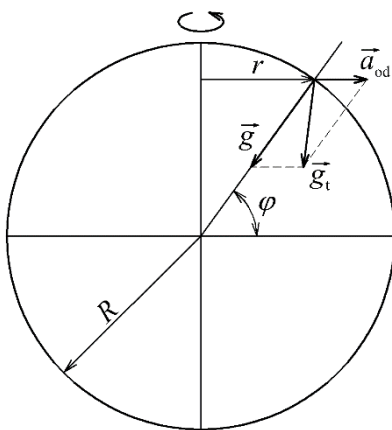


TÍHOVÉ ZRYCHLENÍ

TEORETICKÝ ÚVOD

Soustavu souřadnic spojenou se Zemí můžeme považovat prakticky za inerciální. Jen při několika jevech vznikají odchylky, které lze vysvětlit vlastním pohybem Země vzhledem k inerciální soustavě stálíc. Země koná dva základní pohyby. Obíhá kolem Slunce po eliptické dráze s velmi malou číselnou výstředností 0,0167 střední rychlostí $29,8 \text{ km s}^{-1}$ (tento pohyb Země se nazývá revoluce) a otáčí se kolem své osy přibližně stálou úhlovou rychlostí.

Při revoluci je dráha málo zakřivená, takže v časových úsecích, v nichž se vyšetřují mechanické děje na Zemi, jsou i při poměrně velké oběžné rychlosti jednotlivé části dráhy prakticky přímé a velikost zrychlení je mnohem menší než zrychlení gravitační, které je dáno Newtonovým gravitačním zákonem.



Obr..1

Rotace Země způsobuje na povrchu Země odstředivé zrychlení, které je rozdílné podle polohy na povrchu Země. Předpokládáme-li, že Země je koule, můžeme pro velikost odstředivého zrychlení podle obr. 1 psát

$$a_{od} = r\omega^2 = R\omega^2 \cos \varphi , \quad (1)$$

kde ω je úhlová rychlost otáčení Země.

Pro tíhové zrychlení Země pak tedy podle obr. 9.1 platí vztah

$$\vec{g}_t = \vec{g} + \vec{a}_{od} . \quad (2)$$

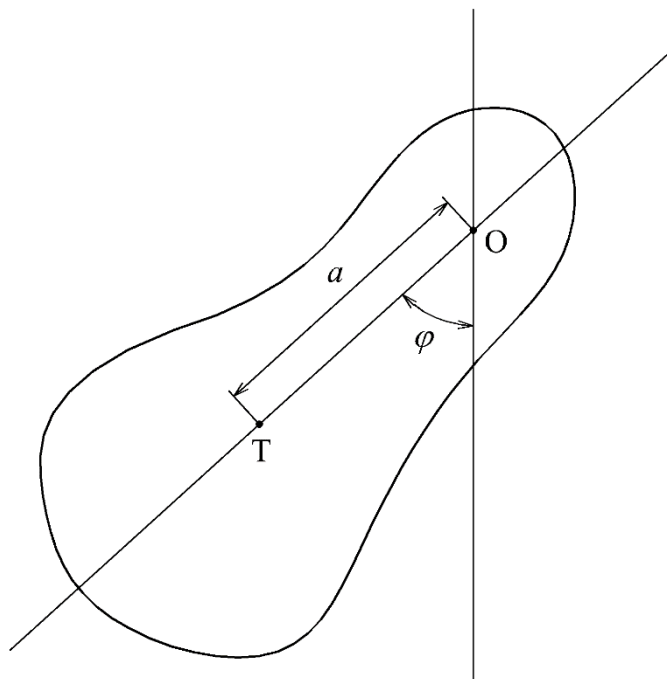
Odklon výsledného zrychlení od gravitačního způsobil, že se tvar Země, když byla v plastickém stavu, změnil tak, aby její povrch byl v každém místě kolmý ke směru výsledného tíhového zrychlení. Tím Země nabyla velmi přibližně tvaru elipsoidu, zploštělého na pólech.

Jako **normální tíhové zrychlení** se definuje zrychlení $g_t = 9,806 \, 65 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Pro Prahu platí, že velikost tíhového zrychlení je přibližně $g_t = 9,810 \, 40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

V dalším textu budeme pracovat pouze s tíhovým zrychlením, a proto přejdeme ke značení, kdy tíhové zrychlení budeme označovat pouze g (bez indexu).

K určení tíhového zrychlení lze použít různé metody např. metodu využívající volného pádu tělesa. Jednou z nejpřesnějších metod určení tíhového zrychlení je měření doby kyvu reverzního kyvadla.

Reverzní kyvadlo je zvláštním typem fyzického kyvadla. **Fyzické kyvadlo** je těleso, které se kýve kolem pevné vodorovné osy O neprocházející těžištěm T (obr. 2).



Obr. 2

Na kyvadlo působí moment tíhové síly o velikosti

$$M = -mga \sin \varphi , \quad (3)$$

kde m je hmotnost kyvadla, a vzdálenost těžiště od osy otáčení, φ okamžitá výchylka z rovnovážné polohy.

Těleso se otáčí kolem pevné osy, platí tedy pro něj 2. věta impulzová. V našem případě můžeme psát pohybovou rovnici

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mga}{J} \sin \varphi = 0 , \quad (4)$$

kde J je moment setrvačnosti kyvadla vůči ose otáčení.

Řešení nelineární diferenciální rovnice (4) je obecně dáno eliptickým integrálem. Avšak pro malé výchylky úhlu φ můžeme položit $\sin \varphi \approx \varphi$ (pro $\varphi = 5^\circ$ se dopouštíme chyby asi 0,05 %), čímž získáme jednoduchou lineární diferenciální rovnici

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega^2 \varphi = 0 , \quad (5)$$

kde ω je úhlová frekvence kyvadla.

STANOVENÍ TÍHOVÉHO ZRYCHLENÍ Z DOBY KYVU REVERZNÍHO KYVADLA

ÚLOHA č. 8

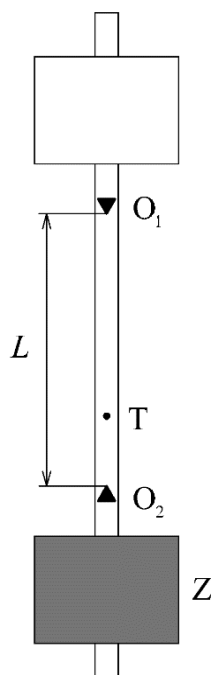
Způsob měření:

K absolutnímu měření tíhového zrychlení je nejvhodnější použít reverzní kyvadlo, jehož redukovaná délka se stanoví na základě poznatku, že pro dvě rovnoběžné osy nesouměrně položené k těžišti má fyzické kyvadlo stejnou dobu kyvu právě tehdy, když jejich vzdálenost je právě rovna redukované délce. (Redukovaná délka fyzického kyvadla je rovna délce matematického kyvadla, které kývá se stejnou dobou kyvu jako kyvadlo fyzické.) Pro dobu kyvu τ matematického kyvadla platí

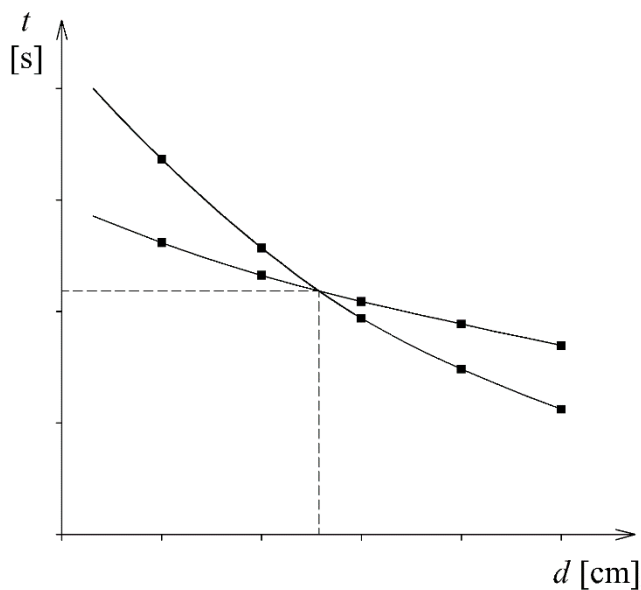
$$\tau = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (6)$$

kde l je délka matematického kyvadla a g tíhové zrychlení.

Nejjednodušší typ reverzního kyvadla je kovová tyč se dvěma pevnými břity, ostřím obrácenými k těžišti, které leží mezi nimi (nikoli ale uprostřed), obr. 3. Na jednom konci tyče je upevněno těžké kovové závaží, aby bylo dosaženo nesymetrie. Závaží je posuvné, čímž je možno měnit polohu těžiště vůči břitům – osám. Posouváním závaží dosáhneme toho, že doby kyvů τ_1, τ_2 kolem obou os jsou stejné. V tomto případě je vzdálenost břitů L rovna právě redukované délce fyzického kyvadla. Najít polohu závaží, kdy platí $\tau_1 = \tau_2$ je obtížné. Proto měříme doby kyvů vždy kolem obou os pro různé polohy závaží. Do grafu (obr. 4) pak vynášíme závislost dob kyvů kolem obou os v závislosti na poloze závaží. Tak dostaneme v grafu dvě parabolické křivky, které se protínají v jednom bodě. Průsečík křivek odpovídá poloze závaží, při které kyvadlo kývá kolem obou os se stejnou dobou kyvu.



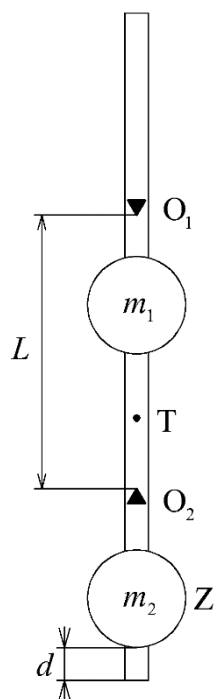
Obr. 3



Obr. 4

Připomínky k měření a vyhodnocení:

Zkontrolujte, zda okraj závaží m_1 bližší ose O_2 je ve vzdálenosti 20 cm od osy O_2 . Proved'te 5 měření pro různé polohy d závaží m_2 (d je vzdálenost bližšího konce závaží m_2 od bližšího konce tyče, obr. 5). Vzdálenost d měňte v intervalu 5 cm – 9 cm. Doby kyvu jsou snímány pomocí světelné závory a registrovány počítačem. Naměřené hodnoty jsou automaticky zpracovány pomocí softwaru. Výsledkem je grafické zobrazení závislostí dob kyvů na poloze závaží m_1 a z nich určený průsečík odpovídající redukované délce fyzického kyvadla. Po zjištění hodnoty d_p , pro kterou kývá kyvadlo kolem os se stejnou dobou kyvu, nastavte tuto hodnotu na kyvadle a proveďte několik měření dob kyvů kolem obou os. Z rozptylu naměřených hodnot určete nejistotu doby kyvu τ .



Obr. 5