

Literatura

- [1] Brdička, M., Hladík, A.: *Teoretická mechanika*. Akademia, Praha 1987.
- [2] Gonda, J.: *Dynamika pre inženierov*. Vydavateľstvo SAV, Bratislava 1966.
- [3] Horák, Z., Krupka, F., Šindelář, V.: *Technická fyzika*. SNTL, Praha 1961.
- [4] Trkal, V.: *Mechanika hmotných bodů a tuhého tělesa*. Nakladatelství ČSAV, Praha 1956.
- [5] Vybíral, B.: *Rotační pohyby a setrvačnický*. Rozhledy matematicko fyzikální **48** (1969-70), s. 275–286.
- [6] Vybíral, B.: *Setrvačnický*. Leták 18. ročníku FO, SPN, Praha 1976, s. 7-40.
- [7] Vybíral, B.: *Základy teoretické mechaniky, 2.díl*. Gaudeamus, Hradec Králové 1992.
- [8] Vybíral, B.: *Statika tuhého tělesa*. Knihovnička FO č. 26. Vydavatelství MAFY, Hradec Králové 1996.
- [9] Vybíral, B.: *Kinematika a dynamika tuhého tělesa*. Knihovnička FO č. 31. Vydavatelství MAFY, Hradec Králové 1997.
- [10] Vybíral, B.: *Precesní a nutační pohyb střely*. Matematika a fyzika ve škole **13** (1982/83), s. 475–482.
- [11] Vanýsek, V.: *Základy astronomie a astrofyziky*. Academia, Praha 1980.

SETRVAČNÍKY A JEJICH APLIKACE

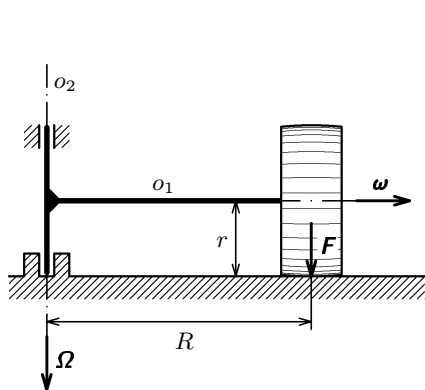
Studijní text pro řešitele FO a ostatní zájemce o fyziku

Bohumil Vybíral

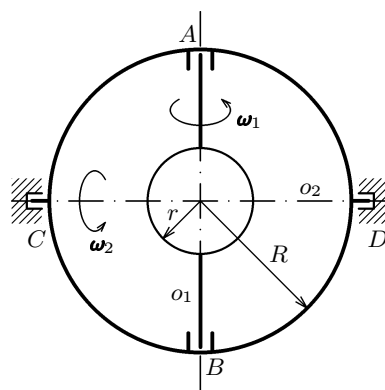
Obsah

Úvod	2
1 Prostorová rotace tuhého tělesa kolem nehybného bodu	3
1.1 Eulerovy úhly	3
1.2 Kinetická energie rotujícího tuhého tělesa	4
1.3 Tenzor setrvačnosti	6
1.4 Moment hybnosti	9
1.5 Volné osy	11
1.6 Resalova věta	13
2 Pohyb setrvačnický	15
2.1 Setrvačnický a problematika řešení jeho pohybu	15
2.2 Volný setrvačnický	16
2.3 Setrvačnický podrobený působení momentu síly	17
2.4 Precese a nutace těžkého setrvačnický	19
3 Příklady pohybu setrvačnický	22
3.1 Gyroskopické jevy u dopravních strojů v zatáčce	22
3.2 Stabilizace letu disku a střely	25
3.3 Lunisolární precese Země	28
3.4 Larmorova precese	30
4 Úlohy	31
A. Řešené úlohy	31
B. Neřešené úlohy	37
Výsledky neřešených úloh	39
Literatura	40

$\Omega = \text{konst.}$ Vypočítejte gyroskopický moment M_g a výslednou sílu F , kterou je kolo přitlačováno k desce.



Obr. 37



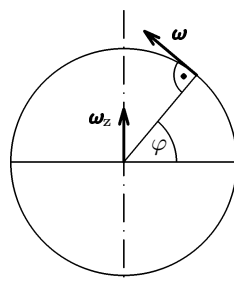
Obr. 38

11. Gyroskopický moment setrvačníku v rámu

Určete gyroskopický moment a reakce v ložiskách A, B, C, D závěsu podle obr. 38, které jsou vyvolány setrvačníkem tvaru koule o poloměru r a hmotnosti m . Setrvačník se otáčí kolem osy o_1 úhlovou rychlostí ω_1 a rám kolem osy o_2 úhlovou rychlostí ω_2 . Hmotnost rámu zanedbejte, $\omega_1 \gg \omega_2$.

12. Gyroskopický moment u stacionární turbíny

Stacionární turbína je umístěna na $\varphi = 60^\circ$ severní zeměpisné šířky, její rotor má směr poledníku a vektor úhlové rychlosti ω její vlastní rotace míří přesně k severu (obr. 39). Určete směr a velikost gyroskopického momentu, je-li $\omega = 314 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ a moment setrvačnosti rotoru $J = 120 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$; $\omega_z = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$.



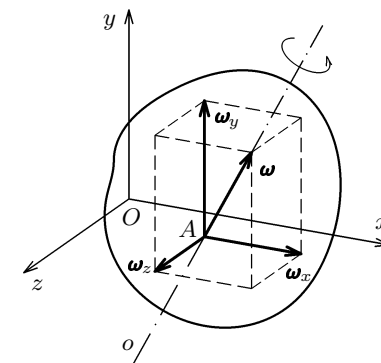
Obr. 39

1 Prostorová rotace tuhého tělesa kolem nehybného bodu

1.1 Eulerovy úhly

Zamezíme-li pohybu jednoho bodu tuhého tělesa, odebereme mu z původních šesti stupňů volnosti tři stupně. Tělesu tak zůstanou tři stupně volnosti a začne vykonávat *prostorovou rotaci* kolem nehybného bodu, kterým prochází *okamžitá osa rotace*.

Příklad prostorové rotace tělesa je znázorněn na obr. 1. Okamžitá osa rotace o prochází bodem A , který je nehybný vůči zvolené inerciální vztažné soustavě x, y, z . Vektor ω okamžité úhlové rychlosti rotace tělesa, který leží v ose o , je obecně funkcí času, tj. jeho velikost i směr se ve zvolené inerciální soustavě mění. Je zřejmé, že vektor ω můžeme rozložit do tří vzájemně různých směrů. Jeden z těchto rozkladů je možný do směrů rovnoběžných s osami x, y, z kartézské soustavy. Tento rozklad na tři rotace o úhlových rychlostech $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ však není z hlediska klasifikace pohybu, které těleso vykonává, nejvýhodnější.



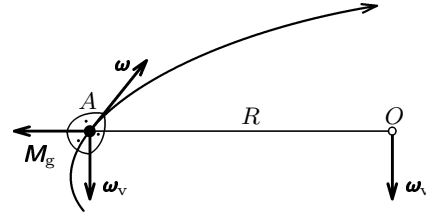
Obr. 1

Výhodný rozklad prostorové rotace na tři dílčí rotace zavedl již v polovině 18. století Leonard Euler a příslušné úhly se po něm nazývají *Eulerovy úhly*. Zvolme si inerciální kartézskou soustavu x, y, z , vůči níž budeme pohyb tělesa popisovat. S tuhým rotujícím tělesem pevně spojíme druhou kartézskou soustavu x', y', z' (ta již nebude inerciální). Její počátek O' položíme do hmotného středu tělesa. Předpokládejme, že nehybným bodem bude právě hmotný střed (to ovšem není nutná kinematická podmínka). Počátky O, O' obou soustav ztotožníme a budeme předpokládat, že na počátku pohybu bude $x \equiv x', y \equiv y', z \equiv z'$. Naším úkolem je popsat polohu soustavy x', y', z' po vykonání jisté rotace tělesa pomocí Eulerových úhlů, které se označují φ, ψ, ϑ .

Zavedení Eulerových úhlů si znázorníme na pohybu kruhového disku, který nechť původně ležel v rovině $y = 0$ soustavy x, y, z a který trojím otočením převedeme do výsledné polohy x', y', z' s libovolnou orientací os vzhledem k inerciální soustavě x, y, z .

$$M_g = \frac{\pi n v J}{30R} = 2805 \text{ N} \cdot \text{m}.$$

Gyroskopický moment má směr radiály spojující střed křivosti trajektorie O a bod A , v němž se nachází letadlo. Jeho působením bude v této zatáčce letadlo „těžké na nos“. V levotočivé zatáčce se směr momentu M_g otočí a letadlo bude „těžké na ocas“.

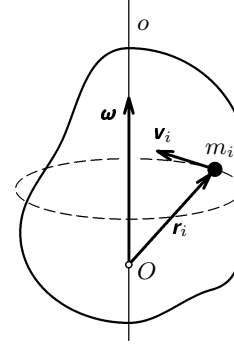


Obr. 34

moment setrvačnosti vzhledem k nehybné ose:

$$J = \sum_i m_i r_i^2, \quad (1)$$

kde m_i je element hmotnosti tuhého tělesa a r_i je jeho vzdálenost od nehybné osy.



Obr. 4

Při rotaci kolem okamžité osy o bude popis setrvačných účinků tuhého tělesa složitější. Vyjdeme ze vztahu pro kinetickou energii tělesa

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2, \quad (2)$$

kde rychlost i -tého bodu vyjádříme užitím Eulerova vztahu

$$\mathbf{v}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i, \quad (3)$$

přičemž veličiny jsou zřejmé z obr. 4. Rychlost vyjádříme v kartézských složkách užitím rozpisu vektorového součinu pomocí determinantu:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i &= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ x_i & y_i & z_i \end{vmatrix} = \\ &= \mathbf{i}(\omega_y z_i - \omega_z y_i) + \mathbf{j}(\omega_z x_i - \omega_x z_i) + \mathbf{k}(\omega_x y_i - \omega_y x_i) = \\ &= \mathbf{i}v_{xi} + \mathbf{j}v_{yi} + \mathbf{k}v_{zi}. \end{aligned} \quad (4)$$

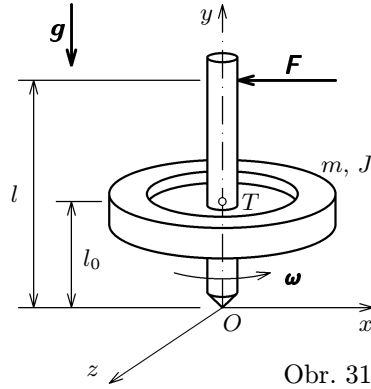
Uvědomíme-li si, že $v_i^2 = v_{xi}^2 + v_{yi}^2 + v_{zi}^2$, dostaneme po dosazení do (2) vztah

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{1}{2} \sum_i m_i [(\omega_y z_i - \omega_z y_i)^2 + (\omega_z x_i - \omega_x z_i)^2 + (\omega_x y_i - \omega_y x_i)^2] = \\ &= \frac{1}{2} \sum_i m_i (\omega_y^2 z_i^2 - 2\omega_y \omega_z y_i z_i + \omega_z^2 y_i^2 + \omega_x^2 z_i^2 - 2\omega_x \omega_z x_i z_i + \omega_x^2 z_i^2 + \\ &\quad + \omega_x^2 y_i^2 - 2\omega_x \omega_y x_i y_i + \omega_y^2 x_i^2). \end{aligned}$$

Složky úhlové rychlosti neobsahují sčítací index i . Můžeme je proto vytknout před sumační znak. Po přeskupení členů dostaneme

4. Působení příčné síly na setrvačnick

Na vzpřímený setrvačnick o hmotnosti m roztočený úhlovou rychlostí ω kolem osy symetrie, vzhledem k níž má moment setrvačnosti J , působíme po krátkou dobu Δt silou F rovnoběžnou s osou x (obr. 31). Popište chování setrvačnicku, tj. vypočítejte úhel $\Delta\vartheta$, o který se za Δt odchýlí jeho osa, a popište pohyb, který poté bude setrvačnick vykonávat.



Obr. 31

Řešení

Osa setrvačnicku se odchýlí v rovině $x = 0$ od osy y o úhel

$$\Delta\vartheta = \arctg \frac{M\Delta t}{L} \approx \frac{Fl\Delta t}{J\omega}$$

a setrvačnick současně začne vykonávat precesní pohyb s úhlovou rychlostí (33):

$$\Omega = \frac{mgl_0}{J\omega}.$$

Osa setrvačnicku bude opisovat kužel o vrcholovém úhlu $\Delta\vartheta$ úhlovou rychlostí Ω , jejíž velikost na tomto úhlu nezávisí.

5. Precese disku na rameni

Homogenní disk o hmotnosti m a poloměru r je otočně uložen na rameni R zanedbatelné hmotnosti v sestavě podle obr. 32. Disk roztočíme velkou úhlovou rychlostí ω kolem osy symetrie. Popište pohyb, který bude disk vykonávat.

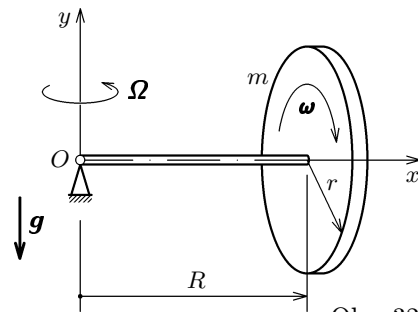
Řešení

Na disk působí moment tíhové síly o velikosti $M = mgR$. Rotující disk, jehož moment hybnosti má velikost

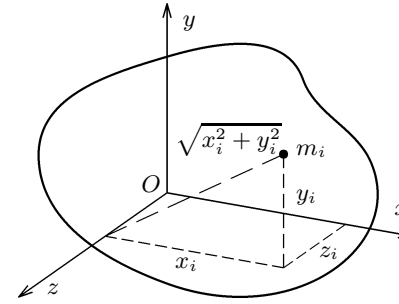
$$L = J\omega = \frac{mr^2\omega}{2},$$

bude vykonávat precesi okolo osy y s úhlovou rychlostí o velikosti

$$\Omega = \frac{M}{L} = \frac{2gR}{r^2\omega}.$$



Obr. 32



Obr. 5

Např. u momentu setrvačnosti J_{zz} se podle výrazu (8) vyskytuje člen $(x_i^2 + y_i^2)$, který je podle obr. 5 druhou mocninou vzdálenosti bodu m_i od osy z . Je zřejmé, že momenty setrvačnosti mohou mít jen kladnou hodnotu.

Ostatní veličiny J_{pq} , pro $p \neq q$, které neleží v hlavní diagonále a mají smíšené koeficienty, se nazývají *deviační momenty*. Jsou vztaheny vždy ke dvěma různým osám. Platí pro ně $J_{pq} = J_{qp}$ a jsou tedy symetrické vzhledem k hlavní diagonále. Tensor setrvačnosti má tedy jen šest nezávislých složek.

Deviační momenty mohou nabývat kladných, záporných a tedy i nulových hodnot. V každém tělese lze tedy vždy najít trojici vzájemně kolmých os x' , y' , z' , nehybných k tělesu, vzhledem k nimž všechny deviační momenty vymizí. Tedy transformací os x , y , z do polohy x' , y' , z' lze převést tensor setrvačnosti do tvaru

$$J_{pq} = \begin{pmatrix} J_1 & 0 & 0 \\ 0 & J_2 & 0 \\ 0 & 0 & J_3 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

kde $J_1 = J'_{xx}$, $J_2 = J'_{yy}$, $J_3 = J'_{zz}$ se nazývají *hlavní momenty setrvačnosti* a příslušné osy x' , y' , z' *hlavní osy setrvačnosti*. Leží-li počátek $O \equiv O'$ vztahovaných soustav v hmotném středu tělesa hovoříme o *hlavních centrálních momentech setrvačnosti* a o *hlavních centrálních osách setrvačnosti*.

Existují-li v homogenním tělese osy souměrnosti, jsou vždy hlavními centrálními osami setrvačnosti. Tak u homogenní koule jsou všechny osy, které procházejí jejím středem, hlavní centrální osy. Stejný výsledek platí i pro homogenní krychli, i když zde všechny osy procházející jejím středem nejsou osami geometrické souměrnosti (je to dáno tím, že všechny tři hlavní momenty setrvačnosti vzhledem k osám kolmým ke stěnám krychle jsou stejné $J_1 = J_2 = J_3 = ma^2/6$). Všechny osy vyznačené číslicemi 1, 2, 3 v tabulce na str. 28, 29 v textu [9] (s výjimkou prvního zde uvedeného případu) jsou hlavními centrálními osami a momenty J_1 , J_2 , J_3 hlavními centrálními momenty setrvačnosti.

Po zavedení složek tenzoru setrvačnosti (6) až (11) můžeme kinetickou energii (4) zapsat výrazem

$$E_k = \frac{1}{2}J_{xx}\omega_x^2 + \frac{1}{2}J_{yy}\omega_y^2 + \frac{1}{2}J_{zz}\omega_z^2 + J_{xy}\omega_x\omega_y + J_{xz}\omega_x\omega_z + J_{yz}\omega_y\omega_z. \quad (14)$$

$$J_{yy} = 2 \int_{(m)} x^2 dm = 2\mu r^3 \int_0^\pi \sin^2 \varphi d\varphi = \mu r^3 \left[\varphi - \frac{1}{2} \sin 2\varphi \right]_0^\pi = \mu \pi r^3 = \frac{1}{2} m r^2,$$

$$J_{zz} = 2 \int_{(m)} (x^2 + y^2) dm = 2\mu r^3 \int_0^\pi (\sin^2 \varphi + 1 - 2 \cos \varphi + \cos^2 \varphi) d\varphi =$$

$$= 2\mu r^3 \underbrace{\int_0^\pi (2 - 2 \cos \varphi) d\varphi}_{2\pi} = 4\mu \pi r^3 = 2m r^2,$$

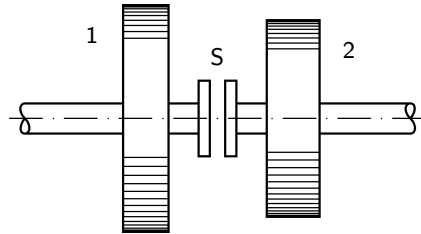
$$J_{xy} = J_{yx} = 2 \int_{(m)} xy dm = 2\mu r^3 \int_0^\pi \sin \varphi (1 - \cos \varphi) d\varphi =$$

$$= 2\mu r^3 \underbrace{\int_0^\pi (\sin \varphi - \frac{1}{2} \sin 2\varphi) d\varphi}_2 = \frac{2}{\pi} m r^2,$$

$$J_{xz} = J_{zx} = J_{yz} = J_{zy} = 0, \quad \text{protože } z = 0.$$

2. Roztáčení setrvačníku třecí spojkou

Na dvou hřídelích jsou namontovány setrvačníky 1, 2, přičemž hřídele mohou být spojeny prostřednictvím třecí spojky S (obr. 30). Při rozpojené spojce je nejprve roztočen setrvačník 1 tak, že má $n_1 = 3000$ otáček za minutu. Setrvačník 2 je na počátku v klidu. Poté je prostřednictvím třecí spojky připojen druhý hřídel a setrvačník se



Obr. 30

začne postupně zrychlovat, až se oba setrvačníky budou otáčet stejnou úhlovou rychlostí a soustava hřídelů bude mít $n_{12} = 1800$ otáček za minutu. První setrvačník i s hřídelem má moment setrvačnosti $J_1 = 6,0 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$.

$$J_{yy} = \int_{(m)} x^2 dm = \frac{m}{l} \cos^2 \alpha \int_0^l \xi^2 d\xi = \frac{1}{3} m l^2 \cos^2 \alpha,$$

$$J_{zz} = \int_{(m)} (x^2 + y^2) dm = \frac{m}{l} \int_0^l \xi^2 d\xi = \frac{1}{3} m l^2,$$

$$J_{xy} = J_{yx} = - \int_{(m)} xy dm = - \frac{m}{l} \sin \alpha \cos \alpha \int_0^l \xi^2 d\xi = - \frac{1}{6} m l^2 \sin 2\alpha,$$

$$J_{xz} = J_{zx} = J_{yz} = J_{zy} = 0, \quad \text{protože } z = 0.$$

1.4 Moment hybnosti

Moment hybnosti tuhého tělesa jsme v [9] definovali výrazem

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i = \sum_i \mathbf{r}_i \times m_i \mathbf{v}_i, \quad (17)$$

provedli jsme jeho výpočet pro rotaci tělesa kolem nehybné osy a dostali jsme výraz

$$\mathbf{L} = \mathbf{J} \boldsymbol{\omega}. \quad (18)$$

Při výpočtu momentu hybnosti při rotaci tělesa kolem nehybného bodu dosadíme do (17) za \mathbf{v}_i Eulerův vztah (3) a provedeme rozpis vzniklého dvojnásobného vektorového součinu podle vzorce $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{a})$. Tak postupně dostaneme

$$\mathbf{L} = \sum_i m_i \mathbf{r}_i \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}_i) = \sum_i m_i [\boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_i) - \mathbf{r}_i(\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{r}_i)] =$$

$$= \sum_i m_i [\boldsymbol{\omega}(x_i^2 + y_i^2 + z_i^2) - \mathbf{r}_i(\omega_x x_i + \omega_y y_i + \omega_z z_i)], \quad (19)$$

kde jsme skalární součiny vektorů $\boldsymbol{\omega}$, \mathbf{r}_i vyjádřili prostřednictvím jejich kartézských složek. Moment hybnosti je tedy vektor, jehož kartézské složky mají velikost

$$L_x = \omega_x \sum_i m_i (y_i^2 + z_i^2) - \omega_y \sum_i m_i x_i y_i - \omega_z \sum_i m_i x_i z_i,$$

$$L_y = -\omega_x \sum_i m_i x_i y_i + \omega_y \sum_i m_i (x_i^2 + z_i^2) - \omega_z \sum_i m_i y_i z_i,$$

$$L_z = -\omega_x \sum_i m_i z_i x_i - \omega_y \sum_i m_i z_i y_i + \omega_z \sum_i m_i (x_i^2 + y_i^2).$$

3.4 Larmorova precese

S gyroskopickými efekty se setkáváme i v atomistice. Na závěr tohoto textu si proto zjednodušeně vysvětlíme tutu aplikaci mechaniky. Elektron v atomu má v určitém stavu orbitální moment hybnosti a spin, tj. vlastní moment hybnosti a odpovídající magnetické momenty. Dostane-li se atom do vnějšího magnetického pole o indukci \mathbf{B} , vzniká **Zeemanův jev** – rozštěpení některých spektrálních čar v optickém spektru. Podle hrubé mechanisitické představy lze tento jev objasnit precesním pohybem roviny, v níž leží trajektorie, kterou koná elektron v coulombovském elektrostatickém poli jádra.

Elektronu na určité trajektorii (obr. 27) přísluší moment hybnosti $\mathbf{L} = 2m_e \mathbf{w}$ a také magnetický moment $\mathbf{m} = -e \mathbf{w}$, kde m_e je hmotnost elektronu, e elementární náboj a \mathbf{w} plošná rychlost elektronu. Z hlediska gyroskopického efektu lze trajektorii považovat za elementární proudovou smyčku, jíž přísluší magnetický moment \mathbf{m} , a také moment hybnosti \mathbf{L} . Jak se odvozuje v elektromagnetismu, bude na ni v poli indukce \mathbf{B} působit moment silové dvojice

$$\mathbf{M} = \mathbf{m} \times \mathbf{B},$$

který je kolmý k oběma vektorům \mathbf{B} , \mathbf{m} a tudíž i k \mathbf{L} . Působením momentu \mathbf{M} bude elektronová trajektorie konat precesi, která je zcela analogická precesi těžkého setrvačnicku (čl. 2.4). Pro výpočet úhlové rychlosti precese uijeme Resalovy věty. Podle ní platí

$$|\mathbf{L}| \sin \vartheta \cdot |\boldsymbol{\Omega}| = |\mathbf{M}| = |\mathbf{m}| |\mathbf{B}| \sin \vartheta,$$

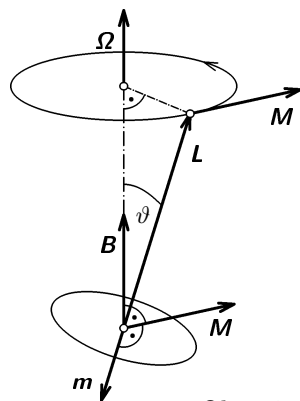
neboli

$$2m_e |\mathbf{w}| |\boldsymbol{\Omega}| \sin \vartheta = e |\mathbf{w}| |\mathbf{B}| \sin \vartheta.$$

Pro $\vartheta \neq 0$ dostaneme Larmorovu úhlovou rychlost

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{e\mathbf{B}}{2m_e}.$$

V kvantové fyzice pojem „trajektorie elektronu“ ztrácí význam a proto ani představu o magnetickém momentu nelze vázat na představu o lineárním proudu. Avšak, i tak lze dokázat, že Zeemanův jev lze objasnit precesním pohybem vektoru orbitálního momentu hybnosti a také precesním pohybem spinu kolem vektoru $\mathbf{B} = \text{konst}$. Přitom velikost průmětu momentu hybnosti \mathbf{L} i spinu \mathbf{s} do směru vektoru \mathbf{B} se zachovává, a precese probíhá rovněž s Larmorovou úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\Omega} = \frac{e\mathbf{B}}{2m_e}$. Larmorovou precesí se vysvětlují diamagnetické vlastnosti látek (magnetik).



Obr. 27

Pak kinetická energie

$$E_k = \frac{1}{2} (J_{xx} \omega_x^2 + J_{yy} \omega_y^2) = \frac{m}{8} (6R^2 + r^2) \omega_0^2.$$

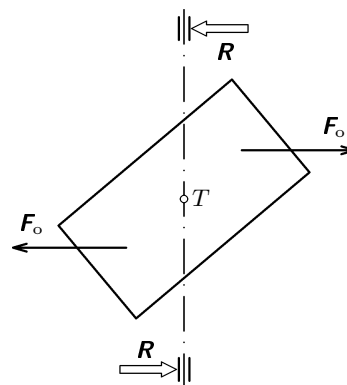
- b) Moment hybnosti soustavy má složky, které vypočítáme ze vztahů (20), (21), (22). Neboli

$$L_x = \frac{m}{2} r R \omega_0, \quad L_y = \frac{m}{4} (r^2 + 4R^2) \omega_0, \quad L_z = 0.$$

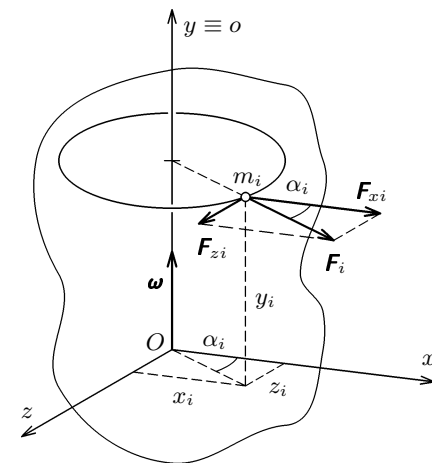
1.5 Volné osy

Nejprve pojednáme o podmínkách, při kterých bude tuhé těleso v homogenním tíhovém poli v rovnováze, bude-li otočné kolem nějaké nehybné osy. Rozeznáváme dvojí rovnováhu: statickou a dynamickou. Aby těleso bylo ve *statické rovnováze*, musí osa rotace zřejmě procházet těžištěm, jinak by šlo o kyvadlo. Pak těleso při libovolném pozvolném otočení zůstane v klidu, protože moment tíhových sil vzhledem k těžišti je nulový. Tíhovou silou, která působí na těleso, kompenzují reakce vyvolané jeho uložením v ložiskách.

Je-li těleso v rovnováze statické, nemusí být při rotaci ještě v rovnováze dynamické. Při rotaci tělesa začnou na jeho elementy působit setrvačné síly, které souvisejí s úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}$ a s úhlovým zrychlením $\dot{\boldsymbol{\omega}}$. Při rovnoměrné rotaci jsou to odstředivé síly (obr. 9).



Obr. 9



Obr. 10

Jejich působení kompenzují opět ložiska přidavnými reakcemi \mathbf{R} , které nejen zvyšují opotřebení ložisek, ale vzhledem k proměnnosti směru svého působení

Velikost úhlové rychlosti precesního pohybu tedy nezávisí na úhlu ϑ (pro velké ϑ by však střela ztratila v důsledku změny aerodynamických poměrů stabilitu).

Doba jedné otáčky je

$$T_p = \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{\pi^2 m v_0}{90R},$$

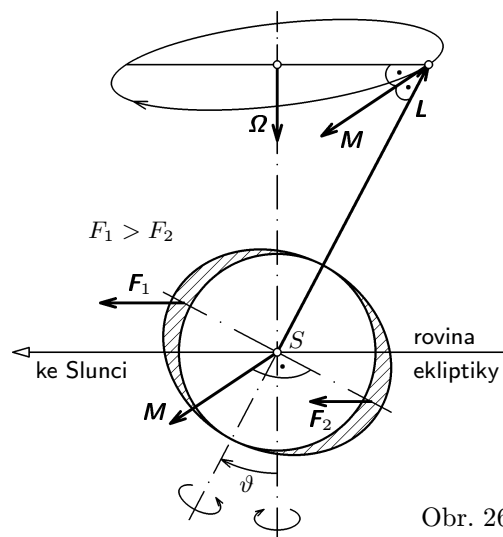
pro počet otáček precesního pohybu během letu střely dostáváme

$$n = \frac{t}{T_p}.$$

Číselně: $T_p = 1,48$ s, $n = 43,3$.

3.3 Lunisolární precese Země

Země je velký setrvačnick. Její pohyb po přibližně eliptické trajektorii – ekliptice – je řízen gravitačním polem Slunce a rušen gravitačním polem blízkého Měsíce. Protože Země má přibližně tvar zploštělého elipsoidu a protože její osa není kolmá k rovině ekliptiky ani k rovině měsíční trajektorie, neprochází výslednice gravitačních sil od působení Slunce a Měsíce hmotným středem S Země. Tento fakt si můžeme vysvětlit tak, že do elipsoidu Země vepíšeme kouli podle obr. 26.



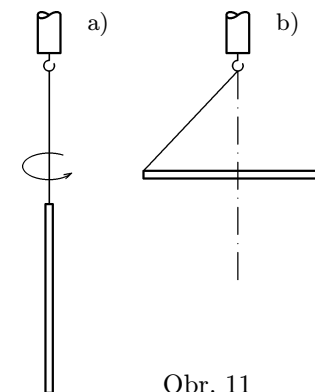
Obr. 26

Pak na část zbylého prstence, která je blíže ke Slunci, působí větší přitažlivá síla F_1 než přitažlivá síla F_2 působící na jeho vzdálenější část. V důsledku toho vznikne – po přenosu sil do hmotného středu S – moment M silové dvojice. Jeho velikost se při pohybu Země mění. Největší je v době zimního slunovratu (poloha je naznačena na obr. 26) a letního slunovratu. Naopak je nulový v době jarní a podzimní rovnodennosti. Moment M vyvolává základní – solární – precesní pohyb Země, jehož úhlová rychlost se mění v důsledku proměnnosti M . Protože směr Ω míří na opačnou stranu roviny ekliptiky než úhlová rychlost vlastní rotace Země (tento směr udává vektor L), hovoříme o *protiběžné* precesi.

Velikost i směr výsledného rušivého momentu M poněkud ovlivňuje skutečnost, že kolem Země obíhá Měsíc, jehož eliptická trajektorie leží v rovině,

musí být hlavní osou setrvačnosti. *Těleso bude tedy v dynamické rovnováze, když bude rotovat podle jedné ze tří hlavních centrálních os setrvačnosti.* Tyto osy se nazývají *volné osy*. Ložiska, do kterých osu rotace ukládáme, pak zachycují jen tíhové síly působící na těleso v homogenním tíhovém poli. Kdyby se dynamicky vyvážené těleso nacházelo v beztížném stavu, bylo by zatížení ložisek nulové.

Jednoduchým pokusem lze ukázat, že u tělesa, u něhož $J_1 \neq J_2 \neq J_3$, nejsou všechny volné osy v tělese rovnocenné. Zavešme-li např. na osu odstředivého stroje tyčku prostřednictvím ohebného vlákna bude při pomalé rotaci (obr. 11a) rotovat podle svislé osy. Při zvětšování otáček se osa rotace odchýlí od svislého směru a při vysokých otáčkách se nastaví do vodorovné roviny (obr. 11b). I když udělíme tyčce impuls, abychom tento stav změnili, vrací se tyčka do vodorovné roviny. *Stabilně rotuje kolem hlavní centrální osy, vzhledem k níž má největší moment setrvačnosti.*



Obr. 11

Teoretický rozbor ukazuje (viz např. [4], str. 580), že u tělesa, které má pro hlavní momenty setrvačnosti tři různé hodnoty $J_1 > J_2 > J_3$ je stabilní rotace nejen kolem hlavní centrální osy, vzhledem k níž má největší moment J_1 , ale i vzhledem k hlavní centrální ose, vzhledem k níž má nejmenší moment J_3 . Rotace kolem osy, vzhledem k níž má moment J_2 , je labilní.

1.6 Resalova věta

Obecnou pohybovou rovnicí tuhého tělesa při jeho rotačním pohybu je *druhá impulsová věta*:

$$\boxed{\frac{dL}{dt} = M}, \quad (30)$$

podle níž je *časová změna momentu hybnosti tělesa vzhledem k libovolnému pevnému bodu rovna výslednému momentu vnějších sil vzhledem k témuž bodu.*

Aplikace této věty na řešení rotace tělesa kolem *nehýbné* osy je prostá a byla řešena v textu [9]. Jednoduchost spočívá v tom, že moment hybnosti se počítá podle vztahu $L = J\omega$, kde J je pro danou osu rotace *konstanta*. Stejně jednoduše se řeší rotace tělesa kolem jedné z volných os.

Při prostorové rotaci tělesa kolem pevného bodu nastávají při obecném použití rovnice (30) komplikace v tom, že osa rotace se vůči uvažované inerciální

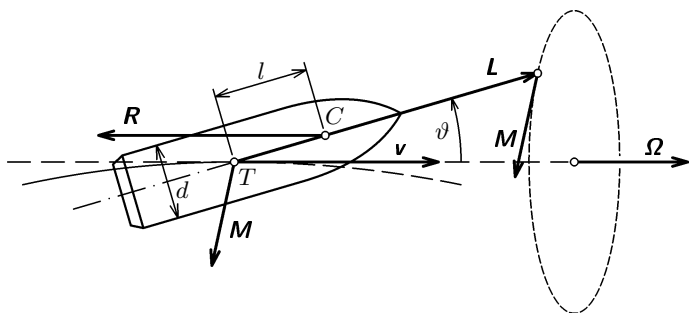
Přeneseme-li tuto sílu do těžiště musíme připojit moment \mathbf{M} dvojice \mathbf{R} , \mathbf{R}'' . Tento moment způsobí precesi, takže tácek vržený levou rukou se bude stáčet vpravo. Složka \mathbf{F}_v síly \mathbf{R}' působí jako vztlaková síla.

Pohyb disku je podobný, jen precese v důsledku velkého momentu hybnosti \mathbf{L} a relativně malého momentu \mathbf{M} není tak výrazná. Vztlaková síla \mathbf{F}_v nadnáší disk (zmenšuje tedy účinek tíhové síly) a zejména v sestupné části balistické křivky prodlužuje délku vrhu.

Protože vztlaková síla je neustále kolmá k rovině kotouče (disku) a kotouč se v důsledku precese natáčí, vzniká odchylka v pohybu na tu stranu, na kterou se natáčí. U střel se této odchylce říká **derivace** (terminologicky by však bylo správnější hovořit o **deviaci**).

b) Střela

Ve vojenství je využito vlastností setrvačnicku ke stabilizaci pohybu hlavnových střel, kterým se v hlavní uděluje rotace, a tím i moment hybnosti \mathbf{L} . Za pohybu působí na střelu odpor vzduchu \mathbf{R} , jehož působíště C je mimo těžiště směrem ke špičce střely (obr. 25). Síla \mathbf{R} dává k těžišti T moment \mathbf{M} kolmý k rovině proložené osou střely a tečnou k trajektorii pohybu. Působením tohoto momentu bude střela vykonávat precesní pohyb. V důsledku tření vzduchu o povrch rotující střely, které je největší na čelní náporové straně střely, vzniká další moment síly, který zmenšuje nutační úhel ϑ . Působením tohoto momentu sleduje osa střely stále tečnu k balistické dráze střely a dopadá tak na cíl špičce. Ve vakuu (např. na Měsíci) by naopak osa střely zachovávala směr osy hlavně a dopadla by na cíl dnem, což by nebylo z hlediska účinku střely žádoucí.



Obr. 25

Kvantitativní řešení naznačeného problému je složité. Jde o nalezení optimálního vztahu mezi velikostí momentu hybnosti \mathbf{L} a velikostí momentu síly \mathbf{M} . Moment hybnosti se dá pro danou střelu a její úšťovou rychlost ovlivnit její úhlovou rychlostí, tj. stoupáním závitů v hlavní. Moment síly \mathbf{M} se dá ovlivnit především polohou působíště C síly \mathbf{R} vůči těžišti T střely. Toho se

2 Pohyb setrvačnicku

2.1 Setrvačnick a problematika řešení jeho pohybu

Setrvačnickem (gyroskopem) nazýváme ve fyzice a v technice tuhé homogenní osově souměrné (rotační) těleso s velkým momentem setrvačnosti vzhledem k ose souměrnosti, která je současně hlavní centrální osou setrvačnosti a také volnou osou, vzhledem k níž je rotace tohoto tělesa stabilní. Setrvačnický se roztáčí vzhledem k ose souměrnosti na vysoké otáčky (u technických setrvačnicků bývá počet otáček až $50\,000\text{ min}^{-1}$). Tím získávají velkou kinetickou energii ($J\omega^2/2$) a velký moment hybnosti ($J\omega$).

Vlastnosti, že rotující setrvačnick je nositelem velké kinetické energie, se využívá ke zrovnoměnění chodu strojů, např. výbušných motorů. Takový setrvačnick ovšem rotuje kolem pevné osy a řešení jeho pohybu v inerciální vztahné soustavě je jednoduché. Zajímavý pro nás bude setrvačnick, u něhož bude v inerciální soustavě pevný jen jeden bod. Tímto bodem může být buď hmotný střed (těžiště) anebo jiný bod osy souměrnosti. Takový setrvačnick bude vykonávat prostorový rotační pohyb, o kterém v článku 1.1 víme, že jej můžeme rozložit na vlastní rotaci, na precesi a na nutaci.

Jak jsme již uvedli v předchozím článku, k přesnému řešení pohybu setrvačnicku je zapotřebí řešit soustavu tří Eulerových dynamických rovnic, které jsou diferenciálními rovnicemi prvního řádu pro tři neznámé úhlové rychlosti. Jejich obecné řešení není známo. Řešení se v minulosti podařilo mimo obecný případ tzv. bezsilového setrvačnicku ještě jen pro pět zvláštních případů symetrického těžkého setrvačnicku, z nichž nejznámější je setrvačnick ruské matematicky Soni Kovalevské z r. 1888. V tomto případě jde o těžký setrvačnick, u něhož $J_1 = J_2 = 2J_3$, přičemž bod uchycení (resp. bod podepření) leží na ose symetrické pod těžištěm, které se nachází v průsečíku hlavních os 1, 2 (řešení viz např. v [4], str. 614).

V tomto textu bude podáno přibližné řešení pohybu symetrického homogenního setrvačnicku, které spočívá v předpokladu, že setrvačnick bude roztočen kolem volné osy—osy symetrie, vzhledem k níž má největší moment setrvačnosti. K této ose mu bude udělen velký moment hybnosti. Moment síly, působící na setrvačnick, vyvolá jen takovou precesi, případně nutaci, že lze zanedbat příspěvky k momentu hybnosti od precesních a nutačních pohybů, které setrvačnick koná vzhledem k jiným osám. Tento předpoklad je u technických setrvačnicků splněn dostatečně přesně, protože se tyto setrvačnický otáčejí velkými úhlovými rychlostmi a mají velké momenty setrvačnosti vzhledem k ose rotace.

K přibližnému řešení pohybu setrvačnicku s výhodou využijeme Resalovu větu.

Příklad 3 — Gyroskopický moment u parníku

Parník je opatřen turbínou s osou v podélné ose lodě (srovnej s obr. 21). Vypočtete velikost gyroskopického momentu \mathbf{M}_g a velikost celkové tlakové síly \mathbf{F}_1 v předním ložisku a \mathbf{F}_2 v zadním ložisku, koná-li parník manévrovací otáčení vpravo úhlovou rychlostí $\omega_v = 0,250 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$. Rotor má hmotnost $m = 18,5 \cdot 10^3 \text{ kg}$, moment setrvačnosti $J = 2100 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ a jeho těžiště je uprostřed rozpětí $l = 5,20 \text{ m}$ ložisek; otáčky rotoru jsou $n = 540 \text{ min}^{-1}$.

Řešení

Podrobné řešení necháváme na čtenáři a uvádíme jen výsledky:

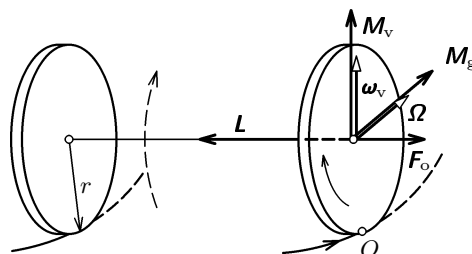
$$M_g = \frac{\pi n J \omega_v}{30} = 2,97 \cdot 10^4 \text{ N} \cdot \text{m},$$

$$F_1 = \frac{mg}{2} + \frac{M_g}{l} = 9,65 \cdot 10^4 \text{ N},$$

$$F_2 = \frac{mg}{2} - \frac{M_g}{l} = 8,50 \cdot 10^4 \text{ N}.$$

b) Dvojstopá vozidla

Chceme-li dvojstopým vozidlem (automobilem) zabočit např. vlevo, musíme prostřednictvím řízení působit na kola momentem síly \mathbf{M}_v (obr. 22). Podle druhé impulsové věty však tento moment bude mít tendenci způsobit precesi úhlovou rychlostí Ω . Bude vyklápět vozidlo ze zatáčky gyroskopickým momentem \mathbf{M}_g podle (35).



Obr. 22

Gyroskopický účinek kol v zatáčce je tedy nepříznivý a spolu s odstředivými silami \mathbf{F}_o zmenšuje stabilitu dvojstopého vozidla v zatáčce, neboť působí vzhledem k bodu dotyku O kola s vozovkou klopným momentem síly.

c) Jednostopá vozidla

Základem jednostopého vozidla je kutálející se kolo, které při pohybu má vedle hybnosti $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ ještě moment hybnosti $\mathbf{L} = J\boldsymbol{\omega}$. Vykloněním kola ze svislé roviny o malý úhel ϑ (viz obr. 23a) vznikne působením tíhové síly $\mathbf{F}_G = m\mathbf{g}$ moment \mathbf{M}_G , který pootáčí moment hybnosti \mathbf{L} ve směru \mathbf{M}_G (obr. 23b), tj. ve vodorovném směru.

Vlastnosti volného setrvačnicku zachovávat směr volné osy, kolem níž jej roztočíme, se využívá v letectví u indikačních a stabilizačních přístrojů, jako je např. umělý horizont indikující polohu letadla v mlze, zatáčkoměr, setrvačnickový kompas a tzv. automatický pilot, který slouží k automatickému řízení a ke stabilizaci kurzu letadla. Dále v raketové technice k řízení pohybu raket a u tanku ke stabilizaci polohy hlavně kanónu při střelbě za jízdy v terénu. U hlavních střel se stabilizace jejich pohybu dosahuje tím, že se jím při pohybu v hlavní uděli rotace. Ke stabilizaci jejich letu v prostoru přispívají dále dva precesní pohyby vyvolané odporem prostředí. Těmto vlivům bude věnován odst. b) v čl. 3.2. Stálost směru osy rotujícího setrvačnicku je také základem stability pohybu jednostopých vozidel (jízdního kola a motocyklu).

2.3 Setrvačnick podrobený působení momentu síly

Uvažujme setrvačnick z minulého článku, o kterém jsme předpokládali, že byl roztočen přesně podle osy souměrnosti, tedy tak, že osa setrvačnicku splývá se směrem momentu hybnosti $\mathbf{L} = J\boldsymbol{\omega}$. Působí-li na setrvačnick vnější moment síly, můžeme jej rozložit do směru osy setrvačnicku a do kolmice na osu. Všimněme si odděleně účinků těchto složek.

a) Moment síly působí v ose setrvačnicku

Bude-li moment síly působit v ose setrvačnicku ovlivní pouze velikost momentu hybnosti setrvačnicku, a tím i velikost úhlové rychlosti setrvačnicku. Tento moment tedy setrvačnick roztáčí nebo brzdí.

Nechť v okamžiku $t = 0$, kdy začne moment velikosti M působit v ose, má setrvačnick počáteční moment hybnosti o velikosti $L_0 = J\omega_0$. Pak podle druhé impulsové věty (30) bude platit

$$L = J\omega = L_0 + \int_0^t M dt, \quad \text{neboli} \quad \omega = \omega_0 + \int_0^t \frac{M}{J} dt.$$

Bude-li $M = konst.$, bude se rotace rovnoměrně zrychlovat (resp. zpomalovat); je to analogie rovnoměrně zrychleného (zpomaleného) pohybu hmotného bodu.

b) Moment síly působící kolmo k ose setrvačnicku

Nechť nyní působí kolmo na osu setrvačnicku (obr. 15) síla $\mathbf{F} = konst.$, která vzhledem k těžišti T vyvolá moment $\mathbf{M} = konst.$. Omezíme se na přibližné řešení za předpokladu, že poměrně malý moment \mathbf{M} změní v krátkém časovém intervalu Δt původní moment hybnosti \mathbf{L} o $\Delta\mathbf{L}$ tak, aby $\Delta\mathbf{L} \ll \mathbf{L}$.

kterou si lze představit jako valení kužele spojeného se setrvačnickem po vnitřní (popřípadě po vnější) ploše pevného kužele – podrobněji viz např. [1],[2].

3 Příklady pohybu setrvačnicku

3.1 Gyroskopické jevy u dopravních strojů v zatáčce

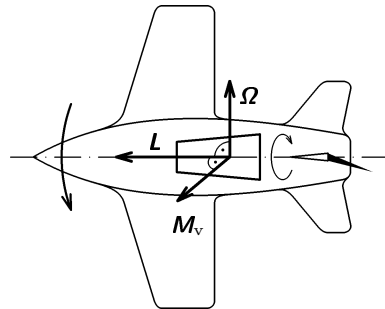
Nezbytnou součástí dopravních strojů jsou rotující části. U pozemních strojů jsou to především kola; u letadel, lodí a raket jsou to zpravidla rotory turbín a kompresorů. Z fyzikálního hlediska představují tyto rotující části setrvačnicku. Při změně směru pohybu (v zatáčce) se proto musí nutně projevit gyroskopické (setrvačnickové) jevy, které nelze zanedbat. Jako příklady na pohyb setrvačnicku v technické praxi uvedeme přehled těchto jevů u jednotlivých typů dopravních strojů.

a) Letadlo, loď, raketa

Moderní typy těchto strojů mají zpravidla turbínu a kompresor, jejichž rotory mají osu v podélné ose stroje. Výklad provedeme na případě proudového letadla (obr. 20). Moment hybnosti roztočených rotorů označíme L . Chceme-li změnit směr pohybu stroje, musíme mu pomocí kormidel vnutit na jistou dobu rotační pohyb (hovoříme o **vnuceném pohybu**). Chceme-li např. zatočit vlevo, musí na stroj působit moment síly M_v (na obr. 20 míří vzhůru kolmo k nákresně). Tento moment však po dobu svého působení vyvolá precesní pohyb úhlovou rychlostí Ω , přičemž podle (32) platí mezi uvedenými veličinami vztah

$$M_v = \Omega \times L. \quad (34)$$

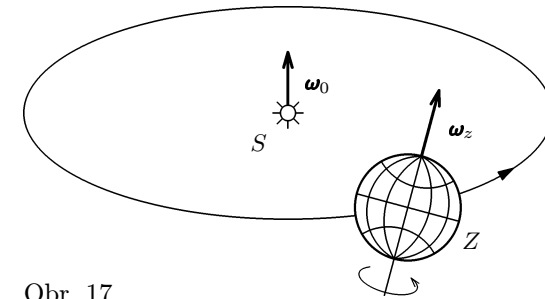
Je zřejmé, že při zatáčce vlevo se bude zvedat předek letounu; letadlo bude „těžké na ocas“. Při zatáčce vpravo bude naopak „těžké na nos“. Podobně se chová loď i raketa. Tento jev si můžeme snadno demonstrovat na klasickém vysavači prachu (doutníkového tvaru). Vnutíme-li mu rotaci kolem osy kolmé na podélnou osu sklopí se nám při jedné orientaci tohoto pohybu předek vysavače a při druhé orientaci zadek vysavače.



Obr. 20

Nyní popíšeme gyroskopický jev při vnuceném otáčení kvantitativně. Nechť otáčejícímu rotoru (setrvačnicku) o momentu hybnosti L vnucujeme rotaci např. vlevo úhlovou rychlostí ω_v působením momentu síly M_v (obr. 21). Kdyby tento rotor byl volným tělesem (neuloženým v ložiskách) sklápěla by se osa rotoru do směru vektoru M_v tak, že podle Resalovy věty by rychlost koncového bodu vektoru L byla rovna M_v a vznikla by precese p úhlovou rychlostí Ω . Pokud

úhlové rychlosti ω_z vlastní rotace Země (a jiných planet) je přibližně stejná jako směr a orientace úhlové rychlosti ω_0 jejího orbitálního pohybu (obr. 17).



Obr. 17

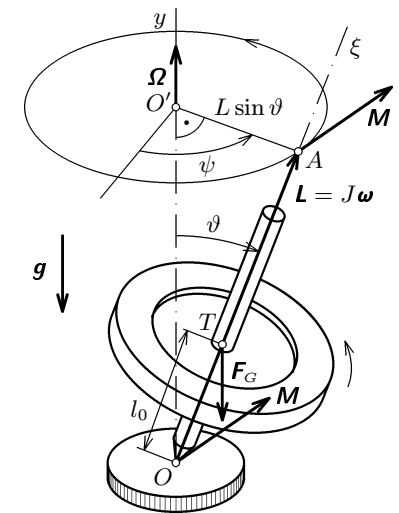
2.4 Precese a nutace těžkého setrvačnicku

Názvem **těžký setrvačnick** se označuje rotující gyroskop v tíhovém poli uchycený v bodě mimo jeho těžiště. Může jít o setrvačnick podepřený v bodě O pod těžištěm T podle obr. 18.

Setrvačnick roztočíme úhlovou rychlostí ω kolem volné osy ξ – osy rotační symetrie – odkloněné od svislé osy o úhel ϑ ($0 < \vartheta \leq \frac{\pi}{2}$), který se nazývá **nutací úhel**. Tím mu udělíme moment hybnosti $L = J\omega$. Tíhová síla $F_G = mg$ působí vzhledem k bodu O momentem o velikosti

$$M = mgl_0 \sin \vartheta,$$

kde m je hmotnost setrvačnicku a l_0 vzdálenost bodů O, T . Moment M zřejmě působí kolmo k rovině vymezené svislicí a osou ξ setrvačnicku.



Obr. 18

Podle Resalovy věty moment M vychýlí koncový bod A vektoru L momentu hybnosti ve směru M . Stejně se vychýlí i osa ξ setrvačnicku. Tím se současně změní také směr vektoru M , který zůstává stále kolmý k ose ξ . Proces změny je spojitý a bod A bude opisovat kružnici. Tento pohyb setrvačnicku se nazývá **precese**. Úhlovou rychlost $\Omega = \dot{\psi}$ precesního pohybu, kde ψ je **precesní úhel**, určíme užitím Resalovy věty. Bod A bude vykonávat rovnoměrný pohyb

po kružnici o poloměru $L \sin \vartheta = J\omega \sin \vartheta$ (viz obr. 18) rychlostí o velikosti $M = mgl_0 \sin \vartheta$. Analogicky vztahu $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ pro rychlost platí mezi vektory \mathbf{M} , $\boldsymbol{\Omega}$, \mathbf{L} vztah

$$\mathbf{M} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{L}. \quad (32)$$

Pro velikost tohoto součinu dostaneme

$$mgl_0 \sin \vartheta = \Omega J\omega \sin \vartheta.$$

Odtud ($\vartheta \neq 0$) úhlová rychlost precesního pohybu

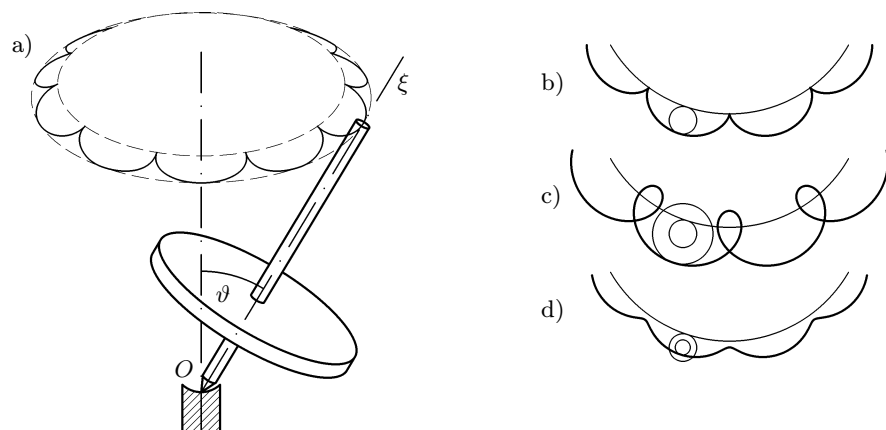
$$\Omega = \frac{mgl_0}{J\omega}. \quad (33)$$

Je zřejmé, že tato úhlová rychlost nezávisí na nutačním úhlu $\vartheta \neq 0$, tedy na odklonu osy ξ od svislice.

Změní-li vektor \mathbf{L} znaménko, roztočíme-li tedy setrvačnick v opačném směru, a nezmění-li se moment \mathbf{M} , změní se zřejmě znaménko úhlové rychlosti $\boldsymbol{\Omega}$. Precesní pohyb potom probíhá v opačném směru.

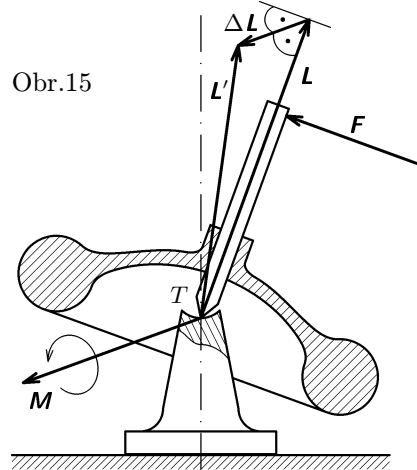
Předložené řešení neuvažuje s příspěvkem precesního pohybu k momentu hybnosti \mathbf{L} . Je však dostatečně přesné pro $\Omega \ll \omega$.

Skutečný pohyb setrvačnicku je složitější. Působením různých rušivých momentů sil, např. při dotyku osy setrvačnicku s podložkou (nebo po udělení příčného impulsu $\mathbf{M}\Delta t$), udělíme setrvačnicku další rotaci kolem jiné osy než je volná osa. Pak osa setrvačnicku již nebude opisovat plášť precesního kužele s $\vartheta = konst.$ (obr. 19a). Nutací úhel ϑ se bude cyklicky měnit a vzniklý přídavný pohyb se nazývá **nutace**.



Obr. 19

U výsledného pohybu v podstatě jde o skládání dvou kruhových pohybů, které opisuje určitý bod osy setrvačnicku. Křivka, kterou tento bod opisuje, je tedy epicykloida. Může být obyčejná (obr. 19b), prodloužená (obr. 19c) nebo zkrácená (obr. 19d). Přitom „pevnou“ kružnici bude reprezentovat kružnice, kterou opisuje uvažovaný bod osy při čisté precesi. Vytvořující kružnice, která se odvaluje po kružnici pevné, je dána vlastní nutací. Celkový pohyb, který vykonává tento setrvačnick, se rovněž označuje jako **pseudoregulární precese**.



Obr. 15

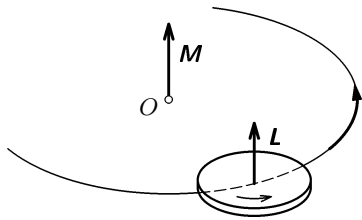
Pak podle (30) platí

$$\Delta L = \int_0^{\Delta t} M dt = M \Delta t.$$

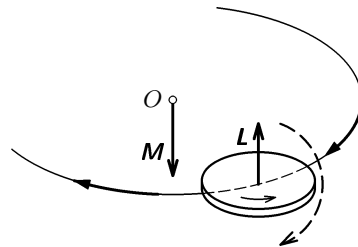
Působí-li síla F např. v rovině náčrtny (obr. 15), bude moment M působit kolmo z náčrtny. V téže směru se změní moment L o ΔL . Osa setrvačnicku se pak nastaví do směru výsledného momentu hybnosti L' . Účinek síly F je tedy takový, že se osa setrvačnicku sklápí do směru momentu M vyvolaného silou F (tedy kolmo ke směru působení síly F , resp. do směru osy vnucované silou F).

c) Vliv vnější rotace na rotující setrvačnick

Roztočíme-li setrvačnick vzhledem k jeho ose symetrie a osu uvedeme do rotačního (orbitálního) pohybu kolem osy rovnoběžné s osou vlastní rotace setrvačnicku ve stejné orientaci jako setrvačnick (obr. 16a), nenastane změna v pohybu setrvačnicku – setrvačnick je ve stabilní poloze. Jakmile však obrátíme orientaci vnější rotace (obr. 16b), obrátí se osa setrvačnicku (má-li možnost) o 180° – setrvačnick je v labilní poloze. Tento jev lze vysvětlit užitím druhé impulsové věty. Je-li moment M , potřebný k uvedení do orbitálního pohybu, orientován opačně než vektor L , vznikne tendence k překlopení tohoto vektoru.



Obr. 16a



Obr. 16b

Popsaný jev můžeme snadno demonstrovat setrvačnickem v Cardanově závěsu. Na základě tohoto jevu můžeme také vysvětlit, proč směr a orientace

rotor uložíme do ložisek 1, 2 tak je tomuto pohybu sice zabráněno, avšak rotor působí na ložiska silami F_g , které jsou vyvolány **gyroskopickým momentem** M_g . Tento moment určíme ze vztahu, který je analogický vztahu (34). Aby vznikla precese úhlovou rychlostí ω_v musel by podle Resalovy věty působit moment síly $-M_g$, pro který analogicky (34) platí

$$-M_g = \omega_v \times L,$$

neboli

$$M_g = L \times \omega_v = J \omega \times \omega_v. \quad (35)$$

Velikost gyroskopického momentu je

$$M_g = L \omega_v \sin \vartheta = J \omega \omega_v \sin \vartheta. \quad (36)$$

Jeho směr nejlépe určíme **pravidlem Žukovského**:

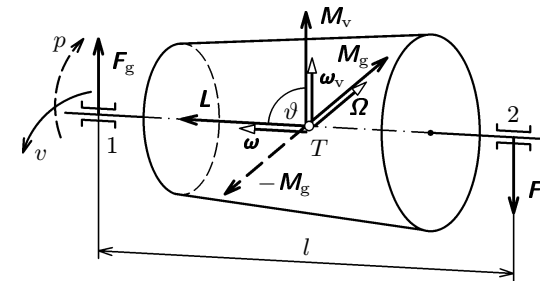
Je-li setrvačnick nucen vykonávat precesní pohyb, pak vzniká gyroskopický moment, který se snaží nejkratší cestou otočit osu rotace setrvačnicku (vektor L) do směru osy vnuceného pohybu.

Gyroskopický moment můžeme vyjádřit ještě ve tvaru

$$l \times F_g = J \omega \times \omega_v,$$

kde F_g jsou přídavné síly, kterými působí osa rotoru na ložisko a l je rameno těchto sil. Jelikož síly F_g jsou kolmé na osu, můžeme pro jejich velikost psát

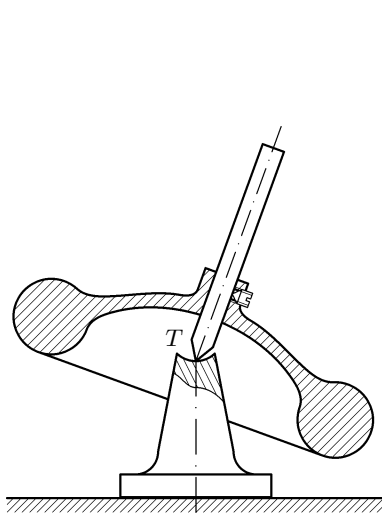
$$F_g = \frac{J \omega \omega_v}{l} \sin \vartheta. \quad (37)$$



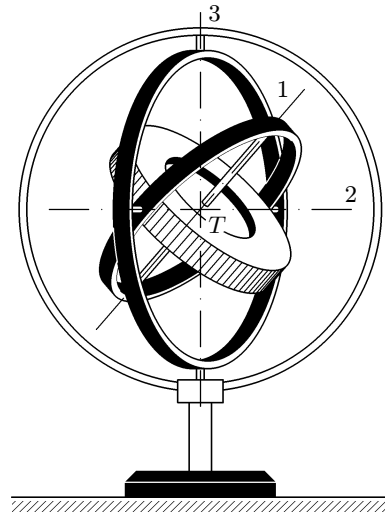
Obr. 21

2.2 Volný setrvačnick

Volným (bezsilovým, astatickým) setrvačnickem nazýváme gyroskop, u nějž moment vnějších působících sil je nulový. Nepůsobí-li na setrvačnick jiné síly než tíhové, bude volným, když bude podepřen v těžišti (tzv. **Maxwellův setvačnick** na obr. 13) anebo když osy, kolem nichž se může otáčet, procházejí těžištěm T , resp. hmotným středem (setrvačnick v **Cardanově závěsu** na obr. 14).



Obr. 13



Obr. 14

U volného setrvačnicku je $\mathbf{M} = \mathbf{0}$. Roztočíme-li jej kolem jedné volné osy, která je osou symetrie, je $\mathbf{L} = J\boldsymbol{\omega}$. Pak podle druhé impulsové věty (30) platí

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{0}$$

a tudíž

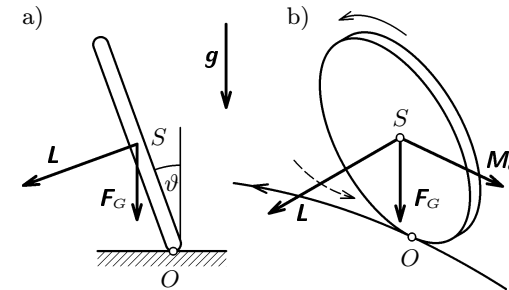
$$\mathbf{L} = J\boldsymbol{\omega} = \text{konst.} \quad (31)$$

je vektor stálé velikosti a stálého směru. Protože při rotaci kolem volné osy mají vektory \mathbf{L} , $\boldsymbol{\omega}$ stejný směr, shodný se směrem osy symetrie setrvačnicku, **zachovává osa volného setrvačnicku v prostoru** (přesněji řečeno v inerciální vztahné soustavě) **stálý směr**.¹

¹Pokud volnému setrvačnicku neudělíme rotaci úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}_1$ jen vzhledem k jedné hlavní centrální ose, nýbrž i další rotaci úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}_2$ vzhledem k jiné hlavní centrální ose – např. tak, že klepneme na vnitřní kruh Cardanova závěsu – bude pohyb setrvačnicku podstatně složitější. Pro výsledný moment hybnosti bude stále platit $\mathbf{L} = \text{konst.}$, avšak výsledná úhlová rychlost $\boldsymbol{\omega} \neq \text{konst.}$ Osa setrvačnicku bude vykonávat tzv **regulární precеси**,

Kolo tak začne vykonávat vedle posuvného a rotačního pohybu ještě precесní pohyb. Je zřejmé, že při náklonu kola např. vlevo dojde k jeho stáčení také vlevo. Vrátime-li kolo zpět do svislé roviny, precесе (a tím i zatáčení) ustane. Jízdní kolo a motocykl je tedy v zatáčce stabilní.

Při řízení kola řídítka působíme na kolo momentem síly \mathbf{M}_r , který mu vnučuje rotaci. Situace je analogická jako na obr. 22; vzniká tedy gyroskopický moment \mathbf{M}_g . V praxi zpravidla kombinujeme řízení bicyklu a motocyklu nakloněním s řízením řídítka.



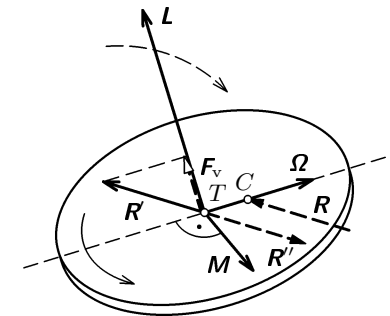
Obr. 23

3.2 Stabilizace letu disku a střely

a) Disk

Aby pohyb disku byl stabilní a délka vrhu co největší, vrhá jej sportovec tak, že mu udělí na počátku pohybu rotaci kolem osy souměrnosti. Disk se tedy chová jako setrvačnick.

Gyroskopické jevy při pohybu disku (a podobně střely) si nejsnáze můžeme vysvětlit a demonstrovat na pohybu lepenkového kotouče (papírového pivního tácku). Vrhne-li kotouč levou rukou, bude při pohledu shora rotovat v kladném směru (tj. proti směru hodinových ručiček). Za pohybu na něj bude působit odpor o výslednici \mathbf{R} . Působíště \mathbf{R} není v důsledku aerodynamických poměrů v těžišti T , nýbrž v bodě C ve směru pohybu před ním (obr. 24).



Obr. 24

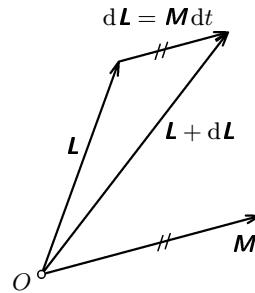
soustavě pohybuje. Neustále se přitom mění hodnota složek tenzoru setrvačnosti (12). Proto Leonard Euler již r. 1765 transformoval pohybovou rovnici (30) na neinerciální soustavu pevně spojenou s tělesem. Výhoda je v tom, že vůči této soustavě jsou složky tenzoru setrvačnosti již konstantní. Pracuje se přitom s hlavními momenty setrvačnosti. Řešení soustavy příslušných tří skalárních diferenciálních rovnic, nazývaných *Eulerovy dynamické rovnice*, je velmi náročné a je zcela mimo možnosti tohoto textu (viz např. [1], [2], [4]).

Pro přibližné řešení prostorové rotace tuhého tělesa se s výhodou používá geometrické interpretace druhé impulsové věty (30), kterou navrhl Francouz Résal. Tvar výrazu (30) je analogický výrazu

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v},$$

který definuje rychlost hmotného bodu. Vektor \mathbf{r} je tedy analogický vektoru \mathbf{L} a vektor \mathbf{v} je analogický vektoru \mathbf{M} . Rovnost $d\mathbf{L}/dt = \mathbf{M}$ naznačuje, že vektor \mathbf{M} je mírou rychlosti změny vektoru \mathbf{L} . Neboli *rychlost koncového bodu vektoru \mathbf{L} momentu hybnosti tělesa je rovna výslednému momentu \mathbf{M} síl, který na těleso působí*. Tato geometrická podoba druhé impulsové věty se nazývá *Resalova věta*.

Podle této věty se tedy koncový bod vektoru \mathbf{L} (obr. 12) posune za časový interval dt o $d\mathbf{L} = \mathbf{M}dt$ a změněný moment hybnosti bude $\mathbf{L} + d\mathbf{L} = \mathbf{L} + \mathbf{M}dt$. Má-li moment síly \mathbf{M} směr vektoru \mathbf{L} mění se jen velikost \mathbf{L} , a protože při rotaci kolem jedné volné osy je $\mathbf{L} = J\boldsymbol{\omega}$, kde $J = \text{konst.}$, mění se jen velikost úhlové rychlosti $\boldsymbol{\omega}$. Je-li naopak \mathbf{M} stále kolmý k \mathbf{L} , mění se jen směr \mathbf{L} , a tím i směr $\boldsymbol{\omega}$.



Obr. 12

dosahuje vhodnou konstrukcí pláště střely, zejména její přední částí, která má tvar ogivalu. Podrobnější analýzu precesního a nutačního pohybu střely lze nalézt v článku [10].

Příklad 4 — Kinetická energie a precese střely

Střela ráže (tj. vnějšího průměru) $d = 100$ mm a hmotnosti $m = 30,0$ kg byla vystřelena z hlavně kanónu počáteční (tzv. ústřovou) rychlostí $v_0 = 900$ m·s⁻¹. V hlavní byla střele udělena rotace tak, že se střela zařezávala do závitů o stoupání $s = 30d$. V důsledku kmitu hlavně při výstřelu se osa střely odchýlila od tečny k dráze o malý úhel ϑ . Ve vzduchu bude na střelu působit síla odporu vzduchu o velikosti $R = 2,00 \cdot 10^3$ N ve směru rovnoběžném s tečnou k trajektorii, a to v působišti C vzdáleném o $l = 1,5d$ od těžiště (viz obr. 25).

Vypočtěte:

- celkovou počáteční kinetickou energii střely,
- kolik otáček precesního pohybu střela vykoná, je-li doba letu střely $t = 64,1$ s a budeme-li předpokládat $|\mathbf{R}| = \text{konst.}$

Při výpočtu momentu setrvačnosti považujte střelu zjednodušeně za válec.

Řešení

- Pro celkovou počáteční kinetickou energii střely platí

$$E_k = \frac{1}{2}(mv_0^2 + J\omega^2), \quad \text{kde } J = \frac{1}{2}m\left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad \text{a} \quad \omega = \frac{2\pi}{T},$$

přičemž T je doba potřebná k jedné otáčce střely v hlavní, tj. k proběhnutí závitů výšky s . Platí tedy

$$s = v_0 T = \frac{2\pi v_0}{\omega}, \quad \text{z toho } \omega = \frac{2\pi v_0}{s} = \frac{\pi v_0}{15d}.$$

Pak po dosazení do hořejšího vztahu dostaneme

$$E_k = \frac{1}{2}mv_0^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{30} \right)^2 \right] = 1,22 \cdot 10^7 \text{ J} = 12,2 \text{ MJ}.$$

- Střela bude vykonávat precesní pohyb úhlovou rychlostí (33). Velikost momentu síly je $M = Rl \sin \vartheta = 1,5Rd \sin \vartheta$, velikost momentu hybnosti je

$$L = J\omega = \frac{\pi m v_0 d}{120}.$$

Po dosazení do výrazu (33) dostáváme

$$\Omega = \frac{180}{\pi} \frac{R}{m v_0}.$$

např. vyvolávají neklidný chod strojů. Aby těleso bylo v *dynamické rovnováze* musí být nulový moment všech sil, tedy i sil setrvačných.

Hledejme nyní podmínky, které musí být splněny pro rovnováhu tělesa při rotaci. Pro jednoduchost budeme předpokládat rovnoměrnou rotaci kolem osy y inerciální vztažné soustavy (obr. 10). Pak na elementy m_i působí ve vztažné soustavě spojené s tělesem odstředivé síly, které mají velikost $F_i = m_i \omega^2 r_i$. Pro kartézské souřadnice těchto sil v uvažované poloze tělesa platí

$$F_{xi} = F_i \cos \alpha_i = m_i \omega^2 x_i, \quad (23)$$

$$F_{yi} = 0, \quad (24)$$

$$F_{zi} = F_i \sin \alpha_i = m_i \omega^2 z_i. \quad (25)$$

Pro jejich výslednice sumací přes celé těleso dostaneme

$$F_x = \omega^2 \sum_i m_i x_i, \quad F_y = 0, \quad F_z = \omega^2 \sum_i m_i z_i.$$

Vyjádříme-li tyto výsledky užitím souřadnic hmotného středu (srovnej s (11) v [9]) dostaneme

$$F_x = \omega^2 m x_S, \quad F_y = 0, \quad F_z = \omega^2 m z_S, \quad (26)$$

kde m je celková hmotnost tělesa. Aby všechny tyto síly byly nulové, musí být $x_S = y_S = z_S = 0$, tedy *osa rotace musí procházet hmotným středem*.

Aby těleso bylo v rovnováze, musí být i výsledný moment odstředivých sil k osám x , y , z nulový. Pro moment sil (23) a (25) platí

$$M_x = \sum_i y_i F_{zi} = \omega^2 \sum_i m_i y_i z_i = -\omega^2 J_{yz}, \quad (27)$$

$$M_y = \sum_i z_i F_{xi} - \sum_i x_i F_{zi} = \omega^2 (J_{xz} - J_{zx}) = 0, \quad (28)$$

$$M_z = - \sum_i y_i F_{xi} = -\omega^2 \sum_i m_i x_i y_i = \omega^2 J_{xy}. \quad (29)$$

I když bude osa rotace procházet hmotným středem bude na těleso v obecném případě působit moment sil o složkách (27), (29), který bude mít tendenci způsobit odklon—deviaci—rotační osy od původního směru. Aby tomu tak nebylo *musí být deviační momenty J_{xy} , J_{yz} nulové*. Při rotaci např. kolem osy x bychom dostali ještě podmínku $J_{xz} = 0$.

Shrneme-li výsledky, dostali jsme z podmínky $\mathbf{F} = 0$ požadavek, že osa rotace musí být centrální osou a z podmínky $\mathbf{M} = 0$ požadavek, že vedle toho

kteřá je vzhledem k rovině ekliptiky skloněna o $5^\circ 09'$. Gravitační vliv Měsíce je nezanedbatelný a projevuje se tím, že „moduluje“ moment \mathbf{M} . To má za následek, že se k základnímu – solárnímu – precesnímu pohybu superponuje druhotný – lunární – precesní pohyb a výsledkem je **lunisolární** precese, u níž se mění nutační úhel ϑ ; vzniká tedy nutační pohyb. Perioda solární precese je asi 25 725 let, je to tzv *platónský rok*. Střední hodnota nutačního úhlu je $\vartheta = 23^\circ 27'$, perioda lunární precese (nutační perioda) je 18,61 roku. Periodické změny nutačního úhlu jsou velmi malé, neboť zemská osa opisuje kolem své střední polohy nutační elipsu, jejíž velká poloosa je $9,21''$ a malá poloosa $6,86''$ [11].

Lunisolární precese (resp. její astronomické důsledky) byla známa již starověkému astronomovi Hiparchovi z Nikaie v roce 140 př.Kr. Srovnával astronomické souřadnice hvězd ze svých měření s výsledky měření svých předchůdců a zjistil, že ekliptikální délky hvězd vzrostly. Fyzikálně se tento jev podařilo vysvětlit až Newtonovi na základě jeho zákona všeobecné gravitace.

Přímým astronomickým důsledkem lunisolární precese jsou postupné změny poloh hvězd při orientaci podle noční oblohy. Nyní sever určujeme podle známé hvězdy Polárky, pro staré Egyptany kolem r. 2600 př.Kr. byla nejbližší jasnou hvězdou u světového pólu hvězda Thuban v souhvězdí Draka. V důsledku lunisolární precese se pozvolna mění poloha hvězd vůči rovníkové souřadnicové soustavě druhého druhu (spojené s jarním bodem). Zemská osa bude směřovat nejbliže k Polárce v roce 2115, kdy její odklon od směru k Polárce bude jen $21'$. V roce 14 100 bude orientačním bodem pro světový pól hvězda Vega v souhvězdí Lyry, kolem r. 21 000 to bude opět Thuban. Polárka se ke světovému pólu znovu přiblíží kolem r. 28 000.

Lunisolární precese má ovšem i závažnější důsledky. Při pohybu Země po ekliptické trajektorii dochází ke střídání ročních období v závislosti na úhlu, který svírá zemská osa se spojnicí středů Země a Slunce. Toto střídání ročních období se neopakuje přesně s periodou oběhu středu Země po ekliptické trajektorii (tato perioda se nazývá *siderický rok*). V důsledku lunisolární precese je za jeden platónský rok (tj. za 25 725 siderických roků) o jeden cyklus ročních období více než oběhů po ekliptické trajektorii.

Problém časování ročních období komplikuje ještě skutečnost, že sklon roviny ekliptické trajektorie Země se v důsledku gravitačního působení ostatních planet nepatrně mění — v současné době se zmenšuje o $0,47''$ za rok, přičemž účinek tohoto pohybu poněkud zmenšuje vliv lunisolární precese na střídání ročních období.

Problém se astronomicky vyřešil zavedením *jarního bodu* jako polohy Slunce na ekliptice (tj. na trajektorii zdánlivého ročního pohybu Slunce po obloze), v níž se nachází v okamžiku jarní rovnodennosti. Přesněji je to průsečík ekliptiky se světovým rovníkem, v němž se Slunce nachází při jarní rovnodennosti. Tento okamžik je astronomický počátek jara. V důsledku popsanych precesních pohybů není poloha jarního bodu pevná, nýbrž tento bod jde vstříc Slunci o $50,2528''$ za rok (tento údaj platil pro rok 1974). Proto je doba mezi dvěma průchody Slunce jarním bodem, tzv. *tropický rok*, v průměru asi o 20 minut kratší než siderický rok.

Vyjádříme-li tyto výsledky užitím složek tenzoru setrvačnosti (6) až (11) dostaneme přehledné vztahy

$$L_x = I_{xx}\omega_x + I_{xy}\omega_y + I_{xz}\omega_z, \quad (20)$$

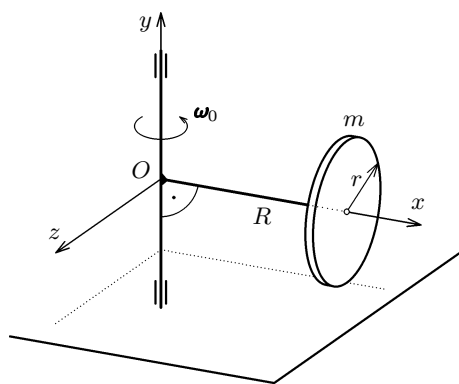
$$L_y = I_{yx}\omega_x + I_{yy}\omega_y + I_{yz}\omega_z, \quad (21)$$

$$L_z = I_{zx}\omega_x + I_{zy}\omega_y + I_{zz}\omega_z. \quad (22)$$

Bude-li volně tuhé těleso rotovat kolem jedné z hlavních os redukuje se výpočet momentu hybnosti na vztah (18).

Příklad 2 — Kinetická energie a moment hybnosti disku

Tenký disk o hmotnosti m a poloměru r , který je otočně uložen na rameni o poloměru R , jehož hmotnost zanedbáme, se dokonale odvaluje po vodorovné rovině (obr. 8). Je dáno ω_0 . Pro okamžik, kdy přechází přes kladnou poloosu x , vypočítejte:



Obr. 8

- Kinetickou energii soustavy.
- Složky L_x , L_y , L_z momentu hybnosti soustavy.

Řešení

- Kinetická energie je dána vztahem (14). Nejprve určíme složky vektoru úhlové rychlosti. Z daného $\omega_0 = \omega_y$ určíme velikost ω_x využitím podmínky dokonalého odvalování disku neboli

$$\omega_x = \omega_0 \frac{R}{r}.$$

Současně $\omega_z = 0$, protože pravý úhel mezi ramenem a osou otáčení je neměnný. Z toho důvodu není nutné pro výpočet energie a momentu hybnosti počítat ty složky tenzoru setrvačnosti, jejichž index obsahuje písmenko z . Soustava je symetrická k ose x , proto moment setrvačnosti k této ose je hlavním momentem setrvačnosti a osy x , y , z jsou hlavními osami setrvačnosti. Zřejmě platí

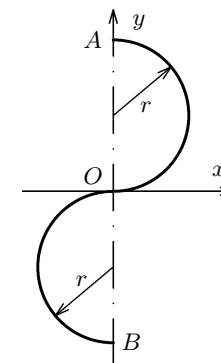
$$J_{xx} = J_1 = \frac{1}{2}mr^2, \quad J_{yy} = J_2 = \frac{1}{4}mr^2 + mR^2, \quad J_{xy} = J_{yx} = 0.$$

4 Úlohy

A. Řešené úlohy

1. Složky tenzoru momentu setrvačnosti zalomeného hřídele

Vypočítejte složky tenzoru setrvačnosti zalomeného hřídele, který je uložen v ložiskách A , B (obr. 28). Hmotnost hřídele je m , poloměr půlkružnic je r .



Obr. 28

Řešení

Hřídel sestává ze dvou částí; z každé vyjmeme element o poloze φ (obr. 29). Souřadnice elementů:

$$\begin{aligned} x &= r \sin \varphi, & x &= -r \sin \varphi, \\ y &= r(1 - \cos \varphi), & y &= -r(1 - \cos \varphi), \\ z &= 0, & z &= 0, \end{aligned}$$

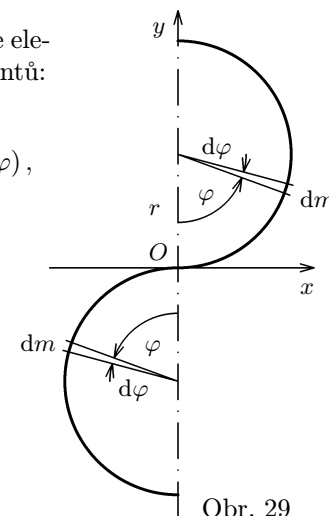
$$dm = \mu r d\varphi.$$

Délková hustota hmotnosti je

$$\mu = \frac{m}{2\pi r}.$$

Složky tenzoru setrvačnosti:

$$\begin{aligned} J_{xx} &= 2 \int_{(m)} y^2 dm = 2\mu r^3 \int_0^\pi (1 - \cos \varphi)^2 d\varphi = 2\mu r^3 \int_0^\pi (1 - 2\cos \varphi + \cos^2 \varphi) d\varphi = \\ &= 2\mu r^3 \left[\varphi - 2\sin \varphi + \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{4}\sin 2\varphi \right]_0^\pi = 3\mu\pi r^3 = \frac{3}{2}mr^2, \end{aligned}$$



Obr. 29

Pokud rozložíme úhlovou rychlost $\boldsymbol{\omega}$ do směru hlavních os na složky $\boldsymbol{\omega}'_x$, $\boldsymbol{\omega}'_y$, $\boldsymbol{\omega}'_z$ bude kinetická energie

$$E_k = \frac{1}{2}(J_1\omega_x'^2 + J_2\omega_y'^2 + J_3\omega_z'^2). \quad (15)$$

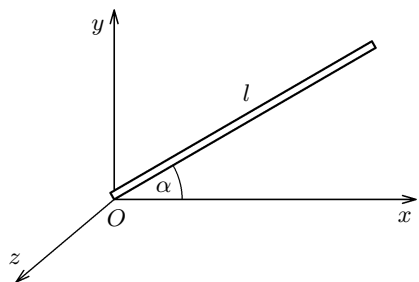
Má-li $\boldsymbol{\omega}$ směr některé hlavní osy setrvačnosti dostaneme známý vztah

$$E_k = \frac{1}{2}J\omega^2, \quad (16)$$

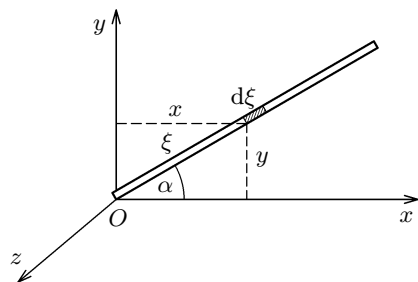
kde J je příslušný moment setrvačnosti.

Příklad 1 — Složky tenzoru setrvačnosti tyče

Vypočtěte složky tenzoru setrvačnosti tenké homogenní tyče o hmotnosti m a délce l , která je situována v rovině $z = 0$ podle obr. 6. Složky tenzoru setrvačnosti počítejte k osám naznačené kartézské soustavy.



Obr. 6



Obr. 7

Řešení

Z tyče vyjmeme element $d\xi$ v obecné poloze ξ od počátku O . Jeho souřadnice jsou (obr. 7)

$$x = \xi \cos \alpha, \quad y = \xi \sin \alpha, \quad z = 0.$$

Pro hmotnost elementu platí

$$dm = \frac{m}{l}d\xi.$$

Složky tenzoru setrvačnosti jsou

$$J_{xx} = \int_{(m)} y^2 dm = \frac{m}{l} \sin^2 \alpha \int_0^l \xi^2 d\xi = \frac{1}{3}ml^2 \sin^2 \alpha,$$

Vypočtěte:

- Jaký je moment setrvačnosti J_2 druhého setrvačnicku i s hřídelem.
- Kolik mechanické energie ΔE_k soustava ztratila při spojení.

Řešení

- Platí zákon zachování momentu hybnosti

$$J_1\omega_1 = (J_1 + J_2)\omega_{12}.$$

Odtud

$$J_2 = J_1 \left(\frac{\omega_1}{\omega_{12}} - 1 \right) = J_1 \left(\frac{n_1}{n_{12}} - 1 \right) = 4,0 \text{ kg} \cdot \text{m}^2.$$

- $\Delta E_k = \frac{1}{2}J_1\omega_1^2 - \frac{1}{2}(J_1 + J_2)\omega_{12}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{30} \right)^2 n_1(n_1 - n_{12})J_1 = 118 \text{ kJ}.$

3. Volně otáčivá tyč

Tenká homogenní tyč o délce l a hmotnosti m se volně otáčí po vodorovné dokonale hladké rovině úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}_0$ kolem svého středu. Zachytíme-li náhle jeden konec tyče, začne se tyč otáčet kolem tohoto konce. Vypočtěte úhlovou rychlost $\boldsymbol{\omega}$, kterou se tyč nyní bude otáčet, a kolik mechanické energie ΔE_k při této změně ztratí.

Řešení

Zákon zachování momentu hybnosti:

$$J_0\omega_0 = J\omega, \quad \frac{1}{12}ml^2\omega_0 = \frac{1}{3}ml^2\omega \rightarrow \omega = \frac{\omega_0}{4}.$$

Ztráta mechanické energie:

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \frac{ml^2}{12} \omega_0^2 - \frac{1}{2} \frac{ml^2}{3} \omega^2 = \frac{1}{2} \frac{ml^2}{12} \omega_0^2 - \frac{1}{2} \frac{ml^2}{3} \frac{\omega_0^2}{16} = \frac{ml^2\omega_0^2}{32}.$$

$$E_k = \frac{1}{2}\omega_x^2 \sum_i m_i(y_i^2 + z_i^2) + \frac{1}{2}\omega_y^2 \sum_i m_i(x_i^2 + z_i^2) + \frac{1}{2}\omega_z^2 \sum_i m_i(x_i^2 + y_i^2) - \omega_x\omega_y \sum_i m_ix_iy_i - \omega_x\omega_z \sum_i m_ix_iz_i - \omega_y\omega_z \sum_i m_iy_iz_i. \quad (5)$$

Výsledek pro kinetickou energii bude možné zapsat ve formálně jednodušším tvaru po zavedení veličin, které charakterizují rozložení hmotnosti v tělese vzhledem k okamžité poloze osy rotace. Tyto veličiny jsou složkami tenzoru setrvačnosti.

1.3 Tenzor setrvačnosti

Ve výrazu (5) vystupují členy se sumací přes celé těleso, které závisejí na rozložení hmotnosti vzhledem k uvažované poloze osy rotace a jsou tedy mírou setrvačných účinků tuhého tělesa při jeho prostorové orientaci. Přijmeme pro ně označení

$$J_{xx} = \sum_i m_i(y_i^2 + z_i^2), \quad (6)$$

$$J_{yy} = \sum_i m_i(x_i^2 + z_i^2), \quad (7)$$

$$J_{zz} = \sum_i m_i(x_i^2 + y_i^2), \quad (8)$$

$$J_{xy} = J_{yx} = - \sum_i m_ix_iy_i, \quad (9)$$

$$J_{xz} = J_{zx} = - \sum_i m_ix_iz_i, \quad (10)$$

$$J_{yz} = J_{zy} = - \sum_i m_iy_iz_i. \quad (11)$$

Těchto devět veličin tvoří složky obecnější veličiny, která charakterizuje setrvačné účinky tělesa při obecné rotaci a která se nazývá *tenzor setrvačnosti*. Lze je přehledně uspořádat do matice

$$J_{pq} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} & J_{xz} \\ J_{yx} & J_{yy} & J_{yz} \\ J_{zx} & J_{zy} & J_{zz} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

kde $p, q = x, y, z$. Veličiny J_{xx}, J_{yy}, J_{zz} , ležící v hlavní diagonále matice, se nazývají *momenty setrvačnosti* k osám uvažované kartézské soustavy.

6. Gyroskopický moment setrvačníku v rámu

Setrvačník ve tvaru válcového disku o poloměru r a hmotnosti m se otáčí úhlovou rychlostí ω_1 v úhlopříčce čtvercového rámu zanedbatelné hmotnosti podle obr. 33. Rám se otáčí kolem svislé osy úhlovou rychlostí ω_2 . Určete gyroskopický moment a reakce v ložiskách A, B , které jím budou vyvolány.

Řešení

Pro gyroskopický moment podle (35) platí

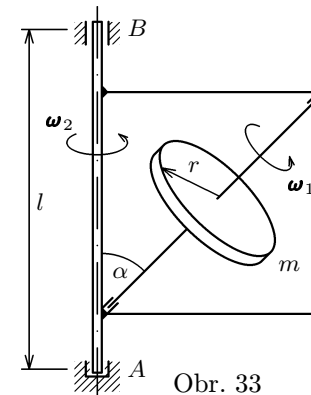
$$\mathbf{M}_g = J\boldsymbol{\omega}_1 \times \boldsymbol{\omega}_2, \quad \text{kde } J = \frac{1}{2}mr^2.$$

Velikost gyroskopického momentu je tedy

$$M_g = \frac{1}{2}mr^2\omega_1\omega_2 \sin \alpha = \frac{\sqrt{2}}{4}mr^2\omega_1\omega_2.$$

Vektor \mathbf{M}_g je kolmý k rámu a v dané poloze rámu míří před nákresnu. Reakce $\mathbf{R}_A = -\mathbf{R}_B$, které jej v ložiskách kompenzují, leží v rovině nákresny a mají velikost

$$R_A = R_B = \frac{\sqrt{2}}{4l}mr^2\omega_1\omega_2.$$



Obr. 33

7. Gyroskopický moment u letadla

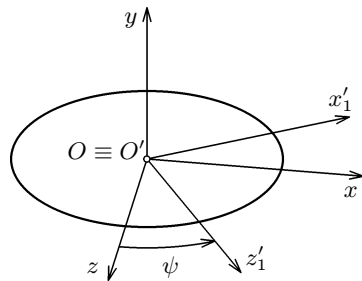
Otočné části leteckého motoru včetně vrtule mají moment setrvačnosti $J = 25 \text{ kg}\cdot\text{m}^2$. Vrtule se otáčí $n = 2400$ otáčkami za minutu. Vypočítejte gyroskopický moment \mathbf{M}_g působící na letadlo, které prolétá rychlostí $v = 450 \text{ km/h}$ pravotočivou zatáčkou po vodorovné kružnici o poloměru $R = 280 \text{ m}$. Jaký účinek bude mít tento moment, když se vrtule z pohledu pilota otáčí ve směru rotace hodinových ručiček?

Řešení

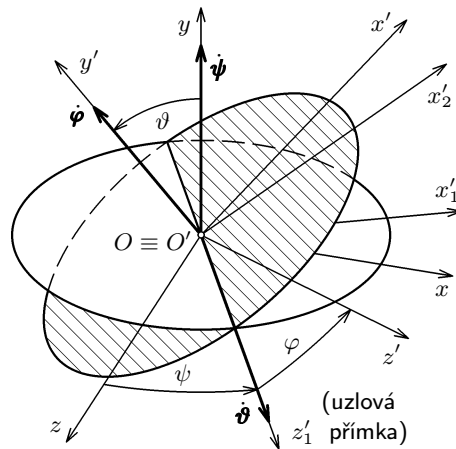
Gyroskopický moment určíme pomocí vztahů:

$$\mathbf{M}_g = J\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega}_v, \quad \omega = \frac{\pi n}{30}, \quad \omega_v = \frac{v}{R}, \quad \boldsymbol{\omega}_v \perp \boldsymbol{\omega},$$

kde $\boldsymbol{\omega}_v$ je úhlová rychlost vynucené rotace (obr. 34). Velikost gyroskopického momentu tedy je



Obr. 2



Obr. 3

První otočení provedeme kolem osy y o úhel ψ (obr. 2), přičemž osa z' , původně totožná s z , přejde do polohy z'_1 a osa x' , původně totožná s x , do polohy x'_1 . Druhé otočení disku vykonáme kolem nové osy z'_1 , tzv. *uzlové přímky*, o úhel ϑ (obr. 3). Přitom osa x'_1 přejde do polohy x'_2 a osa y' , původně totožná s y , do konečné polohy y' . Třetí otočení provedeme kolem této osy y' o úhel φ , při němž osa x'_2 přejde do konečné polohy x' a osa z'_1 do konečné polohy z' (obr. 3). V obr. 3 jsou znázorněny rovněž úhlové rychlosti $\dot{\varphi}$, $\dot{\psi}$, $\dot{\vartheta}$, které popisují rychlost změn Eulerových úhlů φ , ψ , ϑ a které leží v osách příslušných otočení.

Eulerovy úhly jsou důležité zejména pro popis pohybu setrvačnicku, odtud také dostaly názvy:

- φ ... úhel vlastní rotace,
- ψ ... precesní úhel,
- ϑ ... nutační úhel.

Závěrem lze shrnout, že rotaci tělesa kolem nehybného bodu okamžitou úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}$ lze rozložit na tři rotace buď kolem os kartézské soustavy nebo kolem os Eulerových úhlů v souladu s rovností

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}_x + \boldsymbol{\omega}_y + \boldsymbol{\omega}_z = \dot{\varphi} + \dot{\psi} + \dot{\vartheta}.$$

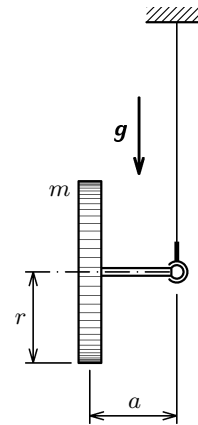
1.2 Kinetická energie rotujícího tuhého tělesa

V textu [9] jsme pojednali o rotaci tuhého tělesa vzhledem k nehybné ose, přičemž jako míru setrvačných účinků tělesa při této rotaci jsme zavedli veličinu

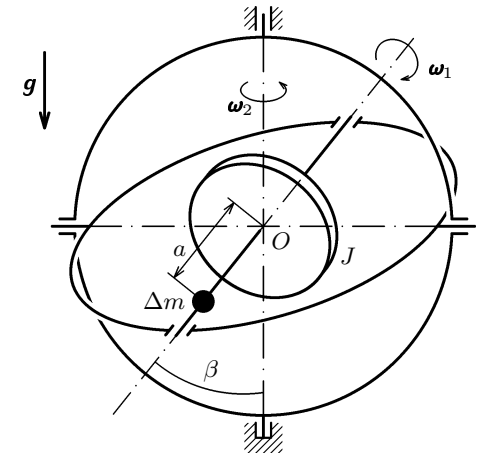
B. Neřešené úlohy

8. Precese setrvačnicku na rameni

Setrvačnick ve tvaru válcového disku o poloměru $r = 100$ mm a hmotnosti $m = 1,20$ kg rotující s úhlovou rychlostí $\omega = 314$ rad·s⁻¹ zavěsíme v tíhovém poli na vyloženém rameni délky $a = 75$ mm a zanedbatelné hmotnosti prostřednictvím nitě podle obr. 35. Setrvačnick začne vykonávat precese. Vypočtete nejkratší dobu, za kterou osa setrvačnicku zaujme opět výchozí polohu.



Obr. 35



Obr. 36

9. Precese setrvačnicku v Cardanově závěsu

Bezilový setrvačnick o momentu setrvačnosti J , otáčející se úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}_1$, je uložen v Cardanově závěsu podle obr. 36. Rovnováhu porušíme tím, že na osu setrvačnicku do vzdálenosti a od středu O umístíme závaží o hmotnosti Δm . Osa setrvačnicku svírá se svislou osou úhel β . Určete úhlovou rychlost $\boldsymbol{\omega}_2$ vzniklé precese, zanedbáte-li hmotnost Cardanova závěsu a tření v ložiskách.

10. Gyroskopický moment u kolového mlýna

Kolový mlýn sestává z válcového kola o hmotnosti m , které se odvaluje po vodorovné desce (obr. 37). Kolo je otočně uloženo na rameni o_1 délky R a zanedbatelné hmotnosti, které se otáčí kolem svislé osy o_2 úhlovou rychlostí

Úvod

Předložený studijní text navazuje na dřívější texty [8], [9], které byly věnovány statice, kinematice a dynamice tuhého tělesa. V textu [9] jsme se vedle obecných zákonů mechaniky tuhého tělesa zabývali převážně jen jeho rotačním pohybem kolem nehybné osy a obecným rovinným pohybem. Předložený text rozšiřuje tyto poznatky o mechaniku prostorového pohybu tělesa kolem nehybného bodu a zabývá se především pohybem setrvačnicku. Předpokládá znalost textu [9] anebo znalost základů dynamiky tuhého tělesa.

Poznatky o pohybu setrvačnicku jsou nejen zajímavé, ale i důležité pro aplikace v jiných oblastech fyziky (např. Larmorova precese v atomistice), v astronomii (lunisolární precese Země), v technice (např. gyroskopické jevy u dopravních prostředků), ve vojenství (stabilizace letu střely) a i ve sportu (let disku).

Ve středolškolském učivu fyziky je věnováno dynamice rotačního pohybu tuhého tělesa málo místa a o prostorovém pohybu tělesa a o setrvačnicích se nehovoří téměř vůbec. Důvody jsou především didaktické — jde o obtížnou partii mechaniky. Nakonec přesné řešení obecného pohybu setrvačnicku pohybovými diferenciálními rovnicemi není známo — s výjimkou několika zvláštních případů.

Předložený studijní text podává kromě několika rozšiřujících poznatků o dynamice tuhého tělesa přibližnou teorii setrvačnicku, která však je dostatečně přesná u technických setrvačnicků (gyroskopů). Je zde také podán výklad některých aplikací teorie setrvačnicků. Výklad je doplněn řešenými příklady a úlohami s uvedenými výsledky jejich řešení.

Text je určen zájemcům o fyziku z řad středoškolských i vysokoškolských studentů a učitelům fyziky. *Pro řešitele fyzikální olympiády kat. A, pokud je zařazen v daném soutěžním roce text k prostudování na téma SETRVAČNÍKY, je část předloženého textu ve člancích 1.6, 2.1, 2.2, 2.3, 2.4 a 3.1 povinný text k prostudování. Ostatní text se doporučuje rovněž prostudovat.*

Výsledky neřešených úloh

8. $T = \frac{\pi m r^2 \omega}{ag} = 16,1 \text{ s}$

9. $\omega_2 = \frac{\Delta m g \sin \beta}{J \omega_1}$

10. Gyroskopický moment je kolmý k nákresně, míří za ni a má velikost

$$M_g = \frac{1}{2} m r R \Omega^2. \text{ Přítlačná síla } F = m \left(g + \frac{r R \Omega^2}{2} \right).$$

11. Gyroskopický moment $\mathbf{M}_g = J \boldsymbol{\omega}_1 \times \boldsymbol{\omega}_2$ je kolmý k nákresně a míří za

ni. Jeho velikost je $M_g = \frac{2}{5} m r^2 \omega_1 \omega_2$. Reakce $\mathbf{R}_A = -\mathbf{R}_B$ a $\mathbf{R}_C = -\mathbf{R}_D$ leží v rovině nákresny a mají stejnou velikost $R_A = R_B = R_C = R_D = \frac{m r^2 \omega_1 \omega_2}{5R}$.

12. Gyroskopický moment směřuje podle rovnoběžky na východ a má velikost

$$M_g = J \omega \omega_z \sin \varphi = 2,38 \text{ N} \cdot \text{m}.$$