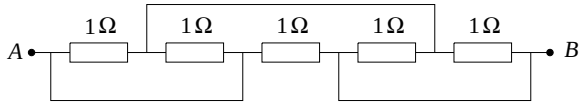
Elméleti verseny

1. feladat. (Ez a példa 5 független kis feladatból áll.)

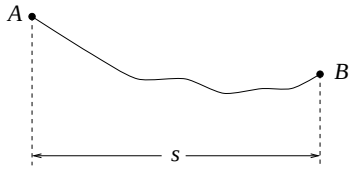
a) öt 1 Ω-os ellenállást az *1. ábrán* látható módon kapcsolunk össze. Az összekötő vezetékek ellenállása elhanyagolható.



1. ábra

Határozd meg az A és B pontok közötti R eredő ellenállást!

b) Egy síelő az A pontból nyugalmi helyzetből indulva kanyarodás és fékezés nélkül siklik le a hegyről (*2. ábra*). A súrlódási együttható μ. A B pontba érve végül megáll, ekkor vízszintes elmozdulása s. Mekkora az A és B pontok közötti h magasságkülönbség? (A síelő sebessége olyan kicsi, hogy a lejtő görbületéből származó nyomóerő-változás elhanyagolható. Hanyagold el a légellenállást és a μ súrlódási együttható sebességfüggését!)



2. ábra

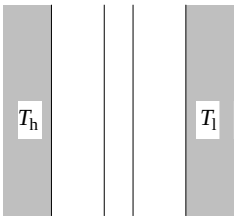
c) Egy – a környezetétől hőszigetelt – fémdarabot légköri nyomás mellett elektromos áram segítségével melegítünk. A fémdarab időben állandó P teljesítménnyel vesz fel energiát, ez a fém hőmérsékletének emelkedését eredményezi. Az abszolút hőmérséklet

$$T(t) = T_0[1 + a(t - t_0)]^{1/4}$$

módon függ az időtől (a, t_0 és T_0 állandók). Határozd meg a fém $C_p(T)$ hőkapacitását (ami a kísérlet hőmérséklettartományában hőmérsékletfüggő).

d) Egy T_h állandó hőmérsékletű meleg fekete sík felület párhuzamos egy hideg fekete sík felülettel, amelynek T_l hőmérséklete szintén állandó. A síkok között vákuum van.

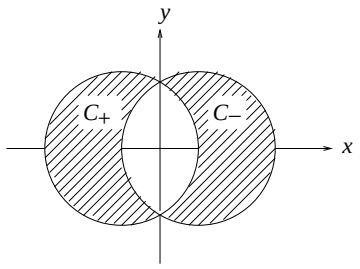
A sugárzásból származó hőáram csökkentése érdekében hővédő pajzsot helyezünk el a meleg és a hideg felületek között, amely két vékony, egymástól hőszigetelt, a sík felületekkel párhuzamos fekete lemezből áll. Egy idő után állandósult állapot jön létre.



3. ábra

Mekkora ξ tényezővel csökkent az állandósult hőáram a hővédő pajzs jelenlétének következtében? A felületek véges méretéből származó hatásokat hanyagold el!

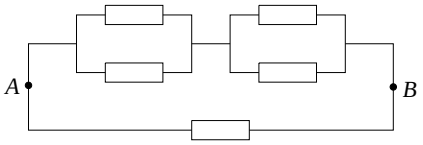
e) Két nagyon hosszú, nem-mágneses anyagból készült, egyenes, egymástól elszigetelt C_+ és C_- vezetőben I áram folyik rendre a pozitív és a negatív z tengely irányában. A vezetők keresztmetszeteit (a *4. ábrán* satírozva láthatók) az x–y síkban fekvő D átmérőjű körök határolják, amelyek középpontjainak távolsága $D/2$. A létrejövő keresztmetszetek területe így külön-külön $\left(\frac{1}{12}\pi + \frac{1}{8}\sqrt{3}\right) D^2$. Az egyes vezetők keresztmetszetében az áramok egyenletes eloszlásúak.



4. ábra

Határozd meg a $B(x, y)$ mágneses teret a vezetők közötti térben!

Megoldás. a) A kapcsolás az *5. ábrán* látható módon rajzolható át. A párhuzamos és soros kapcsolások ismert szabályai alapján az áramkör eredő ellenállása „fejben” kiszámolható, értéke $0,5\ \Omega$.

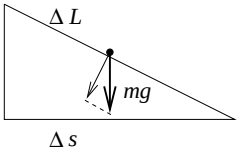


5. ábra

b) Ha a síelő pályáját elegendően kis szakaszokra osztjuk fel, akkor ezek egyeneseknek tekinthetők. Legyen egy ilyen kis szakasz hossza ΔL, amelyhez Δs vízszintes elmozdulás tartozik (*6. ábra*). Ekkor a súrlódási erő $F_s = \mu mg\Delta s/\Delta L$ alakban adható meg, amivel a súrlódási erő munkája így fejezhető ki:

$$\Delta W_s = \mu mg\frac{\Delta s}{\Delta L} \cdot \Delta L = \mu mg\Delta s.$$

A súrlódási erők teljes munkáját a Δs szakaszok összegzésével kaphatjuk meg: $W_s = \mu mgs$. Az energiamegmaradás értelmében ennek meg kell egyeznie a síelő mgh nagyságú helyzeti energia csökkenésével, amiből $h = \mu s$.



6. ábra

c) Legyen a dt rövid időintervallum alatt bekövetkező hőmérsékletnövekedés dT. Eközben a fém Pdt hőt vesz fel. A hőkapacitást (definíciója alapján) így kaphatjuk meg:

$$C_p = \frac{Pdt}{dT} = \frac{P}{dT/dt}.$$

A hőmérséklet időbeli változását a megadott függvény deriválásával számíthatjuk ki:

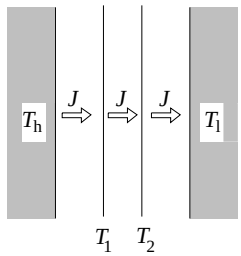
$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_0}{4}a\left[1 + a(t - t_0)\right]^{-3/4} = T_0\frac{a}{4}\left(\frac{T_0}{T}\right)^3.$$

így a keresett hőkapacitás:

$$C_p = \frac{P}{dT/dt} = \frac{4P}{aT_0^4} \cdot T^3.$$

Megjegyzés. Alacsony, de nem különlegesen alacsony hőmérsékleteken a fémek hőkapacitása valóban köbös hőmérsékletfüggést követ.)

d) állandósult állapot esetén mindenhol ugyanakkora J hőáramsűrűség (egységnyi felületen időegység alatt átadott hő) alakul ki. A hőáramokat és a hővédő pajzs két lemezének hőmérsékletét a *7. ábra* mutatja.



7. ábra

A Stefan–Boltzmann-törvény felhasználásával a J hőáramsűrűséget háromféleképpen írhatjuk fel:

$$J = \sigma(T_h^4 - T_1^4), J = \sigma(T_1^4 - T_2^4), J = \sigma(T_2^4 - T_l^4).$$

Adjuk össze a három egyenletet:

$$3J = \sigma(T_h^4 - T_l^4) = J_0.$$

Mivel J_0 éppen a hővédő pajzs nélküli hőáram, a keresett $\xi = J/J_0$ tényező értéke 1/3.

e) A mágneses teret két hengeres vezető terének szuperpozíciójaként határozhatjuk meg. A hengerek részben áthatolnak egymáson, így az ellentétes irányú áramok a közös tartományban kiejtik egymást. A hengeres vezetők I' árama nagyobb, mint a hold alakú vezetők I árama, az áramok arányát a keresztmetszeti felületek aránya adja meg:

$$\frac{I'}{I} = \frac{\frac{\pi}{4}D^2}{\left(\frac{\pi}{12} + \frac{\sqrt{3}}{8}\right)D^2} = \frac{6\pi}{2\pi + 3\sqrt{3}}.$$

Egy I' áramot hordozó hengeres vezető belsejében, a tengelytől r távolságra a mágneses teret az Ampère-féle gerjesztési törvény alapján számíthatjuk ki:

$$B_\varphi = \frac{\mu_0}{2\pi r}\frac{I'\pi r^2}{\frac{\pi}{4}D^2} = \frac{2\mu_0 I' r}{\pi D^2}.$$

A mágneses tér az r sugárra merőleges irányú. Ha a henger tengelye az origóban van, a mágneses tér x és y irányú komponenseit így kaphatjuk meg:

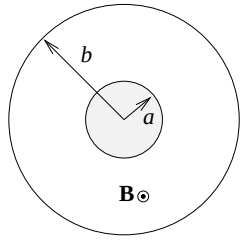
$$B_x = -B_\varphi\frac{y}{r} = -\frac{2\mu_0 I' y}{\pi D^2}; \qquad B_y = B_\varphi\frac{x}{r} = \frac{2\mu_0 I' x}{\pi D^2}.$$

A szuperponált terek esetén az áramok $\pm I'$ értékűek, a megfelelő hengerek tengelyei pedig az $x = \pm D/4$ helyeken vannak. Ez nem befolyásolja az y koordináta értékét, tehát a két ellentétes áram miatt a B_x komponens mindenhol eltűnik, továbbá:

$$B_y = \frac{2\mu_0}{\pi D^2}\left[I'\left(x + \frac{D}{4}\right) - I'\left(x - \frac{D}{4}\right)\right] = \frac{\mu_0 I'}{\pi D} = \frac{6\mu_0 I}{(2\pi + 3\sqrt{3})D}.$$

Tehát a vezetők közötti térben a pozitív y tengely irányába mutató homogén mágneses mező jön létre.

2. feladat. Két azonos tengelyű, hengeres vezető között légritkított tér van. A belső henger sugara a, a külső henger belső sugara b, amint ezt a *8. ábra* mutatja. A külső hengerre, amit nevezzünk anódnak, a belső hengerhez képest pozitív V feszültség kapcsolható. A hengerek tengelyével párhuzamos, homogén, állandó, az ábra síkjából felénk mutató $\mathbf{B}$ mágneses tér is fellép. A vezetőkben létrejövő töltésmegosztás elhanyagolható.



8. ábra

A következőkben m tömegű és $-e$ töltésű elektronok mozgását vizsgáljuk. Az elektronok a belső henger felületéről lépnek ki.

a) Először a V feszültséget bekapcsoljuk, de $\mathbf{B} = 0$. Egy elhanyagolható sebességű elektron szabadul ki a belső henger felületéről. Határozd meg az elektron v sebességét abban a pillanatban, amikor becsapódik az anódba! A sebességet határozd meg nemrelativisztikus és relativisztikus tárgyalásmóddal is!

A továbbiakban már csak a *nemrelativisztikus* tárgyalást kell használnod!

b) Most $V = 0$, de a homogén $\mathbf{B}$ mágneses mező jelen van. Egy elektron indul ki $\mathbf{v}_0$ kezdősebességgel sugárirányban. Ha a mágneses tér nagyobb egy bizonyos kritikus B_c értéknél, akkor az elektron nem éri el az anódot. Készíts vázlatos rajzot az elektron pályájáról, ha B egy kissé nagyobb, mint B_c. Határozd meg B_c értékét!

Mostantól kezdve a V feszültség és a $\mathbf{B}$ homogén mágneses mező *is* jelen van.

c) A mágneses mező az elektronnak a hengerek tengelyére vonatkoztatva valamekkora L impulzusmomentumot (perdületet) ad. állíts fel egy egyenletet az impulzusmomentum dL/dt változási sebességére! Mutasd meg: ebből az egyenletből következik, hogy az $L - keBr^2$ kifejezés a mozgás során mindvégig állandó, ahol k egy meghatározott szám! Itt r a henger tengelyétől mért távolság. Határozd meg k számértékét!

d) Tekintsünk egy, a belső hengerből elhanyagolható sebességgel kilépő elektront, amely nem éri el az anódot, hanem a henger tengelyétől r_m maximális távolságra távolodik. Határozd meg r_m függvényében az elektron v sebességét abban a pontban, ahol a henger tengelyétől mért távolsága maximális!

e) Az anódra érkező elektronáramot szeretnénk a mágneses térrel szabályozni. Ha B nagyobb, mint egy kritikus B_c mágneses mező, akkor egy elektron, amely elhanyagolható sebességgel lép ki, nem éri el az anódot. Határozd meg B_c értékét!

f) Abban az esetben, ha az elektronok a belső henger fűtésének hatására lépnek ki, általában nullától különböző kezdősebességgel rendelkeznek a belső henger felületén. A kezdősebesség $\mathbf{B}$ vektorral párhuzamos komponense v_B, a $\mathbf{B}$ vektorra merőleges komponensei pedig v_r (sugárirányban), illetve v_φ (érintő irányban, azaz a sugárirányra merőlegesen).

Határozd meg ebben az esetben az anód eléréséhez szükséges kritikus B_c mágneses mezőt!

Megoldás. a) Az elektron eV potenciális energiája alakul át mozgási energiává. Nemrelativisztikus tárgyalásmódban:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV, \qquad \text{amiből} \qquad v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}. \tag{1}$$

Relativisztikus tárgyalásmódban:

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - mc^2 = eV, \qquad \text{innen} \qquad v = c\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{mc^2 + eV}\right)^2}.$$

b) A mágneses Lorentz-erő körpályán mozgatja az elektront:

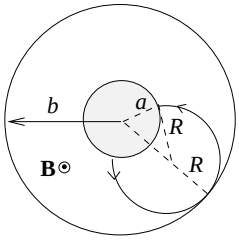
$$eBv_0 = \frac{mv_0^2}{R}, \qquad \text{amiből} \qquad B = \frac{mv_0}{eR}. \tag{2}$$

A kezdősebesség a kör érintőjének irányába mutat. A *9. ábra* alapján láthatjuk, hogy a kritikus esetben a következő geometriai feltétel teljesül:

$$\sqrt{a^2 + R^2} = b - R, \qquad \text{amiből} \qquad R = \frac{b^2 - a^2}{2b}.$$

Ezt a sugár értéket az (2) egyenletbe helyettesítve kaphatjuk meg a mágneses mező kritikus értékét:

$$B_c = \frac{mv_0}{eR} = \frac{2bmv_0}{(b^2 - a^2)e}.$$



9. ábra

c) A perdület megváltozását valamilyen forgatónyomaték okozza. Beláthatjuk, hogy esetünkben az $\mathbf{F} = (-e)\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ Lorentz-erő sugárra merőleges F_φ komponense fejt csak ki $F_\varphi r$ forgatónyomatékot. Ilyen irányú erőt viszont csak a sugárirányú $v_r = dr/dt$ sebességösszetevő eredményez. A perdület időbeli megváltozása tehát így írható fel:

$$\frac{dL}{dt} = eBr\frac{dr}{dt},$$

amit a következőképpen alakíthatunk át: $\frac{d}{dt}\left(L-\frac{eBr^2}{2}\right)=0.$

Látható, hogy a

$$C = L - \frac{1}{2}eBr^2 \tag{3}$$

mennyiség a mozgás folyamán állandó. A feladatban kérdezett dimenziótlan k szám értéke tehát $k = 1/2$.

d) A (3) egyenletben szereplő C állandót felírhatjuk akkor, amikor az elektron a belső henger felületéről éppen kilép ($L = 0$), illetve amikor r_m maximális távolságra helyezkedik el:

$$0 - \frac{1}{2}eBa^2 = mvr_m - \frac{1}{2}eBr_m^2,$$

amiből(4)

$$v = \frac{eB\left(r_m^2 - a^2\right)}{2mr_m}.$$

e) A kritikus B_c mágneses mező esetén a (4) egyenletben r_m helyére b értékét kell helyettesítenünk, továbbá a sebesség meghatározásakor felhasználhatjuk az (1) egyenlet kifejezését is:

$$\frac{eB_c(b^2-a^2)}{2mb} = \sqrt{\frac{2eV}{m}},$$

amiből a keresett B_c könnyen megkapható:

$$B_c = \frac{2b}{b^2-a^2}\sqrt{\frac{2mV}{e}}.$$

f) A Lorentz-erőnek nincs B-vel párhuzamos komponense, ezért a v_B sebesség-összetevő a mozgás során állandó, a kérdésben szereplő kritikus mágneses mezőre v_B nincs hatással.

Legyen v az elektron sebességének B-re és r-re is merőleges komponense a kritikus esetben (amikor éppen eléri az anódot). Az energiamegmaradás szerint:

$$\frac{1}{2}m\left(v_B^2 + v_\varphi^2 + v_r^2\right) + eV = \frac{1}{2}m(v_B^2 + v^2),$$

amiből(5)

$$v = \sqrt{v_r^2 + v_\varphi^2 + \frac{2eV}{m}}.$$

írjuk fel ismét a (3) kifejezésben szereplő C állandót mindkét hengerfelületnél:

$$mv_\varphi a - \frac{1}{2}eB_c a^2 = mvb - \frac{1}{2}eB_c b^2.$$

Végül v helyére írjuk be az (5) kifejezést, amiből a kérdéses kritikus mágneses mező meghatározható:

$$B_c = \frac{2m(vb - v_\varphi a)}{e(b^2-a^2)} = \frac{2mb}{e(b^2-a^2)}\left[\sqrt{v_r^2 + v_\varphi^2 + \frac{2eV}{m}} - v_\varphi\frac{a}{b}\right].$$

3. feladat. Ebben a feladatban a Földön, a nyílt óceánokon kialakuló árapály jelenség néhány alapvető tulajdonságát vizsgáljuk. A feladat megoldásakor a következő egyszerűsítő feltevéseket használjuk:

*(i)*A Föld és a Hold alkotta rendszert minden mástól elszigeteltnek tekintjük. *(ii)*A Hold és a Föld közötti távolságot állandónak vesszük. *(iii)*A Földet teljes mértékben óceánnal borítottnak képzeljük. *(iv)*A Föld tengely körüli forgásának dinamikai hatásait elhanyagoljuk. *(v)*A Föld által kifejtett gravitációs vonzóerő úgy számítható, mintha a teljes tömeg a Föld középpontjában lenne.

A következő adatok adottak:

A Föld tömege: $M = 5,98 \cdot 10^{24}$ kg;

A Hold tömege: $M_m = 7,3 \cdot 10^{22}$ kg;

A Föld sugara: $R = 6,37 \cdot 10^6$ m;

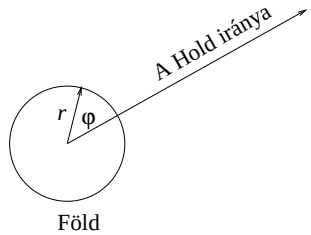
A Föld középpontja és a Hold középpontja közötti távolság: $L = 3,84 \cdot 10^8$ m;

A gravitációs állandó: $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ m^{3}kg^{-1}s^{-2}.

a) A Hold és a Föld ω szögsebességgel kering a C közös tömegközéppont körül. Milyen messze van C a Föld középpontjától? (Jelöld ezt a távolságot l-lel!) Határozd meg ω számértékét!

A továbbiakban használjuk azt a vonatkoztatási rendszert, amely a Hold és a Föld középpontjával együtt a C pont körül forog! Ebben a vonatkoztatási rendszerben a Föld folyadékfelszínének alakja állandó.

A P síkon, ami átmegy a C ponton és merőleges a forgástengelyre, a Föld folyadékfelszínén lévő tömegpontot az r és φ polárkoordináták segítségével adhatjuk meg, amint a *10. ábra* mutatja. Itt r a Föld középpontjától mért távolság.



10. ábra

A Föld folyadékfelszínének $r(\varphi) = R + h(\varphi)$ alakját fogjuk tanulmányozni a P síkban.

b) Tekintsünk egy m tömegű tömegpontot a Föld folyadékfelszínén (a P síkban). Vonatkoztatási rendszerünkben a tömegpontra a centrifugális erő, valamint a Hold és a Föld gravitációs ereje hat. Határozd meg ennek a három erőnek megfelelő potenciális energia kifejezését!

Megjegyzés. Bármely $F(r)$ centrális erő kifejezhető egy gömbszimmetrikus $V(r)$ potenciális energia negatív deriváltjaként: $F(r) = -V'(r)$.

c) Az adott M, M_m stb. mennyiségekkel határozd meg az árapály hatására kialakuló vízfelszínt leíró $h(\varphi)$ függvény közelítő alakját! Mekkora a modell szerint az apály és a dagály szintek közötti különbség *méterben*?

Ha $a \ll 1$, akkor a következő közelítést használhatod:

$$\frac{1}{\sqrt{1 + a^2 - 2a\cos\theta}} \approx 1 + a\cos\theta + \frac{1}{2}a^2(3\cos^2\theta - 1).$$

Számításaid során használj egyszerűsítő közelítéseket mindenhol, ahol a közelítés ésszerű!

Megoldás. a) A Föld–Hold rendszer közös tömegközéppontja a Föld középpontjától

$$l = \frac{M_m}{M + M_m} L = 4,63 \cdot 10^6 \text{ m} \tag{1}$$

távolságra van, ami R-nél kisebb, tehát a Föld belsejében található. A centripetális erőt a Föld és a Hold közötti gravitációs erő biztosítja:

$$Ml\omega^2 = G\frac{MM_m}{L^2},$$

amibe írjuk be az (1) kifejezést, így megkaphatjuk a kérdéses ω szögsebességet:

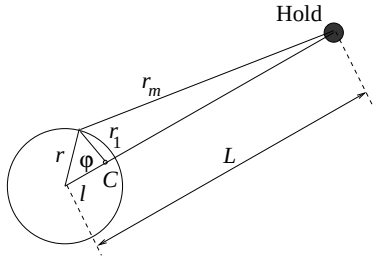
$$\omega = \sqrt{\frac{GM_m}{L^2 l}} = \sqrt{\frac{G(M + M_m)}{L^3}} = 2,67 \cdot 10^{-6}\ \frac{1}{\text{s}}. \tag{2}$$

(Ez $2\pi/\omega = 27,2$ napos periódusidőnek felel meg.)

b) Az m tömegpont potenciális energiája három tagból áll:

$$V = -\frac{1}{2}m\omega^2 r_1^2 - G\frac{mM}{r} - G\frac{mM_m}{r_m},$$

ahol az első a forgás miatt fellépő (centrifugális) potenciális energia, a második a Föld, a harmadik pedig a Hold gravitációs vonzásából származó potenciális energia. Az egyes tagokban szereplő r_1, r és r_m távolságok jelentését a *11. ábráról* olvashatjuk le.



11. ábra

A távolságok között a következő összefüggéseket állapíthatjuk meg:

$$r_1^2 = r^2 - 2rl\cos\varphi + l^2,$$

$$r_m = L\sqrt{1+\left(\frac{r}{L}\right)^2 - 2\left(\frac{r}{L}\right)\cos\varphi}.$$

c) Mivel az $a = r/L$ hányados nagyon kicsiny, használhatjuk a feladatban megadott közelítést, aminek segítségével a potenciális energia kifejezése így alakítható át:

$$\frac{V(r,\varphi)}{m} = -\frac{1}{2}\omega^2 r^2 - \frac{GM}{r} - \frac{GM_m r^2}{2L^3}(3\cos^2\varphi - 1) + \text{állandó}. \tag{3}$$

A számításban felhasználtuk, hogy

$$m\omega^2 rl\cos\varphi - GmM_m\frac{r}{L^2}\cos\varphi = 0,$$

amiről meggyőződhetünk, ha ω^2 helyére a (2) kifejezésben szereplő szögsebességet írjuk.

Az egyensúlyban levő folyadékfelszín ekvipotenciális felületet alkot. Helyettesítsük az r sugarat az $r = R + h$ összeggel, ahol az árapályt jellemző h érték sokkal kisebb R-nél. Ekkor a következő közelítéseket használhatjuk:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R+h} = \frac{1}{R}\frac{1}{1+h/R} \cong \frac{1}{R}\left(1-\frac{h}{R}\right) = \frac{1}{R} - \frac{h}{R^2},$$
$$r^2 = R^2 + 2Rh + h^2 \cong R^2 + 2Rh.$$

Ezek felhasználásával, továbbá (2) értékének (3)-ba történő behelyettesítésével a potenciál közelítő alakja egy állandótól eltekintve így alakítható át:

$$\frac{V(r,\varphi)}{m} = -\frac{G(M+M_m)R}{L^3}h + \frac{GM}{R^2}h - \frac{GM_m r^2}{2L^3}(3\cos^2\varphi - 1).$$

A jobb oldal első tagja elhanyagolható a második taghoz képest, mert öt nagyságrenddel kisebb nála, amiről egyszerű átalakítással győződhetünk meg:

$$\frac{(M+M_m)}{M}\left(\frac{R}{L}\right)^3 \cong 10^{-5}.$$

Ha a maradék két tag kiegyenlíti egymást, azaz amennyiben

$$h = \frac{M_m r^2 R^2}{2ML^3}(3\cos^2\varphi - 1),$$

akkor V nem függ φ-től, tehát a felület ekvipotenciális. Mivel r^2-et bátran R^2-tel közelíthetjük, így az árapály magassága

$$h = \frac{M_m R^4}{2ML^3}(3\cos^2\varphi - 1).$$

A legnagyobb (dagály) érték ($h_{\max} = M_m R^4/ML^3$) a Hold irányában, illetve az ellenkező oldalon következik be, amikor $\varphi = 0$ vagy π, míg a legkisebb (apály) érték $\varphi = \pi/2$ esetén $h_{\min} = -M_m R^4/2ML^3$. A maximális dagály és apály közötti különbség így:

$$h_{\max} - h_{\min} = \frac{3M_m R^4}{2ML^3} = 0,54 \text{ m}.$$

Megjegyzés. A Csendes-óceán távoli korallzátonyain valóban ekkora különbségeket lehet megfigyelni. A nagy kontinenseknél (különösen meredek partfalak esetén) a feltorlódó dagályhullám akár 15 méteres is lehet.

Kísérleti feladat

A kísérleti feladatsor a fizika több területét átfedte. A mérést egyetlen összetett eszközzel kellett végrehajtani, amelynek leglényegesebb eleme egy fizikai inga volt. Az inga lengésidejét az eszközön található elektronikus óra segítségével lehetett megmérni, amely fényjeleket bocsátott ki, illetve az ingáról visszaverődve észlelt.

Az inga segítségével a gravitációs gyorsulás értékét kellett nagy pontossággal meghatározni. A feladat szövegében utalás történt arra, hogy amennyiben ugyanazon fizikai ingát két különböző tengely körül azonos lengésidővel tudjuk mozgatni, akkor g értéke könnyen és pontosan megkapható. Tehát az adott eszközt megfordítható, más szóval reverziós ingaként kellett használni.

Az egyik részfeladat értelmében meg kellett vizsgálni az optikai mérőóra geometriáját, az ingán lévő tükröző felület alakját, a kisugárzott és visszavert fénysugarak sugármenetét.

A továbbiakban mágneses Hall-cella segítségével egy henger alakú állandó mágnes terét kellett meghatározni a mágnes szimmetriatengelye mentén. Egy elméleti összefüggés ismeretében meg kellett határozni a mágnes remanens mágneses indukciójának értékét.

Végezetül vizsgálni kellett, hogy a fizikai ingára szerelt mágnes és egy külső mágnes közötti kölcsönhatás hogyan befolyásolja az inga lengésidejét. Elméleti összefüggések és megadott grafikonok segítségével mérni kellett az ingára rögzített mágnes dipólmomentumát is.

Honyek Gyula