6.2 A pólusmozgás

A Föld forgástengelyének eddig leírt térbeli mozgása mellett a Föld tömegének a forgástengelyéhez viszonyított helyzete is állandóan változik. Ennek megfelelõen az állócsillagokhoz rögzített koordináta-rendszerbõl azt látnánk, hogy a Föld "lötyög" a forgástengelyén; míg ugyanez a földi megfigyelõ számára úgy jelentkezik, hogy a forgástengely, illetve a forgási pólusok mozdulnak el a Föld tömegéhez képest. Ezt a mozgást, azaz a Föld tömegének a forgástengelyéhez viszonyított elmozdulását *pólusmozgásnak* nevezzük. A megfigyelések szerint a pólusmozgás két összetevõre bontható: a különbözõ amplitúdójú és periódusú mozgásokat együttesen *pólusingadozásnak*, a pólus lassú, egyirányú eltolódását pedig *pólusvándorlásnak* nevezzük.

6.2.1 A pólusingadozás

Elsõ közelítésben tekintsük a Föld tömegét teljesen merevnek. Az $\vec{w}$ szögsebességgel forgó merev test kinetikai egyensúlyának feltétele valamely $K'(x', y', z')$ inerciarendszerbõl (tehát a testtel nem együttforgó koordináta-rendszerbõl) szemlélve a (6.2) szerint:

$$\frac{d'\mathbf{N}}{dt} = \mathbf{M} \tag{6.7}$$

ahol a $'$ jelölés arra utal, hogy az idõ szerinti differenciálást a K' inerciarendszerben kell értelmezni.

6.8 ábra
A pólusingadozás leírására használt koordináta-rendszer

A földi megfigyelõ számára térjünk át a $K'(x', y', z')$ inerciarendszerrõl a Földdel együtt forgó (a *6.8 ábrán* látható) $K(x, y, z)$ koordináta-rendszerre. Ha a forgó K koordináta-rendszerben az $\mathbf{N}$ vektor nem változna, akkor a K' inerciarendszerbõl szemlélve az $\mathbf{N}$ vektor változása csak a forgásból állna [59]:

$$\frac{d'\mathbf{N}}{dt} = \vec{w} \times \mathbf{N}$$

Ha $\mathbf{N}$ a K rendszerbõl szemlélve is változik, akkor:

$$\frac{d'\mathbf{N}}{dt} = \frac{d\mathbf{N}}{dt} + \vec{w} \times \mathbf{N} \tag{6.8}$$

Ennek - az egyébként tetszõleges vektorra érvényes általános vektortranszformációnak - a felhasználásával a (6.7) átírható a

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} + \vec{w} \times \mathbf{N} = \mathbf{M} \tag{6.9}$$

alakra; ami a merev Földdel együtt forgó megfigyelõ számára a forgási egyensúly feltétele.

Számítsuk ki a (6.9) összefüggésben szereplõ $\vec{w} \times \mathbf{N}$ vektoriális szorzatot a $K\,(x, y, z)$ koordináta-rendszerben:

$$\vec{w} \times \mathbf{N} = \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ w_x & w_y & w_z \\ N_x & N_y & N_z \end{bmatrix} = \mathbf{i}(w_y N_z - w_z N_y) + \mathbf{j}(w_z N_x - w_x N_z) + \mathbf{k}(w_x N_y - w_y N_x)$$

és bontsuk fel ennek segítségével a (6.9) vektoregyenletet az x,y,z koordináta irányok szerinti skalár-egyenletekre:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dN_x}{dt} + w_y N_z - w_z N_y &= M_x \\ \frac{dN_y}{dt} + w_z N_x - w_x N_z &= M_y \\ \frac{dN_z}{dt} + w_x N_y - w_y N_x &= M_z \end{aligned}\right\} \tag{6.10}$$

A következõ lépésben számítsuk ki az $\mathbf{N}$ impulzusnyomaték-vektor N_x , N_y és N_z összetevõit. A (6.4) összefüggés szerint:

$$\mathbf{N} = \mathrm{I}\vec{w}$$

ahol

$$\mathrm{I} = \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix}$$

a merev test tehetetlenségi nyomaték tenzora, melynek fõátlójában az adott testnek az x , y és a z tengelyre vonatkozó

$$\begin{aligned} I_{xx} &= \int (y^2 + z^2)\,dm \\ I_{yy} &= \int (x^2 + z^2)\,dm \\ I_{zz} &= \int (x^2 + y^2)\,dm \end{aligned}$$

tehetetlenségi nyomatékai szerepelnek, a fõátlón kívüli elemek pedig az ún. centrifugális nyomatékok :

$$I_{xy} = I_{yx} = \int xy\,dm$$

$$I_{xz} = I_{zx} = \int xzdm$$
$$I_{yz} = I_{zy} = \int yzdm$$

Ha a K koordináta-rendszert úgy vesszük fel, hogy az x, y és a z tengelye egybeessen a Föld tehetetlenségi fõirányaival, akkor ezek a centrifugális nyomatékok zérusok lesznek. Ekkor az általában szokásos jelölés szerint:

$$\mathrm{I} = \begin{bmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & C \end{bmatrix}$$

és így:

$$\left.\begin{aligned} N_x &= Aw_x \\ N_y &= Bw_y \\ N_z &= Cw_z \end{aligned}\right\}$$

Behelyettesítve ezeket a (6.10) egyenletekbe, a merev testek forgását leíró *Euler-féle mozgásegyenleteket* (az ún. pörgettyû-egyenleteket) kapjuk, a merev testtel együtt forgó koordináta-rendszerre vonatkozóan:

$$\left.\begin{aligned} A\frac{dw_x}{dt} + (C-B)w_y w_z &= M_x \\ B\frac{dw_y}{dt} + (A-C)w_x w_z &= M_y \\ C\frac{dw_z}{dt} + (B-A)w_x w_y &= M_z \end{aligned}\right\} \qquad (6.11)$$

Az Euler-féle mozgásegyenleteket a *merev* Föld forgásának leírására alkalmazva az alábbi egyszerûsítõ feltevéseket tehetjük:

1. $A = B$, tehát az egyenlítõ síkjába esõ tehetetlenségi nyomatékok megegyeznek (szimmetrikus pörgettyû esete),

2. $M_x = M_y = M_z = 0$, azaz a Földre semmiféle külsõ forgatónyomaték nem hat (erõmentes pörgettyû esete),

3. a koordináta-rendszer z tengelyének iránya egybeesik a Föld legnagyobb tehetetlenségi nyomatékának irányával; így $C > A$,

4. a Föld forgástengelye átmegy a Föld tömegközéppontján, azaz a koordináta-rendszer kezdõpontján (*O º tkp.*).

Ekkor az Euler-féle mozgásegyenletek az

$$\left.\begin{aligned} A\frac{dw_x}{dt} + (C-A)w_y w_z &= 0 \\ A\frac{dw_y}{dt} - (C-A)w_x w_z &= 0 \\ C\frac{dw_z}{dt} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (6.12)$$

alakra egyszerûsödnek.

Mivel C ¹ O , a harmadik egyenlet megoldása:

$$w_z = w_{z0} = áll. \qquad (6.13)$$

azaz a z tengely körüli forgás szögsebessége állandó:

Ezt követõen osszuk el a (6.12) elsõ két egyenletét A-val és vezessük be a

$$k = \frac{C - A}{A}$$

jelöléssel a *dinamikai lapultság* fogalmát. Ekkor a (6.12) elsõ két egyenlete :

$$\left.\begin{aligned} \frac{dw_x}{dt} + kw_{z0}w_y &= 0 \\ \frac{dw_y}{dt} - kw_{z0}w_x &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (6.14)$$

Differenciáljuk a (6.14) elsõ egyenletét t szerint és helyettesítsük be az így keletkezõ dw_y / dt differenciálhányados kifejezést a (6.14) második egyenletébe. A rendezés után:

$$\frac{d^2 w_x}{dt^2} + (kw_{z0})^2 w_x = 0$$

amely másodrendû differenciálegyenletnek az $w_x = 0$ triviális megoldása mellett az

$$w_x = m\cos[(kw_{z0})t + t] \qquad (6.15)$$

is megoldása; melyben m és t integrálási állandók (a harmonikus rezgõmozgás differenciálegyenletének megoldásához hasonlóan m a legnagyobb kitérést, t pedig a fázist jelöli).

Ha a (6.15) megoldást t szerint differenciáljuk és behelyettesítjük a (6.14) elsõ egyenletébe, akkor az w_y is kiszámítható:

$$w_y = m\sin[(kw_{z0})t + t] \qquad (6.16)$$

Legyenek a $t = 0$ idõpontban $w_x = m$ és $w_y = 0$ kezdeti feltételek (vagyis a kezdõ idõpontnak azt választjuk, amikor az $\vec{w}$ vektor éppen az xz síkban fekszik). Ekkor a (6.15) és a (6.16) szerint $t = 0$.

Bevezetve az

$$a = (kw_{z0})t \qquad (6.17)$$

jelölést, a (6.13), a (6.15) és a (6.16) alapján az $\vec{w}$ forgási szögsebesség vektor összetevõi:

$$\vec{\omega} = \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu \cos \alpha \\ \mu \sin \alpha \\ \omega_{z0} \end{bmatrix} \tag{6.18}$$

Az eddig kapott eredményeket a *6.9 ábrán* foglaltuk össze. Eszerint az $\vec{\omega}$ vektor összetevõiben szereplõ α argumentum nem más, mint a z koordinátatengely és az $\vec{\omega}$ vektor által meghatározott síknak az xz síkkal bezárt szöge. Mivel az α a (6.17) szerint a t idõnek lineáris függvénye, ezért

$$\frac{d\alpha}{dt} = k\omega_{z0} = \frac{C - A}{A}\omega_{z0} = áll. \tag{6.19}$$

tehát az $\vec{\omega}$ vektor állandó szögsebességgel járja körül a Föld tömegéhez rögzített koordináta-rendszer z tengelyét.

6.9 ábra
Pólusingadozás merev Föld esetében

Az $\vec{\omega}$ (6.18) összetevõit megvizsgálva tehát látható, hogy az $\vec{\omega}$ vektor végpontja a z tengely körül a (6.19) szerint állandó szögsebességgel

$$\mu = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$$

sugarú kört ír le, így maga a forgási szögsebesség vektor, - azaz a Föld forgástengelye - egy körkúp palástja mentén mozog a tehetetlenségi fõtengellyel azonos z koordinátatengely körül. A Föld tengelykörüli forgása tehát nem a C szimmetriatengelye körül (azaz nem a Föld tömegéhez kötött állandó helyzetû z tengely körül) hanem mindig a *pillanatnyi forgástengely* körül történik. Az $\vec{\omega}$ vektor végpontja által leírt kör (a pillanatnyi forgástengelynek a földfelszíni nyomvonala) a *merev Föld póluspályája*, vagy pollódiuma.

Határozzuk meg ezek után az eddigi egyszerûsítõ föltevések mellett a pillanatnyi forgástengely egy teljes körülvándorlásának idejét. Jelölje T_E azt az idõt, amely alatt a forgástengely egyszer körüljárja a z tengelyt; ekkor a (6.17) alapján:

$$k\omega_{z0}T_E = 2\pi$$

tehát :

$$T_E = \frac{2\pi}{\frac{C - A}{A}\omega_{z0}}$$

Mivel a forgás jó közelítéssel a z tengely körül történik, ezért $\omega_{z0} \approx |\vec{\omega}|$ azaz

$$\frac{2\pi}{\omega_{z0}} \approx \frac{2\pi}{\omega} = 1\, csillagnap = 0.9973\, középnapi\ nap \quad ,$$

ezért:

$$T_E \approx \frac{A}{C - A}$$

Csillagászati megfigyelések szerint (a precesszió és a csillagászati nutáció megfigyelései alapján):

$$\frac{A}{C - A} = 0.003295$$

így tehát

$$T_E \approx 303\,nap\ .$$

Mivel a mozgásegyenletek fenti levezetése EULERTÕL származik, a forgástengely állandó szögsebességû körbevándorlásának *303 napos* periódusát *Euler-féle periódusnak* (gyakran: Euler-féle szabadnutációs periódusnak) nevezzük. - Euler egyébként kimutatta, hogy minden lapult merev bolygónak, amelynek a legnagyobb tehetetlenségi fõtengelye (a szimmetriatengelye) iránya nem változik a tömegéhez képest, lehet egy

$$T_E = \frac{A}{C - A}$$

napos periódusú ún. *szabadnutációja*. Az elnevezésben a "szabad" jelzõ arra utal, hogy a jelenség külsõ erõhatásoktól teljesen független és a kialakult mozgás periódusidejét kizárólag a merev bolygó (esetünkben a Föld) tömegeloszlása határozza meg.

Mindezekbõl az következik, hogy ha valamely merev test tengelykörüli forgása nem a C fõtehetetlenségi nyomaték tengelye körül indult meg, akkor ez a mozgási állapot megmarad, tehát a forgástengely nem billen vissza olyan állapotba, hogy a fõtehetetlenségi tengellyel egybeessék. Ekkor viszont a pillanatnyi forgástengely állandó szöggel hajlik a fõtehetetlenségi tengelyhez, miközben állandó sebességgel járja körül.

6.10 ábra

Az Euler-féle szabadnutáció inerciarendszerbõl szemlélve

Mindez, amit eddig tárgyaltunk, a Földdel együtt forgó K koordináta-rendszerbõl szemlélve látható. Ha a forgástengely mozgását a *6.8 ábrán* bemutatott K' inerciarendszerbõl szemléljük, akkor a *6.10 ábrán* látható mozgást figyelhetjük meg. Eszerint a szabadnutáció esetén a külsõ térben rögzített koordináta-rendszerben (a K' inerciarendszerben) sem a Föld forgástengelyének, sem a Föld C szimmetriatengelyének az iránya nem állandó; ezért valójában az $\vec{\omega}$ vektor nem csak a Föld szimmetriatengelye körül.mozog, hanem mind az $\vec{\omega}$, mind a C tengely az (erõmentes esetben a térben állandó helyzetû) **N** impulzusnyomaték vektor iránya körül vándorol. Ezt a mozgást legegyszerûbben a *6.10 ábra* alapján érthetjük meg - ami egyébként az erõmentes pörgettyû szabadnutációs mozgását szemlélteti. A Föld pillanatnyi forgástengelye (a $C>A$ esetén) a kisebb nyílásszögû ún. herpolhoida kúp palástja mentén, a C szimmetriatengely (a Föld tehetetlenségi fõiránya) pedig a nagyobb nyílásszögû ún. nutációs kúp palástja mentén kerüli meg az **N** impulzusnyomaték vektort. Eközben az $\vec{\omega}$ vektor az ún. polhodia kúp palástja mentén a C tengely körül is vándorol. A mozgás során az $\vec{\omega}$, az **N** és a C mindig egy síkban van, miközben a Föld tömegéhez rögzített helyzetû polhodia kúp és az inerciarendszerben rögzített helyzetû herpolhodia kúp palástja állandóan az $\vec{\omega}$ vektor iránya mentén érintkezve csúszásmentesen gördül egymáson.

Végül megjegyezzük, hogy ha a (6.11) Euler-féle mozgásegyenletek jobb oldalán a külsõ forgatónyomatékot nem vesszük zérusnak, hanem ide az égitesteknek a Föld egyenlítõi tömegtöbbletére kifejtett forgatónyomatékát írjuk be, akkor a szabadnutációhoz hasonló formában levezethetõk a precesszió-, és az idõben változó forgatónyomatékok figyelembevétele esetén a csillagászati nutáció mozgásegyenletei.

6.2.2 A pólusingadozás valódi periódusa

Az elõzõ pontban tett feltevések (pl. merev, forgásszimmetrikus Föld esete) a valóságban nem érvényesek, ezért a megfigyelt pólusmozgás jelentõsen eltér az elméleti megfontolások eredményeitõl.

Ha a 6.2.5 pontban leírt mérésekkel meghatározzuk a valódi póluspályát (a forgástengely mozgásának földfelszíni nyomvonalát) akkor a *6.11 ábrán* látható képhez hasonlót kapunk. A *6.11 ábrán* az 1916 és 1919, valamint az 1969 és 1972 közötti póluspálya látható olyan koordináta-rendszerben, amelynek $+x$ tengelye a greenwichi kezdõmeridián irányába, $+y$ tengelye pedig erre merõlegesen, nyugat felé mutat; a kezdõpontja pedig az 1900 és 1905 közötti idõtartamra meghatározott közepes pólushely: a *CIO* **C**onventional **I**nternational **O**rigin). Látható, hogy a pólus valóban periodikus mozgást végez, a pólus elmozdulása kb. 10 *m* sugarú körön belül marad, de az amplitúdó nem állandó és a periódus sem egyenlõ az Euler-féle 303 napos periódussal, hanem ennél lényegesen hosszabb: 405 és 457 nap között ingadozik - átlagosan mintegy 435 nap.

6.11 ábra
A póluspálya 1916-1919 és 1969-1972 között

A pólusmozgás felfedezése utáni években CHANDLER amerikai csillagász kimutatta, hogy a pólusingadozás két domináns periódusból, egy 12 és egy 14 hónapos periódusból tevõdik össze [71]. Az utóbbit tiszteletére *Chandler-periódusnak* nevezték el. Néhány hónappal CHANDLER bejelentése után NEWCOMB már elméleti magyarázattal is szolgált: a 14 hónapos összetevõ a Föld *szabadnutációja*, míg a 12 hónapos összetevõ (ezt szokás *kényszernutációnak* is nevezni) hasonló periódusú globális meteorológiai jelenségek (pl. légtömegmozgások, hótömegek olvadása és újraképzõdése stb.) következménye.

6.12 ábra
A pólusmozgás x összetevõje (az alsó görbe az éves periódus leválasztásával készült)

A *6.11 ábrán* látható, hogy a pólus a két domináns periódus együttes hatására az óramutató járásával ellentétes irányban többé-kevésbé szabályos spirális pályán mozog. Ezek a spirális pályák kb. hat évenként hasonló jellegûek, a két frekvencia miatt kialakuló "lebegés" következtében. Jól látható ez a lebegés a *6.12 ábrán*, ahol a pólusingadozás x irányú összetevõjét ábrázoltuk az 1900 és az 1955 közötti idõszakban. A felsõ görbén határozottan kivehetõ az amplitúdó hatéves lüktetése; míg az alsó görbe az éves periódus leválasztásával készült, tehát a Chandler-összetevõ amplitudóváltozását mutatja. Ez utóbbin kb. *fél évszázad körüli periódus* mutatkozik, amely több más különbözõ földfizikai folyamatban is felismerhetõ.

Az átlagosan 427 napos Chandler-periódus és a 303 napos Euler-periódus közötti különbség oka a Föld rugalmas viselkedése. Ha ugyanis a Föld nem merev - mint ahogyan

Euler feltételezte - akkor a forgástengely elmozdulásának megfelelõen a megváltozó centrifugális erõ hatására úgy deformálódik a Föld tömege, hogy a tehetetlenségi fõtengelye közeledik a forgástengelyhez. (Szélsõ esetben, ha a Föld folyadékszerûen viselkedne, akkor a tehetetlenségi fõtengelye teljes mértékben követné a forgástengely elmozdulását - tehát a periódus végtelen nagy lenne, és így pólusingadozásról nem is lehetne beszélni.

Ennek megfelelõen a T_E Euler-féle, és a T_C Chandler-periódus hányadosa kapcsolatba hozható a Föld rugalmasságát jellemzõ Love-féle k számmal :

$$\frac{T_E}{T_C} = 1 - k \frac{m}{2f - m} \tag{6.20}$$

ahol f a Föld geometriai lapultsága, m pedig a centrifugális és a nehézségi gyorsulás egyenlítõi értékének hányadosa [26]. A (6.20) összefüggés azért igen jelentõs, mert függetlenül a Föld belsõ felépítésére vonatkozó bármilyen hipotézistõl, kapcsolatot teremt mérhetõ mennyiségek és a Föld rugalmas viselkedésére jellemzõ Love-féle k szám között. A *6.1 táblázatban* a (6. 20) összefüggés alapján kiszámított, néhány szóba jöhetõ k értékhez tartozó Chandler-periódus hosszát tüntettük fel. A táblázatból látható, hogy a szabadnutáció Chandler-periódusa annál hosszabb, minél kevésbé merev a Föld. Az árapály jelenségek megfigyelésébõl származó 0.29 és 0.31 közötti k értékeknek 440 és 454 nap közötti periódus felel meg, viszont a pólusmozgás megfigyelésébõl a 428-440 nap közötti Chandler-periódus tûnik a legvalószínûbbnek, amihez a táblázat adatai szerint k = 0.27-0.29 érték tartozik.

6.1 táblázat
A Föld rugalmassága és a Chandler-periódus hossza közötti összefüggés

k	0	0.26	0.27	0.28	0.29	0.30	0.31	0.32
T_C [*nap*]	303	421	428	434	440	447	454	461

6.2.3 A pólusvándorlás

Ha meghatározzuk egy-egy teljes periódushoz a *6.11 ábrán* látható póluspályák közepes pólushelyzeteit, akkor azt tapasztaljuk, hogy ezek a közepes pólushelyek az idõ függvényében folyamatosan eltolódnak. A jelenséget szekuláris pólusmozgásnak, vagy *pólusvándorlásnak* nevezzük. A *6.11 ábrán* látható, hogy pl. az 1969 és 1972 közötti póluspálya már teljes egészében az 1900 és 1905 között meghatározott *CIO* középpóluson kívül halad. A Mizusawa-i, a Carloforte-i és az Ukiah-i obszervatóriumok mérési eredményei alapján az 1903 és az 1963 közötti közepes pólushelyek elmozdulása a *6.13 ábrán* követhetõ nyomon. Az ábrán látható, hogy a közepes pólus 70 év alatt mintegy 7.5 *m*-t mozdult el Kanada irányában [100].

6.13 ábra
A pólus vándorlása 1903 és 1963 között

A megfigyelések szerint a pólusvándorlás mértéke viszonylag csekély, - évente legfeljebb néhány *dm* (néhány ezred szögmásodperc) nagyságrendû - a földtörténeti idõskálán azonban ez az elmozdulás jelentõs (több 10^{o}) mértékû is lehet. Ezért a pólusvándorlás problémája a geológia és a geofizika sokat tárgyalt kérdése; különösen a paleoklimatológiai és újabban néhány globális tektonikai kérdés megválaszolása szempontjából igen fontos.

6.2.4 A pólusmozgás geodéziai és csillagászati hatása

A pólusmozgás geodéziai és csillagászati hatása abban jelentkezik, hogy miközben a földi pontoknak a forgástengelyhez viszonyított helyzetét kifejezõ szintfelületi földrajzi koordinátái folyamatosan változnak; addig az égitestek égi egyenlítõi koordinátái gyakorlatilag változatlanok maradnak [16].

6.14 ábra
A pólusmozgás geodéziai és csillagászati hatása

A pólusmozgás hatását a *6.14 ábrán* foglaltuk össze. Tekintsünk el pillanatnyilag a precesszió és a csillagászati nutáció jelenségétõl; így csak a pólusmozgás hatását vizsgálva, az $\vec{w}$ forgási szögsebesség vektornak az állócsillagokhoz viszonyított helyzetét gyakorlatilag állandónak tekinthetjük. Ekkor viszont állandó az égi egyenlítõ síkjának helyzete is, tehát a csillagok saját mozgásától eltekintve, ezek égi egyenlítõi (ekvatoriális) koordinátái az idõben változatlanok. A *6.14 ábrán* a Cs csillagnak a t és a t' idõponthoz tartozó d és d' deklinációját tüntettük fel.

A Föld felszínén fekvõ P pontnak a forgástengelyhez viszonyított helyzete azonban a Föld tömegének említett elmozdulásával folyamatosan változik [15]. Ezt a *6.14 ábrán* a P pont helyzetvektora és a forgástengelyre merõleges sík által bezárt y szög változásával szemléltetjük. Az ábrán a y a P pont geocentrikus földrajzi szélessége a t idõpontban, míg a y' a t' idõpontban.

A valóságban természetesen a precesszió, a csillagászati nutáció és a pólusmozgás együttesen lép fel, így az eredõ hatásuk mind a földfelszíni pontok földrajzi, mind az állócsillagok égi egyenlítõi koordinátáinak folyamatos idõbeli változásában jelentkezik.

6.2.5 A pólusmozgás megfigyelése

Az eddigiek szerint a Föld forgástengelyének a tömegéhez viszonyított elmozdulása abban nyilvánul meg, hogy a pontok földrajzi koordinátái: a földrajzi szélesség és a hosszúság periódusos változást mutatnak. A pólus helyzetének megváltozásáról tehát a megfigyelõ állomások j szélességének és l hosszúságának - illetve a szélesség pótszögének a J sarkmagasságnak - a megváltozása révén szerezhetünk tudomást. Ennek megfelelõen a *6.15 ábrán* látható l_P nagyságú pólus-elmozdulás esetén az S megfigyelési pont eredetileg j_0, l_0 koordinátái helyett j_m, l_m értékek mérhetõk.

6.15 ábra
Valamely *S* pont koordináta-változása a pólusmozgás következtében

A Föld pillanatnyi forgástengelyének mozgását, a pólusmozgást, a Föld tömegéhez rögzített koordináta-rendszerben írhatjuk le. Mivel a pólus elmozdulása a Föld méreteihez viszonyítva rendkívül kicsi, ezért a *6.15 ábrán* látható *X,Y,Z* térbeli derékszögû geocentrikus koordináta-rendszer helyett a *CIO* kezdõpontú *x,y* síkkoordináta-rendszert alkalmazzuk; amelynek *x* és *y* tengelye párhuzamos az elõbbi geocentrikus koordináta-rendszer *X* és *Y* tengelyével. Ebben az *x,y* koordináta-rendszerben a pillanatnyi forgástengelyhez tartozó P_m pólushely a P_0 º *CIO* középpólustól $l_P(x_P, y_P)$ távolságra van. Kiszámítható [83], hogy a *6.15 ábrán* látható *S* pont j_0, l_0 koordinátáinak Dj , Dl megváltozása a pólus x_P, y_P elmozdulásának hatására:

$$\Delta j = j_m - j_0 = x_P \cos l_0 + y_P \sin l_0 \qquad (6.21)$$

$$\Delta l = l_m - l_0 = \left(x_P \sin l_0 + y_P \cos l_0\right) \tan j_0 \qquad (6.22)$$

Több megfigyelõállomáson végzett Dj , illetve Dl meghatározások alapján, a (6.21), illetve a (6.22) felhasználásával, legkisebb négyzetes kiegyenlítéssel a keresett x_P, y_P póluskoordináták kiszámíthatók.

A pólusmozgás megfigyelésére a Nemzetközi Geodéziai Szövetség 1899-ben nemzetközi szélességszolgálatot (**I**nternational **L**atitude **S**ervice, vagy röviden *ILS*) szervezett, amelynek keretében kb. a 39.8^{o} északi szélességi körön, közel egyenletes elosztásban öt különbözõ helyen: Mizusawa (Japán), Csardzsou (Szovjetunió), Carloforte (Olaszország), Gaithersburg (USA) és Ukiah ·(USA) megfigyelõ obszervatóriumokat létesítettek. Valamennyi állomás azonos módszerrel: a zenittávolság-különbség mérésével (a Horrebow-Talcot módszerrel) és azonos szerkezetû zenitteloszkóppal kezdte a megfigyeléseket [55]. A zenitteleszkóppal végzett mérések az öt obszervatóriumban központilag meghatározott rendszer szerint folytak: az észlelési hely zenitjétõl északra illetve délre a meridiánsíkban egymás után rövid idõn belül delelõ csillagpárok zenitszög-különbségét mérték és ez alapján határozták meg az egyes állomások j_m földrajzi szélességét; illetve ezek felhasználásával a (6.21) összefüggés alapján kiegyenlítéssel az x_P, y_P póluskoordinátákat.

A (6.21) összefüggés felhasználásával számított póluskoordináták szórása azonban a vártnál lényegesen nagyobbnak adódott, ezért az összefüggést egy további taggal kiegészítve módosították:

$$Dj = x_P \cos l_0 + y_P \sin l_0 + z \qquad (6.23)$$

ahol *z* az ún. KIMURA-féle tag [100]. Jelenléte arra utal, hogy az egyes földi állomások szélességének változásában mutatkozó ingadozások nem tisztán a pólus mozgásából erednek. A vizsgálatok szerint a Kimura-féle tagban kétféle hatás összegezõdik: az egyik minden állomásban közös, a másik az egyes állomások egyéni jellemzõje. Az utóbbi a helyi refrakcióviszonyokkal és a kérdéses helyet magán viselõ földkéreg-darab horizontális mozgásával, esetleg a nehézségi erõtér idõbeli változásával hozható kapcsolatba.

1962-ben a Nemzetközi Csillagászati Szövetség Nemzetközi Pólusmozgás Szolgálat (**I**nternational **P**olar **M**otion **S**ervice, vagy röviden *IPMS*) néven Mizusawa központtal ujjászervezte az *ILS*-t. A meglevõ öt *ILS* állomáshoz kb. 50 újabb állomás csatlakozott. Az *ILS-IPMS* 0.05 éves - azaz kb. 18 napos - felbontással közli a póluskoordinátákat.

Idõközben a megfigyelõ mûszerek és a mérési módszerek is sokat fejlõdtek. Részben új fotoregisztrálású zenittávcsöveket fejlesztettek ki, részben az idõmérés terén bekövetkezett óriási fejlõdés lehetõvé tette, hogy a (6.22) alapján a megfigyelõ állomások földrajzi hosszúság-változásait is felhasználhassák a pólusmozgás meghatározására. Így 1955 óta a Nemzetközi Idõ Iroda (**B**ureau **I**nternational de l'**H**eures vagy röviden *BIH*) is követi a pólus mozgását, 44 globálisan elosztott állomás megfigyelései alapján [26]. Az *ILS*, *IPMS* és a *BIH* állomások többnyire az említett zenitteloszkópokat, vagy az ötvenes évek vége felé kifejlesztett ún. Danjon-asztrolábiumokat [55] használják a póluskoordináták meghatározására.

A mûszerfejlesztések napjainkban is folynak, azonban a klasszikus mérési módszerektõl és mûszerektõl már nem várható, hogy az általuk meghatározott póluskoordináták $\pm 0.04''$ (± 1.2 *m*-es) középhibái lényegesen csökkennének. A pontosság további jelentõsebb növelésére merõben új eljárások szükségesek.

Az ûrtechnika rohamos fejlõdésével a pólusmozgás megfigyelésében is új eljárások születtek. A doppleres és a lézeres mûholdkövetõ hálózatok kialakításával nyilvánvalóvá vált, hogy a kozmikus geodéziai hálózatok koordinátáinak további javításához nem elegendõ a hagyományos módszerekkel és mûszerekkel a pólusmozgásra adott idõbeli felbontás, sõt az elérhetõ pontosság sem.

A mûholdak pályaelemeinek, továbbá az adott mûhold és a földi megfigyelõ-hálózat koordináta-rendszerét összekapcsoló transzformáció paramétereinek egyre jobb ismerete lehetõvé teszi a megfigyelõ állomások koordinátáinak egyre pontosabb meghatározását és lehetõséget ad a pólusmozgás igen pontos mûholdas követésére. Az Egyesült Államok *DPMS*, illetve új nevén *DMA* (**D**efense **M**apping **A**gency) szervezete 1970 óta a poláris pályájú navigációs mûholdak doppleres követésével szintén rendszeresen meghatározza a póluskoordinátákat. A *6.16 ábrán* az *ILS*, az *IPMS*, a *BIH* és a *DMA* által meghatározott póluspályákat láthatjuk az 1977 évre [75]. Az ábrán látható hibaellipszisek a *DMA* által a mûholdak doppleres követése alapján öt naponként meghatározott póluskoordináták megbízhatóságát jellemzik a különbözõ irányokban. A *DMA* által így meghatározott póluskoordináták középhibája $\pm$20-40 *cm* [2]. 1977-ben a *DMA* mellett a *MEDOC* (**M**otion of the **E**arth through **D**oppler **O**bserving **C**ampaign) francia rendszer is megkezdte mûködését [73].

6.16 ábra
Póluspályák az 1977. évre

6.2.6 A pólusmozgás oka

A pörgettyûmozgás elmélete szerint a szabad tengely körül forgó merev testek helyzete akkor stabil, ha a forgás megindulásakor a test forgástengelye megegyezik a tehetetlenségi fõtengelyével. Ellenkezõ esetben, vagyis ha a forgás nem a tehetetlenségi fõtengely körül indul meg, akkor a forgó test helyzete - erõmentes térben is - állandóan változik, azaz a test szabadnutációs mozgást végez. Így ha valamely merev bolygó esetében valamikor kialakult a szabadnutációs mozgás, akkor ennek fenntartásához semmiféle mechanizmusra nincs szükség.

Mivel a Föld nem merev test, rá ez a megállapítás nem érvényes. A Föld esetében a minimális mozgási energiájú állapot a tehetetlenségi fõtengely körüli forgás. Ettõl eltérõ helyzetû forgástengely esetén olyan belsõ tömegátrendezõdések lépnek fel, amelyek a két tengely közeledését illetve egybeesését igyekeznek elõidézni. A *6.12 ábra* alsó részén látható Chandler-összetevõ vizsgálata alapján az a csillapítási idõ, amely alatt a mozgás amplitúdója *e*-ed részére csökken kb. 10-30 év közötti értékre becsülhetõ [26]. Az *ILS* ennél jóval hosszabb periódusú megfigyelései azt bizonyítják, hogy léteznie kell valamilyen gerjesztõ folyamatnak, amely a pólusmozgás ismeretlen módon disszipálódó energiáját valamilyen formában pótolja.

A lehetséges disszipációs és gerjesztési folyamatok napjainkban még tisztázatlanok, mivel az eddig felvett lehetõségek [26] általában más módon nem ellenõrizhetõk és a számítások igen bonyolultak. Figyelemre méltók azonban O'CONNELL és DZIEWONSKI eredményei [74], akik szerint kapcsolat van a Chandler-amplitúdó változásai és a nagyobb földrengések kipattanása között (*6.17 ábra*). Vizsgálataik szerint a pólusmozgás gerjesztése és csillapítása is jelentõs részben szeizmikus okokra vezethetõ vissza.

6.17 ábra
Földrengések hatása a pólusmozgásra