
Úloha č. 4: Měření gravitační konstanty a tíhového zrychlení

jarní semestr 2025

1 Měření tíhového zrychlení reverzním kyvadlem

1.1 Tíhové zrychlení na Zemi

Tíhové zrychlení g je definováno jako zrychlení volného pádu tělesa ve vakuu. V daném bodě je pro všechna tělesa stejné. Tíhové zrychlení obecně závisí na zeměpisné šířce ϕ a nadmořské výšce H dle empirické relace¹

$$g = [9,780\,356(1 + 0,005\,288\,5 \sin^2 \phi - 0,000\,005\,9 \sin^2 2\phi) - 0,000\,003\,086\,H] \text{ ms}^{-2}. \quad (1)$$

Zrychlení může navíc kolísat dle lokálních nepravidelností a nehomogenit zemského tělesa v řádu 10^{-3} ms^{-2} od hodnoty určené pomocí (1). Fyzikální tabulky [6] udávají pro Brno $g = 9,809\,980 \text{ ms}^{-2}$.

1.2 Možné postupy k určení tíhového zrychlení

Moderní zařízení měří tíhové zrychlení přímo z definice, tj. měřením zrychlení volného pádu. Poměrně přesné a přitom přístrojově nenáročné měření využívá kyvadel. Obecně lze použít libovolné fyzické kyvadlo, jehož perioda je dána vztahem

$$T(\varphi_m) = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgx}} \left(1 + \frac{1}{16} \varphi_m^2 + \frac{11}{3072} \varphi_m^4 + \frac{173}{737280} \varphi_m^6 \dots \right), \quad (2)$$

kde g je tíhové zrychlení, J je moment setrvačnosti kyvadla vzhledem k ose otáčení, m jeho hmotnost, x vzdálenost osy otáčení (závěsu) od těžiště kyvadla, φ_m amplituda kmitů v obloukové míře. Pro amplitudu kmitů jdoucí limitně k nule (tzv. nulové kmity) dostaneme v harmonické aproximaci

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgx}}. \quad (3)$$

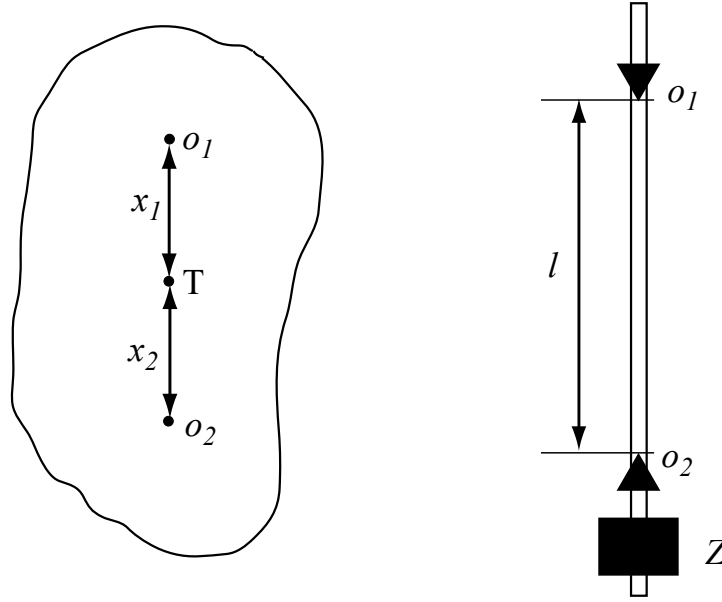
Nerespektování závislosti periody na amplitudě je jedním z potenciálních zdrojů systematické chyby. Například relativní odchylka periody pro amplitudu 5° (tj. $\varphi_m \approx 8,7 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$) od periody nulových kmitů

$$\frac{\Delta T}{T} \cong \frac{1}{16} (\varphi_m)^2 \cong 5 \cdot 10^{-4} \quad (4)$$

je srovnatelná s relativní nejistotou způsobenou 0,1% nejistotou určení délky matematického kyvadla.

Uvažujme těleso libovolného tvaru, které může kmitat vzhledem ke dvěma různým osám o_1 , o_2 tak, že doby kmitu k příslušným osám jsou shodné $T_1 = T_2$ (viz obr. 1). Pro doby kmitu vzhledem

¹Jursa, A. S. Ed., *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, 4th ed. Air Force Geophysics Laboratory, 1985, p. 14-17



Obrázek 1: Fyzické kyvadlo a reverzní kyvadlo. Symboly x_1 , x_2 označují vzdálenosti os o_1 , o_2 od těžiště T.

k osám o_1 a o_2 můžeme psát (J_0 je moment setrvačnosti tělesa vzhledem k ose procházející těžištěm)

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{J_0 + mx_1^2}{mgx_1}}, \quad T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{J_0 + mx_2^2}{mgx_2}}. \quad (5)$$

Podmínka rovnosti dob kmitu vede na rovnici

$$\frac{J_0 + mx_1^2}{mgx_1} = \frac{J_0 + mx_2^2}{mgx_2}. \quad (6)$$

Zavedme redukovanou délku $l = x_1 + x_2$. Pokud vyjádříme např. $x_2 = l - x_1$, dostaneme z rovnice (6) vztah

$$l = \frac{J_0 + mx_1^2}{mx_1}. \quad (7)$$

Porovnáním rovnice (7) s rovnicí (5) dostaneme výslednou periodu

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (8)$$

Obdobný postupem bychom získali stejný vztah i pro T_2

$$T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (9)$$

K tomuto výsledku lze dospět ještě jiným způsobem, ze kterého je zřejmější, jak ovlivňuje vzdálenost osy otáčení od těžiště výslednou periodu. Výpočet je uveden v příloze A.

K praktickému provedení měření tíhového zrychlení pomocí kyvadla je zapotřebí speciální konstrukce kyvadla – tzv. reverzní kyvadlo.

1.3 Postup měření

Rovnice (8) a (9) platí zcela obecně pro fyzické kyvadlo libovolného tvaru. Jedinou podmínkou je rovnost dob kmitu ke dvěma různým osám. Pro měření tíhového zrychlení tedy stačí

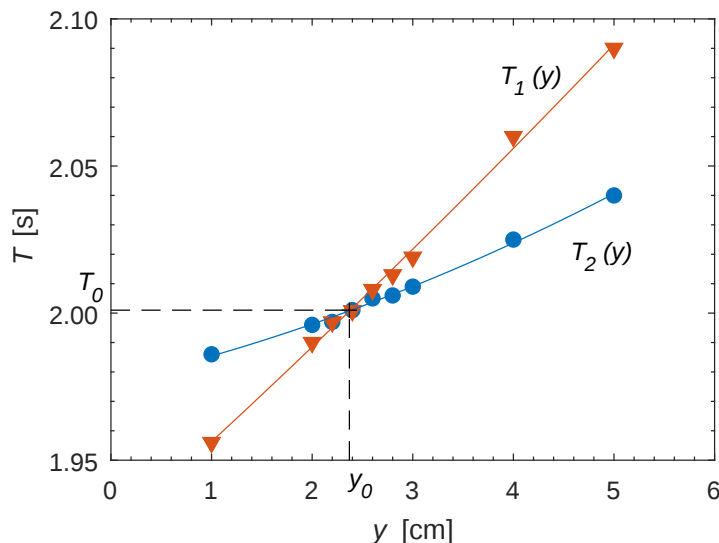
1. zajistit platnost rovnosti $T_1 = T_2$,
2. změřit dobu kmitu,
3. určit redukovanou délku $l = x_1 + x_2$, která je přímo rovna vzdálenosti os otáčení, pokud obě osy a těžiště leží v jedné přímce.

Největší problém je zajistit rovnost dob kmitu ke dvěma různým osám. Technicky jednodušší než měnit polohu osy rotace je měnit polohu těžiště kyvadla při konstrukčně pevných osách rotace. Tento postup umožňuje reverzní kyvadlo (viz obr. 1). Kyvadlo kýve zavěšeno na břitech, polohu těžiště je možné měnit posuvem přídavného závaží Z. Má-li být redukovaná délka rovna vzdálenosti os otáčení, musí těžiště ležet na přímce mezi průsečíky této přímky s osami otáčení. U reverzního kyvadla je to zajištěno symetrií konstrukce.

Při vlastním měření postupujeme tak, že měříme závislost doby kmitu na poloze závaží pro obě osy. Polohu závaží určujeme pomocí lineárního měřítka vzhledem k nějaké vhodně zvolené referenční pozici y .

V principu by měřítko nemuselo být ani metrické, jedinou podmínkou je linearita a dostatečně jemné dělení k zajištění potřebné přesnosti. Jednou z možností je využít mm stupnici vyrytou na tyči, jejíž nevýhoda je v malé přesnosti odečtu i nastavení, ne lepší než 0,5 mm. Druhou možností je vztáhnout pozici spodní hrany závaží k hraně bližšího břitu a pozici odměřovat posuvným měřítkem. Dosažitelná přesnost je pod 0,1 mm.

Po vynesení obou závislostí do grafu najdeme polohu závaží y_0 takovou, při které obě doby kmitu splynou (viz obr. 2). Je vhodné postupovat tak, že nejprve proměříme několik bodů závislostí $T_1(y)$



Obrázek 2: Ukázka nalezení polohy závaží se stejnou dobou kmitu T_1, T_2 .

a $T_2(y)$, sestojíme graf a nalezneme přibližnou polohu y_0 . Následně v jejím okolí doplníme další měřené body, abychom průsečík upřesnili. Obě závislosti proložíme vhodnými křivkami. K dispozici v praxi je počítač s programem *QtiPlot*. Periodu T_0 odpovídající průsečíku obou fitovaných křivek $T_1(y_0) = T_2(y_0)$ můžeme dosadit do vztahu (8) a získat hodnotu tíhového zrychlení g .

1.4 Měření času pomocí počítače

Doby kmitu kyvadla měříme pomocí optické závory Pasco, připojené k počítači. Při průchodu kyvadla závorou dojde k zastínění fotodiody a ke zvýšení jejího odporu (je zapojena v závěrném směru). K záznamu průchodů kyvadla závorou a ke stanovení doby kmitu slouží program *reverzni kyvadlo.cap*. Po rozkmitání kyvadla okamžik počkáme a spustíme měření tlačítkem *Record*. Závora pracuje v režimu Pendulum – registruje jednotlivé průchody, měří jejich časy a počítá z nich jednak periodu kyvadla (součet dob mezi průchody tam, zpět a zase tam) a jednak rychlost kyvadla (závora má dvě fotodiody a vzdálenost mezi nimi je známa). Tyto hodnoty vypisuje program do tabulky a vynáší je do grafu v závislosti na čase.

Vlivem tlumení kmitů odporem prostředí amplituda kmitů postupně klesá. To spolu s anharmonicitou kyvadla (viz rovnice 2) vede na postupný, i když velmi malý pokles periody kmitů. Fitujeme-li závislost $T(t)$ exponenciální závislostí

$$y(x) = Ae^{-Bx} + y_0,$$

je y_0 perioda, kterou by mělo kyvadlo při nekonečně malé amplitudě. Tuto hodnotu tedy bereme do konstrukce grafu na obrázku 2. Odečítáme s přesností aspoň 0,0001 s.

Před měřením odpovězte na otázku:

Jak dlouho je kyvadlo nutné nechat kmitat, abychom mohli odečíst hodnotu y_0 ? Je lepší začít s velmi malou amplitudou či nikoliv?

1.5 Stanovení nejistoty periody T_0

Jelikož veličinu T_0 jsme získali poměrně komplikovaným způsobem z průsečíku fitů dvou měřených závislostí, je třeba se zamyslet nad její nejistotou. Doporučujeme vybrat si jeden z následujících postupů:

- Výpočtem z fitovaných parametrů křivek. Předpokládejme, že závislosti $T_1(y)$ a $T_2(y)$ bylo možné v blízkém okolí průsečíku aproximovat lineární funkcí, $T_1(y) = Ay + B$, $T_2(y) = Cy + D$. Průsečík těchto funkcí tedy nalezneme v poloze $y_0 = \frac{D-B}{A-C}$, čemuž odpovídá perioda $T_0 = A \cdot \frac{D-B}{A-C} + B = C \cdot \frac{D-B}{A-C} + D$. Nejistotu T_0 získáme z parametrů A, B, C, D pomocí zákona šíření nejistot. Pro kvadratickou funkci je postup obdobný.
- Úvahou o nejvýznamnější nejistotě. Uvědomíme si, že hlavním zdrojem nejistot v tomto experimentu není měření periody kmitů stopkami, ale nastavení a odečet přesné polohy závaží y . Odhadneme, s jakou nejistotou δy jsme dokázali jednotlivé polohy stanovit, a nejistotu T_0 odhadneme jako rozdíl period T měřených v okolí y_0 pro dvě polohy y lišící se o δy .

1.6 Měření redukované délky

K měření délky je v praktiku k dispozici dílenská ocelová pravítka. Za osu otáčení kyvadla můžeme v prvním přiblížení brát hranu bříty. Přesnější určení polohy vyžaduje kinematickou analýzu závěsu. Nejistotu určení redukované délky v důsledku této aproximace lze odhadnout na 0,05 mm.

2 Měření gravitační konstanty Cavendishovou metodou

2.1 Gravitační síla

Každé dvě částice o hmotnosti m_1 a m_2 ve vzdálenosti r , které lze považovat s dostatečnou přesností za hmotné body, se přitahují silou danou Newtonovým gravitačním zákonem

$$F = \kappa \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (10)$$

kde κ je gravitační konstanta² ($\kappa = 6,674\,30(15) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ s relativní nejistotou udávanou v současné době (CODATA 2022) na $2,2 \cdot 10^{-5}$). Stejný vztah platí i pro tělesa s kulově symetrickým rozložením hustoty, r pak představuje vzdálenost středů kulové symetrie těles.

Pro představu o velikosti této síly uvažujme dvě koule o hmotnosti 1 kg ve vzdálenosti středů 0,1 m. Výsledná síla bude podle Newtonova gravitačního zákona rovna $6,67 \cdot 10^{-9} \text{ N}$. To odpovídá tíhové síle působící na závaží o hmotnosti 0,667 ng.

Z toho je zřejmé, že tak malou sílu lze na pozadí tíhové síly měřit jen obtížně. Pro představu: znamenalo by to, že váhy s jednokilogramovým závažím na misce zváží hmotnost přidaného přívazku 0,667 ng, tj. relativní citlivost vah by byla lepší než 10^{-13} .

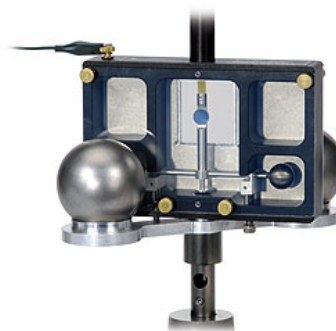
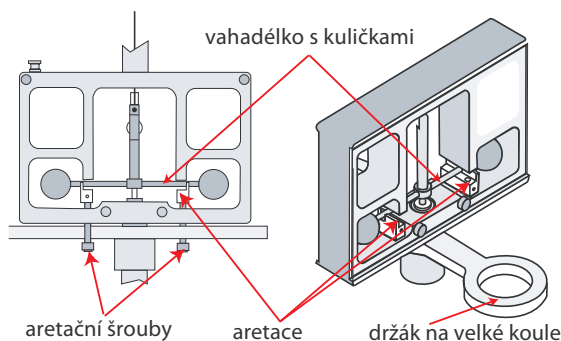
Avšak pohyb, který by tato síla sama o sobě způsobila, měřitelný je. Například za 100 s by síla rovnoměrně zrychleným pohybem posunula kouli o hmotnosti 1 kg o $\approx 33 \mu\text{m}$, což je zhruba polovina tloušťky lidského vlasu.

Problém je zjevně v separaci této malé síly od ostatních sil, od dominantní tíhové síly (hmotnost Země $5,973\,6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$, poloměr 6 378 km), od parazitní elektrostatické nebo obecně elektromagnetické síly, a dále od rušivých vlivů, jako jsou vibrace a cirkulace vzduchu.

Jedna z konstrukcí, která těmto požadavkům vyhovuje, se nazývá Cavendishovy torzní váhy.³

2.2 Cavendishova metoda torzních vah

Měřenou veličinou u Cavendishových vah je moment sil M_{grav} od gravitační interakce mezi dvěma hmotnými koulemi a dvojicí malých kuliček spojených tyčkou („činka“) zavěšených v těžišti na torzním vlákně (viz obr. 3). Zatímco tíhová síla namáhá vlákno v tahu, gravitační interakce mezi koulemi namáhá vlákno v torzi. Vhodným uspořádáním lze dosáhnout velké tuhosti závěsu ve směru tíhové síly, a přitom minimální tuhosti neboli direkčního momentu v krutu.



Obrázek 3: Cavendishovy torzní váhy, nákres a skutečná realizace. Výroba Pasco Scientific.

²V současné době se gravitační konstanta častěji značí G . Protože by ale v tomto textu mohlo dojít k záměně s modulem pružnosti v torzi, který se také značí G , ponecháváme starší symbol κ .

³I když sám Cavendish nebyl vynálezcem těchto vah.

Úhlové zkroucení závěsu φ je doprovázeno vratným silovým momentem M

$$M(\varphi) = -D\varphi, \quad (11)$$

kde D je právě veličina zvaná direkční moment.

Dvě stejné kuličky o hmotnosti m a poloměru ρ , které jsou spojené vahadélkem zanedbatelné hmotnosti při vzájemné vzdálenosti jejich středů $2d$, mají vzhledem k ose závěsu moment setrvačnosti

$$J = 2m \left(\frac{2}{5} \rho^2 + d^2 \right) \quad (12)$$

a na závěsu tak tvoří tlumený torzní harmonický osilátor, jehož volné kmity jsou popsány diferenciální rovnicí

$$J\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + D\varphi = M_{\text{grav}}, \quad (13)$$

γ je konstanta úměrnosti mezi brzdícím momentem a úhlovou rychlostí otáčení.

Řešením diferenciální rovnice jsou tlumené harmonické kmity

$$\varphi(t) = \varphi_m e^{-\beta t} \sin(\omega t + \psi) + \varphi_0, \quad (14)$$

kde

$$\beta = \frac{\gamma}{2J} \quad \text{je koeficient tlumení,} \quad (15)$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad \text{je úhlová frekvence tlumeného kmitání,} \quad (16)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{D}{J}} \quad \text{je úhlová frekvence netlumeného kmitání.} \quad (17)$$

V experimentu vliv tlumení zanedbáme, a tedy $\omega \approx \omega_0 = \sqrt{\frac{D}{J}}$. Odhad chyby způsobené touto aproximací je proveden v příloze C. Zanedbáme-li dále proměnnost momentu gravitačních sil M_{grav} během torzních kmitů vahadélka, viz příloha D, moment způsobuje pouze posun rovnovážné polohy

$$\varphi_0 = \frac{M_{\text{grav}}}{D}. \quad (18)$$

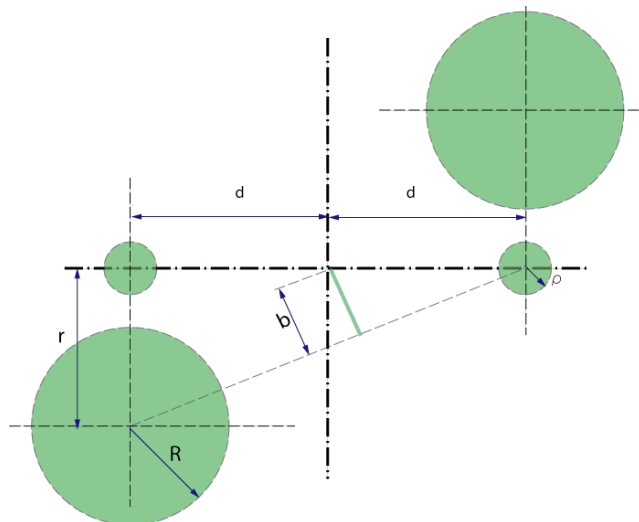
V praktiku nebudeme určovat přímo posun rovnovážné polohy vůči stavu neovlivněného koulemi, ale porovnáme rovnovážnou polohu φ_0 , v situaci s koulemi přiblíženými z jedné strany, vůči rovnovážné poloze φ'_0 , v situaci s koulemi přiblíženými symetricky z druhé strany. Rozdíl těchto poloh bude dvojnásobkem předchozího vztahu:

$$\varphi_0 - \varphi'_0 = 2 \cdot \frac{M_{\text{grav}}}{D}. \quad (19)$$

Známe-li D a rozdíl rovnovážných poloh $\varphi_0 - \varphi'_0$, můžeme určit velikost momentu gravitačních sil a při znalosti hmotnosti koulí a geometrických poměrů i gravitační konstantu.

Velikost momentu gravitačních sil Moment gravitačních sil má směr závěsu. Vzhledem k symetrii stačí spočítat moment jen od jedné velké koule a výsledek násobit dvěma. Dále je zapotřebí vzít v úvahu, že velká koule působí na obě kuličky a že momenty těchto sil jsou orientovány proti sobě. Pro velikost momentu pak dostaneme

$$M_{\text{grav}} = 2\kappa (M m) d \left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{(4d^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}} \right). \quad (20)$$



Obrázek 4: K určení momentu gravitačních sil.

Zvažme, jak geometrické parametry aparatury určují přesnost měření. Vyjádříme-li r jako díl d

$$r = \xi d, \quad (21)$$

pak pro relativní odchylku momentu se započítáním vlivu vzdálené koule od momentu bez tohoto vlivu dostaneme

$$\delta M = \frac{M - M_0}{M_0} = -\frac{\xi^3}{(4 + \xi^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (22)$$

Je-li $r = d$, pak

$$\delta M = -\frac{1}{(4+1)^{\frac{3}{2}}} \approx -9\%. \quad (23)$$

2.3 Popis aparatury

- Aparatura sestává z dvojice wolframových kuliček o poloměru $\rho = 8,19 \text{ mm}$ a hmotnosti $m = (38,3 \pm 0,2) \text{ g}$, ukotvených na vahadélku zanedbatelné hmotnosti ve vzdálenosti $2d = 100 \text{ mm}$.
- Vahadélko je zavěšeno na pásku z beryliové bronzi délky $l = 260 \text{ mm}$ a průřezu $2,55 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2$ ($0,017 \times 0,150 \text{ mm}$).
- Vnější wolframové koule o poloměru $27,6 \text{ mm}$ a hmotnostech $M = 1,5 \text{ kg}$ jsou umístěny otočně tak, že minimální vzdálenost jejich středů od těžiště malých koulí je $r = 46,5 \text{ mm}$. To odpovídá poloze, ve které se velké koule právě dotýkají stěny komory vahadélka.
- Vahadélko je pevně spojeno se zrcátkem, odrážející laserový paprsek. Jeho světelná stopa na stěně poskytuje informaci o úhlové výchylce vahadélka. Stěna s laserovou stopou je snímána IP kamerou se záznamem. Pro automatické nalezení stopy ve snímcích je připraven program *Cavendish.exe*.
- Soustava vahadélka, dvojice malých koulí a zrcátka je umístěna v zakrytované komoře (viz obr. 3).

2.4 Hlavní zásady

- Torzní Cavendishovy váhy jsou extrémně citlivé zařízení a vyžadují velmi jemné zacházení. Klíčovým prvkem je závěs z beryliové bronzi, který nese vahadlo s wolframovými kuličkami o celkové hmotnosti 76,6 g, toto zatížení vytváří v závěsu napětí v tahu přibližně 300 MPa. Mez pevnosti beryliové bronzi dosahuje až 1300 MPa, takže statická rezerva je dostatečná. To však neplatí pro dynamické namáhání, protože systém je velmi tuhý a tedy schopnost závěsu absorbovat energii je velmi malá. **I slabý náraz může vést k destrukci závěsu!**
- Vlastní frekvence torzních kmitů s relativně slabým tlumením je cca 8 minut. Je tedy třeba se vyvarovat takové manipulace, která kmity budí. **Jakákoliv jiná manipulace s vahami s výjimkou přesunutí velkých wolframových koulí je zakázána!** Aparatura je již seřízena podle manuálu k aparatuře.

2.5 Postup měření

Níže uvádíme postup měření v praktiku. Pokud bude oscilátor příliš rozkmitaný, měření lze zopakovat z domova (ideálně v noci). Detailní popis toho, jak se připojit ke kameře z domova, je uveden na interaktivní osnově.

1. Na počítači spusťte prohlížeč Chrome a otevřte [www stránku webcamfp1.physics.muni.cz](http://www.webcamfp1.physics.muni.cz). Po přihlášení (jméno a heslo naleznete v praktiku), můžete nastavit zvětšení, obraz zaostřit, případně změnit další nastavení kamery, kupř. jas



→ Nastavení kamery → Brightness)

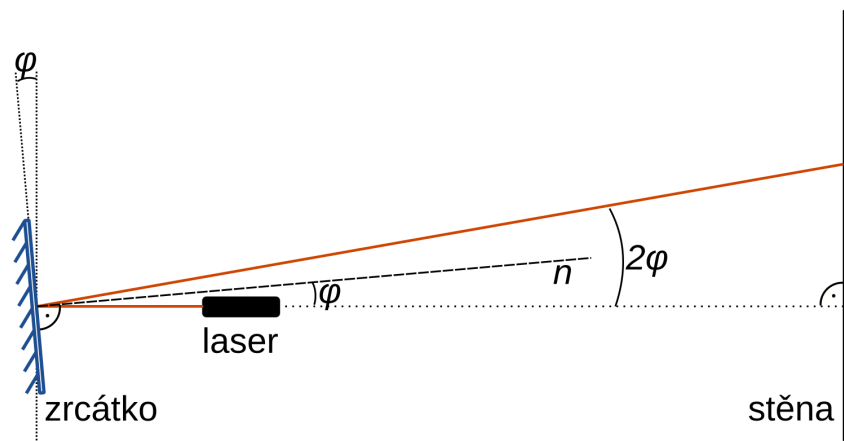
aby byla stopa dostatečně kontrastní. Na PC spusťte VLC Media Player. V záložce Média zvolte otevřít síťový proud a zvolte z možností

`rtsp://jmeno:heslo@webcamfp1.physics.muni.cz/h264.`

Objeví se okno s obrazem z kamery a na disk se každých 10 s uloží nový obrázek. Číslo souboru znamená pořadí uloženého snímku, snímací frekvence je 30 Hz. Snímky naleznete na počítači ve složce Dokumenty/Kamera. Před měřením staré snímky vymažte. (Aby VLC ukládal obrázky do složky, musí být zapnutý tzv. scene filter v Nástroje-Nastavení-Vše-Filtry. Formát jpg, ratio 300.)

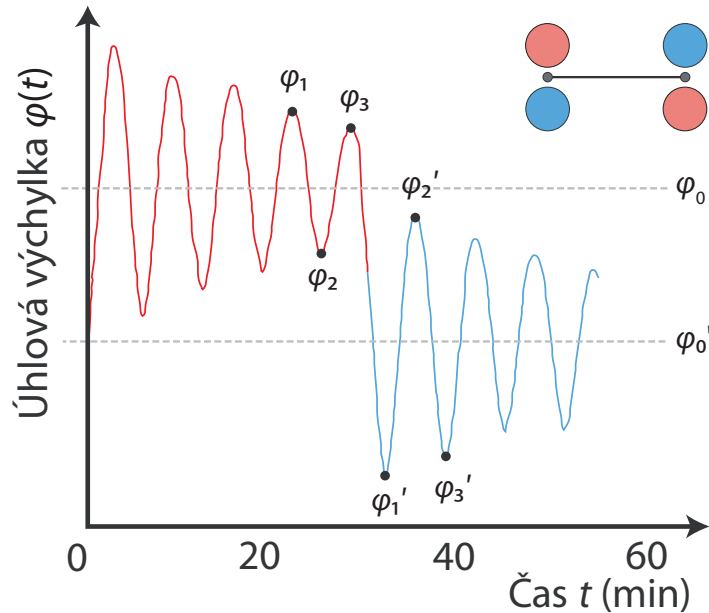
2. Velmi opatrně nastavte otočný držák velkých koulí do jedné krajní polohy, která je určena dotykem wolframové koule se stěnou komory vahadla. Použijte motorický posun aktivovaný tlačítkem u kyvadla nebo tlačítkem Alarm na www stránce s webkamerou. Dávejte pozor, aby koule při manipulaci nenarazily do komory vahadélka. Přesun trvá přibližně 3,5 minuty.
3. Sledujte laserovou stopu ukazatele na zdi. Její polohu odečítejte automaticky v programu *Cavendish.exe*. Krajní souřadnice oblasti pixelů, ve kterých má program bod vyhledávat, odečtete nejprve v programu IrfanView. Po přibližně 20 minutách měření zkontrolujte, že máte zaznamenány alespoň dvě reprezentativní periody kmitů, nezatížené chvěním podlahy v laboratoři.
4. Přemístěte otočný držák do druhé symetrické polohy a opakujte měření minimálně dalších 20 min.
5. Exportujte data z programu Cavendish. Převed'te časovou osu dat na rozumné jednotky, víte-li, že program VLC ukládal do jmen souborů pořadí snímků z kamery a kamera snímá s frekvencí 30 Hz. Přepočítejte polohu laserové stopy v pixelech na úhel natočení zrcátka φ . K převodu polohy laserové stopy z jednotek pixelů na kupř. metry využijte libovolný snímek s měřítkem na stěně a IrfanView. V něm odečtete souřadnice koncových bodů měřítka a Pythagorovou větou stanovíte délku měřítka v pixelech. Měřítko má skutečnou délku 500 mm. K převodu

polohy v metrech na úhel zrcátka napomůže obr. 5. Vzdálenost protější stěny od zrcátka je $L = (5280 \pm 3) \text{ mm}$.



Obrázek 5: K nalezení vztahu mezi polohou laserové stopy na stěně praktika a úhlem natočení zrcátka na torzním závěsu Cavendishových vah φ

6. V naměřených datech nalezněte po sobě jdoucí krajní polohy $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ (viz obr. 6). Z naměřených hodnot určete metodou tří kyvů (viz příloha B), případně fitem, rovnovážnou polohu laserové stopy na stínítku φ_0, φ'_0 postupně pro jednu i druhou pozici vnějších koulí.



Obrázek 6: Ke stanovení rovnovážné polohy metodou tří kyvů. $\varphi_0 = [(\varphi_1 + \varphi_3)/2 + \varphi_2]/2$, $\varphi'_0 = [(\varphi'_1 + \varphi'_3)/2 + \varphi'_2]/2$.

- Určete vlastní frekvenci torzních kmitů a ze vztahu (17) pomocí (12) určete směrný moment D .
- Ze vztahu (19) určete moment gravitačních sil M_{grav} a ze vztahu (20) určete gravitační konstantu κ .

9. Po skončení měření zavřete VLC Media Player a vymažte snímky ze složky Kamera.

2.6 Poznámka k přesnosti měření

Při plnění této úlohy mějte na paměti, o jak extrémně citlivé měření se jedná. Vizte poznámky v sekci 2.1: měříme zde účinky síly, která je o více než deset řádů slabší než tíhová síla! Při vyhodnocování se zamyslete nad možnými zdroji systematických i náhodných chyb. Nakolik je metoda citlivá např. na přesné určení geometrických vlastností aparatury? Některé z veličin nejsou v návodu udané se svými nejistotami, pokuste se je střízlivě odhadnout. Např. vzdálenost vahadélka a wolframových koulí r závisí na vhodném nastavení motorizovaného posuvu a může se od nominální hodnoty lišit i o jednotky mm. Pokud se nám v podmínkách studentského praktika podaří dosáhnout i jen řádové shody s teoretickou hodnotou κ , považujeme to za obdivuhodný výsledek!

Úkoly

1. Změřte gravitační konstantu Cavendishovými torzními vahami. Zapněte laser pro monitoring zrcátka vah a na počítači spusťte záznam pohybu oscilátoru. Po cca 15 minutách zkuste měření na zkoušku vyhodnotit. Během záznamu kyvadla se můžete věnovat měření tíhového zrychlení.
2. Změřte tíhové zrychlení reverzním kyvadlem. Proměřte závislost $T_1(y)$ a $T_2(y)$ aspoň pro pět poloh závaží, sestrojte v programu *QtiPlot* graf a najděte přibližnou polohu y_0 . V jejím okolí doplňte další body měření podrobněji tak, abyste upřesnili průsečík křivek $T_1(y)$ a $T_2(y)$. Změřte redukovanou délku kyvadla a stanovte hodnotu tíhového zrychlení včetně nejistoty. Porovnejte výsledek s místní hodnotou.

A Odvození vztahu pro redukovanou délku a pro periodu fyzického kyvadla

Vyšetřeme nyní závislost periody fyzického kyvadla na vzdálenosti x osy otáčení od osy procházející těžištěm. Moment setrvačnosti vůči ose procházející těžištěm označme J_0 . Pro periodu v aproximaci nulových kmitů dostaneme

$$T(x) = 2\pi \sqrt{\frac{J_0 + mx^2}{mgx}}. \quad (24)$$

Pro znázornění závislosti periody na vzdálenosti osy vůči těžišti je výhodné celý vztah co nejvíce matematicky zjednodušit. Lze dospět k jednoduché funkci pro bezrozměrnou periodu T^*

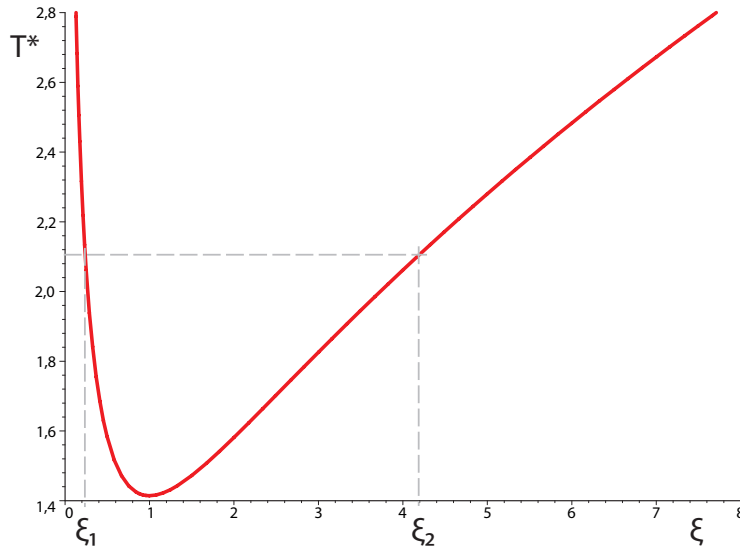
$$T^* = \sqrt{\frac{1 + \xi^2}{\xi}}, \quad (25)$$

jejíž průběh je vykreslen na obrázku 7.⁴

Z uvedeného vztahu a grafu je zřejmé, že perioda T^* má minimum pro bezrozměrný parametr $\xi = 1$. Pro tuto hodnotu parametru je moment setrvačnosti těžiště vůči ose otáčení roven

⁴Postupovali jsme tak, že jsme do rovnice (24) zavedli následující bezrozměrné parametry

$$a_0^2 = \frac{J_0}{m}, \quad \xi = \frac{x}{a_0}, \quad T^* = \frac{T}{2\pi \sqrt{\frac{a_0}{g}}}. \quad (26)$$



Obrázek 7: Bezrozměrná perioda kyvadla jako funkce bezrozměrné vzdálenosti osy otáčení od těžiště.

momentu setrvačnosti J_0 kyvadla vzhledem k ose procházející těžištěm. Dále je zřejmé, že pro každou delší periodu existují dvě různé vzdálenosti ξ_1 , ξ_2 os otáčení, které jsou řešením kvadratické rovnice

$$T^{*2} = \frac{1 + \xi^2}{\xi}, \text{ tedy } \xi^2 - T^{*2}\xi + 1 = 0 \quad (27)$$

$$\xi_1 = \frac{T^{*2}}{2} + \sqrt{\frac{T^{*4}}{4} - 1}, \quad \xi_2 = \frac{T^{*2}}{2} - \sqrt{\frac{T^{*4}}{4} - 1}. \quad (28)$$

Sečteme-li obě řešení, dostaneme bezrozměrnou tzv. redukovanou délku kyvadla, která je přímo rovna kvadrátu bezrozměrné periody

$$\xi_1 + \xi_2 = 2 \frac{T^{*2}}{2} = T^{*2}. \quad (29)$$

Dosadíme-li za bezrozměrnou periodu, dostaneme po úpravě

$$\xi_1 + \xi_2 = T^{*2} = \frac{T^2}{(2\pi)^2 \frac{a_0}{g}}, \quad T^2 = (2\pi)^2 \frac{(\xi_1 + \xi_2)a_0}{g} = (2\pi)^2 \frac{(x_1 + x_2)}{g} \quad (30)$$

Označíme-li redukovanou délkou $l = x_1 + x_2$, obdržíme pro periodu

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (31)$$

formálně shodný vztah (31) se vztahem pro matematické kyvadlo, kde už nevystupují obtížně zjistitelné veličiny jako J a x . Tento vztah je tedy vhodný pro určení tíhového zrychlení.

B Určení rovnovážné polohy metodou tří kyvů

V některých případech, např. u slabě tlumeného harmonického oscilátoru, je nepraktické čekat na utlumení kmitů a je zapotřebí určit neznámou rovnovážnou polohu během kmitání oscilátoru. K tomu

slouží metoda tří kyvů. Vyjdeme z rovnice (14). Pro vhodně zvolený počátek fáze a měření času platí pro tři po sobě následující krajní polohy

$$\varphi_1 = \varphi(0) = \varphi_m + \varphi_0, \quad \varphi_2 = \varphi\left(\frac{T}{2}\right) = -\varphi_m e^{-\beta \frac{T}{2}} + \varphi_0, \quad \varphi_3 = \varphi(T) = \varphi_m e^{-\beta T} + \varphi_0, \quad (32)$$

kde φ_m je amplituda, φ_0 rovnovážná poloha. Označme

$$\alpha = e^{-\beta \frac{T}{2}}, \quad \text{tj. } \alpha^2 = e^{-\beta T} \quad (33)$$

a rovnice (32) přepíšeme s pomocí (33) na

$$\varphi_1 = \varphi_m + \varphi_0 \quad (34)$$

$$\varphi_2 = -\varphi_m \alpha + \varphi_0 \quad (35)$$

$$\varphi_3 = \varphi_m \alpha^2 + \varphi_0. \quad (36)$$

Od rovnice (34) odečteme rovnici (35) a od rovnice (36) znovu rovnici (35)

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_m(1 + \alpha) \quad (37)$$

$$\varphi_3 - \varphi_2 = \varphi_m \alpha(1 + \alpha). \quad (38)$$

Rovnici (38) podělíme rovnicí (37)

$$\alpha = \frac{\varphi_3 - \varphi_2}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (39)$$

Rovnice (34) vynásobme α a sečteme s rovnicí (35)

$$\varphi_1 \alpha + \varphi_2 = \varphi_0(1 + \alpha). \quad (40)$$

Vyjádříme φ_0 a dosadíme za α z (39)

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_1 \varphi_3 - \varphi_2^2}{\varphi_1 + \varphi_3 - 2\varphi_2}. \quad (41)$$

Pokud je βT malé číslo, můžeme přibližně psát

$$\alpha = e^{-\beta \frac{T}{2}} \approx 1 - \beta \frac{T}{2}, \quad \alpha^2 = e^{-\beta T} \approx 1 - \beta T. \quad (42)$$

Potom rovnice (34) a (35) a (36) mají tvar

$$\varphi_1 = \varphi_m + \varphi_0 \quad (43)$$

$$\varphi_2 = -\varphi_m \left(1 + \beta \frac{T}{2}\right) + \varphi_0 \quad (44)$$

$$\varphi_3 = \varphi_m(1 + \beta T) + \varphi_0. \quad (45)$$

Sečteme rovnici (43) s rovnicí (45) a vyjádříme φ_0

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} - \varphi_m \left(1 + \beta \frac{T}{2}\right). \quad (46)$$

Dosadíme-li za $\varphi_m(1 + \beta \frac{T}{2})$ z (44)

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} + \varphi_2 - \varphi_0, \quad (47)$$

pro neznámou rovnovážnou polohu φ_0 dostaneme zjednodušený vztah

$$\varphi_0 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} + \varphi_2 \right). \quad (48)$$

Změříme-li tedy souřadnice tři po sobě následujících kyvů (například úhlovou výchylku nebo polohu ukazatele na stínítku), dostaneme pomocí vztahu (41), případně (48) (za předpokladu, že se jedná o slabě tlumený harmonický pohyb), souřadnici rovnovážné polohy oscilátoru.

C Stanovení direkčního momentu tlumeného torzního oscilátoru

Mějme torzní oscilátor v podobě dvou kuliček na vahadélku zavěšených na vlákně. Vzdálenost středů kuliček je $2d$. Vahadélko na závěsu vykonává tlumené torzní kmity popsané diferenciální rovnicí

$$J\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + D\varphi = 0, \quad (49)$$

jejím řešením je

$$\varphi(t) = \varphi_m e^{-\beta t} \sin(\omega t + \psi) + \varphi_0, \quad (50)$$

kde

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{D}{J}}, \quad \beta = \frac{\gamma}{2J}, \quad (51)$$

φ_m je amplituda a φ_0 rovnovážná poloha. Z periody těchto kmitů

$$T = 2\pi \frac{1}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} = 2\pi \frac{1}{\sqrt{\frac{D}{J} - \beta^2}} \quad (52)$$

lze určit direkční moment

$$D = J \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\beta}{\omega} \right)^2 \right]. \quad (53)$$

Zanedbáním druhého členu v rovnici (53) se dopustíme relativní chyby

$$\frac{\delta D}{D} \approx \left(\frac{\beta}{\omega} \right)^2. \quad (54)$$

Určení koeficientu tlumení β z tlumených kmitů

Tlumené harmonické kmity jsou popsány vztahem (50). Poměr amplitud po n periodách je

$$\frac{\varphi(t)}{\varphi(t + nT)} = \frac{\varphi_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \psi)}{\varphi_0 e^{-\beta(t+nT)} \sin(\omega(t+nT) + \psi)} = e^{\beta nT}. \quad (55)$$

Odtud pro β plyne

$$\beta = \frac{1}{nT} \ln \left(\frac{\varphi(t)}{\varphi(t + nT)} \right). \quad (56)$$

Pokud například poklesne amplituda za 1 hodinu na $\frac{1}{2}$, je $\beta \approx 1,9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Je-li perioda kmitů 8 min, pak podle vztahu (54) je relativní chyba $\frac{\delta D}{D} \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

Vlastnosti závěsu

Klíčovým prvkem Cavendishových vah je vlákno závěsu. Tuhost vlákna v krutu (direkční moment D) musí být pro dosažení potřebné citlivosti co nejmenší.

Direkční moment D závěsu v podobě vlákna kruhového průřezu o poloměru σ a délce l z materiálu s modulem pružnosti v torzi G je roven (viz úloha č. 5 Měření modulu pružnosti)

$$D = \frac{G\pi\sigma^4}{2l}. \quad (57)$$

Závěs však obecně nemusí být z vlákna kruhového průřezu. Např. u aparatury v této úloze má formu úzkého pásu a jeho direkční moment je určen jiným vztahem.

Nosnost vlákna je úměrná průřezu. Konstanta úměrnosti f je mezní napětí v tahu s určitou technickou rezervou. Minimální poloměr σ je pro dvojici kuliček o hmotnosti $2m$ dán vztahem

$$\pi\sigma^2 f = 2mg, \quad \sigma = \sqrt{\frac{2mg}{\pi f}} \quad (58)$$

Dosazením do (57) dostaneme

$$D = \frac{G\pi\left(\frac{2mg}{\pi f}\right)^2}{2l} = \frac{2m^2g^2}{\pi l} \left(\frac{G}{f^2}\right) \quad (59)$$

Velikost momentu gravitační síly je dána vztahem (20). Pro účely následující úvahy zjednodušíme výraz na

$$M_{\text{grav}} = 2\kappa d \frac{(Mm)}{r^2} \quad (60)$$

Velikost výchylky φ torzního závěsu bude podle (11) rovna

$$\varphi = \frac{M_{\text{grav}}}{D} = \frac{2\kappa d \frac{(Mm)}{r^2}}{\frac{2m^2g^2}{\pi l} \left(\frac{G}{f^2}\right)} = \kappa\pi \frac{dl}{g^2r^2} \left(\frac{M}{m}\right) \left(\frac{f^2}{G}\right) \quad (61)$$

Moment setrvačnosti dvojice závaží (12) zjednodušíme na

$$J = 2md^2. \quad (62)$$

A vyjádříme periodu netlumených kmitů

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{D}} = 2\pi\sqrt{\frac{2md^2}{\frac{2m^2g^2}{\pi l} \left(\frac{G}{f^2}\right)}} = 2\pi\frac{d}{g}\sqrt{\left(\frac{f^2}{G}\right)\frac{\pi l}{m}}. \quad (63)$$

Cílem konstruktéra je maximalizovat výraz (61) s tím, že perioda vlastních kmitů by měla být co nejmenší, aby bylo časově schůdné nalézt z průběhu výchylky posunutí rovnovážné polohy (elementárně např. metodou tří kyvů), viz výraz (63).

Jak je vidět, pokud je s hmotností vahadélka upravován průřez vlákna tak, aby bylo vždy namáháno stejným napětím (platnost vztahu (58) pro pevně zvolené f), citlivost je *nepřímo* úměrná hmotnosti kuliček vahadélka. Perioda vlastních kmitů je nepřímo úměrná její druhé odmocnině. Snižování hmotnosti pohyblivé části má své meze dané výrobními možnostmi tažení velmi tenkých vláken.

Zvětšováním vzdálenosti d kuliček vahadélka zvyšujeme citlivost lineárně, ale stejně roste i perioda vlastních kmitů. Optimální je maximalizovat parametr $\frac{f^2}{G}$, kde větší váhu má praktická mez pevnosti v tahu, než Youngův modul pružnosti ve smyku.

Citlivost roste lineárně také s délkou závěsu l , perioda jen s její druhou odmocninou, což je výhodné, ale i prodlužování délky závěsu má své limity, které nejsou už tak zřejmé a jsou z části technické povahy.

Pokud jde o závislost citlivosti na hmotnosti vnějších koulí, dokud nedojde ke vzájemné fyzické kolizi interagujících koulí, citlivost roste úměrně jejich hmotnosti. Pokud je nutno vzdalovat polohu středu velkých koulí od malých, je třeba vzít v úvahu, že působí na obě z dvojice kuliček na vahadélku. Z geometrického názoru je zřejmé, že momenty těchto sil jsou orientovány proti sobě a pro střed vnější koule v nekonečnu se vzájemně kompenzují bez ohledu na velikost sil.

D Vliv momentu gravitačních sil na vlastní frekvenci torzního oscilátoru

Předpokládejme pro přehlednost, že moment gravitačních sil je dán pouze interakcí velké koule s bližší kuličkou. Dále předpokládejme, že vzdálenost r_0 malé kuličky od velké odpovídá rovnovážné poloze mezi momentem nakrouceného vlákna a momentem gravitačních sil

$$M_{\text{grav}}(r_0) - D\varphi_0 = 0. \quad (64)$$

Pokud vahadélko osciluje malými kmity, platí pro vzdálenost malé kuličky od velké

$$r = r_0 + \delta r, \quad (65)$$

$$\delta r = -\delta\varphi d, \quad (66)$$

d je vzdálenost středu kuličky od osy torzních kmitů, $\delta\varphi$ je výchylka malých torzních kmitů v úhlové míře. Zvětší-li se úhlová výchylka, kuličky se k sobě přiblíží, δr je tedy záporné.

Moment gravitačních sil je pak

$$M_{\text{grav}}(r_0 + \delta r) = \kappa d \frac{Mm}{(r_0 + \delta r)^2}. \quad (67)$$

Omezíme-li se v Taylorově rozvoji na lineární člen, dostaneme

$$M_{\text{grav}}(r_0 + \delta r) \approx \kappa d \frac{Mm}{(r_0)^2} - 2\kappa d \frac{Mm}{(r_0)^2} \frac{\delta r}{r_0}, \quad (68)$$

$$M_{\text{grav}}(r_0 + \delta r) \approx M_{\text{grav}}(r_0) - M_{\text{grav}}(r_0) \frac{2\delta r}{r_0}. \quad (69)$$

Dosazením za δr z (66)

$$M_{\text{grav}}(r_0 + \delta r) \approx M_{\text{grav}}(r_0) + M_{\text{grav}}(r_0) \frac{2d\delta\varphi}{r_0}. \quad (70)$$

Nachází-li se vahadélko v blízkosti gravitující koule, je třeba diferenciální rovnici pro tlumené kmity (49) upravit. Malé kmity vahadélka vztáhneme k rovnovážné poloze v gravitačním poli koule podle rovnice (64)

$$\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi. \quad (71)$$

Dále doplníme moment gravitačních sil podle (70)

$$J \frac{d^2(\varphi_0 + \delta\varphi)}{dt^2} + \gamma \frac{d(\varphi_0 + \delta\varphi)}{dt} + D(\delta\varphi + \varphi_0) = M_{\text{grav}}(r_0) + M_{\text{grav}}(r_0) \frac{2d\delta\varphi}{r_0}. \quad (72)$$

Po úpravě

$$J\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + D\delta\varphi = -D\varphi_0 + M_{\text{grav}}(r_0) + M_{\text{grav}}(r_0)\frac{2\delta\varphi d}{r_0}. \quad (73)$$

Upravíme za použití (64) a dostaneme rovnici pro tlumené harmonické kmity oscilátoru

$$J\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + \left(D - M_{\text{grav}}(r_0)\frac{2d}{r_0}\right)\delta\varphi = 0. \quad (74)$$

Konstantní moment vypadl v souladu s tím, že Taylorův rozvoj byl proveden kolem bodu rovnováhy mezi momentem gravitační síly a vratným momentem vlákna. Je vidět, že efektivní hodnota direkčního momentu D^* je menší

$$D^* = D - M_{\text{grav}}(r_0)\frac{2d}{r_0}. \quad (75)$$

Dynamická metoda měření direkčního momentu vlákna je tedy pro případ, že se vahadélko nachází pod výraznějším vlivem vnějších koulí, zatížena systematickou chybou. Její relativní hodnota je

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{M_{\text{grav}}(r_0)}{D} \frac{2d}{r_0}. \quad (76)$$

Dosadíme-li za $\frac{M_{\text{grav}}(r_0)}{D}$ z rovnice (64), dostaneme

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{2d}{r_0}\varphi_0. \quad (77)$$

Explicitně jsme uvažovali jen jednu vnější kouli, ale výsledek platí i pro dvojici vnějších koulí. Při výpočtu jsme zanedbali efekt interakce se vzdálenější koulí a předpokládali jsme, že spojnice malé a velké kuličky je kolmá na vahadélko. Systematická relativní chyba určení direkčního momentu vlákna dynamickou metodou v důsledku gravitační interakce s blízkou koulí je úměrná vychýlení rovnovážné polohy v obloukové míře v důsledku této interakce. Z geometrických poměrů vyplývá, že konstanta úměrnosti $2d/r_0$ je velmi přibližně rovna 2.

Tuto chybu je možné částečně korigovat. S využitím (64) upravíme rovnici (75)

$$D = D^* + M_{\text{grav}}(r_0)\frac{2d}{r_0} = D^* + D\varphi_0\frac{2d}{r_0} \approx D^* + D^*\varphi_0\frac{2d}{r_0} = D^*(1 + \varphi_0\frac{2d}{r_0}). \quad (78)$$

Vzhledem k tomu, že ve vztahu pro gravitační konstantu κ vystupuje direkční moment lineárně, přenáší se tato relativní chyba i do relativní chyby určení gravitační konstanty.

Závěr. Přes možnost částečně početně korigovat vliv gravitujících koulí je samozřejmě správnější, pokud to časové možnosti experimentu **a hlavně vyučující** dovolí, nespojovat měření direkčního momentu závěsu s měřením posuvu rovnovážné polohy, ale povést ho v uspořádání bez gravitujících koulí.

E Profesionální měření gravitační konstanty

Metoda Cavendishových vah se s užitím různých vylepšení a modifikací pro měření gravitační konstanty stále používá a měření gravitační konstanty je i v dnešní době otevřené a aktuální téma. V posledních letech bylo totiž provedeno několik nezávislých experimentů pro zjištění gravitační konstanty s vysokou přesností za užití různých měřících technik. Překvapivě ne všechna tato měření se mezi sebou shodují.

Přehled těchto měření lze nalézt na stránce [1]. V roce 2000 např. publikovali Gundlach a Merkwitz [2] výsledky měření založeného na vylepšené Cavendishově metodě s výsledkem $\kappa = 6,674\,215 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ se standardní relativní nejistotou $1,4 \cdot 10^{-5}$. Tato hodnota byla v dobré shodě s dalším měřením publikovaným v roce 2006 Schlammingerem a kolektivem [3], které bylo založeno na jiném měřicím postupu. V roce 2009 publikoval Luo a kolektiv [4] měření gravitační konstanty založené na zjištění doby kmitů torzního kyvadla pro různé vzdálenosti budících hmot s výsledkem $\kappa = 6,673\,49 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ a standardní relativní nejistotou $2,6 \cdot 10^{-5}$. Toto měření se přes veškeré úsilí o nalezení systematických chyb neshoduje s měřením Gundlacha a Merkwitze. Další měření publikované v roce 2010 Fallerem a Parksem [5] dává dokonce ještě nižší hodnotu konstanty $\kappa = 6,672\,34 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ se standardní relativní nejistotou $2,1 \cdot 10^{-5}$. Jejich metoda je založena na interferometrickém měření výchylky kyvadel vystavených gravitačnímu působení zdrojové hmoty a jejich výsledek se neshoduje ani s Gundlachem a Merkwitzem ani s Luem.

Rozdíly jednotlivých výsledků jsou patrně způsobeny systematickými chybami, které se objevily v důsledku nezapočtení některých ne zcela očividných vlivů. Nalezení těchto vlivů je otevřeným problémem.

Hodnota gravitační konstanty uvedená v návodu k praktiku, tj. $\kappa = 6,673\,84(80) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ se standardní relativní nejistotou $1,2 \cdot 10^{-4}$, je hodnota publikovaná v CODATA 2010. Tato hodnota již zohledňuje některá výše uvedená měření. (Pro zajímavost hodnota publikovaná v CODATA 2006 je $\kappa = 6,674\,28 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$ se standardní relativní nejistotou 10^{-4} .)

Literatura

1. <http://scienceblogs.com/principles/2010/08/measuring-gravity-aint-nothin.php>
2. J. H. Gundlach and S. M. Merkwitz, „Measurement of Newton’s Constant Using a Torsion Balance with Angular Acceleration Feedback,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 2869-2872 (2000)
3. St. Schlamminger, E. Holzschuh, W. Kündig, F. Nolting, R. E. Pixley, J. Schurr, U. Straumann, „Measurement of Newton’s gravitational constant,” *Phys. Rev. D*, vol. 74, 082001 (2006)
4. J. Luo, Q. Liu, L. Tu, C. Shao, L. Liu, S. Yang, Q. Li, Y. Zhang, „Determination of the Newtonian Gravitational Constant G with Time-of-Swing Method,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, 240801 (2009)
5. H. V. Parks, J. E. Faller, „A Simple Pendulum Determination of the Gravitational Constant,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, 110801 (2010), <http://xxx.lanl.gov/abs/1008.3203>
6. J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: *Fyzikální a mat. tabulky*, SNTL, Praha, 1980