

Völgyesi L: [Geofizika](#). Műegyetemi Kiadó, Budapest, 2002.

Dr. Lajos VÖLGYESI, Department of Geodesy and Surveying, Budapest University of Technology and Economics, H-1521 Budapest, Hungary, Műegyetem rkp. 3.
Web: <http://sci.fgt.bme.hu/volgyesi> E-mail: volgyesi@eik.bme.hu

5.5 A nehézségi erőter időbeli változása

A vizsgálatok szerint a nehézségi erőter nem állandó, hanem az időben szüntelenül változik. Ennek több oka van; a következőkben ezekkel foglalkozunk.

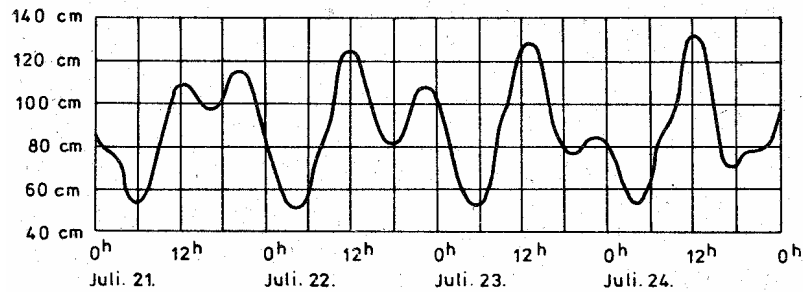
A nehézségi erőterünk legismertebb és legfontosabb változása a Földön kívüli égitestek – elsősorban a Hold és a Nap – hatásának következménye. Az általuk okozott árapály-jelenség rövid periódusidejű változás, amelyet a nehézségi gyorsulás mérések feldolgozása során szoktunk figyelembe venni.

Ennél lassabb lefolyású, de a geodézia szempontjából igen komoly jelentőségű egyéb – többnyire hosszabb periódusú és szekuláris – változások is léteznek. Ezek azért rendkívül fontosak, mert a nehézségi erőter időbeli változása a Föld elméleti alakjának időbeli változását vonja maga után. Ebből a szempontból legfontosabb hatások a Föld tömegátrendeződési folyamatai és a forgási szögsebesség változása; de hasonlóan fontos lehet a gravitációs állandó egyelőre csak feltételezett időbeli változása is.

5.5.1 A földi árapály

A tengerek régi idők óta megfigyelt jelensége a tengerszint szabályszerű változása: az *apály* és a *dagály* jelensége. A tengerszint emelkedése és csökkenése mintegy 12.5 órányi időközönként ismétlődik, így a legmagasabb szint, a dagály és a legalacsonyabb szint, az apály között kb. 6 és 1/4 órás időköz van. A földi árapályt elsősorban a Hold okozza, a Nap hatása ennek 50%-ánál is kisebb, a bolygók hatása pedig gyakorlatilag elhanyagolható. Újholdkor és holdtöltekor a Hold és a Nap hatása erősíti egymást – ekkor különlegesen nagy dagály, a *szökőár* jön létre; első és utolsó negyedkor viszont a hatások lerontják egymást – ez a *vakár*. A Hold és a Nap együttes hatása (a luniszoláris hatás) a tengereken elméletileg legfeljebb 50 cm-es vízszintingadozást eredményez. (Megjegyezzük, hogy a tengerek egyes helyeken 10-20 métert is elérő dagályhullámai másodlagos jelenségek és keletkezésükhöz különleges partalakulat és mélységviszonyok szükségesek.)

A pontosabb vizsgálatok szerint az árapály jelenség igen bonyolult, mivel sokfajta különböző periódusú és amplitúdójú hullámból tevődik össze (5.27 ábra).



5.27 ábra. A tengerszint árapálymozgása

5.1 táblázat. A legfontosabb árapályhullámok

osztály	elnevezés	jelölés	periódus [óra]
félnapos	lunáris főtag	M_2	12.42
	szoláris főtag	S_2	12.00
	lunáris elliptikus tag	N_2	12.66
	luniszoláris tag	K_2	11.97
egész napos	luniszoláris tag	K_1	23.93
	lunáris deklinációs tag	O_1	25.82
	szoláris deklinációs tag	P_1	24.07
kéthetes	lunáris tag	Mf	13.66 nap

Ha az árapály időbeli alakulását műszerekkel folyamatosan regisztráljuk és így a folyamatát leíró $f(t)$ függvényt tapasztalati úton meghatározzuk, akkor a harmonikus analízis módszerével az egyes összetevők – vagyis az árapály különböző hullámai – elkülöníthetők:

$$f(t) = \sum_{i=0}^{\infty} A_i \sin\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \varphi_i\right)$$

ahol A_i az egyes hullámok amplitúdója, T_i a hullámok periódusideje és φ_i a fázisuk. (A legfontosabb árapályhullámok elnevezését, jelölését és periódusidejét az 5.1 táblázatban foglaltuk össze.)

Egyszerűen kimutatható, hogy az árapály jelensége nem korlátozódik a tengerek víztömegére, hanem a Föld szilárd kérge is hasonló periódusos mozgást végez, csak kisebb amplitúdóval. Ezért a tengerek vízfelületének általunk észlelt árapály mozgása a vízszint mozgásának és a földkéreg elmozdulásának a különbsége.

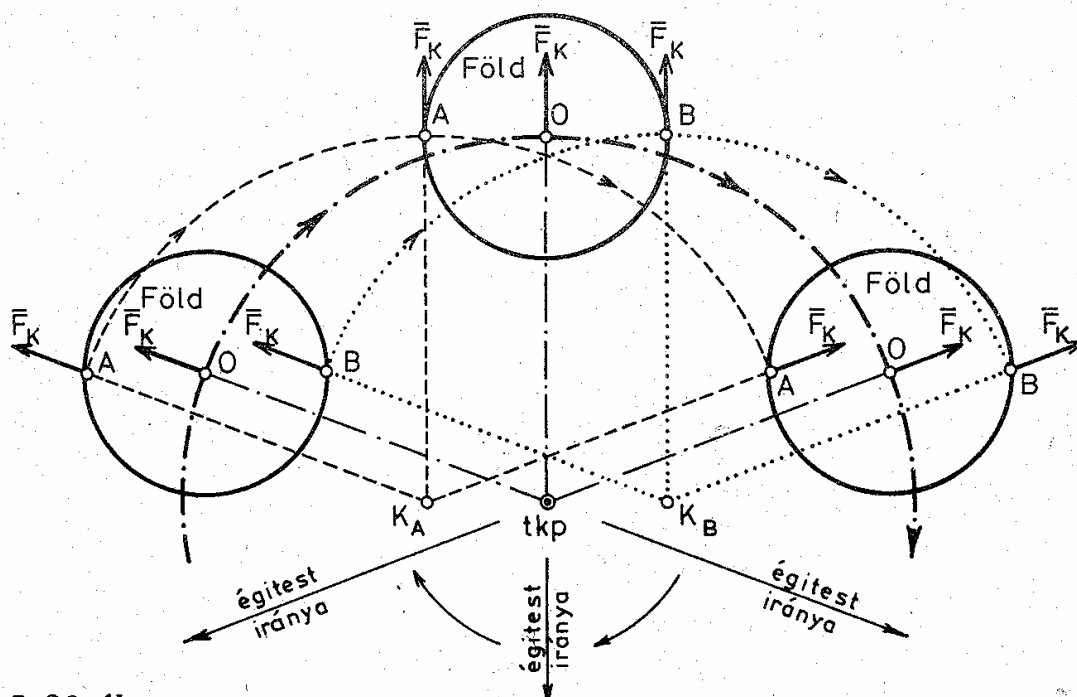
5.5.1.1 Az árapálykeltő erő és potenciálja

Valamely égitest (pl. a Nap vagy a Hold) által okozott árapálykeltő erő az illető égitest és a Föld közös tömegközéppontja körüli keringésre vezethető vissza. Egyelőre csak egyetlen égitest hatását vizsgáljuk, több égitest esetén a hatások megfelelőképpen összegeződnek.

A Föld és valamely égitest közös tömegközéppontja körüli keringéskor kétféle erő játszik lényeges szerepet: az egyik a Föld és az égitest között fellépő tömegvonzási erő, a másik a keringés miatt fellépő centrifugális erő. A mechanika törvényei szerint egyensúly esetén a Föld tömegközéppontjában a kétfajta erő egymással egyenlő, de ellentétes irányú.

Vizsgáljuk meg, hogy mekkora e két erő a Föld többi pontjában!

Az égitest tömegvonzásából származó erő a Föld különböző pontjaiban eltérő nagyságú és irányú, mivel az (5.3) szerint a vonzóerő az illető földi pontnak az égitest tömegközéppontjától mért távolságától és irányától függ.



5.28 ábra. A Föld keringéséből származó centrifugális erő

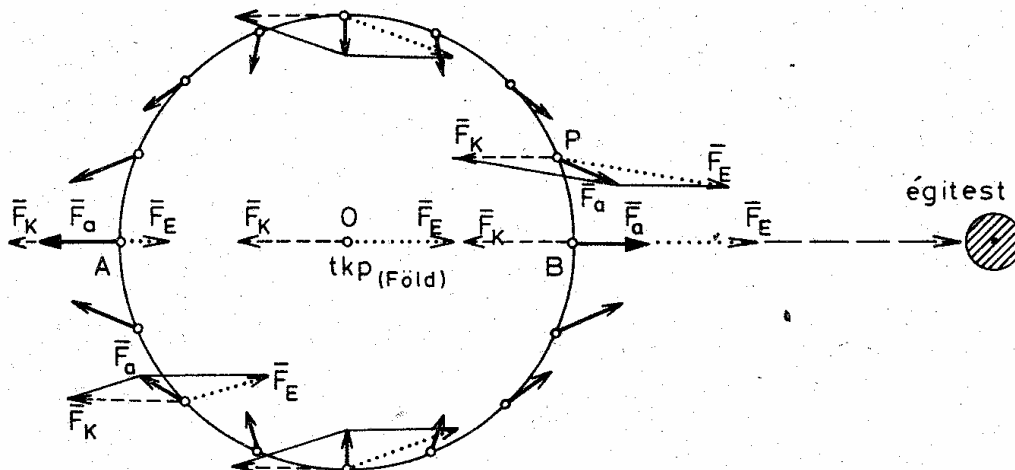
Ugyanakkor egyszerű belátni, hogy a közös tömegközéppont körüli keringésből származó centrifugális erő a Föld minden pontjában ugyanakkora. Ezt úgy érthetjük meg a legkönnyebben, ha eltekintünk a Föld tengelykörüli forgásától. Ekkor a Föld és az illető égitest a közös tömegközéppontjuk körül ún. excenter-mozgást végez. Az excenter-mozgás azt jelenti, hogy a Föld minden pontja (az 5.28 ábrán pl. az A , B , és az O pont) azonos szögsebességgel azonos sugarú, de különböző ($tkp.$, K_A , K_B stb.) középpontú körökön úgy mozog, hogy eközben a térbeli irányítása nem változik meg; vagyis forgás nem következik be. Mivel a keringési centrifugális erő csak a pálya görbületétől, vala-

mint a kérdéses pont szögsebességétől függ – és ezek az excenter-mozgás esetén minden pontban azonosak – ezért a Föld minden pontjában azonos nagyságú és irányú \mathbf{F}_K keringési centrifugális erő hat.

A Föld tetszőleges pontjában az \mathbf{F}_a árapálykeltő erő az adott égitest \mathbf{F}_E tömegvonzási erejének és a Föld \mathbf{F}_K keringési centrifugális erejének

$$\mathbf{F}_a = \mathbf{F}_E + \mathbf{F}_K \quad (5.42)$$

vektori eredője. Ennek megfelelően az árapálykeltő erő földfelszíni eloszlása igen egyszerűen meghatározható; egyetlen égitest hatására az 5.29 ábrán látható erőrendszer alakul ki. Látható, hogy az O pontban $\mathbf{F}_E = -\mathbf{F}_K$, a Földnek az égitest felőli oldalán (pl. a B pontban) $|\mathbf{F}_E| > |\mathbf{F}_K|$ míg az átellenes oldalon (pl. az A pontban) $|\mathbf{F}_K| > |\mathbf{F}_E|$. Ez magyarázza, hogy miért alakul ki egyetlen égitest hatására is a Föld két átellenes oldalán egyszerre dagály és rá merőlegesen apály.



5.29 ábra. Az árapálykeltő erők meghatározása

Több vonzó égitest esetén az egyes égitestek által okozott \mathbf{F}_a árapálykeltő erők vektori eredője adja a teljes \mathbf{F}_A árapálykeltő erőrendszert:

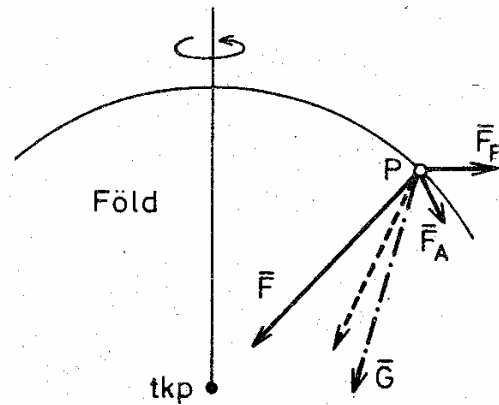
$$\mathbf{F}_A = \mathbf{F}_a^H + \mathbf{F}_a^N + \mathbf{F}_a^{(bolygók)} \quad (5.43)$$

ahol \mathbf{F}_a^H a Hold és a \mathbf{F}_a^N a Nap hatását jelöli.

A Föld tengelykörüli forgásának figyelembevétele az eddigieken csupán annyit változtat, hogy a Föld és az égitest tömegközéppontjához rögzített koordináta-rendszerben meghatározott árapálykeltő erők a forgás miatt minden időpillanatban a Földnek más-más pontjaira hatnak.

Tetszőlegesen kiválasztott P földfelszíni pontban adott tömegelemre az 5.30 ábrán látható erők hatnak. Szaggatott vonallal az \mathbf{F} tömegvonzási és az \mathbf{F}_F forgási centrifugális erőnek az eredőjét, azaz a luniszoláris hatás nélkül számított nehézségi erő vektorát

ábrázoltuk. Ennek és az időben gyorsan változó \mathbf{F}_A árapálykeltő erőnek az eredője adja a tényleges nehézségi erő (a \mathbf{G} súlyerő) (5.5) szerinti vektorát. Az égitestek (elsősorban a Hold és a Nap) hatására tehát a földi nehézségi erőternek mind az iránya, mind a nagysága az időben folyamatosan változik.



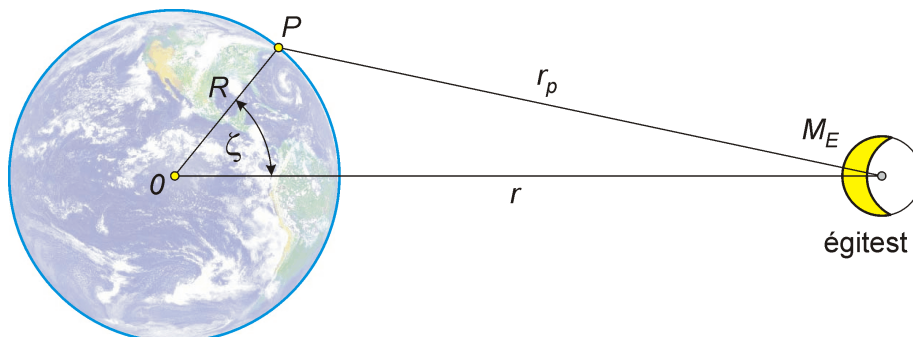
5.30 ábra. A nehézségi erő összetevői

Számítsuk ki ezek után az M_E tömegű égitest (a Hold, illetve a Nap) hatásából származó potenciált, vagyis az \mathbf{F}_a árapálykeltő erő V_a potenciálját! Tekintve, hogy az árapálykeltő erő az (5.42) szerint két erőhatás eredője, ennek V_a potenciálja is a két erő potenciáljának összegeként számítható:

$$V_a = V_E + V_K. \quad (5.44)$$

Az égitest vonzási potenciálja az 5.31 ábrán látható tetszőleges P földfelszíni pontban, az égitesttől r_p távolságban:

$$V_E = k \frac{M_E}{r_p}. \quad (5.45)$$



5. 31 ábra. Az árapálykeltő égitest helyzetének jellemzése

Mivel a Föld tömegközéppontjában (az O pontban) az \mathbf{F}_K keringési centrifugális erő nagyságra éppen egyenlő az égitestnek az O pontra vonatkozó \mathbf{F}_E vonzóerejével, ezért az O pontban:

$$\mathbf{F}_K = -\mathbf{F}_E = -k \frac{M_E}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}.$$

Ennek megfelelően a keringési centrifugális erő potenciálja a Föld O tömegközéppontjában:

$$V_K^{(O)} = -k \frac{M_E}{r}. \quad (5.46)$$

Nekünk azonban nem az O , hanem a P pontban kell a potenciál; ezért ahhoz, hogy az \mathbf{F}_K erőnek a P pontra vonatkozó potenciálját megkapjuk, figyelembe kell még venni az \mathbf{F}_K erőnek az \overline{OP} úton végzett

$$F_K R \cos \zeta = -k \frac{M_E}{r^2} R \cos \zeta$$

munkáját és hozzá kell adnunk az (5.46)-hoz. Így végül is a P pontban a keringési centrifugális erő potenciálja:

$$V_K = -k \frac{M_E}{r} \left(1 + \frac{R}{r} \cos \zeta \right). \quad (5.47)$$

Végeredményben tehát az árapálykeltő erő potenciálja a P pontban az (5.44), (5.45) és (5.47) szerint:

$$V_a = k \frac{M_E}{r_p} - k \frac{M_E}{r} \left(1 + \frac{R}{r} \cos \zeta \right)$$

vagy átrendezve:

$$V_a = k \frac{M_E}{r} \left(\frac{r}{r_p} - 1 - \frac{R}{r} \cos \zeta \right). \quad (5.48)$$

Próbáljuk meg ebben a kifejezésben az r/r_p értékét más formában felírni. Ehhez fejezzük ki az r_p értékét az 5.31 ábra alapján az OPM_E háromszögből a cosinustétel segítségével:

$$r_p^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos \zeta$$

Ezt $1/r^2$ -tel végigszorozva és átrendezve:

$$\frac{r_p^2}{r^2} = 1 - 2\left(\frac{R}{r}\right)\cos\zeta + \left(\frac{R}{r}\right)^2.$$

Ha mindkét oldalból négyzetgyököt vonunk és a reciprokát vesszük, akkor

$$\frac{r}{r_p} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\left(\frac{R}{r}\right)\cos\zeta + \left(\frac{R}{r}\right)^2}}.$$

Így az r/r_p már felírható a Legendre-polinomok segítségével [92]:

$$\frac{r}{r_p} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2\left(\frac{R}{r}\right)\cos\zeta + \left(\frac{R}{r}\right)^2}} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^n P_n(\cos\zeta).$$

A $P_n(t)$ Legendre polinomok (itt: $t = \cos\zeta$) az (5.9) Rodrigues-képlettel állíthatók elő. Az alacsonyabb fokszámú tagok:

$$\begin{aligned} P_0(\cos\zeta) &= 1 \\ P_1(\cos\zeta) &= \cos\zeta \\ P_2(\cos\zeta) &= \frac{3}{2}\cos^2\zeta - \frac{1}{2} \\ &\vdots \end{aligned}$$

Ha csupán az $n = 0, 1, 2$ tagokat vesszük, figyelembe, akkor

$$\frac{r}{r_p} = 1 + \frac{R}{r}\cos\zeta + \left(\frac{R}{r}\right)^2\left(\frac{3}{2}\cos^2\zeta - \frac{1}{2}\right) + \dots$$

Ezt az (5.48)-ba helyettesítve:

$$V_a = kM_E \frac{R^2}{r^3} \left(\frac{3}{2}\cos^2\zeta - \frac{1}{2}\right) + \dots \quad (5.49)$$

Ez tehát az r távolságban levő M_E tömegű égitest által okozott árapálykeltő erő potenciálja az 5.31 ábra értelmezése szerint a földfelszín tetszőleges P pontjában.

Valamennyi égitest hatását figyelembe véve az (5.43) jelöléseinek megfelelően:

$$V_A = V_a^H + V_a^N + V_a^{(bolygók)}. \quad (5.50)$$

A földi árapály kialakítása szempontjából legfontosabb égitestek adatai :

$$r_H = 3.8444 \cdot 10^8 \text{ m}$$

$$M_H = 7.35 \cdot 10^{22} \text{ kg}$$

$$r_N = (1.471 - 1.521) \cdot 10^{11} \text{ m}$$

$$M_N = 1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg}.$$

Ennek megfelelően a $\zeta = 0^\circ$ vagy a $\zeta = 180^\circ$ esetében, – tehát a Földnek a vonzó égitesthez legközelebb és legtávolabb levő pontjában:

$$V_a^H = 3.50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$V_a^N = 1.53 - 1.69 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}.$$

A nagyságrendi tájékozódás kedvéért megemlítjük, hogy a földi tömegvonzás potenciálja valamely földfelszíni pontban:

$$V = 6.26 \cdot 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}.$$

Ehhez képest a bolygók hatása elenyésző, ugyanis az árapály szempontjából legjelentősebb bolygók, a Vénusz és a Jupiter a Földközélen legfeljebb

$$V_a^{(Vénusz)} = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$V_a^{(Jupiter)} = 2.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

potenciálváltozást okoznak.

5.5.1.2 Merev földtömeg árapálya

A továbbiakban elemezni fogjuk, hogyan viselkedik Földünk az árapálykeltő erők hatására.

Az egyszerűség érdekében első lépésben megvizsgáljuk, hogyan viselkedne a Föld ha teljesen merev, azaz alakváltozásra képtelen tömeg volna.

A vizsgálatokhoz az alábbi egyszerűsítő feltevéseket tesszük:

1. a Föld teljesen merev, bármilyen alakváltozásra képtelen, homogén tömeg,
2. eltekintünk a Föld tengely körüli forgásától, – tehát $V_F = 0$,

3. a Föld tömegvonzási erőtere V potenciáljának szintfelületi gömb alakúak és a $V = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű szintfelület egybeesik az R sugarú, gömb alakú merev Föld felszínével.

Nézzük meg, hogy *egyetlen* vonzó égitest esetén hogyan változik meg a szintfelületek alakja, ha a tömegvonzás mellett figyelembe vesszük az árapálykeltő erőter potenciálját is.

Az árapályt okozó égitest hatására a nehézségi erőter potenciálja az R sugarú Föld felszínén:

$$W = V_0 + V_a$$

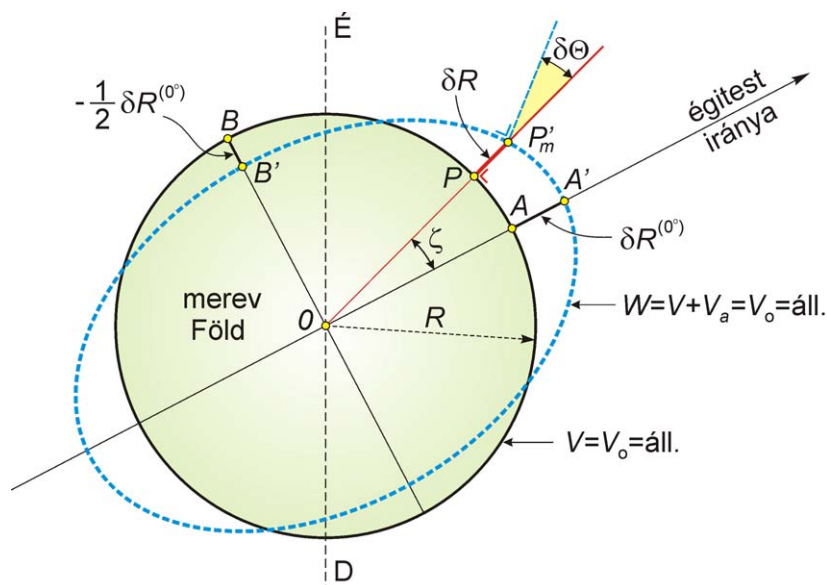
lesz, ahol V_0 a gömb alakúnak feltételezett Föld tömegvonzási potenciálja, V_a pedig az árapálykeltő erő potenciálja. A V_0 a Föld adataival kifejezve :

$$V_0 = k \frac{M_F}{R}$$

míg V_a az (5.49) szerint, a $P_2(\cos \zeta)$ tagokig bezárólag:

$$V_a = kM_E \frac{R^2}{r^3} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \zeta - \frac{1}{2} \right) .$$

Ez utóbbi a ζ függvényében a Föld különböző helyein különböző érték lesz, amiből az következik, hogy az eredetileg a Föld felszínével egybeeső R sugarú gömb alakú $V = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű szintfelület olyan $W = V + V_a = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű szintfelületté deformálódik, amely már nem esik egybe az R sugarú Föld felszínével.



5. 32 ábra. Merev földtömeg árapály-ellipszoidja

A következő feladatunk az, hogy meghatározzuk a $V = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű eredetileg R sugarú gömb alakú szintfelület potenciálértékével megegyező $W = V + V_a = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű szintfelület alakját.

Az eredetileg a P ponton átmenő $V = V_0$ potenciálértékű szintfelület a V_a potenciál hozzáadása miatt az 5.32 ábrán látható módon $W = V + V_a = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű szintfelületté deformálódik. Mivel a deformálódott potenciálfelület potenciálértéke marad V_0 , ennek megfelelően a gömb eredeti erőterében a $V' \neq V_0$ potenciálértékű P'_m helyen kell átmennie. A potenciálfelület dR eltolódásának mértéke arányos az árapálykeltő erő V_a potenciáljával.

Mivel a szintfelületek potenciálértékének különbsége egyenlő az erőter munkájával; a P és a P'_m pont között az eredeti erőterben elvégzendő munka :

$$V_0 - V' = g\delta R ,$$

ugyanakkor a potenciálváltozás értéke:

$$V_0 - V' = V_a$$

tehát

$$g\delta R = V_a \quad (5.51)$$

és ebből a szintfelület eltolódása:

$$\delta R = \frac{V_a}{g} \quad (5.52)$$

ahol g az eredeti nehézségi gyorsulás.

Az árapálykeltő erő potenciálja két jellegzetes helyen könnyen kiszámítható. A Föld O tömegközéppontját az égitest tömegközéppontjával összekötő irány mentén (az 5.32 ábrán látható A pontban, $\zeta = 0^\circ$ esetén):

$$V_a^{(0^\circ)} = kM_E \frac{R^2}{r^3} \quad (5.53)$$

az erre merőleges irányban (a B pontban, $\zeta = 90^\circ$ esetén):

$$V_a^{(90^\circ)} = -\frac{1}{2} kM_E \frac{R^2}{r^3} = -\frac{1}{2} V_a^{(0^\circ)} \quad (5.54)$$

általános helyzetben pedig :

$$V_a = \frac{1}{2} V_a^{(0^\circ)} (3 \cos^2 \zeta - 1) \quad (5.55)$$

Ennek megfelelően, ha az (5.53), (5.54) és az (5.55) értékeket az (5.52)-be helyettesítjük, ezenkívül az (5.52)-be a g helyére a

$$g = k \frac{M_F}{R^2} \quad (5.56)$$

kifejezést írjuk, akkor a szintfelület alakváltozása a $\zeta = 0^\circ$ irányban (az A pontban) :

$$\delta R^{(0^\circ)} = \frac{M_E}{M_F} \frac{R^4}{r^3} \quad (5.57)$$

a $\zeta = 90^\circ$ irányban (a B pontban):

$$\delta R^{(90^\circ)} = -\frac{1}{2} \delta R^{(0^\circ)}$$

illetve általános irányban (pl. a P pontban):

$$\delta R = -\frac{1}{2} \delta R^{(0^\circ)} (3 \cos^2 \zeta - 1)$$

Láthatjuk, tehát, hogy a merevnek képzelt Föld eredetileg gömb alakú potenciál-szintfelülete az árapálykeltő erő hatására olyan ellipszoiddá torzul, amelynek $R - \delta R^{(0^\circ)}$ nagytengelye a vonzó égitest irányába mutat, az erre merőleges kistengelye pedig $R - \delta R^{(0^\circ)} / 2$ hosszúságú. Ez a merev Föld árapály-ellipszoidja (5.32 ábra).

A Hold és a Nap megfelelő adatait behelyettesítve az (5.57)-be azt kapjuk, hogy merevnek képzelt Föld esetében ($M_F = 5.976 \cdot 10^{24} \text{ kg}$; $R = 6.371 \cdot 10^6 \text{ m}$) a Hold hatására:

$$\delta R_H^{(0^\circ)} = 35.7 \text{ cm}$$

a Nap hatására pedig

$$\delta R_N^{(0^\circ)} = 17.2 \text{ cm}$$

a potenciál-szintfelület maximális eltolódása.

Számítsuk ki ezek után az (5.49) ismeretében, hogy valamely égitest hatására mennyivel változik meg a Föld tetszőleges pontjában a nehézségi gyorsulás függőleges és vízszintes összetevője. Ezt egyszerűen megkaphatjuk, ha az (5.49) potenciálfüggvényt az R sugár, illetve az erre merőleges irány szerint differenciáljuk. A függőleges összetevő változása :

$$\delta g_v = \frac{\partial V_a}{\partial R} = kM_E \frac{R}{r^3} (3 \cos^2 \zeta - 1) \quad (5.58)$$

a vízszintes összetevő változása pedig:

$$\delta g_h = \frac{1}{R} \frac{\partial V_a}{\partial \zeta} = 3kM_E \frac{R}{r^3} \cos \zeta \sin \zeta$$

ami így is írható:

$$\delta g_h = \frac{3}{2} kM_E \frac{R}{r^3} \sin 2\zeta \quad (5.59)$$

Az (5.58) tulajdonképpen a Föld tömegvonzásából számított g nehézségi gyorsulásnak az árapálykeltő erő hatására bekövetkező δg_a megváltozását adja; míg az (5.59) segítségével a függőleges irányának $\delta \Theta$ megváltozását számíthatjuk ki:

$$\delta \Theta'' = \frac{\delta g_h}{g} \rho''$$

majd figyelembe véve az (5.56) és az (5.59)-et:

$$\delta \Theta'' = \frac{3}{2} \rho'' \frac{M_E}{M_F} \left(\frac{R}{r} \right)^3 \sin 2\zeta \quad (5.60)$$

Az (5.58) és az (5.60) felhasználásával kiszámíthatjuk az egyes égitestek esetében a maximális δg_a és $\delta \Theta$ változásokat. Az (5.58)-nak a $\zeta \cong 54.7^\circ$ körül, míg az (5.60)-nak $\zeta = 45^\circ$ -nál van szélsőértéke. Ennek megfelelően a Hold és a Nap esetében:

$$\delta g_{\max.}^{Hold} = 1.1 \cdot 10^{-6} m / s^2$$

$$\delta g_{\max.}^{Nap} = 0.5 \cdot 10^{-6} m / s^2$$

$$\delta \Theta_{\max.}^{Hold} = 0.0168''$$

$$\delta \Theta_{\max.}^{Nap} = 0.0078'' .$$

A nehézségi gyorsulásnak az árapálykeltő erők által okozott ilyen méretű megváltozása jelenleg már legalább egy nagyságrenddel felülmúlja a szabatos g mérések pontosságát; a függőleges irányának ilyen kis megváltozását viszont egyelőre csak különleges pontosságú mérésekkel tudjuk érzékelni.

5.5.1.3 Folyadékszerű földtömeg árapálya

Másik szélső esetként vizsgáljuk meg, hogyan viselkedne az árapálykeltő erők hatására a Föld, ha teljesen folyékony halmazállapotú lenne.

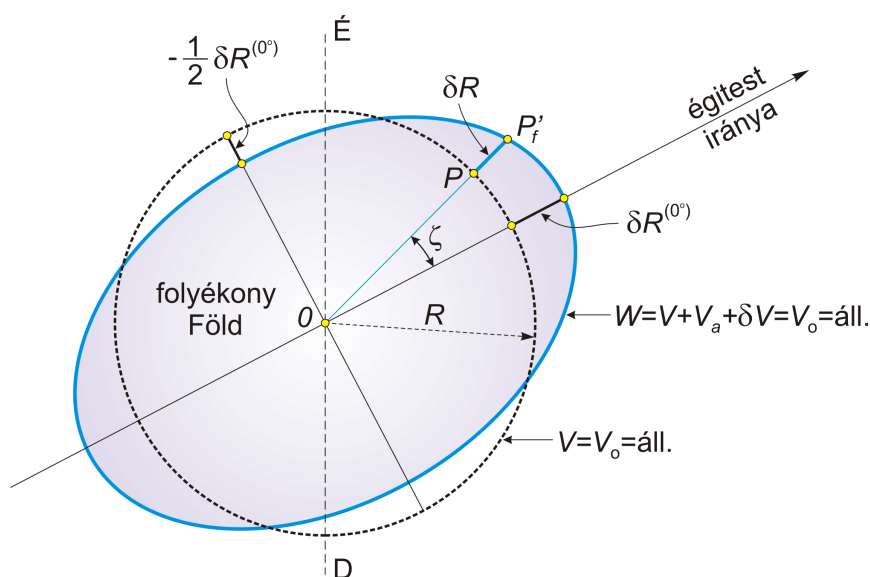
A vizsgálatokhoz itt is ugyanazokat az egyszerűsítő feltevéseket tesszük mint a merev Föld esetében – kivéve az *I.* pontot, mivel most a Földet teljesen folyékony halmazállapotú homogén tömegnek képzeljük.

Ebben az esetben a Föld alakja teljes mértékben és azonnal követi az erőtér megváltozását. Mivel az egyensúlyi állapotban levő folyadék szabad felszíne mindig a nehézségi erő potenciáljának szintfelülete, a földtömeg alakja az árapálykeltő erő hatására az eredeti gömb helyett az árapály-ellipszoidba megy át.

Folyadékszerűen viselkedő földtömeg esetében az árapálykeltő erő hatására a nehézségi erő potenciálfüggvénye:

$$W = V + V_a + \delta V$$

ahol V az eredetileg gömb alakú földtömeg vonzási potenciálja, V_a valamely égitest által keltett árapálykeltő erő potenciálja és δV a gömb alakú és az ellipszoiddá deformálódott földtömeg vonzási potenciáljának különbsége. A δV tehát tulajdonképpen a földtömeg alakváltozása, pontosabban a tömegátrendeződése által okozott potenciálváltozás.



5.33 ábra. Folyadékszerű földtömeg árapály-ellipszoidja

A Föld alakja ebben az esetben a

$$W = V + V_a + \delta V = V_o = \text{áll.}$$

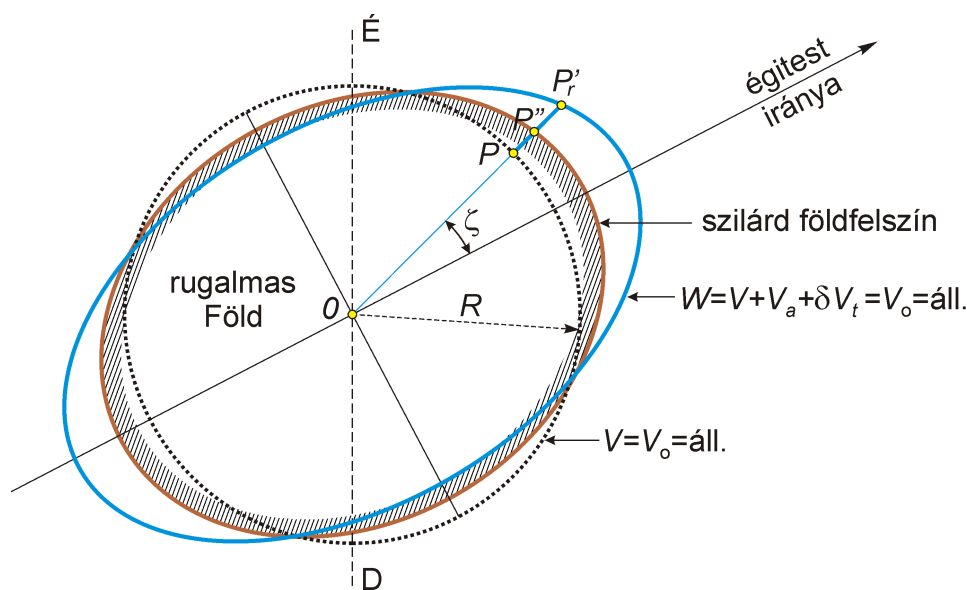
potenciálértékű szintfelület, a folyékony Föld 5.33 ábrán látható árapály-ellipszoidja.

5.5.1.4 A rugalmas földtömeg árapálya

A teljesen merev és a teljesen folyékony halmazállapotú földtömeg feltételezése csak két határeset, a valóságnak nyilvánvalóan egyik sem felel meg. A valóságos Föld a rövid periódusú erőhatásokkal szemben – amilyen az árapálykeltő erő is – szilárd, *rugalmas testként* viselkedik, így az erőtér változását alakjának rugalmas megváltozásával követi.

A vizsgálatokat most is azon egyszerűsítő feltevések mellett végezzük, mint a merev és a folyékony földtömeg esetében, – kivéve az *I.* számú feltételt, mivel most a valódi, rugalmas Föld árapályát vizsgáljuk és csak a homogenitást feltételezzük.

A valódi Föld esetében az árapálykeltő erő hatására az alakváltozás mértéke a földtömeg rugalmasságának fokától függ. Mivel a valódi földtömeg rugalmassága a két szélső eset, a merev és a folyadékszerűen viselkedő Föld határesetek között van, ennek megfelelően az 5.34 ábrán látható módon a földtömeg deformációja a szintfelületek alakváltozásának mértékénél mindig kisebb. Ezért az alakváltozás után a rugalmas földtömeg felszíne már nem lesz szintfelület.



5.34 ábra. A rugalmas Föld árapály-ellipszoidja

Eredetileg a gömb alakú földtömeg felszínén a potenciál $V = V_0$. Az árapálykeltő erő hatására az 5.34 ábra szerint a $V = V_0 = \text{áll.}$ potenciálértékű szintfelület a P pontból a P' pontba tolódik; de ugyanakkor bizonyos mértékig a Föld felszíne is követi a változást és a földtömeg rugalmasságának megfelelően a P pontból a P'' pontba mozdul el. Így a korábban a P pontban levő megfigyelő az eredetileg $V = V_0$ potenciálértékű helyről a deformáció során a P'' pontba kerül, ahol a potenciál értéke W ($W \neq W_0$). A P'' pontban a W potenciál értéke nemcsak az árapálykeltő erő V_a potenciáljával különbözik a P pontbeli eredetileg V_0 potenciál értékétől, emellett további két tényezőt is figyelembe

kell venni. Az egyik tag annak a következménye, hogy az árapálykeltő erő hatására a földfelszín a P pontból a P'' pontba tolódik, és így az itt levő megfigyelő δl távolsággal távolabb kerül a Föld tömegközéppontjától, tehát az eredeti tömegvonzási erőterben

$$\delta V_\ell = -g\delta l \quad (5.61)$$

értékkel alacsonyabb potenciálértékű helyre kerül. Ugyanakkor – mivel a földtömeg deformációja anyagátrendeződéssel jár – az eredeti tömegeloszláshoz tartozó potenciáltér is megváltozik δV_t értékkel.

Végül is mindezek figyelembevételével rugalmas földtömeg esetén a potenciál-függvény:

$$W = V + V_a + \delta V_\ell + \delta V_t . \quad (5.62)$$

Ennek megfelelően a valódi Föld felszínén levő megfigyelő által észlelt potenciál-változás:

$$\delta W = W - V_0 = V_a + \delta V_\ell + \delta V_t \quad (5.63)$$

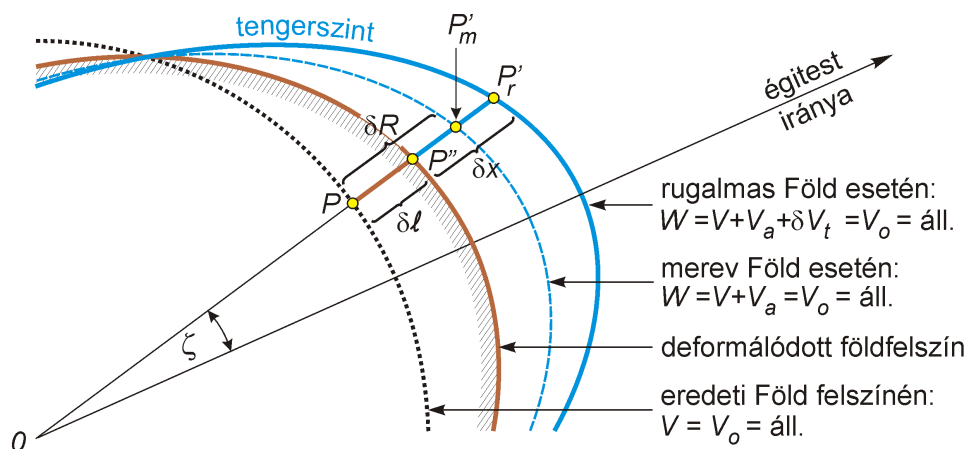
LOVE alapvető vizsgálatai szerint a földfelszín eltolódása miatt bekövetkező δV_ℓ és a Föld tömegátrendeződése miatt létrejövő δV_t potenciálváltozás arányosnak tekinthető az árapályt okozó erő V_a potenciáljával [65]. Ha az arányossági tényezőket h -val és k -val jelöljük, akkor:

$$\delta V_\ell = -hV_a \quad (5.64)$$

és

$$\delta V_t = kV_a \quad (5.65)$$

ahol a h és a k a földtömeg rugalmasságát jellemző ún. *Love-féle számok*.



5.35 ábra. A rugalmas Föld deformációja

Az (5.51) és az (5.61) kifejezések felhasználásával, az 5.35 ábra jelöléseinek megfelelően (5.64) az alábbi szemléletesebb formában is felírható:

$$\delta\ell = h\delta R \quad (5.66)$$

Eszerint a Love-féle h szám megadja, hogy ugyanazon V_a potenciálváltozás esetén a *rugalmas* földtömeg felszíni alakváltozása hányad része a *merevnek* képzelt földtömeg szintfelülete δR eltolódásának. Az eddigiek alapján merev Föld esetében $h = 0$; míg rugalmas földtömeg esetében nyilvánvalóan $0 < h < 1$.

A Love-féle számok, valamint az (5.63) és az (5.50) felhasználásával valamennyi égitest hatását figyelembe véve tetszőleges földfelszíni pontban az árapálykeltő erők által létrehozott teljes potenciálváltozás:

$$\delta W = V_A + \delta V_\ell + \delta V_t = V_A(1 - h + k) \quad (5.67)$$

A Föld rugalmas alakváltozásának leírásához tehát ismerni kell a h és a k Love-féle számokat.

Teljesen merev Föld esetén láttuk, hogy a földfelszíni pontban a potenciálváltozás csupán V_A volt; rugalmas Föld esetén ugyanakkor az (5.67) szerint: $V_A(1 - h + k)$. Számítsuk ki a rugalmas és a teljesen merev Földre vonatkozó potenciálváltozás arányát:

$$D = \frac{V_A(1 - h + k)}{V_A} = 1 - h + k \quad (5.68)$$

A D tehát megadja, hogy a valódi rugalmas földtömeg alakváltozás utáni felszínén hányszor kisebb a potenciálváltozás, mint a teljesen merevnek képzelt földtömeg felszínén.

Ehhez hasonlóan, kiszámíthatjuk a rugalmas és a merev Földre vonatkozóan a nehézségi gyorsulás megváltozásának arányát is. A nehézségi gyorsulás merev Földre vonatkozó megváltozását az (5.58)-ban már korábban kiszámítottuk. A rugalmas Föld esetében az árapálykeltő erő miatti megváltozás:

$$\delta g = \frac{\partial V_A}{\partial R} + \frac{\partial \delta V_\ell}{\partial R} + \frac{\partial \delta V_t}{\partial R}$$

Ennek az első tagját már az (5.58)-ban meghatároztuk, de további átalakítással:

$$\frac{\partial V_A}{\partial R} = kM_E \frac{R}{r^3} (3 \cos^2 \zeta - 1) = \frac{2}{R} V_A \quad (5.69)$$

A második tag kiszámításához differenciáljuk az (5.61) összefüggést R szerint:

$$\frac{\partial \delta V_\ell}{\partial R} = -\frac{\partial g}{\partial R} \delta \ell$$

és a g helyére írjuk be az (5.56) kifejezést. Ekkor:

$$\frac{\partial \delta V_\ell}{\partial R} = 2k \frac{M_F}{R^3} \delta \ell = \frac{2}{R} g \delta \ell = -\frac{2}{R} \delta V_\ell = \frac{2}{R} h V_A \quad (5.70)$$

Végül levezetés nélkül közöljük, hogy a harmadik tag a

$$\frac{\partial \delta V_t}{\partial R} = -\frac{3}{R} k V_A \quad (5.71)$$

alakban fejezhető ki [66].

Az (5.69), (5.70), (5.71) és az (5.50) összefüggések felhasználásával tehát a nehézségi gyorsulás megváltozása:

$$\delta g = \frac{2}{R} V_A + \frac{2}{R} h V_A - \frac{3}{R} k V_A = \frac{2}{R} V_A \left(1 - h + \frac{3}{2} k \right) \quad (5.72)$$

Határozzuk meg ezek után a rugalmas és a teljesen merev Földre vonatkozóan a *nehézségi gyorsulás megváltozásának arányát*:

$$G = \frac{\frac{2}{R} V_A \left(1 + h - \frac{3}{2} k \right)}{\frac{2}{R} V_A} = 1 + h - \frac{3}{2} k \quad (5.73)$$

A G megmutatja, hogy a valódi rugalmas földtömeg alakváltozás utáni felszínén hány-szor kisebb a nehézségi gyorsulás megváltozása, mint a teljesen merevnek képzelt földtömeg felszínén.

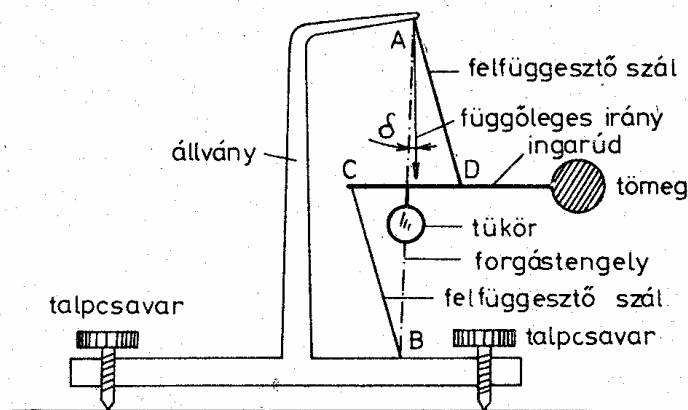
5.5.1.5 Az árapályhatás mérése

Az árapályhatás jellemzésére elsősorban a nehézségi gyorsulás és a függővonal irányának változása, a földkéreg rugalmas deformációja, valamint a potenciál-szintfelületek eltolódásának és elfordulásának mértéke alkalmas.

A nehézségi gyorsulás változása nagy érzékenyséű graviméterekkel (ún. *árapály-graviméterekkel*) mérhető. Ma már néhány igen nagy érzékenyséű graviméter (pl. Askania GS-15, LaCoste-Romberg, Heiland) megfelelő körülmények között a nehézségi

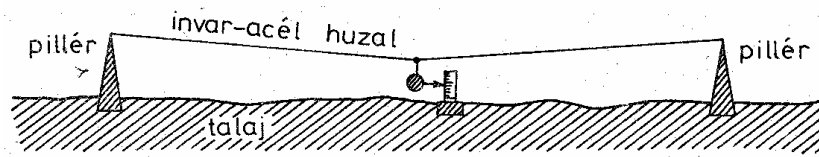
gyorsulásnak $10^{-8} m/s^2 (=1mGal)$ -nál kisebb változásait is képes kimutatni. Ha megfelelő állandó hőmérsékletű és rázkódásmentes helyiségben felállított graviméterrel hosszabb időn át folyamatosan regisztráljuk a nehézségi gyorsulás értékét, akkor bizonyos korrekciók (pl. a drift-hatás) figyelembevétel után megkapjuk a mérési pontban, tehát a valódi rugalmas földtömeg felszínén a nehézségi gyorsulásnak az árapálykeltő erők által okozott időbeli változását.

A függőleges irányának megváltozása (a potenciál-szintfelületeknek a Föld felszínéhez viszonyított elfordulása) legegyszerűbben a különféle *horizontális ingákkal* és az ún. tiltméterekkel (*dőlésmérőkkel*) mérhető [66]. Az 5.36. ábrán a horizontális ingák egyik jellegzetes típusát, a ZÖLLNER-féle horizontális ingát mutatjuk be. Az ingarudat és az ezen levő tömeget a C és a D ponton két torzlós szál függeszti fel, illetve rögzíti. Az inga A és B ponton átmenő forgástengelyét a talpcsavarok segítségével úgy állítjuk be, hogy csaknem függőleges legyen (a függőlegessel az ábra síkjába eső irányban igen kicsi d szöget zárjon be). Az inga parányi elfordulásait az ingarúdra erősített tükör segítségével határozzuk meg úgy, hogy a tükörrre bocsátott és az onnan visszaverődő fénysugarat a 2.12. ábrán látható galvanométeres regisztráláshoz hasonlóan forgó dobbon elhelyezett fényérzékeny papírra vetítjük. A függővonal irányának változását – illetve a szintfelületek elfordulását – két egymásra merőlegesen, észak-déli és kelet-nyugati irányban elhelyezett ingával regisztráljuk.



5. 36 ábra. A ZÖLLNER-féle horizontális inga

A földkéreg rugalmas deformációja az ún. *extenzométerekkel* (*strainméterekkel*) mérhető. Ezek egyik fajtájának (a 2.14 ábrán látható kvarcrúdból készített strainméterek) felépítésével és működésének alapelveivel a 2.2.2 pontban foglalkoztunk. Az árapályhatások regisztrálására használt másik fajta extenzométer a 2.14 ábrán látható készüléktől abban különbözik, hogy a két pillér közé invar-acélból készített huzalt feszítenek, amelynek a közepére az 5.37 ábrán látható módon súlyt függesztenek és ennek a súlynak a függőleges irányú elmozdulásait regisztrálják [66].



5.37 ábra. Invar-acélból készített extenzométer

A potenciál-szintfelületek eltolódásának mértéke a nagyobb vízfelületek (tengerek) partjai mentén elhelyezett ún. mareográfokkal (tengerszint-író készülékekkel) mérhető. A mareográfok a tengerek szintváltozásait mérő és regisztráló önműködő készülékek, amelyeket speciális parti megfigyelőállomásokon üzemeltetnek. A működésük alapelveivel a következő bekezdésben foglalkozunk.

5.5.1.6 Következtetések a Föld rugalmasságára

A földtömeg rugalmassága a h és a k Love-féle számokkal jellemezhető. A Love-féle számok azonban nem határozhatók meg közvetlenül, csupán az (5.68) és az (5.73) által definiált D és G mennyiségek mérhetők. Így viszont mivel

$$D = 1 - h + k$$

és

$$G = 1 + h - \frac{3}{2}k ,$$

a két egyenletből a két keresett ismeretlen: a h és a k kiszámítható. A D meghatározása több egymástól független módszerrel lehetséges.

A legszemléletesebb eljárás a tengerszintek árapályának megfigyelésén alapul. Mivel az egyensúlyi állapotban levő folyadékok szabad felszíne mindig a nehézségi erőter potenciáljának szintfelülete, ezért jó közelítéssel a tengerek felszíne is szintfelületnek tekinthető. Így ha a deformáció előtt a tengerszinten a potenciál értéke $V = V_0$, akkor ez a deformáció közben is ennyi marad, mivel a tengerszint együtt mozdul el a V_0 potenciál-értékű szintfelülettel. Így a tengerek felszínén állandóan – tehát a deformáció után is V_0 a potenciál értéke. (Mindez az 5.35 ábrán látható, ahol a tengerszint az árapálykeltő erő hatására az eredeti P pontból a P'_r pontban emelkedett, miközben a felszínén V_0 maradt a potenciál értéke.)

Ugyanakkor az (5.62) és (5.50) szerint az árapálykeltő erők hatására a már $\delta\ell$ mértékben eltolódott földfelszíni P'' pontban a potenciál értéke:

$$W = V_0 + V_A + \delta V_\ell + \delta V_t$$

tehát a P'' és a P'_r pont közötti potenciálkülönbség:

$$\delta W = V_A + \delta V_\ell + \delta V_t = DV_A$$

Mivel az 5.35 ábra jelölései szerint a P'' és a P' pont között a nehézségi erő munkája:

$$\delta L = g \delta x = \delta W$$

ezért

$$g \delta x = DV_A$$

tehát:

$$D = \frac{g \delta x}{V_A} .$$

Mivel a V_A potenciál az (5.49) és az (5.50) összefüggés alapján az árapálykeltő égitestek helyzetének ismeretében kiszámítható, így adott g és δx értékek mellett a D értékét is meghatározhatjuk. A rugalmas földfelszín és a tengerszint (a potenciálfelület) egymáshoz viszonyított δx elmozdulása az előző bekezdésben említett tengerszintíró készülékekkel, az ún. *mareográfokkal* mérhető. A δx helyes értékének megállapításakor vigyázni kell azonban arra, hogy egyes tengerpartokon a tengerek felszíne nem csak az árapálykeltő erők hatására mozdul el - hanem amint már korábban említettük – ezt az elmozdulást különféle *rezonancia-jelenségek* megsokszorozhatják.

A D meghatározásának további lehetséges módszere pl. a függővonal elfordulásának mérésén alapul [66].

A Föld különböző helyein, különböző módszerekkel végzett mérések eredményei alapján a D legvalószínűbb értéke:

$$0.68 < D < 0.70$$

azaz a rugalmas Föld alakváltozás utáni felszínén a potenciálváltozás értéke csak kb. 2/3 része a merevnek képzelt földtömeg felszínén tapasztalható potenciálváltozás értékének.

Az így meghatározott D értékek szórása nagyobb, mint a mérésektől várható pontosság. Feltűnő, hogy pl. az európai mérések alapján a D értéke 0.72 körüli; míg pl. Kelet-Ázsiában általában 0.67 körüli értékek adódnak.

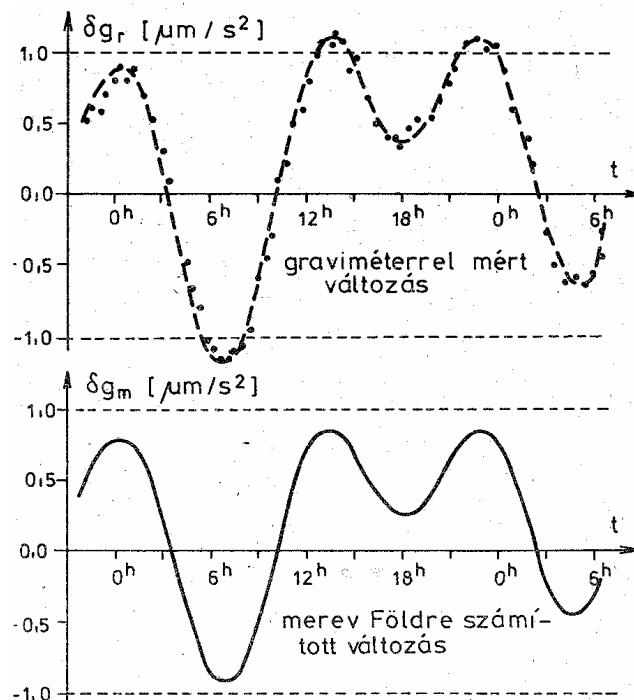
A G meghatározása a nagy érzékenységű graviméterek nehézségi gyorsulás mérési alapján a legegyszerűbb. Amint már említettük az árapály-graviméterekkel folyamatosan regisztrált és a megfelelő javításokkal ellátott nehézségi gyorsulás mérésekből meghatározható a megfigyelési pontban (a valódi rugalmas földtömeg felszínén) a nehézségi gyorsulásnak az árapálykeltő erők által okozott időbeli változása. (Ilyen görbét láthatunk az 5.38 ábra felső részén.) Emellett az árapálykeltő égitestek helyzetének ismeretében ki is számíthatjuk és a mérés időtartamára az 5.38 ábra alsó részén látható formában grafikusán ábrázolhatjuk a merevnek tekintett Föld felszínén is a nehézségi gyorsulás időbeli változását. Az (5.73) szerint a G érték a két görbe azonos időpontokhoz tartozó ordinátáinak hányadosa:

$$G = \frac{\delta g_r}{\delta g_m}$$

A jelenleg rendelkezésre álló mérési eredmények alapján a G legvalószínűbb értéke:

$$1.16 < G < 1.17$$

azaz a merev Föld felszínén a nehézségi gyorsulás megváltozása kb. 6/7 része a rugalmas Föld felszínén mérhető megváltozásnak.



5.38 ábra. A nehézségi gyorsulás változása a rugalmas és a merev Föld felszínén

A Föld felszínén különböző helyeken és a különböző árapályhullámokra meghatározott G értékek – a D értékekhez hasonlóan – eltérnek egymástól. Ennek oka mindkét esetben a Föld belső szerkezetében, a földtömeg inhomogenitásában keresendő. Éppen ez ad lehetőséget arra, hogy az árapálykeltő erők megfigyelési adatainak felhasználásával ellenőrizzük a Föld belső szerkezetére vonatkozó más módszerekkel meghatározott adatok helyességét [66].

A D és a G jelenleg ismert legmegbízhatóbb számértékei alapján a Love számok legvalószínűbb értéke:

$$0.59 < h < 0.61$$

$$0.29 < k < 0.31 .$$

Mindezek ismeretében kiszámítható, hogy a földkéreg árapálymozgása dm nagyságrendű. Ennek egyik fontos következménye a magasságmeghatározásokkal kapcsolatos. A nagyszabotosságú szintezések pontossága azon a határon van, hogy a mérések feldolgozása során az árapálykeltő erők által előidézett kéregmozgásokat már több helyen figyelembe veszik [67].

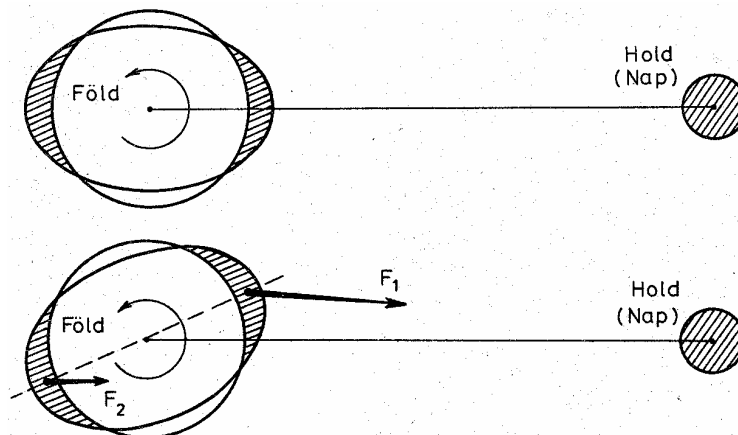
5.5.2 A Föld forgási szögsebességének változása

A nehézségi erők nemcsak a Newton-féle tömegvonzásból származó része változhat az időben, hanem megváltozhat a forgási centrifugális erő is, ami a tengely körüli forgás szögsebességének megváltozásából ered. A szögsebesség időbeli változásának mértéke az

$$\dot{\omega} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varepsilon}{dt^2}$$

szöggyorsulással írható le; ahol ω a forgási szögsebesség, ε pedig az elfordulás szöge.

A Föld forgási szögsebességének lehet szekuláris (paleoszekuláris), rövid periódusú és hirtelen bekövetkező, szabálytalan változása.



5.39 ábra. Az árapálysúrlódás kialakulása

A szekuláris változás az ún. árapálysúrlódás miatt lép fel. A tengerek, az atmoszféra és a rugalmas földtömeg árapályhulláma az elmozduló tömegek részecskéinek súrlódása és tehetetlensége miatt késik, vagyis a Földnek az a meridiánja, amelyikben a dagályhullám maximuma bekövetkezik, időközben már elfordul a vonzó égitest (a Hold vagy a Nap) irányától. Az 5.39 ábra felső részén a súrlódásmentesség feltételezése mellett Föld esete, alatta pedig a valódi állapot látható. Az ábra szerint a vonzó égitesthez közelebb levő dagálykúp tömegére ható F_1 erő a forgást gátolni-, míg a távolabbi F_2 erő forgatónyomatéka a forgást gyorsítani igyekszik. Mivel az (5.3) szerint a tömegvonzási erő a távolság négyzetével csökken, ezért $F_1 > F_2$, tehát végeredményben a forgási szögsebességet csökkentő hatás érvényesül. Ugyancsak a forgássebesség csökkenését okoz-

zák az árapálymozgásban résztvevő földi tömegek elmozdulásakor fellépő súrlódási erők, ugyanis az árapályhullámok a vonzó égitesthez kötve a Föld forgásával ellentétes irányban kerülnek meg a Földet. Összességében a forgássebesség csökkenése igen lassú, csillagászati megfigyelések alapján LAMBECK szerint [21]:

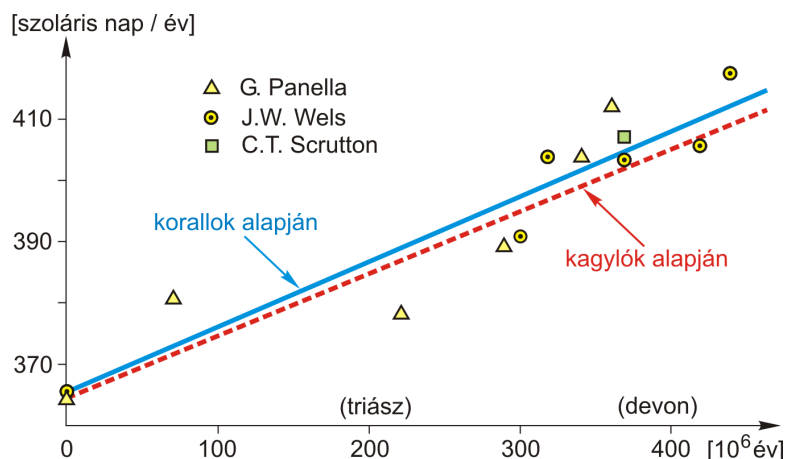
$$\dot{\omega} = -(5.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-22} s^{-2}$$

(Ennek megfelelően kiszámítható, hogy a nagyon pontosan járó atomórák jelenleg egy év alatt kb. 0,0035 másodperccel sietnek azokhoz az órákhoz képest, amelyeket a Föld forgásához igazítunk.)

A Föld forgássebességének szekuláris lassulását újabban geológiai bizonyítékokkal is sikerült alátámasztani és a földtörténeti korokra is kiterjeszteni. Erre egyes ősmaradványok vizsgálata nyújt lehetőséget. A melegvízű tengerekben élő bizonyos korallok és kagylók naponta mikroszkopikus vastagságú mészréteget választanak ki [21]. A mészrétegek vastagsága az adott élőlények életkörülményeitől függ: melegebb időben a gyorsabb életműködés miatt vastagabb, hidegebb időben vékonyabb mészréteget fejlesztenek. Az ősi korallok és kagylók nap-, illetve évgyűrűi alapján (a mészlemezek vastagságának periodikus változásából) az évek napjainak száma megállapítható. Néhány fontosabb vizsgálat eredményeit az 5.40 ábrán láthatjuk. Eszerint 200 millió évvel ezelőtt, vagyis a *triászban* az év napjainak száma kb. 380-390, míg kb. 400 millió évvel ezelőtt, a *devon* kor elején már 400-410 nap körül volt. A Föld tehát a régebbi korokban a mainál lényegesen gyorsabban forgott. A vizsgálatok szerint a forgási szögsebesség csökkenése az egész óriási időközben egyenletesnek tekinthető és a csillagászati megfigyelésekkel jó összhangban:

$$\dot{\omega} = -(5.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-22} s^{-2}$$

A Föld szögsebességének vannak *rövid periódusú* és hirtelen bekövetkező, *szabálytalan* változásai is. Ezeket a változásokat nagyon pontosan és egyenletesen járó atomórákkal lehet kimutatni úgy, hogy az általuk mutatott óraidőt összehasonlítjuk a csillagászati időmeghatározások eredményeivel, amelyek természetesen a Föld forgási sebességének ingadozásait is tartalmazzák. ROCHESTER [86] szerint négy jól elkülöníthető rövid periódusú változás mutatható ki: a kétéves periódusú kb. 9 msec amplitúdójú változás, az éves periódusú kb. 20-25 msec amplitúdójú-, a féléves kb. 9 msec amplitúdójú-, valamint a hónapos és a kéthetes periódusú kb. 2 msec amplitúdójú változás. Ezek közül az éves periódusú változás amplitúdója a legnagyobb, amelynek okát a (6.4) szerint a Föld tehetlenségi nyomatékának évszakos megváltozásában kereshetjük.



5.40 ábra. A napok évenkénti számának változása

A Föld tehetetlenségi nyomatékának évszakos ingadozásában olyan okok játszhatnak szerepet, mint pl. télen a hőtömegek megjelenése és eltűnése, nyáron a növényzet vegetációja (lombosodás és lombhullás) stb.

A Föld forgási szögsebességének szabálytalan változásai markánsabban jelentkeznek; ugyancsak ROCHESTER adatai szerint elérhetik az $\dot{\omega} = \pm 10^{-20} s^{-2}$ nagyságrendet, sőt az ugrásszerű, hirtelen változások akár $\dot{\omega} = \pm 10^{-19} s^{-2}$ nagyságúak is lehetnek [86]. Ezen változások valamennyi okát még nem ismerjük pontosan, de feltehetően nagy szerepet játszanak a különböző meteorológiai folyamatok, valamint az árapálykeltő és az egyéb erők hatására a Föld belső szerkezetében bekövetkező változások.

A tengelykörüli forgási szögsebesség változásának geodéziai szempontból elsősorban azért van nagy jelentősége, mivel a centrifugális erő megváltozása miatt a szintfelületek – tehát a Föld alakja is – időben változik. Ez a földtörténeti korok alatt a Föld lapultságának számottevő változását jelentheti. Emellett fontos tudni, hogy ha az időméréseinket a Föld forgásához kötjük, akkor ezáltal a földrajzi helymeghatározásainkban jelentős hiba léphet fel: a változásoknak megfelelően változnak a különböző időpontokban meghatározott szintfelületi koordináták; főleg a szintfelületi hosszúság értékek. – Ennek megfelelően ma már az idő mérését pontosabban és egyenletesebben ismétlődő jelenségekhez (pl. különféle atomórák járásához) kötjük.

5.5.3 A Föld tömegátrendeződései

Korábban már láttuk, hogy a Földünk legkülső övében, a földkéregben a kőzetek sűrűségviszonyai térben gyorsan és szabálytalanul változnak. (A geofizikusok a gravitációs kutatómódszerekkel éppen ezeket a sűrűséginhomogenitásokat igyekeznek felderíteni pl. a különféle ásványi nyersanyagok kutatása céljából.) A Föld anyagának sűrűségeloszlása nagyobb mélységekben sem homogén; a sűrűség a mélység függvényében a 2.39 ábrán látható formában változik. A pontosabb vizsgálatok szerint azonban a gömb-

héganként homogén sűrűségeloszlás is csak közelítés, mivel a Föld belsejében vízszintes irányú inhomogenitások is léteznek.

A Föld nehézségi erőtere és ezen erőter potenciáljának szintfelületei a Föld adott sűrűségeloszlásának megfelelően alakulnak ki. Ezért nyilvánvaló, hogy a Földben bármiféle *tömegátrendeződés hatására* az eredeti sűrűségeloszlás megváltozása miatt *megváltozik a nehézségi erőter és ennek potenciálja is*.

Az okozott hatás kiterjedése szerint megkülönböztethetünk kis területekre kiterjedő lokális változásokat, nagy területeken érvényesülő regionális változásokat és az egész Földön tapasztalható globális változásokat.

A nehézségi erőter *lokális* változásait elsősorban különböző helyi geológiai folyamatok (pl. kőzetkompakció, erózió stb.), a talajvízszint ingadozása és az ún. technogén hatások, vagyis az emberek által előidézett tömegátrendeződési folyamatok okozzák. Ilyen technogén hatások pl. a szilárd és a folyékony ásványi nyersanyagok kitermelése, óriási víztároló medencék és duzzasztó gátak létrehozása, hatalmas városok felépítése stb.

A nehézségi erőter *regionális* változásait a nagyobb területekre kiterjedő geológiai folyamatok és különféle tektonikus mozgások okozzák. Ilyenek pl. a vulkáni működések során fellépő anyagáramlások, a nagy üledékgyűjtő medencékben az üledékes kőzetek képződése, az 5.4.8 pontban említett izosztatikus kiegyenlítődési folyamatokkal kapcsolatos vertikális kéregmozgások, hegységek képződése stb.

A nehézségi erőternek az egész Földön tapasztalható *globális* változásait részben a Föld nagy szerkezeti egységeinek elmozdulásai (a globális tektonikai mozgások: a kontinensek vándorlása, az óceánfenék széttolódása), részben globális meteorológiai folyamatok idézhetik elő. (A globális tektonikai mozgásokkal a későbbiekben még részletesen foglalkozunk.) Az utóbbi idők vizsgálatai alapján a Föld belső részében is feltételezhetők tömegátrendeződések, ezért a nehézségi erőternek további globális változásai is lehetnek, amelyek mértéke akár nagyságrenddel is felülmúlhatja az eddig említetteket és hatásuk meghaladhatja az időközben rohamosan fejlődő mérési pontosságot.

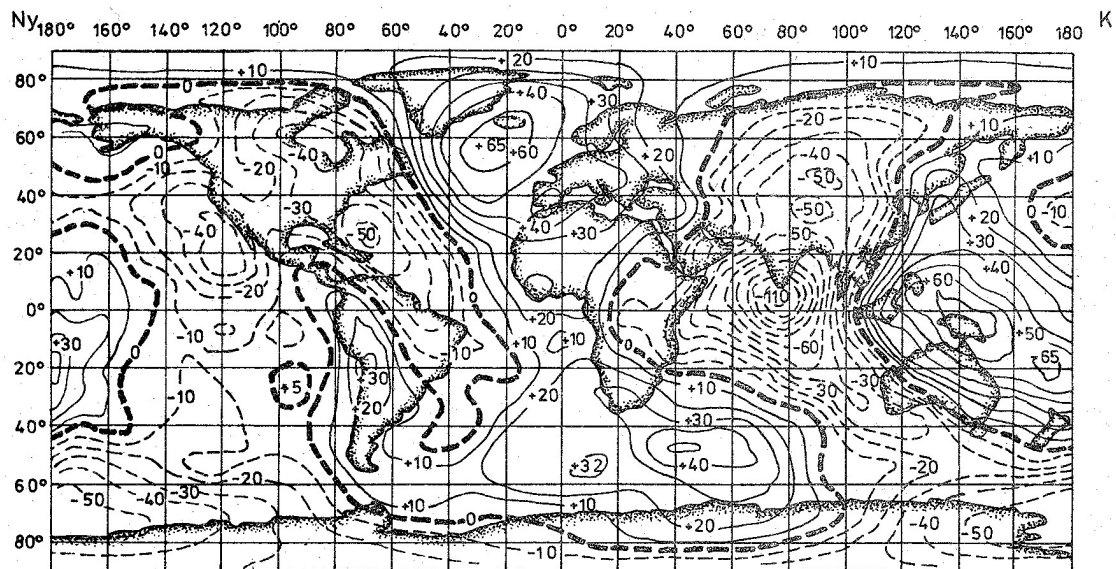
Korábban már láttuk, hogy a földköpenyben levő hőmérsékletkülönbségek a felső köpenyben különböző irányú anyagáramlások előidézői lehetnek, sőt a későbbiekben azt is látni fogjuk, hogy a földkéreggel együtt a felső köpeny egy része is részt vesz a Föld globális tektonikai folyamataiban.

A Föld magjában elképzelhető tömegátrendeződések gondolata BARTA György munkássága alapján a földmágneses tér vizsgálatai során vetődött fel [8].

A földmágneses tér tárgyalásakor láttuk, hogy a földi mágneses dipólus középpontja jelenleg Ausztrália irányában kb. 450 km-re van a geometriai középponttól. Feltételezhető ugyan a Föld magjában olyan áramrendszer, amely tömegasszimmetria nélkül is ilyen mágneses asszimetriát okoz, azonban BARTA szerint egyszerűbb ha azt feltételezzük, hogy a mágneses külpontosság a Föld belső tömegeinek, pl. a belső magjának excentrikus helyzetével kapcsolatos. A mágneses tér változásának vizsgálata ahhoz a feltételezéshez vezetett, hogy a külpontos elhelyezkedésű nagy sűrűségű belső mag, a külső mag folyadékszerű anyagában a mágneses középpont útjának megfelelő mozgást végez. Tekintve, hogy a belső mag Földünk tömegének mintegy 1/50 részét teszi ki, ennek feltételezett külpontos helyzete és mozgása - a földmágneses tér excentrikus szerkezetéhez hasonlóan - a nehézségi erőter szerkezetében és ennek időbeli változásában is meg kell nyilvánuljon [8]. Természetesen a hatás lényegesen jobban letompítva jelentkezik, mint a

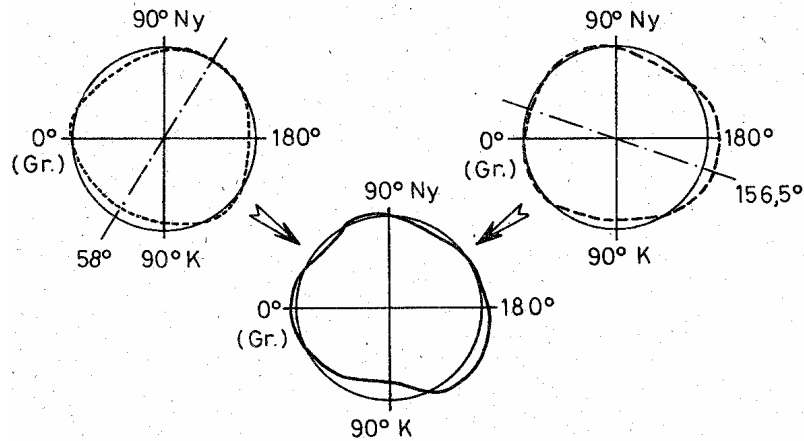
mágneses erőterében, ugyanis ennek szerkezetére mai ismereteink szerint a Föld magján kívüli tömegek nincsenek lényeges befolyással. Tömegvonzása azonban a Föld egész tömegének van, és a felszínközeli rétegek hatása a kis távolság miatt még fokozottabb is, így az egész földtömegnek csak a kis hányadát kitevő belső mag hatása a felszínen erősen csökkentve jelentkezik.

A nehézségi erőter szerkezetének ilyenfajta torzulásai leginkább a potenciálszintfelületek, illetve a geoid alakjának vizsgálatakor tűnnek elő. Az 5.41 ábrán – amelyen a mesterséges holdak mérései, valamint a földfelszíni nehézségi gyorsulás mérések eredményei alapján RAPP által 1973-ban meghatározott [80] geoidtérkép látható – hat jelentősebb geoidanomália (geoidunduláció) tűnik fel. A geoid alakját azonban hiába próbáljuk összefüggésbe hozni a Föld nagy felszíni formáinak tömegeloszlásával, a két jelenségrendszer között nem találunk korrelációt. Így a geoid fő formáinak okát a Föld mélyében kell keresni.

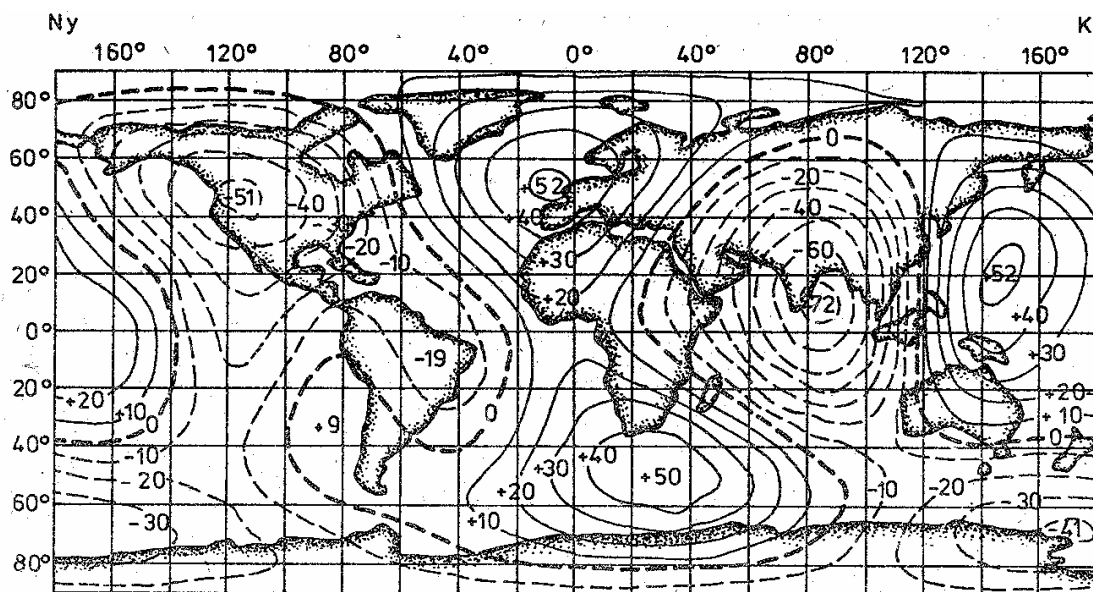


5.41 ábra. RAPP (1973) geoidtérképe [80]

A vizsgálatok szerint a geoid legnagyobb kiemelkedése a mintegy 450 km-re külpontos helyzetű földmágneses középpont felszíni vetületének közelében van. BARTA ki-mutatta, hogy a geoidnak az 5.42 ábra alsó részén látható sajátos alakú egyenlítői met-szetgörbéje csaknem szabatosan előállítható két forgásszimmetrikus geoidforma összege-ként. A két forgásszimmetrikus geoidforma közül az egyik tengely ($\lambda = 156.5^\circ K$) iránya csaknem egybeesik a mágneses dipólus külpontosságának ($\varphi = 17.5^\circ \text{É}$, $\lambda = 149^\circ K$) irányával, míg a másik tengely ($\lambda = 58^\circ K$) iránya az előbbire közel merőleges és a mágneses évszázados változás egyik jelentős szimetriapontja, India felé mutat (5.42 ábra). Így BARTA szerint feltételezhető, hogy az egyik szimmetrikus anomáliatér oka a belső földmag tömegének sztatikus gravitációs hatása, a másik oka pedig ennek az excentrikus tömegnek a vándorlásából származó, jelenleg még ismeretlen hatás lehet.

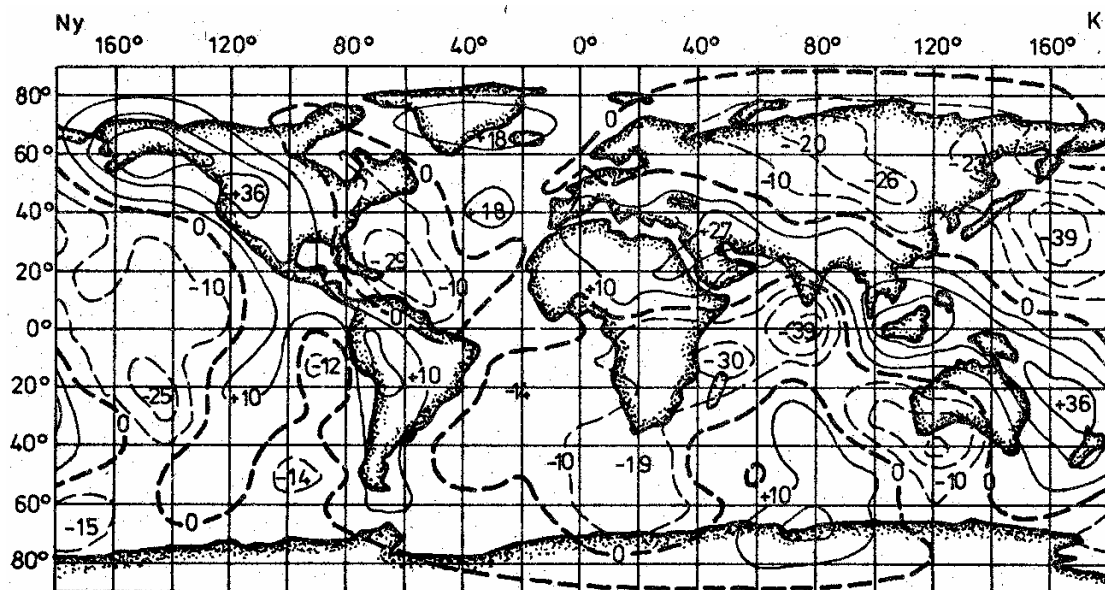


5.42 ábra. A geoid egyenlítői metszetgörbéje két forgásszimmetrikus alak összegeként



5.43 ábra. A geoid mint két forgásszimmetrikus alak összege

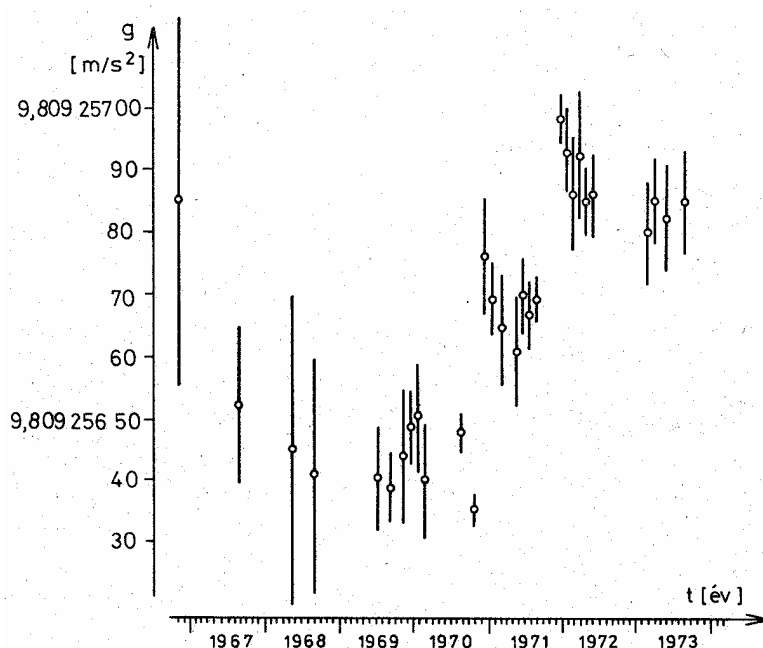
Ha kilépünk az egyenlítő síkjából, akkor a két forgásszimmetrikus anomáliakép összegeként az 5.43 ábrán látható geoidforma adódik, ami láthatóan jól megközelíti az 5.41 ábrán bemutatott valódi geoid jellegzetes kiemelkedéseit és mélyedéseit. Ha az 5.43 ábrán látható számított geoidformákat levonjuk az 5.41 ábrán bemutatott valódi geoidalakból, akkor az 5.44 ábrán látható maradék geoidanomáliákat kapjuk, amelyek már korrelációt mutatnak a Föld nagy szerkezeti egységeivel; vagyis a maradék pozitív geoidanomáliák általában a nagy hegységrendszerekkel, a negatív anomáliák pedig az óceáni területekkel esnek egybe [10].



5.44 ábra. A valódi és a számított geoid eltérése

BARTA illetve JUNG megvizsgálták a régebbi olyan földalak-meghatározások eredményeit, amelyek esetében a Föld alakját három különböző tengelyhosszúságú ellipszoiddal közelítették [14]. Az egyenlítői nagytengely irányára kapott eredmények, ha meglehetősen nagy szórással is, de általában közel megegyeztek a földmágneses dipólus középpontjának az adott időpontban feltételezhető külpontossági irányával. Így BARTA szerint elképzelhető, hogy a belső földmag feltételezett mozgása lehet az oka, hogy az egyes kutatók a különböző időkben más-más irányt kaptak az egyenlítői ellipszis nagytengelyére.

Ezzel kapcsolatosan említést kell tennünk SAKUMA abszolút nehézségi gyorsulás méréseinek az 5.45 ábrán látható eredményeiről, amelyeket a Párizs melletti Sevres-ben végzett 1966 és 1973 között. A mérések szerint 1969-ben Párizsban a nehézségi gyorsulás értékének minimuma volt, azelőtt csökkent, utána pedig nőtt az értéke. A vizsgálatok szerint a g változása nincs korrelációban sem a hosszú periódusú árapályhatásokkal sem a talajvízszint ingadozásokkal [88]. Elképzelhető, hogy SAKUMA a nehézségi gyorsulás szekuláris változását mutatta ki, amely BARTA szerint kapcsolatban lehet a Föld belső tömegátrendeződéseivel. – A kérdés megválaszolásához szükséges lenne hosszabb időn keresztül hasonló méréseket végezni a Föld több különböző pontján. (Egyébként a g időbeli változásának értelmezésével kapcsolatos kérdésekkel a 8.3 fejezetben fogunk részletesebben foglalkozni.)



5.45 ábra. A g abszolút értékének változása és a mérések középhibája Sevres-ben SAKUMA szerint

Mindezek alapján tehát valószínűnek tűnik a nehézségi erőter szekuláris és hosszú periódusú változása, aminek természetesen meg kell nyilvánulnia a szintfelületek alakjának időbeli változásában, a földfelszíni pontok nehézségi gyorsulásának, a helyi függőleges irányának és a magasságkülönbségek folyamatos változásában is [18]. Ezek biztos kimutatása azonban a jövő feladata.

5.5.4 A gravitációs állandó időbeli változása

A k gravitációs állandó a mai fizikai mérések alapján az anyagi minőségtől független paraméter és ezért univerzális állandónak tekinthető. A gravitációs állandónak – mint a tömegvonzást leíró (5.3) egyenlet paraméterének – állandósága a mérési pontosságon belül csupán az emberi megfigyelés eddig rendelkezésre álló időtartamára vonatkozik. DIRAC 1938-ban néhány univerzális állandóból képzett dimenzió nélküli szám közel azonos értékéből arra a merész következtetésre jutott, hogy a gravitációs "állandó" értéke fordítva arányos a világegyetem (vagy a világegyetem egy részének) a korával; mégpedig a gravitációs állandó értéke *csökken*. Később ezt az elképzelést GILBERT az általános relativitáselméletből bizonyos feltételezések mellett levezette [42].

Elképzelhető, hogy a jelenleg alig néhány tizedes pontossággal ismert gravitációs állandó feltételezhető rendkívül csekély évi változását a Föld bizonyos folyamatainak kellő ismeretében belátható időn belül ki lehet mutatni. Egyelőre azonban úgy tűnik, hogy ennek nincs jelentősége a korábban felsorolt változások mellett.

5.5.5 A nehézségi erőtér időbeli változásainak összefoglalása

Az (5.5) összefüggés szerint Földünk nehézségi erőtere három különböző erőhatás: a tömegvonzási erő, a forgási centrifugális erő és az árapálykeltő erők eredője. Bármely összetevő időbeli változása a nehézségi erőtér időbeli megváltozását eredményezi.

A nehézségi erőtér legismertebb és legfontosabb változása a Földön kívüli égitestek – elsősorban a Hold és a Nap – által okozott árapályhatás következménye. Az árapály sokfajta különböző periódusú és amplitúdójú hullámból tevődik össze és a nehézségi erőtér rövid periódusú változásait okozza.

Mivel a Föld tengely körüli forgásának szögsebessége nem egyenletes, ezért a centrifugális erő megváltozása miatt is változik a nehézségi erőtér. A forgási szögsebesség szekuláris, rövid periódusú (évszakos) és szabálytalan változásainak megfelelően beszélhetünk a centrifugális, illetve a nehézségi erőtér szekuláris, rövid periódusú és szabálytalan változásairól. A nehézségi erőtér ezen változásai a forgástengelytől mért távolság függvényei, ezért a Föld felszínén az egyenlítő mentén a legnagyobbak, ettől északra és délre haladva csökkennek, a pólusoknál pedig már nem észlelhetők.

A nehézségi erőtér domináns összetevője – a tömegvonzási erő – elsősorban az erőteret keltő tömegek átrendeződése miatt, és esetleg a gravitációs állandó értékének feltételezett csökkenése következtében változhat meg. Földünk külső részének tömegátrendeződési folyamatai jórészt közismertek (pl. a talajvízszint ingadozása, tektonikus mozgások, eróziós folyamatok, technogén hatások, meteorológiai folyamatok stb.); a Föld belsejében lejátszódó tömegátrendeződésekről azonban egyelőre még kevesebbet tudunk. Az átrendeződési folyamatokban résztvevő tömegek nagyságának, sűrűségviszonyainak és mozgási sebességének megfelelően kialakulhatnak a tömegvonzási, illetve a nehézségi erőtér helyi, regionális és globális változásai; a mozgások jellegének megfelelően pedig lehetnek szekuláris, rövidperiódusú és rendszertelen (egyszeri) változások.

A nehézségi erőtér időbeli változásainak elsősorban a felsőgeodéziában van nagy jelentősége, mivel az erőtér potenciál-szintfelületei alakváltozásának megfelelően a Föld elméleti alakja nem állandó (pl. az árapály hatására a nehézségi erőtér potenciál szintfelületei állandóan néhány dm -es amplitúdóval "lúktetnek", a tengely körüli forgás szögsebességének csökkenése miatt a lapultság változik, a belső excentrikus földmag feltételezett vándorlásának megfelelően pedig a nagy geoidanomáliák szekuláris vándorlása valószínű). A nehézségi erőtér időbeli változása ezenkívül a helyi függőleges irányának és a magasságkülönbségeknek a folyamatos változásában is megnyilvánul.