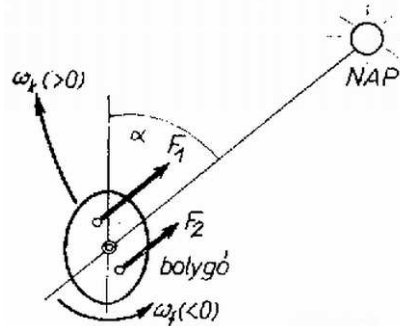


Egy bolygó pályára állásakor a forgási és a keringési időt függetlennek tekinthető tényezők határozták meg. A forgási időt a bolygó kialakulásának konkrét körülményei szabták meg, például az, hogy milyen gyorsan forgó és mekkora gázfelhőből húzódott össze mai méretére. A keringési idő Kepler III. törvénye szerint függ egy, a Napra jellemző állandótól és a pályasugártól.

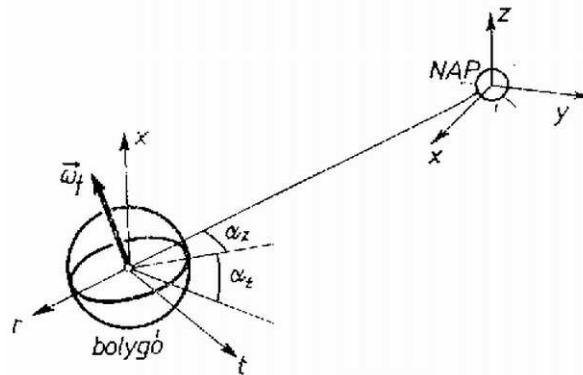
A pályára állás után a Nap gravitációs terének inhomogenitása miatt a bolygó közelítőleg ellipszoid alakú deformációt szenved. Az egyszerűség kedvéért először tegyük fel, hogy a forgástengely merőleges a kör alakúnak tekintett pálya síkjára.



1. ábra

Ha a tengely körüli forgás és a keringés szögsebessége, ( $\omega_f$  és  $\omega_k$ ) megegyezik, akkor az ellipszoid hossz tengelye mindig a Nap felé mutat, és helyzete a bolygóhoz képest nem változik. Ha viszont a két szögsebesség egymástól különböző, akkor a bolygóhoz viszonyítva a deformáció időben változik, a hossz tengely  $\Delta\omega = \omega_k - \omega_f$  szögsebességgel forog a bolygóhoz képest ( $\omega_k$  előjelét rögzítettük pozitívnak). A belső súrlódás miatt azonban a hossz tengely nem a Nap felé mutat, hanem  $\Delta\omega$ -tól, a rugalmassági és súrlódási állandóktól függő  $\alpha$  szöggel kesis (1. ábra). A gravitáció inhomogenitása miatt az elfordult ellipszoidra  $|\Delta\omega|$ -et csökkentő forgatónyomaték hat. Erről könnyen meggyőződhetünk az  $\omega_f < 0 < \omega_k$ , ( $\alpha > 0$ );  $0 \leq \omega_f < \omega_k$ , ( $\alpha > 0$ ) és az  $\omega_k < \omega_f$ , ( $\alpha < 0$ ) eseteket sorra megvizsgálva. Az 1. ábra az első esetnek megfelelő helyzet vázlatát. (Itt  $F_1$  és  $F_2$  a bolygónak a forgástengely és a Nap által meghatározott sík két oldalán levő felére ható gravitációs erők. A támadáspontok a síkktól ugyanolyan messze vannak, de  $F_1 > F_2$ , mert a bolygó egyik feléhez közelebb van a Nap, mint a másikhoz. Innen származik a forgatónyomaték.)

A Naprendszer bolygóinak többségénél az egyenlítő síkja és a keringési sík nem esik egybe. Ha eltekintünk az árapály jelenségtől, a bolygó forgását egy állandó  $\omega_f = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)$  vektor jellemzi. A pálya egy adott pontjában  $\omega_f$ -et az  $(\omega_r, \omega_t, \omega_z)$  komponensekkel is megadhatjuk (2. ábra).



2. ábra

A  $\Delta\omega_z = \omega_k - \omega_z$  jelölést használva a  $z$ -tengely körül  $\alpha_z$  szöggel elfordult ellipszoidra  $|\Delta\omega_z|$ -et csökkentő forgatónyomaték hat.

A pálya egy pontjában  $\omega_t$  és a belső súrlódás miatt a deformációs ellipszoid hossz tengelye a pálya síkjától egy  $\alpha_t$  szöggel fordul el. Mivel  $\omega_k$ -nak nincs érintőleges komponense, a forgatónyomaték  $|\Delta\omega_y| = |\omega_t|$ -et fogja csökkenteni.

A bolygó  $r$  tengely körüli forgása az adott pontban nem lassul.

Következésképp az  $\omega_z$  az  $\omega_k$ -hoz fog tartani, és mivel  $\omega_x$  és  $\omega_y$  hosszú idő átlagában azonos mértékben vesz részt  $\omega_t$ -ben, elegendő idő múlva ezek zérussá válnak. A  $\chi = \frac{\omega_k}{|\omega_f|} = \frac{T_f}{T_k}$  hányadosban ez úgy tükröződik, hogy  $\chi$  idővel 1-hez tart.

A gravitációs tér inhomogenitásával nő az a sebesség, amivel  $\chi$  1-hez tart. Nehézségi erő tér inhomogenitása a vonzócentrum közelében a legnagyobb, a tárgyalt hatás legerősebben a Naphoz közeli bolygóknál érvényesül. A „Csillagászati kisenciklopédia” (1969) adatai alapján kiszámított  $\chi$  értékeket az 1. táblázat rögzíti.

Bolygó	Merkur	Vénusz	Föld	Mars	Jupiter	Szatur- nusz	Uránusz	Neptu- nusz	Pluto
$\chi$	0,67	0 · 91	$2,81 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$9,49 \cdot 10^{-3}$	$3,98 \cdot 10^{-5}$	$1,47 \cdot 10^{-5}$	$1,09 \cdot 10^{-5}$	$7,35 \cdot 10^{-6}$

A legfőbb tendencia valóban az, hogy a napközeli bolygóknál  $\chi$  egységnyi nagyságrendű, míg távolabbi bolygók  $\chi$  értéke az 1-től több nagyságrenddel is eltér.

*Bene Gyula* (Miskolc, Földes F. Gimn., IV. o. t.)  
dolgozata alapján

*Megjegyzések.* 1. A Föld és a Hold esetében számottevő az árapály hatása. Ilyenkor a forgási idő hosszú idő múlva egy a hónap és az év közötti értékre áll be. Földünk Holdjára a földi gravitációs inhomogenitásból származó árapálykeltő hatás olyan nagy, hogy a Hold forgási ideje ma már megegyezik keringési idejével.

2. Centrális erők esetén az impulzusmomentum állandó. Esetünkben a bolygóra ható erő nem teljesen centrális, aminek eredményeképp változik a bolygó szögsebessége, illetve impulzusmomentuma.

3. Zárt rendszer impulzusmomentuma állandó. Ez ebben az esetben úgy valósul meg, hogy a bolygó keringési és forgási sebességének lassulásával egyidejűleg nő a Nap szögsebessége.