

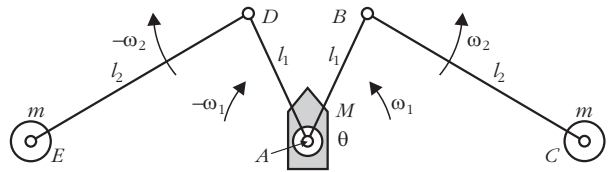
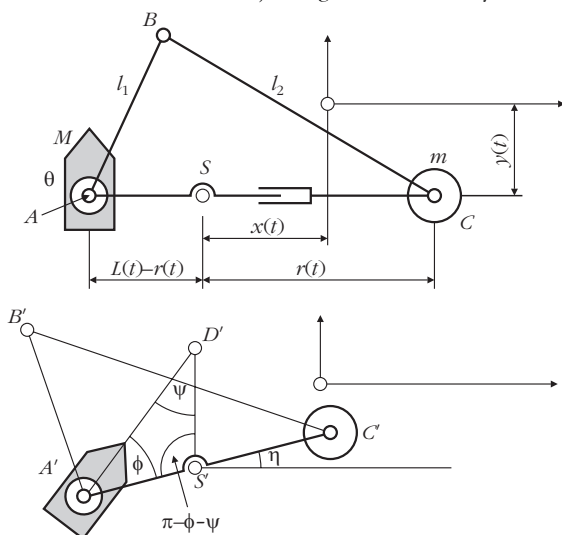
2. ábra. Az inercia-hajtómű és bolygó-fogaskerék rendszerének sebességábrája.

Az inercia-hajtóművek tervezői több tömegelem változó sebességű mozgásából remélnek egyirányú, a teljes rendszert gyorsító erőt nyerni ([4]).

A jelen cikk szerzőjét az elmúlt évek során több feltaláló kereste meg effajta szerkezetek terveivel. Az eleve sikertelen elképzelések egy makacsul félreértett mechanikai probléma megoldását az – egyébként sokoldalúan alkalmazható – változó áttételű centris mechanizmusokban remélték megvalósítani. (A bolygóművekről és a periodikusan változó áttételű fogaskerék hajtásokról lásd például a [6–8] forrásokat.)

A nagyjából hasonló konstrukciójú készülékek szerkezeti modelljét és a fogaskerékrendszer sebességtervét a 2. ábra szemlélteti. A z_1, z_2, z_3, z_4 fogszámú, nem kör alakú fogaskerekkel kialakítandó bolygómű két, egymással ellentétes forgásértelmen keringő tömeg centrifugális erőivel kívánja az egyirányú eredőt előállítani.

4. ábra. Az inercia-hajtómű geometriai viszonyai.



3. ábra. Az inercia-hajtómű dinamikai modellje.

A dinamikai elemzéshez vizsgáljuk a szerkezet egyszerűsített mechanikai modelljét (3. ábra). Az M tömegű, az A csukló tengelyére számított Θ tehetetlenségi nyomatékú hordozó elem jobb oldalán az l_1 hosszúságú AB , valamint az l_2 hosszúságú BC karokkal kapcsolódik az m tömeg. A bal oldalon szimmetrikusan helyezkednek el az AD és DE karok, valamint az m tömeg. Az AB és AD karokat az A , a BC és ED karokat a B és D csuklók körül $\pm\omega_1 = \pm\omega_1(t)$, illetve $\pm\omega_2 = \pm\omega_2(t)$, időben változó szögsebességekkel forgatva, a mechanizmus – a feltalálói elképzelések szerint – folyamatos haladó mozgást fog végezni. (A legvérmesebb reménykedő leleményét kifejezetten űrtechnikai hajtóműként kívánta alkalmazni.)

A fellépő centrifugális erők a rendszer belső erői, amelyek a karok és a hordozó elem közös tömegközéppontjának mozgását nyilván nem befolyásolják.

A tömegközéppontra vonatkozó dinamikai tétel igazolására írjuk fel például a hordozó elem és a jobb oldali karok mozgási energiáját. (Az egyszerűbb tárgyalás érdekében hanyagoljuk el a karok tömegeit és tehetetlenségi nyomatékait. A levezetések a Maple R12 programmal készültek.) A továbbiakban elemzett modell a 4. ábrán látható.

A centris mechanizmus által vezérelt, változó $AC = L(t)$ távolságú M és m tömegek S tömegközéppontjának helye

$$M[L(t) - r(t)] = m r(t), \quad (1)$$

tehát

$$r(t) = \frac{ML(t)}{M + m}.$$

Tételezzük fel, hogy az S tömegközéppont az $x = x(t)$, $y = y(t)$ időtörvény szerint mozog, és közben az AB kar az $A'B'$, a BC kar a $B'C'$ helyzetbe elfordul. Ha az $A'S'D'$ háromszög $S'D'$ oldala párhuzamos az y koordináta-tengellyel, $A'C'$ oldala pedig $\eta = \eta(t)$ szöget zár be az x tengellyel,

$$\eta(t) = \frac{\pi}{2} - \phi(t) - \psi(t). \quad (3)$$

Az η szög változását jellemző $\kappa(t)$ szögsebesség

$$\kappa(t) = -\frac{d\phi(t)}{dt} - \frac{d\psi(t)}{dt}. \quad (4)$$

Az egyes elemek mozgásjellemzői:

a. Az M és m tömegek a $dx(t)/dt$ és $dy(t)/dt$ sebességösszetevőkkel pillanatnyi haladó mozgást végeznek.

b. Az M tömeg az S' pont körül az $L(t) - r(t)$ sugáron, $\kappa(t)$ szögsebességű pillanatnyi körmozgással kering.

c. Az m tömeg az S' pont körül az $r(t)$ sugáron, $\kappa(t)$ szögsebességű pillanatnyi körmozgással kering.

d. A θ tehetetlenségi nyomatékú M tömeg alap-helyzetéhez képest $\psi = \psi(t)$ szöggel, azaz a $d\psi(t)/dt$ szögsebességgel elfordul.

A rendszer teljes mozgási energiája az a.–d. elemekből tehát

$$E = (M + m) \frac{\left[\frac{dx(t)}{dt} \right]^2 + \left[\frac{dy(t)}{dt} \right]^2}{2} + \theta \frac{\left[\frac{d\psi(t)}{dt} \right]^2}{2} + \kappa^2(t) \frac{m r^2(t) + M [L(t) - r(t)]^2}{2}. \quad (5)$$

Alkalmazva a $d\phi(t) = \omega(t)$ helyettesítést és a (2) összefüggést, valamint bevezetve a

$$\begin{aligned} \psi(t) &= q_1 \\ x(t) &= q_2 \\ y(t) &= q_3 \end{aligned} \quad (6)$$

generalizált koordinátákat, a mozgási energia (5) egyenlete

$$E = (M + m) \frac{\dot{q}_2^2 + \dot{q}_3^2}{2} + \theta \frac{\dot{q}_1^2}{2} - \left[\omega(t) + \dot{q}_1 \right]^2 \frac{m M^2 L^2(t) + M \left[L(t) - \frac{M L(t)}{m + M} \right]^2}{(m + M)^2}. \quad (7)$$

A Lagrange-féle

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial E}{\partial q_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (8)$$

másodfajú mozgásegyenletet a generalizált koordinátákra felírva

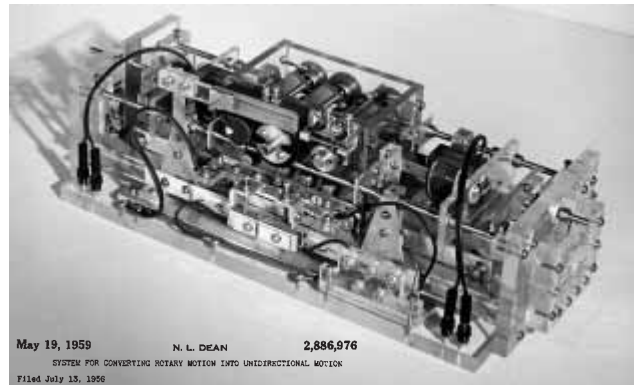
$$\begin{aligned} \frac{2 m M L(t)}{M + m} \left[\frac{d}{dt} \psi(t) + \omega(t) \right] \frac{d}{dt} L(t) + \\ + \frac{\theta M + \theta m + m M L^2(t)}{M + m} \frac{d^2}{dt^2} \psi(t) + \\ + \frac{m M L^2(t)}{M + m} \frac{d}{dt} \omega(t) = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

$$(m + M) \frac{d^2}{dt^2} x(t) = 0 \quad (10)$$

$$(m + M) \frac{d^2}{dt^2} y(t) = 0 \quad (11)$$

A (9)–(11) differenciálegyenletek formális megoldásai a kezdeti feltételektől függő $C_1 \dots C_6$ állandókkal:

$$\psi(t) = \int \frac{-\omega(t) L^2(t) M m + C_1}{m M L^2(t) + \theta m + \theta M} dt + C_2 \quad (12)$$



5. ábra. Münchhausen báró, egy tibeti láma és egy közismert inerciahajtómű modellje.

$$x(t) = C_3 t + C_4 \quad (13)$$

$$y(t) = C_5 t + C_6 \quad (14)$$

A (10)–(11) és (13)–(14) összefüggésekkel tehát formálisan is igazolódott a józan mechanikai feltételezés: a rendszer tömegközéppontjának nincs a mechanizmus mozgásából adódó gyorsulása, vagyis a tömegközéppont vagy nyugalomban van, vagy egyenes vonalú, egyenletes mozgást végez [5]. Az esetleges haladó mozgás azonban független a mechanizmus elemeinek mozgásaitól.

Münchhausen báró aligha rántotta ki saját hajánál fogva önmagát és lovát a mocsárból. A vizsgált mechanizmus misztikus keleti analógiája, az imamalmát forgató láma levitációja dinamikailag úgyszintén kétséges. Ám efféle akadékoskodások a találmányi hivatalok szakembereit gyakran nem befolyásolják...

Irodalom

1. <http://www.google.com/patents>
2. <http://www.patents.com/>
3. <http://www.freepatentsonline.com/>
4. Egely Gy.: *Kitörés a jövőbe (Tértechnológia)*. Kornétás Kiadó, Budapest, 1995.
5. Mutnyánszky Á.: *Kinematika és kinetika*. Tankönyvkiadó, Budapest, 1965.
6. Terplán Z.: *Fogaskerék bolygóművek*. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1979.
7. Laczik B.: A cometarium mechanizmus. *Fizikai Szemle* 58/2 (2008) 50–54.
8. B. Laczik: Design and Manufacturing of Non-Circular Gears by Given Transfer Function. *Proc. of ICT 2007*. Miskolc (2007) 101–109.