A fotonrakéta lehetősége

Utazás a Naprendszeren túl

Az ember még csak most készül arra, hogy első önálló lépését megtegye a földi légkörön túl, hogy elhagyja ezt a bolygóhajót, amelyen millió esztendeje utazik térben és időben. Ma még csak a legközelebbi égitestre, a Holdra való utazás lehetőségeit méregeti, de gondolatai már messzebb szállnak, a csillagok közé.

Nagyjából tudjuk, milyen viszonyok várják a jövendő űrhajósát a Naprendszer bolygóin és bolygóholdjain. Sivár, ellenséges körülmények; alig „kellemesebbek", mint pl. egy többezer méteres óceán mélyén. Gadowski, varsói csillagászprofesszor arra a következtetésre jutott ugyan, hogy 17 fényévnyi távolságon belül legfeljebb 16 csillag van, amelynek környezetében a miénkhez hasonló életkörülmények alakulhattak ki, de remélhető, hogy sok, ma még ismeretlen bolygón barátságos életfeltételek fogadnák Földünk hírnökét.

Elérhetjük-e azonban valaha is ezeket az emberi élet időben eléggé szűkre szabott keretei között. Ime, néhány távolságadat:

Hold	1 fénymásodperc
Legközelebbi bolygó (Vénusz)	2,2 fényperc
Nap	8,3 fényperc
Naprendszer határa (Plutó)	5,5 fényóra
Legközelebbi csillag (Proxima Centauri)	4,25 fényév
Tejútrendszer centruma	20 000 fényév
Legközelebbi extragalaxis (Androméda-köd)	1,51 millió fényév
Legtávolabbi lefényképezett extragalaxis	10 milliárd fényév

Jelenlegi legjobb rakétáink elérik a 11 km/sec sebességet. Ha ehhez hozzáadjuk a Föld keringési sebességét, a 30 km/sec-ot, ez már majdnem elegendő ahhoz, hogy a rakéta kiléphessen a Naprendszer vonzóköréből (a szökési sebesség 42 km/sec). Ez a szökési sebesség a fénysebesség 7000-ed része. Ilyen sebességgel már hónapok alatt eljuthatunk a Naprendszer bolygóira, de a legközelebbi csillaghoz 30 000 évig tartana az utazás.

Azt gondolhatnánk, hogy kellő teljesítőképességű rakétával, kellő energiabefektetéssel tetszőlegesen nagy rakétasebességek elérhetők, tehát nagy távolságra tetszőlegesen rövid idő alatt eljuthatunk. Azt szeretnők az alábbiakban röviden megvizsgálni, milyenek ezen a téren az elvi és a gyakorlati lehetőségek.

A legközelebbi csillag 4,25 fényévre van tőlünk. Ez még szerencsés körülmény, mert a csillagok átlagos távolsága a Tejútrendszerben 10 fényév. Viszont egy-két évtized az a maximális utazási idő, amelyet egy űrexpedícióra szánhatunk, hacsak nem akarunk többgenerációs utazásra berendezkedni. Ebből logikusan következik, hogy a rakétának a fény sebességét kell megközelítenie, hogy a legközelebbi bolygórendszereket utasa meglátogathassa. Ez két problémát vet fel: a relativisztikus fizika alkalmazásának a szükségességét az útiterv kidolgozásakor és olyan rakéta-hajtómű létesítését, amely lehetővé teszi a fénysebesség megközelítését. Vegyük sorra mindkét problémát.

Az időtartamok kérdése

A klasszikus fizika szerint elég erőteljes és tartós gyorsítás mellett egy test (jármű) sebessége elvileg minden határon túl fokozható; így az indulási hely és a távoli célpont közt az út megtételéhez szükséges idő tetszőlegesen lecsökkenthető. *A relativitáselmélet* alapkísérleteiből viszont egyértelműen következik, hogy egyetlen test sebessége sem szárnyalhatja túl a fénysebességet ($c = 300\,000$ km/sec $= 10^{10}$ km/óra $= 1$ fényév/év). A Proxima Centauri 4,25 földi évnél, a Fiastyúk csillagai 500 földi évnél hamarabb nem érhetők el. Azt jelenti ez, hogy a relativitáselmélet elvi korlátot állít az emberi életkor folyamán megjárható távolságok elé? A fénysebesség megközelítése után minden további gyorsítóerő, minden további energiabefektetés hasztalan?

Nem így van. Tekintsünk egy űrhajót, amely elindul a Földről, viszonylag rövid idő alatt felgyorsul v sebességre, ezután hajtóművét kikapcsolva egyenesvonalú, egyenletes mozgással utazik tova a térben. Az űrhajón eltelt t_0 időtartam és a Földön mért t_f időtartam közt a tehetetlenségi rendszereket összekötő Lorentz-transzformáció a következő összefüggést adja:

$$t_f = \frac{t_0 - \dfrac{v}{c^2}x_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \qquad (1)$$

x_0 az összehasonlított két esemény távolsága az űrhajón mérve. Ha mindkét esemény az űrhajóval kapcsolatos (pl. az indítási meghajtás kikapcsolása és az érkezési fékezés bekapcsolása), akkor, $x_0 = 0$, tehát

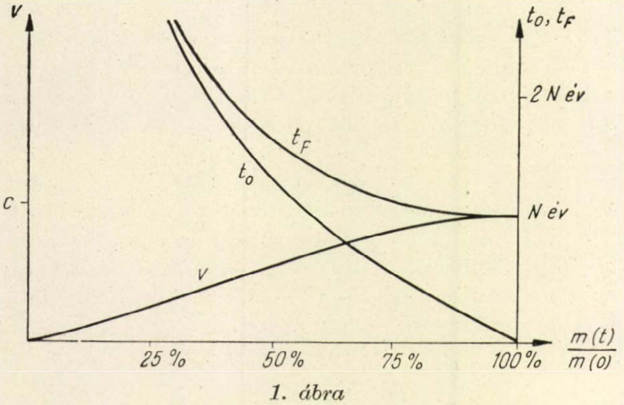
$$t_f = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \qquad (2)$$

Igaz tehát, hogy az utazás időtartama földi mértékben (t_f) nem csökkenthető minden határon túl, de az űrhajón eltelt t_0 utazási idő igen, t_0 annál rövidebb lesz, minél szorosabban megközelíti a v sebesség a c fénysebességet. Látjuk tehát, hogy bár a fénysebességhez közeledve a hajtómű működése a sebesség észrevehető fokozásában már nem jut ugyan kifejezésre, de az utazási időt lényegesen csökkenti. Végső soron tehát kifizetődik. Az x távolság befutásához szükséges idő *az utas számára*

$$t_0 = t_f\sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{x}{v}\sqrt{1 - v^2/c^2}. \qquad (3)$$

Eszerint t_0 tetszőleges kicsire szorítható, ha $v \to c$ (1. ábra). Hogy nagy sebességgel rövid életű képződmények is hosszú utat tehetnek meg, azt a megfigyelés teljes mértékben igazolja. Gyorsan bomló részek sokkal hosszabb pályát futnak be, mint amennyi földi nyugalomban mért élettartamuknak és a fénysebességnek a szorzata. A kozmikus sugárzás által kiváltott müonok 30 km magasságból eljutnak a tengerszintre, noha nyugalmi élettartamuk mindössze $2 \cdot 10^{-6}$ sec.

Ezt a jelenséget gyakran úgy értelmezik, hogy az űrhajón ,,lelassul'' az órák járása (a homokóráké csakúgy, mint az atomóráké), de óvatosan hozzáteszik: lehet, hogy az életműködésekre ez a lelassulás nem vonatkozik. Ez a felfogás azonban ellentmond a relativitáselmélet alaptörvényeinek. Valójában a Földön ugyanolyan gyorsan telik az idő a földlakó számára, mint az űrhajón az asztronautának. Ez azt jelenti, hogy a Földön az ingaóra, az atomi rezgés, a szívverés és minden más folyamat ritmusaránya ugyanaz az érték, mint az űrhajón végbemenő azonos folyamatoké. (Ha az óraketyegés szaporasága a szívveréshez képest menetközben lecsökkenne, ez objektív mértéke volna az űrhajó abszolút sebességének és a maximális viszonyszám kitüntetné az abszolút nyugalmat. Ez pedig nem létezik.)

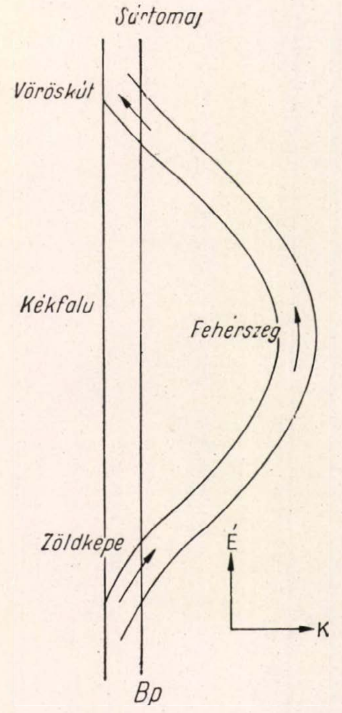


1. ábra

A v sebesség, az N fényév távol levő cél eléréséhez szükséges t_f idő földi mértékkel mérve és az asztronauta ,,tényleges'' t_0 utazási ideje, mint a tömegarány függvénye fotonrakéta ($w = c$) esetén

Elindul tehát egy űrhajós képzeletbeli rakétáján közel a fény sebességével, kiköt egy sokszáz fényév messze levő égitesten, majd ereje teljében visszaér a Földre. Ittmaradt ikertestvére, de még annak unokái is régen megöregedtek és meghaltak. Mindkettőjük számára egyforma gyorsan telt az idő, mégis az űrhajós órájának mutatója kevesebbszer fordult körbe, mint a földi óráké. Nem abszurdum ez? (Szokásos ellenérv, hogy a Földről nézve látjuk az űrhajóst fiatalabbnak. De miért nem fordítható meg az érvelés, miért nem nézzük az űrhajó egyenrangú tehetetlenségi rendszeréből, ahonnan a földlakót kellene fiatalabbnak találnunk? Ez pedig nyilvánvaló ellentmondás lenne!)

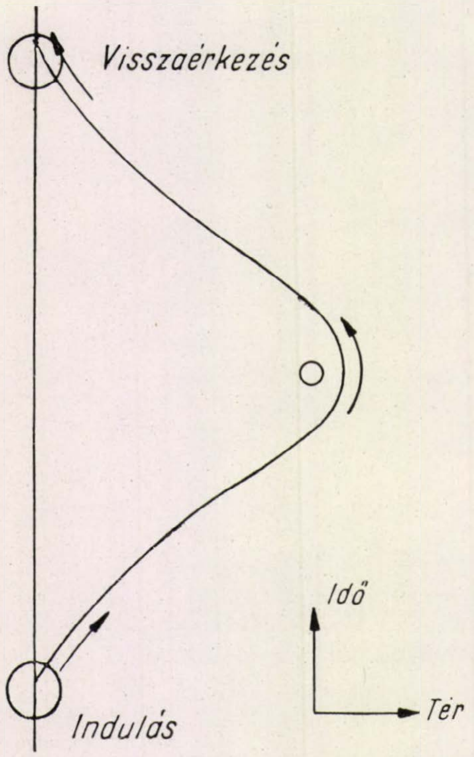
A kérdés megvilágítása végett vegyük a következő hasonlatot: Két ember két Moszkvics autón elindul Budapestről Sártomajra. Megállapodás szerint úgy szabályozzák menetsebességüket, hogy a benzinfogyasztás mindkettőjüknél 0,08 liter/km legyen. Elbúcsúznak, majd másnap Sártomajon



2. ábra

összetalálkoznak. Beszélgetésük közben kiderül, hogy egyikük 2,3 liter, a másik 3,8 liter benzint használt el a Budapest-Sártomaj távon. Nem hisznek fülüknek, hiszen benzinfogyasztásuk üteme azonos volt, mégis mást mutat a mérőóra találkozáskor, noha induláskor nem volt köztük különbség. További beszélgetésük során az egyik panaszkodni kezd az éles kanyarokra, a másik viszont mit sem tud róluk. Kiderül, hogy az egyik Fehérszegen át, a másik Kékfalun át utazott. Előveszik a térképet és minden világossá válik: nem ugyanazt az utat futották be. Amelyik több benzint fogyasztott, az végső soron joggal okolja a zöldkepei, fehérszegi, vöröskuti kanyarokat a többletfogyasztásért, noha a kanyar pár métere alatt az autó alig észrevehető benzinmennyiséget használt el.

Hasonló a magyarázata a relativisztikus időkülönbségnek. A relativitáselmélet mutatott rá arra, hogy a természetben lejátszódó események színtere a négydimenziós (x, y, z, t) világ és ebben az utazási idő nem a kezdő és végesemény által meghatározott abszolút, hanem a mozgás világvonalától függő mennyiség (akárcsak a klasszikus fizikában a benzinfogyasztás vagy a munka). Ha az űrhajó mozgását téridőben szemléljük, észrevehető eltérést találunk a Föld egyenes világvonalától. Az induláskor, forduláskor és érkezéskor bekövetkezett gyorsulás objektíven megkülönbözteti az asztronautát Földön maradt ikertestvérétől. Különösen akkor tapasztalta az űrutas, ha tengeri betegségre hajlamos. A földi ember tehetetlenségi mozgást végzett, őt tengeri betegség nem fenyegette. A két iker tehát fizikai szempontból nem egyenrangú s ezért van az, hogy az asztronauta iker kitüntető módon kevesebbet öregedett. A ki-



3. *ábra*

tüntettséget a gyorsulási periódusok objektíven jelezték számára, végső soron ennek köszönhette fiatalon maradását is, noha a gyorsulási periódusok a sokéves utazási időből csak néhány napot tettek ki és hogy az időeltérés kiszámításánál a világvonal egyenes szakaszaira érvényes Lorentz-transzformációs képleteket alkalmaztuk (akárcsak az elágazó országutakon az egyenesekre érvényes trigonometriát). A relativitáselméletnek az ,,ikerparadoxon'' néven emlegetett következtetése egyszerű geometriai következmény, s azonnal elveszti misztikus paradoxon jellegét, ha a mozgást a négydimenziós világban szemléljük. Amint a ,,benzinparadoxon'' is elemi geometriai úton volt magyarázható a kétdimenziós autótérkép kiterítésének pillanatában.

Rakétatípusok

Térjünk át ezután a fénysebesség megközelítésének technikai lehetőségeire.

A rakéta által elérhető végsebességet ismert módon az anyag kidobási sebessége és a rakétaműködés során kidobott tömegnek a felgyorsított tömeghez való viszonya szabja meg. Ez az összefüggés a nem-relativisztikus sebességek tartományában a következőképpen nyerhető:

Jelölje t időpillanatban a rakéta tömegét $m(t)$, sebességét $v(t)$. A rakétatömeg csökkenése dt idő alatt $-dm$. A kidobott $-dm$ tömeg a rakétához képest w sebességgel mozog, tehát w a rakétahajtómű által megszabott állandó kidobási sebesség (a kidobott anyag relatív sebessége). dt idő elteltével a rakéta tömege $m + dm$ értékre csökken ($dm < 0$), sebessége pedig $v + dv$-re nő. Az impulzustétel szerint az impulzusok összege t és $t + dt$ időpontban ugyanakkora, tehát

$$mv = (m + dm).(v + dv) - (v - w)\, dm; \qquad (3)$$

innen

$$\frac{d}{dt}(mv) = \frac{dm}{dt}(v - w). \qquad (4)$$

A t idő alatt elért végsebesség

$$v(t) = -w \int_0^t \frac{dm}{m} = w \log \frac{m(0)}{m(t)}. \qquad (5)$$

A v sebesség eléréséhez szükséges tömegarány adott w kidobási sebesség mellett

$$\frac{m(0)}{m(t)} = e^{v/w}. \qquad (6)$$

Látható innen, hogy a végsebesség elsősorban a kidobási sebességtől függ és csak másodsorban (logaritmikusan) attól, indulási tömegének hányadrészét dobja ki menetközben a rakéta. A kidobási sebesség sokszorosának eléréséhez elérhetetlenül nagy tömegarányok kellenek. Pl. $v = 10w$ esetén $m(0)/m(t) = 22026$; ez egyelőre még többlépcsős rakétával is a megvalósíthatóság határának tűnik.

Ha v megközelíti a fénysebességet, a klasszikus mechanika törvényszerűségei természetesen nem alkalmazhatók, hanem a relativitáselmélet képleteivel kell számolnunk. A

$$\Delta x = \frac{\Delta x' + v\,\Delta t'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \Delta t = \frac{\Delta t' + \frac{v}{c^2}\,\Delta x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (7)$$

Lorentz-transzformációs képleteket egymással osztva kapjuk a sebességek összetevésének

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\frac{\Delta x'}{\Delta t'} + v}{1 + \frac{v}{c^2}\frac{\Delta x'}{\Delta t'}} \qquad (8)$$

formuláját. A rakéta (vesszős) koordinátarendszerében a kidobott anyag sebessége (a relatív sebesség) $\frac{\Delta x'}{\Delta t'} = -w$; ugyanez a sebesség a Földről nézve

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{v - w}{1 - \frac{vw}{c^2}} = u. \qquad (9)$$

Ezt figyelembe véve a (4) képlet relativisztikus mozgássebességek esetén így módosul:

$$\frac{d}{dt}\frac{m\,v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}=\frac{(dm'/dt)\cdot u}{\sqrt{1-u^2/c^2}}. \qquad (10)$$

A (10) képletből kiindulva most (6) helyett az

$$\frac{m(0)}{m(t)}=\left(\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}\right)^{\frac{c}{2w}} \qquad (11)$$

tömegarány-képlethez jutunk. (m mindig nyugalmi tömeget jelöl, c pedig a fénysebességet jelenti). dm' a kilökött üzemanyag energiafelszabadulás miatt lecsökkent nyugalmi tömege: $dm' = dm\sqrt{1-w^2/c^2}$.)

A (11) képletből látható, hogy véges $m(t)$ tömegnek $v = c$ fénysebességre való felgyorsítása csak $m(o) = \infty$ kezdeti tömeggel volna elérhető, minthogy $w \leq c$. Az adott végsebesség eléréséhez szükséges tömegarány most is döntő módon a w kidobási sebességtől függ. Megjegyezzük, hogy $c/w \gg 1$ és $c/v \gg 1$ esetén (11) átmegy (6)-ba.

A legközelebbi csillagok elérésének feltétele, hogy $v \sim c$ legyen. Nézzük meg, milyen tömegarányokkal lehet ezt megvalósítani. Vegyük sorra az egyes lehetséges hajtóműtípusokat.

A. *Kémiai hajtás* esetén a w kiáramlási sebesség az égéstérbeli hangsebesség nagyságrendjébe esik; néhány km/sec nál nagyobb nem igen lehet. Legyen például a kiváló értéknek számító $w = 3$ km/sec. Ekkor $v = \frac{9}{11}c$ eléréséhez

$$\frac{m(0)}{m(t)} = 10^{50\,000} \qquad (12)$$

tömegarány kellene. Látjuk ebből, hogy a kémiai hajtóanyagokkal a fénysebesség megközelítése gyakorlatilag lehetetlen.

B. *Atomhajtóművű termikus rakéta* esetén elvileg előnyösebb lehet a helyzet. Maghasadás és magfúzió alkalmával az atommagok nyugalmi tömegében lekötött energiának mintegy ezreléke alakul át mozgási energiává. Ha ezzel sikerül az atomüzemanyagot egyirányú mozgásba hozni, az

$$\frac{0{,}999\,dmc^2}{\sqrt{1-w^2/c^2}} = dmc^2$$

egyenlet értelmében $w = c/\sqrt{500} = 1300$ km/sec kiáramlási sebesség elérhetőnek látszik. Ez $v = (9/11)c$ végsebességet

$$\frac{m(0)}{m(t)} = 10^{11} \qquad (13)$$

tömegviszony mellett lehetővé tesz. Még mindig igen nagy, noha (12)-nél jóval szerényebb érték.

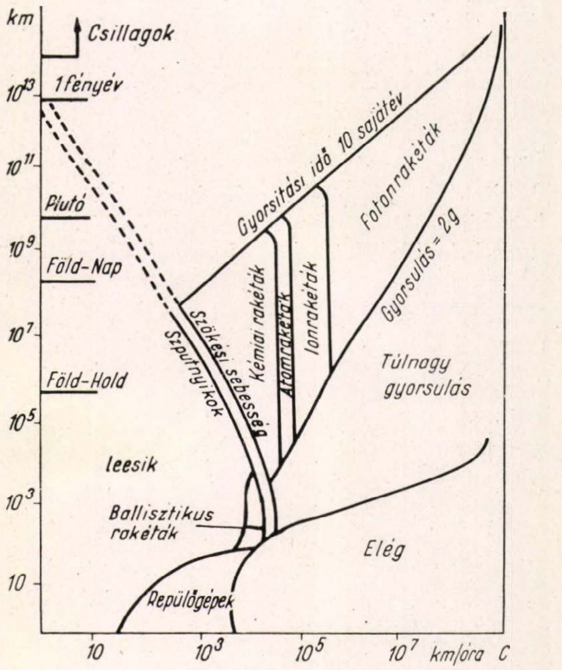
C. *Plazmahajtómű* esetén ionizált gázt elektromágneses erőkkel gyorsítanak fel; ez w további fokozását teszi lehetővé a termikus (égéssel táplált) értéken túl. A kis hajtóműtömeg és a nagy tolóerő kérdése azonban még elvileg sincs megoldva.

D. *Ionrakéta* esetében hasonló a helyzet. Itt pozitív nehéz ionokat gyorsítanának fel egészen a fénysebesség nagyságrendjéig. Kísérleti hajtóművel kilopond nagyságrendű tolóerőt ilyen módon elértek, de csak laboratóriumi viszonyok között.

E. *Fotonrakéta* jelentené az ideális megoldást. Ebben az anyagkidobás egyirányú elektromágneses sugárzás formájában maximális, $w = c$ fénysebességgel történhetnék. (11)-et felhasználva a fotonrakéta v sebességű felgyorsításához szükséges tömegarány

$$\frac{m(0)}{m(t)} = \sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}}. \qquad (14)$$

Pl. a fénysebesség 82%-át $\left(v = \frac{9}{11}c\right)$ egy fotonrakéta már $\sqrt{10} = 3{,}16$-os tömegarány mellett elérhetné. Ha tehát egy rakéta indulási tömegének egyharmadát képes volna fény alakjában reflektorszerűen kisugározni, a fénysebesség 82%-át túllépné. Ha pedig tömegének 90%-át sugározná ki hátrafelé, a fénysebesség 98%-a elérhető volna. Ezzel a legközelebbi csillagra az utazás oda és vissza egy évtizeden belül már megvalósítható lehet. Ezért hangoztatják sokan, hogy a csillagok közti utazások elengedhetetlen feltétele a fotonrakéta megvalósítása.



4. ábra

Az elvi lehetőségeket áttekinthetően ábrázolja az Eugen Sänger által összeállított diagram, amely kettős logaritmikus skálán tünteti fel az elérhető távolságokat és lehetséges sebességeket. Az űrhajózás lehetőségeit ezen a diagramon egy nagyjából háromszög alakú tartomány ábrázolja, amelyet a szökési sebesség, az emberileg elviselhető gyorsulási határ ($2g$) és az emberileg reális gyorsítási időtartam (10 sajátév) határol.

A fotonrakéta sugárforrása

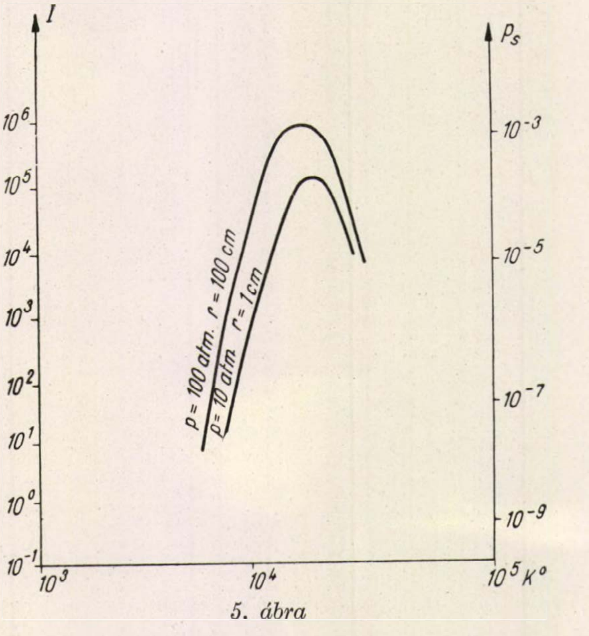
Ha az emberélet határa által megszabott idő alatt csillagászati távolságokat akar az asztronauta befutni, lehetőleg nagy intenzitású fénysugárzást kell kidobnia. Megfelelő mértékű gyorsulás eléréséhez a kozmikus fotonrakéta hajtóművében a fénynyomásnak legalább néhány kp/cm^2-nek kell lennie. Ekkora fénynyomás a fekete sugárzókban 100 000 K° körül lép fel, amikor a sugárzás intenzitásának maximuma a röntgentartományba esik.

Ilyen magas hőmérsékleten az anyag már plazmaállapotban van: a heves hőmozgás következtében a kristályrács felbomlott, a molekulák disszociálódtak, az atomok legnagyobb része elvesztette elektronjainak többségét. A gáz elektronok, ionok és esetleges semleges atomok keveréke. Stacionárius állapotban a semleges atomok száma átlagban állandó: amennyi elektron és ion időegység alatt átlagban semleges atommá egyesül (rekombinálódik), az élénk hőmozgás következtében átlagban ugyanannyi atom ionizálódik. Az ilyen plazma sugárzása az atomok vonalas sugárzásából és a folytonos rekombinációs sugárzásból tevődik össze. (Ebben az utóbbi esetben az atomról leszakadt elektron a folytonos energiatartományból a kötött, kvantumos állapotba megy át, folytonos spektrum kisugárzása közben.)

A hőmérséklet növelésekor a semleges atomok számának csökkenése miatt lecsökken a vonalas sugárzás intenzitása (ugyanakkor az ütközések, az elektromos kölcsönhatás, a Doppler-hatás stb. következtében a vonalak jelentősen kiszélesednek), a folytonos sugárzás dominálóvá válik. 10^5—10^6 K° körül a plazma sugárzása szinte kizárólag rekombinációs és fékezési sugárzásból áll. Ilyen magas hőmérsékleten azonban a hőmozgás következtében rendkívül valószínűtlen lesz az ionok és elektronok rekombinációja s ennek folytán a sugárzás intenzitása lecsökken. Az intenzitás erős lecsökkenése annál alacsonyabb hőmérsékleten következik be, minél kisebb az elem rendszáma.

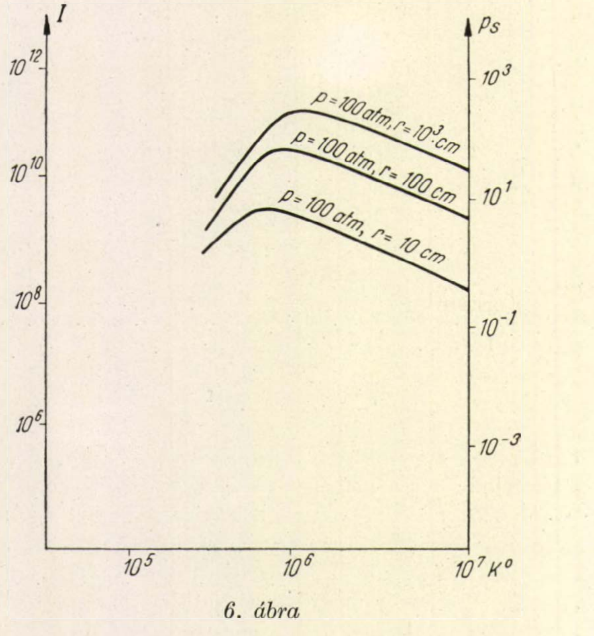
Problémát okoz az is, hogy a hőmérséklet növelésekor erősen megnő a plazma nyomása vagy megfordítva: ha a plazmát magas hőmérsékletre hevítve technikailag megvalósítható nyomáson akarjuk tartani, nagyon kicsi lesz az 1 cm^3-ben foglalt sugárzó részek száma. Megfelelő sugárnyomás eléréséhez tehát a plazmatérfogat méreteit kell növelni. A viszonyokat hidrogénplazmára az ábra tünteti fel. Látható, hogy a technikailag jól kezelhető nyomás és méret mellett a hidrogénplazma sugárzása néhányszor 10 000 K° körül szolgáltat maximális tolóerőt. Sajnos, ez a sugárnyomás oly kicsi, hogy ilyen hajtóművel a fénysebesség megközelítése egy emberöltőnél hosszabb ideig tartana. A sugárnyomás megfelelő fokozása a plazmatérfogat növelésével volna elérhető. Technikailag megvalósítható gáznyomáson azonban csak reménytelenül nagy térfogatú plazma szolgáltatna megfelelő sugárnyomást. Úgy látszik, hidrogén-plazma nem alkalmas fotonrakéta sugárforrásául.

Javul a helyzet, ha magasabb rendszámú elemeket használunk sugárzóknak. Ebben az esetben ugyanis még magas hőmérsékleten is elegendő számú rekombináció játszódik le s ezért a sugárzás intenzitása csak magasabb hőmérsékleten csökken. A viszonyokat uránplazmára az ábráról olvashatjuk le. Figyelemre méltó, hogy néhány kp/cm^2 sugárnyomás mérsékelt plazmanyomáson néhány cm vastag plazmaréteggel elérhető. A fotonrakéta céljaihoz azonban az szükséges, hogy hosszú időn át sikerüljön a plazmát ilyen magas (néhány százezer fokos) hőmérsékleten tartani.



5. ábra

A hidrogénplazma sugárzása.



6. ábra

Az uránplazma sugárzása.

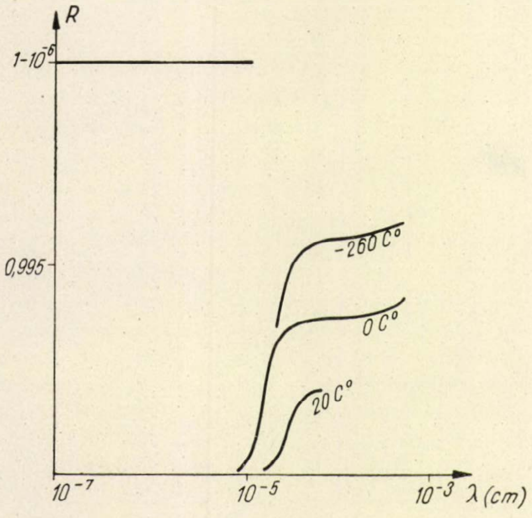
I a fajlagos kisugárzás kal/cm^{2}sec-ban, p_s a sugárnyomás kp/cm^2-ben, p a gáznyomás, r a plazmaréteg vastagsága

A reflektálás problémája

Várható tehát, hogy nagy atomsúlyú plazmák néhány százezer fokos hőmérsékleten megfelelő sugárnyomást szolgáltatnak viszonylag kis térfogat mellett. Ezt a sugárzást azonban egy irányba kell terelni, hogy az impulzustételnek megfelelően előrelökje a rakétatestet. A sugárzás irányítása megfelelő reflektorokat tesz szükségessé. Hogy a hajtómű megfelelő hatásfokkal dolgozzék, lehetőleg jó reflexióképességű tükröket kell használni. Ha még tekintetbe vesszük, hogy az eddigi tapasztalatok szerint a rakéta falai 10^3 kal/cm^2 sec hőfelvételt „eltűrnek", akkor 10^9 kal/cm^2 sec sugárintenzitással számolva arra a következtetésre jutunk, hogy a tükröző közeg reflexióképességének (az ultraibolya- és a röntgentartományban!) az

$$R = 1—10^{-6} = 0{,}999999$$

értéknél nem szabad kisebbnek lennie.



7. *ábra*
Ezüst reflexióképessége különböző hőmérsékleten és a megkívánt reflexióképesség.

Nyilvánvaló, hogy a technikailag használatos fémtükrök nem jöhetnek számításba. Illusztrálásképpen felvázoltuk az ezüst reflexióképességét különböző hőmérsékleten, megjelölve a fotonrakétához kívánatos reflexióképességet. Az ábráról nem sok biztatót olvashatunk le! Szembetűnő azonban, hogy alacsony hőmérsékleten (amikor nagyobb a vezetési elektronok szabad úthossza), a fémek reflexióképessége nagyobb. Azt várhatnók, hogy szupravezető állapotban (amikor az elektronok szabad úthossza végtelen nagy) a fémek a kívánt mértékben reflektálnak. Sajnos, az elméleti és a kísérleti vizsgálatok egyaránt arra az eredményre vezetnek, hogy a szupravezetők csak olyan sugárzást reflektálnak teljesen, amelyben a fotonok energiája kisebb, mint kT_c, ahol k a Boltzmann-állandó, T_c pedig a normális vezetési állapotból a szupravezetési állapotba való átmenethez tartozó hőmérséklet. Az ismert szupravezetőkre (pl. higany $T_c = 4{,}17$ K°, alumínium: $T_c = 1{,}14$ K°, ón: $T_c = 3{,}7$ K°, ólom: $T_c = 7{,}26$ K°) a T_c átmeneti hőmérséklethez milliméter hullámhosszúságú sugárzás tartozik. Az ultraibolya sugárzást a szupravezetők ugyanolyan gyengén reflektálják, mint normális vezető állapotban.

Minthogy a jó vezetők a hosszabb hullámhosszúságú sugárzást kiválóan reflektálják, felmerül a gondolat, nem volna-e célszerű ilyen kisenergiájú fotonokkal dolgoztatni a hajtóművet. Egyszerű számolás meggyőz arról, hogy ilyen kis energiájú, (tehát kis impulzusú) fotonok esetén a sugárzó részek számának igen nagynak kellene lennie, hogy a kívánt sugárnyomást elérhessük. Akkor viszont nem túlnagy nyomás esetén elképesztően nagy térfogatot foglalna el a rakéta hajtóműve.

Nem sokkal reményteljesebb a tiszta elektrongázon történő reflektálás lehetősége sem. Az elektrongáz reflexióképességét (klasszikusan) a következő képlet írja le:

$$R = 1 - \frac{4\sqrt{1-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}{2-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2+2\sqrt{1-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}, \quad (15)$$

ahol ω a reflektált fény körfrekvenciája, ω_0 az elektrongáz karakterisztikus körfrekvenciája, amely az elektrongáz adataival a következő összefüggésben van:

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}. \quad (16)$$

(N az 1 cm^3-ban levő elektronok száma, e az elem elektromos töltés, m az elektron tömege.) $\omega_0 \geq \omega$ esetén az elektrongáz ideális tükörként viselkedik. Ha céljainknak megfelelően azt kívánjuk, hogy az elektrongáz még a $\lambda = 10^{-7}$ cm hullámhosszúságú sugárzást is teljesen reflektálja, akkor a (16) képlet szerint 10^{27} cm^{-3} sűrűségű elektrongázt kell tükörnek alkalmazni. Az ilyen elektrongáz elektrosztatikus nyomása azonban kb. 10^{11} kp/cm^2 lenne! Ekkorára becsülik a hidrogénbomba robbanásának helyén a nyomást közvetlenül a bomba felrobbanása után. (A fémekben az elektronok számsűrűsége 10^{22} cm^{-3} körüli érték. Itt azonban az elektronok elektrosztatikus kölcsönhatását a pozitív rácsionok elektromos tere csaknem teljesen ellensúlyozza; ezért nem lép fel itt az előbbiekben említett nagy nyomás.)

Nem jobbak a viszonyok plazma-tükrök használata esetén sem. Az eddigi vizsgálatok szerint a plazma-tükrök a megfelelő színképtartományban csak többmillió fokos hőmérsékleten és nagy nyomáson reflektálnak a kívánt mértékben.

Az üzemanyag kérdése

Láttuk, hogyha a rakéta indulási tömegének 50%-át fénysebességgel kidobott sugárzásra alakíthatná át, felgyorsulna a fénysebesség 60%-ára. Így a legközelebbi csillagot, a Proxima Centaurit 7 földiév alatt elérhetné, ez azonban a rakétautas számára csak öt és fél évet jelentene. Öt és fél esztendő múltán megérkeznék az űrhajó a Proxima közelébe, azt azonban egy erős ultraibolya fényben világító (Doppler-jelenség!) korongnak (Lorentz-kontrakció!) látná. Ahhoz, hogy útját gyümölcsöző megfigyelésekre használhassa fel, meg kellene állnia. Ez ugyanolyan tömegarányt igényelne, mint a felgyorsulás. El lehet képzelni, hogy bizonyos megfigyelések elvégzése után az űrhajós haza is kívánna térni, ami újabb, most már hazafelé mutató felgyorsulást és földközelben történő lefékezést igényelne. Így az 50%-os tömegkisugárzás helyett 94%-os tömegkisugárzással kell számolnunk, mint minimális követelménnyel.

Még kedvezőtlenebb a helyzet távolabbi célok esetében. Gondoljunk egy x távolságban levő égitestet, amelyet t_0 sajátidő alatt kíván az űrhajós meglátogatni és onnan visszatérni. Ekkor

$$\frac{2x}{t} = v \approx c, \quad t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}};$$

innen

$$\frac{c\,t_0}{2x} = \frac{c}{v}\sqrt{1 - v^2/c^2} = \frac{c}{v}\sqrt{\left(1+\frac{v}{c}\right)\left(1-\frac{v}{c}\right)} \approx$$

$$\approx \sqrt{2\left(1-\frac{v}{c}\right)} ;$$

v-nek innen kifejezett értékét behelyettesítve a tömegviszony (hazatérést figyelembe vevő) képletébe, az

$$\frac{m(0)}{m(t)} = \left(\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}\right)^2 \approx \frac{4}{\left(1-\frac{v}{c}\right)^2}$$

kifejezésbe, kapjuk:

$$\frac{m(0)}{m(t)} = 64\left(\frac{x}{c\,t_0}\right)^2 = 64\left(\frac{x_{\text{fényév}}}{t_{0\,\text{év}}}\right)^2.$$

A $t_0 = 20$ év utazási sajátidő mellett a Sziriuszra 16-os tömegviszony, a Galaxis centrumára már 64 milliós tömegviszony, az Andromeda-ködre pedig hatvanmilliárdos tömegviszony adódnék.

Nem szólva most a nagy tömegarányokkal kapcsolatos mérnöki problémákról, vessük fel a kérdést: elképzelhető-e olyan üzemanyag, amelynek túlnyomó részét sugárzássá alakíthatjuk, amely a nyugalmi energiájának túlnyomó részét mozgási energiává tudná átváltoztatni? Egy vegyész természetesen ilyesmit nem tudhat számunkra produkálni, de még a milliószorta koncentráltabb atommag-üzemanyagok (urán, nehéz hidrogén) is csak néhány ezrelékes kihasználást tesznek lehetővé.

Hogy az ezrelékes sugárzástermelési hatásfokon túl nem lehet menni, annak nem technikai, hanem elvi okai vannak. Egy univerzális természeti törvény, a baryontöltés megmaradásának tétele nem enged meg olyan átalakulásokat, amelyeknél a baryontöltést hordozó részeknek, a nukleonoknak együttes száma megváltoznék. (Ez épp olyan jelenség, mint ahogy a töltésmegmaradás tétele kizárja egy pozitív töltésű anyagtömbnek önmagán belül elektromosan semleges anyagformává való átalakítását.) A nukleonok legmagasabb energiatartalmú állapota a hidrogén, legmélyebb energiatartalmú állapota a vas. Még ha sikerülne az ideális H $\rightarrow$ Fe folyamatot végig kihasználni, az is csak 1%-ban szabja meg az energiakinyerés felső határát.

A fentiekből következik, hogy fotonrakéta csak olyan üzemanyaggal működhet észszerű tömegviszony keretei között, amelynek (a földi anyaggal ellentétben) nincs pozitív baryontöltése. Ilyen anyag nukleonoknak (+ baryontöltés) és antinukleonoknak (— baryontöltés) 50—50%-os kombinációja. Részek és antirészek összehozása ideális feltételek mellett megvalósíthatja az üzemanyag nyugalmi energiájának (közel) 100%-os hatásfokú átalakítását kinetikus energiává.

Ha tehát valamilyen módon sikerül sok tonnányi antirészt hatalmas energiabefektetéssel előállítani (jelenlegi gyorsítóink egytrilliomod grammokat termelnek) és azt a fúziós kísérleteknél használt elektromágneses falak közé bezárni, akkor van remény a Naprendszer legközelebbi csillagszomszédainak elérésére. Az antirész-üzemanyag különös előnye, hogy „oxidálószeren" nem kell a fejet törni. A szétsugárzás kiváltására minden földi anyag, így a kiürült tartályok acélfala, sőt a csillagközi tér összesöpört anyaga is felhasználható.

Természetesen sok tonnányi antinukleon mesterséges létrehozása, elraktározása ma még *technikailag* elképzelhetetlen feladatot jelent, de a következő évezred számára — a fúziós energiafelszabadítás megoldása után — lehetővé válhat. Arra ne számítsunk, hogy szépunokáink pusztán a születésük után sokszáz évvel történő események megtapasztalása céljából IBUSZ társasutazáson kirándulást tesznek a Galaxis peremére, hogy az intergalaktikus térbe lógassák lábukat. Az azonban elképzelhető, hogy néhány száz év múlva a Föld energiaforrásainak és a tudósok munkájának koncentrálásával az egész emberiség támogatásával végrehajtott nagyszerű kísérletként útnak indul egy fotonrakéta, amely eljut a legközelebbi csillagok közelébe, esetleg vissza sem tér, hanem automataberendezéseivel hírt ad mindarról, amit távoli bolygórendszereknél tapasztalt.

Más lehetőségek?

Mindeddig feltételeztük, hogy a rakéta a Földről viszi magával a teljes utazáshoz szükséges anyagmennyiséget. A fizika alapvető törvényeit alkalmaztuk és ez az alkalmazás jogos. Semmi okunk nincs kételkedni abban, hogy végső fokon egyáltalán nem különleges feltételek mellett a relativitáselmélet és atomfizika törvényei ne teljesülnének. Azokat sokkal szélsőségesebb viszonyok között a kísérletek sokszorosan igazolták. Így jutottunk — sok más külföldi szerzővel egybehangzóan — arra a következtetésre, hogy egy fotonrakétának szomszédos csillagoknál tett látogatása a mai technikai lehetőségeken messze túlfekvő, de az elvi lehetőségeknek is a határán levő vállalkozás, ami azonban merész tudományos fantáziával mégis elképzelhető.

Nem volna-e lehetőség azonban arra, hogy más módszert keressen úgyis a téma által merészségre kötelezett fantáziánk? Nem pótolhatná-e az űrhajó üzemanyagát útközben is?

Ha kiköt egy távoli égitesten, esetleg gyűjthet üzemanyagot, de valószínűleg fejlett ipar létrehozása árán tudná azt a szükséges kis tömegre koncentrált formára hozni. De ez csak a probléma felét oldaná meg, a hazatérést.

Azt lehetne gondolni, hogy már odautazásnál, útközben összesöpörhetne a rakéta az intersztelláris térből energiadús anyagot. A nagy haladási sebesség miatt ez a begyűjtés elég hatékony is lehet az Univerzum bizonyos vidékein. A csillagközi anyag túlnyomó része hidrogén, amelyet mint energiadús fúziós üzemanyagot emlegettünk.

Van azonban egy nagy probléma. A rakéta igen nagy sebességgel halad a csillagokhoz képest, az intersztelláris anyag pedig nagyjából nyugalomban van. Felvételnél az üzemanyagot tehát fel kellene gyorsítani a rakéta sebességére, hogy betölthessük a tartályokba. Ez pedig igen nagy energiaigényű. Oda jutnánk vele, mintha induláskor gyorsítottuk volna fel. Ekkor pedig már kényelmesebb a Földről magunkkal hozni.

Károlyházy Frigyes vetette fel, hogy egyedüli komoly segítséget az jelentene, ha az intersztelláris anyag fúziós energiáját sikerülne kinyerni anélkül, hogy azt felgyorsítanák a rakéta sebességére. A rakétahajtóművön átáramló gázt úgy égetnénk el a fúziós reakciókban, hogy annak áramlását ne fékeznénk le, illetve azzal nem fékeznénk le a rakétákat. Ez elvileg elképzelhető, de technikailag igen nehéz lenne.

Súlyos problémát jelent itt, hogy a közönséges hidrogén igen energiadús, mégis igen nehezen „begyújtható" fúziós üzemanyag, egyszerűen azért, mert az első fúziós lépés

$$H^1 + H^1 \rightarrow He^2$$

végterméke, a kettes héliumizotóp nem létezik. A Napon éppen ezért a gyenge kölcsönhatással kombinált

$$H^1 + H^1 \rightarrow H^2 + e^+ + \nu$$

deutérium-szintézis megy végbe, de millió évekre lelassított formában.

Álljunk meg e ponton. Amikor a fizikai törvényeket alkalmazzuk, biztos alapon állunk. De következtetéseinkben mégis csak feltételesen bízhatunk. Gondoljunk arra, hogy ha néhány százesztendővel ezelőtt egy tudóst megkérdeznek: eljuthat-e valaha is egy ember Moszkvából Budapestre 2 óra alatt, azt felelte volna, hogy ez a biológia törvényeinek ellentmond, mert nincs olyan futárló, amely ilyen sebességre képes volna. És ebben teljesen igaza is volt. Mégis e sorok írói megtették ezt a lehetetlent TU 104-esen.

Marx György—Szabó János

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézet, Budapest

A kopernikánizmus és annak elterjedése Magyarországon I.*

Közismert tény, hogy mai értelemben vett fizikáról az ókorban és a középkorban nem beszélhetünk. A középkor vezető filozófusa Arisztotelész volt. Az ő fizikakönyveit tanították a középkor egyetemein, mint a filozófiának egy részét. Mivel pedig a középkor társadalmának és így tudományának alapja a tekintélytisztelet volt, Arisztotelésznek tartalmilag nagyrészt téves, módszertanilag és világnézetileg a modern természettudományokat akadályozó nézetei dogmává merevedtek, amelyeket fenntartás nélkül el kellett fogadni.

Már a középkorban megkezdődik az a gazdasági és társadalmi átalakulás, amelyet a polgárságnak, mint új osztálynak (ekkor még inkább csak réteg) a megjelenése jelez. A polgárság fokozatosan erősödik gazdaságilag, és ezzel párhuzamosan egyre erősebb hangot kap a kritika az uralkodó feudális osztály világnézetével, filozófiájával szemben. Vallási téren a reformáció, tudományos téren az arisztotelészi filozófiával, a skolasztikával szembeforduló természetfilozófiai áramlatok készítik elő már a XV—XVI. századtól kezdve azt a gazdasági társadalmi átalakulást, amely a francia forradalomban a polgárság politikai téren is aratott győzelmével végződik.

Ennek a többszázéves fejlődésnek tehát igen fontos kísérője az a folyamat, amelynek során létrejön a mai természettudomány, amely végül a XIX. században szilárd alapjává válik az új uralkodó osztály új gazdasági berendezkedésének, a kapitalizmus termelőerőinek. E folyamatnak több fontos szakasza van, ezek közül az elsőnek azt a mintegy százötven évet tekinthetjük, amely Copernicus fellépésétől, 1543-tól, Newton Principiá-jának megjelenéséig, 1686-ig tart; ezt a korszakot a klasszikus fizika kialakulásának nevezhetjük. A következő korszak a klasszikus fizika megszilárdulása, amelyet kb. az elektromos áram felfedezése zár le; ez egyben elindítója a XIX. század szinte elképzelhetetlen méretű fizikai és technikai fellendülésének.

* Nagyrészt a szerzőnek „A magyarországi fizika története 1711-ig" című megjelenés előtt álló műve alapján.