající pohyb částice (ať už v $\mathcal{S}$ nebo v $\mathcal{N}$), na níž budou vyznačeny i časy, ve kterých částice příslušné místo „navštívila“. Je to *parametrizovaná trajektorie*, a to konkrétně trajektorie parametrizovaná *časem* – našimi elementárními dobami τ .

↔ Trajektorie by mohla být parametrizovaná i jinak, třeba vlastní délkou – asi jako látkový krejčovský metr nebo silnice s patníky; byla by to tzv. přirozená parametrizace.

⁷Tím se změní i název: **d**ostředivé zrychlení vede na **o**dstředivou sílu.

⁸Komu to nestačí, ať vezme $\tau = 1 \mu\text{s}$ (a počítá na víc desetinných míst). A kdo to chce úplně přesně, ať udělá limitní přechod $\tau \rightarrow 0$. Tím pak s pomocí kalkulu dostane s derivacemi přesně úplně všechno.

6.3.3 Rychlost

Rychlost popisuje časovou změnu *polohy*. K jejímu určení nám stačí dva po sobě jdoucí snímky: částice, která má na prvním snímku polohu $\vec{r}_1$ a na druhém $\vec{r}_2$, má rychlost

$$\vec{v} = \frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{\tau} . \quad (6.40)$$

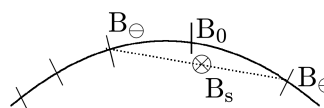
Pokud je na obou snímcích bod na tomtéž místě (tj. $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$), vyjde nám rychlost nulová: $\vec{v} = \vec{0}$ a bod je ve sledovaném okamžiku v klidu (alespoň s tou přesností, na jaké jsme se dohodli).

K danému času zřejmě můžeme určit jednak „rychlost před“ z $r_\ominus$ a r_0 , jednak „rychlost po“ z $r_\oplus$ a r_0 . A nejlépe je z nich pak vzít střed: $v_0 = \frac{1}{2}(r_\oplus - r_\ominus)/\tau$.

6.3.4 Zrychlení

Zrychlení popisuje časovou změnu *rychlosti*. Jestliže potřebujeme dva snímky pro zjištění rychlosti, pak pro určení zrychlení jsou nutné snímky tři: zjistíme, jak se rychlost změnila za danou elementární dobu. Z trajektorie na obrázku, parametrizované časem t v pěti polohách (tři, $B_\ominus$, B_0 , $B_\oplus$ jsou pojmenované), je z prodlužování úseků zřejmé, jak se částice při pohybu zleva napravo zrychlovala.

Chceme-li určit zrychlení v čase t_0 , spočteme sousední časy $t_\ominus = t_0 - \tau$ a $t_\oplus = t_0 + \tau$ a pro všechny tři odpovídající polohy $B_\ominus$, B_0 a $B_\oplus$, resp. polohové vektory $\vec{r}_\ominus$, $\vec{r}_0$ a $\vec{r}_\oplus$. Z nich určíme rychlosti „před“ a „po“:



$$\begin{aligned} \vec{v}_\ominus &= (\vec{r}_0 - \vec{r}_\ominus)/\tau , \\ \vec{v}_\oplus &= (\vec{r}_\oplus - \vec{r}_0)/\tau . \end{aligned} \quad (6.41)$$

Zrychlení je rovno rozdílu těchto rychlostí vydělenému dobou τ mezi snímky:

$$\vec{a}_0 = (\vec{v}_\oplus - \vec{v}_\ominus)/\tau = (\vec{r}_\oplus - 2\vec{r}_0 + \vec{r}_\ominus)/\tau^2 . \quad (6.42)$$

Tento výraz můžeme názorněji vyjádřit geometricky. Najdeme „střední polohu“ – bod B_s ležící přesně uprostřed mezi body $B_\ominus$ a $B_\oplus$. Ten je popsán polovičním součtem polohových vektorů krajních bodů, tedy

$$\vec{r}_s = \frac{1}{2}(\vec{r}_\ominus + \vec{r}_\oplus) \quad (6.43)$$

a dosazením do rov. (6.42) dostaneme

$$\vec{a} = \frac{2}{\tau^2} (\vec{r}_s - \vec{r}_0) . \quad (6.44)$$

Při pevné volbě doby τ tedy platí:

Zrychlení částice je úměrné odchylce její *střední* polohy B_s od *skutečné* polohy B_0 .

6.3.5 Výsledná síla (výslednice)

Výslednici $\vec{f}_\Sigma$ působící na částici určíme podle 2NZ ze zrychlení $\vec{a}$ a hmotnosti m :

$$\vec{f}_\Sigma = m\vec{a} = \frac{2m}{\tau^2}(\vec{r}_s - \vec{r}_0) . \quad (6.45)$$

Heslovitě řečeno, výslednou sílu působící na částici určíme graficky takto:

Výslednice je podle 2NZ úměrná odchylce **střední** polohy B_s od **skutečné** polohy B_0 .

Konstanta úměrnosti je rovna $\frac{2m}{\tau^2}$ a během celého pozorování se nemění (protože m je hmotnost částice a τ je dohodnutá „elementární“ doba mezi snímky = mezi měřeními poloh).

6.4 Cvičení

Na SŠ se řeší úlohy na některé speciální druhy pohybů v $\mathcal{S}$. Graficky se tyto pohyby projeví takto:

- **klid:** body $B_\ominus$, B_0 , $B_\oplus$ splynou v jeden;
- **rovnoměrný přímočarý pohyb:** $B_\ominus$, B_0 , $B_\oplus$ leží na přímce, jsou stejně daleko od sebe: $\overline{B_\ominus B_0} = \overline{B_0 B_\oplus}$;
- **zrychlený přímočarý pohyb:** $B_\ominus$, B_0 , $B_\oplus$ leží na přímce, jsou různě daleko od sebe: $\overline{B_\ominus B_0} \neq \overline{B_0 B_\oplus}$;
- **rovnoměrný kruhový pohyb:** $B_\ominus$, B_0 , $B_\oplus$ neleží na přímce, jsou stejně daleko od sebe: $\overline{B_\ominus B_0} = \overline{B_0 B_\oplus}$;
- **rovnoměrně zrychlený pohyb** (třeba volný pád): $\overline{B_\ominus B_0} \neq \overline{B_0 B_\oplus}$, ale rozdíl $\Delta s = \overline{B_\ominus B_0} - \overline{B_0 B_\oplus}$ se během pohybu nemění;
- **obecný pohyb:** $B_\ominus$, B_0 , $B_\oplus$ neleží na přímce, jsou různě daleko od sebe: $\overline{B_\ominus B_0} \neq \overline{B_0 B_\oplus}$.

Vše, co potřebujeme vědět o pohybu (poloha, rychlost, zrychlení, síla) v jistém okamžiku, poznáme z oněch třech sousedících bodů na papíře při záznamu v konkrétní vztažné soustavě (ať už $\mathcal{S}$ či $\mathcal{N}$).

Kdyby můj stůl byl IS a papír by na něm ležel klidně, dokázal bych z každých tří „sousedních“ bodů určit sílu $\vec{F}$ působící v prostředním bodě. Kdyby mi ale někdo během zanášení poloh sledovaného bodu papírem hýbal, byly by polohy zaneseny jinam, a vyšla mi i jiná síla $\vec{f} \neq \vec{F}$. Se znalostí pohybu papíru vůči stolu bych však dovedl polohy „přepočítat“ a získat pravdivý výsledek o skutečných působících silách. Totéž interpretováno jinak: můj papír by pak byl obecně NIS, zobrazené body by se od předchozích lišily a vedly k síle $\vec{f}$ lišící se od $\vec{F}$ právě o „setrvačné síly“ $\vec{f}_{\text{setr}} = \vec{F} - \vec{f}$.

6.5 Společné vlastnosti setrvačných sil

Setrvačné síly „působí“⁹ na *všechny* objekty popisované z hlediska neinerciální soustavy. Tyto síly tedy např. z hlediska kolotoče „nutí“ budovy kolem, aby se pohybovaly po kruhových drahách kolem osy kolotoče apod. Jinými slovy, zavedeme-li je, můžeme i z hlediska kolotoče úspěšně popisovat svět, a to jak předměty spojené s kolotočem, tak i stojící mimo něj. Odstředivá a Coriolisova síla tedy (z hlediska Země točící se kolem vlastní osy) správně popíší pohyb Foucaultova kyvadla, stáčení pasátů, ale i pohyb stálic na noční obloze. Shrnuto dohromady tedy každá setrvačná síla

- „působí“ – ve smyslu poznámky pod čarou – na (každý) *pozorovaný objekt*;

⁹Méně emotivně řečeno: Setrvačné síly musíme zahrnout do pohybových rovnic pro *libovolný* objekt, který popisujeme v neinerciální soustavě.

- nepopisuje žádnou interakci (mezi dvěma tělesy), a proto nemá smysl k ní hledat reakci ve smyslu 3NZ;
- je to fakticky jen umělý přílepek ($-m\vec{A}_N$) vymyšlený proto, aby 1NZ i 2NZ platily i při popisu z neinerciální vztažné soustavy;
- neexistuje (chcete-li, je identicky rovna nule) v inerciální vztažné soustavě.

6.6 Slovní zmatky; dostředivá síla a jiná „odstředivá síla“

Pojem odstředivé síly právě vyložený je sám o sobě dosti obtížný. Ale ještě horší je, že podobný termín – dostředivá síla – je úplně jiné kategorie. A nejhorší je, že stejný termín – odstředivá síla – se také užívá, ale pro něco zcela jiného.

6.6.1 (Vazbová) dostředivá síla

K tomu, aby se částice pohybovala rovnoměrně po kružnici, musí být výsledná síla kolmá k jejímu směru pohybu. Obvykle bývá tato síla vazbová (provázek, koleje apod.), u planet je to gravitační síla centrálního slunce. Při rovnoměrném pohybu částice směřuje tato síla do středu oskulační kružnice, a proto se nazývá *dostředivá síla*. Pokud se velikost rychlosti mění, tak „dostředivá“ síla *nemá* směr do středu oskulační kružnice. Shrnutí: dostředivá síla (zajišťující křivočarý pohyb)

- působí na *pozorovaný objekt* (od vazby či od ostatních okolních objektů);
- popisuje skutečnou interakci (mezi dvěma tělesy), a proto k ní existuje reakce ve smyslu 3NZ;
- existuje i v inerciální vztažné soustavě.

6.6.2 Odstředivá síla (působící na vazbu)

Pokládáme-li vazbovou dostředivou sílu za akci, pak reakcí k ní je síla, kterou obráceně působí částice na vazbu (provázek, kolejnici . . .). Někdy se tato síla nazývá *odstředivou*: „Koleje poškodila odstředivá síla projíždějících vlaků; ložisko vymlela odstředivá síla špatně vyváženého kola“. Není to moc šťastné z více důvodů. Jednak v případě ložiska ho tato síla poškodí směrem do osy, nikoli od osy¹⁰. Dále, její zavedení pro planetu obíhající kolem slunce by bylo rozporuplné; uvažte nikoli lehkou planetu, ale dvojhvězdu. A především je tato síla něco úplně jiného než právě vyložená (setrvačná) odstředivá síla:

- (vazbová) odstředivá síla *působí na vazbu* (závěs, kolej. . .), nikoli na částici;
- (vazbová) odstředivá síla je skutečná síla a existuje při popisu v kterékoli vztažné soustavě;
- (vazbová) odstředivá síla je ve vztahu akce – reakce s dostředivou silou, nutící částici k pohybu po kružnici;
- (vazbová) odstředivá síla nemá jednoduchý smysl, je-li zakřivení dráhy zkoumaného tělesa dáno nikoli vazbou, ale obecným silovým působením, např. gravitací jiného tělesa; pak se tímto polem přenáší na jeho zdroj.

Nicméně, říká se to takto, a těžko najít něco jiného, co by se ujalo¹¹. Nezbyvá než uvážít vždy, o co se jedná: výše uvedené rozdíly vám určitě pomohou jednoznačně rozhodnout.

¹⁰No vážně: osa ložiska je prý vymletá *odstředivou silou* – ale je snad nafouklá od středu osy, ven? Nikoli, je vmačkaná, a to samozřejmě ke středu osy, dovnitř!

¹¹Zkuste přemluvit lidi, aby říkali *teplotoměr* namísto *teploměr*, protože měří teplotu, a ne teplo!

6.7 Příklady

6.7.1 Košíková na kolotoči: zvláště názorný příklad

Oblíbeným pouťovým trikem na kolotoči bývá volejbalový koš na ose: během zastavování kolotoče se vhodí mezi vozíci se zákazníky volejbalový míč s tím, že každý, kdo se trefí do koše, se může vozit znovu zadarmo.

Každý to rád zkusí, přesně zamíří – ale většinou se velice mine: míč namířený na koš se v letu jaksi zahne doprava a proletí dost daleko od koše. Fyzik sedící na kolotoči si řekne: „Inu, odehnula ho Coriolisova síla spolu s odstředivou.“ Fyzik stojící na zemi vedle kolotoče si řekne: „Ten míč letí ve svislé rovině, a ne po nějaké zahnuté ploše. Ale proč s ním ten člověk míří na koš a ne doleva, když ví, že se sám pohybuje doprava?“ On totiž vidí, že házející, který míří na koš, se sám pohybuje kolmo ke směru, kterým hází. Je to stejné, jako kdyby házel z auta, které projíždí okolo rychlostí stejnou, jakou má na kolotoči házející, tedy $U = R\Omega$. Je-li míč vržen rychlostí $\vec{v}$ k ose, má vůči zemi rychlost $\vec{W}$, která je vektorovým součtem těchto rychlostí: $\vec{W} = \vec{v} + \vec{U}$; rychlosti $\vec{v}$, $\vec{U}$ jsou k sobě kolmé. Po době $\tau = R/v$ proletí ve vzdálenosti $D = U\tau = RU/v$ od osy.

6.7.2 Střelba na židliče

K otáčivé židli je našroubována vzduchová pistole mířící radiálně od osy otáčení a o něco dále terč. Roztočíme-li židli, dopadnou střely jinam, než když je židle v klidu.

Pozorovatel na židli měří zakřivený let střely a vysvětlí ho Coriolisovou a odstředivou silou, působící na pohybující se střelu. Pozorovatel na zemi vidí shora přímý let střely. Vidí však, že střela má vedle své rychlosti $\vec{w}$ vůči zbrani i složku o velikosti $V = R\Omega$ danou tím, že se zbraň ve vzdálenosti R od osy otáčí úhlovou rychlostí Ω , a dále že během doby letu τ se cíl posune po oblouku o středovém úhlu $\Omega\tau$.

K oběma popisům přistupuje ovšem ještě mírný pokles ve výšce daný volným pádem střely během letu.

6.7.3 Odklon pasátů

Předmět, který stojí na rovníku, se vůči inerciální, nerotující soustavě S spojené s osou Země pohybuje úctyhodnou rychlostí. Rovník má zhruba 40 030 km, Země se otočí zhruba jednou za 24 hodin (přesněji ovšem musíme uvažovat hvězdný den, cca 86 164 s), čili předmět má vůči S nadzvukovou rychlost: $V_{0^\circ} \approx 465 \text{ m/s}$. Posune-li se předmět o 30° na sever, měl by mít rychlost nižší: $V_{30^\circ} = 465 \cdot \cos 30^\circ \text{ m/s} \approx 400 \text{ m/s}$, aby byl v klidu vůči Zemi.

Pokud si tedy předmět o hmotnosti m setrvačností ponechal svých 465 m/s, tak přesunem na sever o 30° získal slušnou rychlost $\Delta v = 65 \text{ m/s}$ vůči Zemi, a také tomu odpovídající hybnost $\Delta \vec{p} = m\Delta \vec{v}$ (se směrem na východ). Z hlediska Země se předmět urychlil; toto zrychlení $\vec{a}_{\text{Cor}}$, stejně jako přírůstek $\Delta \vec{p}$ hybnosti, se jeví jako důsledek Coriolisovy síly $\vec{f}_{\text{Cor}}$ „působící“ na točící se Zemi: $\vec{a}_{\text{Cor}} = -\vec{f}_{\text{Cor}}/m$.

A konkrétně k pasátům a vůbec k proudění vzduchu na naší Zemi: když se vzduch přesouvá na severní polokouli směrem od rovníku k pólu (to nastává v horních vrstvách troposféry), tak se právě popsaným mechanismem „předbíhá“ doprava (na východ). Na jižní polokouli při přesunu směrem od rovníku k jižnímu pólu se předbíhá rovněž na východ, tentokrát je to ovšem z jeho hlediska doleva. Naopak, proudí-li vzduch obráceným směrem, tedy směrem od pólů k rovníku (to pozorujeme ve spodních vrstvách atmosféry), pak „nestíhá Zemi“, zpožďuje se oproti zemskému povrchu, a tedy z hlediska svého pohybu se stáčí na západ (opět je to na severní polokouli doprava, na jižní doleva).

Obecně vzato je toto „Coriolisovo stáčení“ při pohybu předmětu na (otáčející se) Zemi tím výraznější, čím blíže jsme pólu. Na rovníku samotném se Coriolisova síla uplatní jen nepatrně – tím, že při pádu z výšky se předmět uchyluje na východ, při pohybu po rovníku směrem východním je předmět nadlehčován. Při pohybu od rovníku směrem k pólu (kterémukoliv) je ovšem přímo na rovníku Coriolisova síla nulová, protože tam je směr pohybu rovnoběžný s osou rotace Země.

6.7.4 Pád z velké výšky

Kámen padající z Eifellovy věže (ve vakuu) by padal asi 7 s a nepadl by přesně podle olovnice, ale zhruba 7 cm na východ. Proč? *Z hlediska Země*: na kámen působila během pádu odstředivá a Coriolisova síla. *Z hlediska inerciální soustavy*: vršek věže je od osy otáčení Země dál, a proto má větší posuvnou rychlost než spodek, takže fakticky nejde přesně o volný pád, ale o vodorovný vrh na východ, po hlavní kružnici ve směru otáčení Země.

Občas se můžete setkat s „aristotelovským“ výkladem: během pádu se Země pod kamenem stačí trochu potočit (jako by se kámen ve svém rotačním pohybu se Zemí v okamžiku upuštění měl náhle zastavit!). Za dobu pádu kamene se však spodek i vršek věže posunou o několik kilometrů na východ. Kdyby tedy „aristotelovsky“ kámen zapomněl obíhat kolem zemské osy, jakmile ho nedržíte, dopadl by na *obrácenou* stranu, a to s pěkně velkou odchylkou – o několik kilometrů.

6.7.5 A nakonec Cimrmanovo „Tudy cesta nevede, přátelé!“

Při zájezdu do rovníkové Afriky či Equadoru se na rovníku můžete setkat s ochotnými obchodníky, kteří vám (za mírný bakšíš) ukážou, jak na severní polokouli se při vytékání vody z nádoby malým otvorem ve dně tvoří vír doprava, zatímco o metr dále – už na jižní polokouli – v téže nádobě vytvoří táž voda při vytékání vír levotočivý. Je to velice efektní. (Vy se o to ani nepokoušejte. Nejspíš se vám ten jejich pokus nějak nepovede zopakovat.)

Když si ale uvědomíte:

- že Coriolisovo zrychlení $2v\Omega \sin \theta$ je řádu 10^{-11} m/s^2 (odhad: při zemském poloměru 6 378 km a odchylce v poloze 1 m je $\sin \theta \approx 0,16 \cdot 10^{-6}$; úhlová rychlost Ω otáčející se Země je $\Omega \approx 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ a rychlost v proudící vody je malá);
- že je značně těžké ustálit čerstvě nalitou vodu v nádobě tak, aby se ani trošinku netočila;
- že s klesající hladinou a poloměrem otáčení se původní úhlová rychlost víru v kapalině výrazně zvyšuje;
- co dokážou nepatrné mimovolné (ba i nemimovolné) pohyby lidského těla, dané už prostě jen tepem našeho srdce, chvěním svalstva a podobně,

jmou se vás jistě pochybnosti a věrohodnosti tohoto „důkazu“ Coriolisovy síly. Docela právem.