Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Mathematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Mathematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam 2. szám 2005. február

NEM ÉLHETÜNK FIZIKA NÉLKÜL

PRECÍZIÓS GRAVITÁCIÓS KÍSÉRLETEK

Perjés Zoltán †
KFKI, RMKI

Az egyetemes tömegvonzás törvényeit a XX. század első évtizedeiben fogalmazta meg *Einstein*. A gravitációs törvények keretelmélete az általános relativitáselmélet, amelyben e jelenségkör a tér és az idő geometriai tulajdonságaival válik egyenértékűvé. A relativitáselmélet a kor természettudományos gondolkodóinak heves vitái közepette keletkezett, és az eltelt közel egy évszázad során ezek a viták meg-megújultak a szakértők körében, de laikusok soraiból is gyakran hangzik el kétkedő hang az elmélet érvényességét illetően. Ennek ellenére az elmélet – a kvantumfizikával együtt – a természettudományok alapvető tanításává érett. Miképpen magyarázható, hogy – a kvantumelmélettel ellentétben, melynek fontossága nem csekélyebb – az általános relativitáselmélet újból és újból kivívja a közönség figyelmét? Ebben az egyik kétségtelen tényező az a merészség, amellyel az elmélet az olyan alapvető fogalmakhoz nyúl hozzá, mint a tér és az idő. Az ennek befogadásához szükséges szemléletváltás nemcsak a fizika területén kívül tevékenykedők, de még az abban jártas fizikusok számára is komoly kihívást jelent.

Az első szemléleti akadályt a távolságok mérésekor kell leküzdenünk. Derékszögű koordinátákkal az (x, y, z) pont és a szomszédos $(x+dx,\ y+dy,\ z+dz)$ pont ds távolságát a Pitagorasz-tétellel kapjuk meg:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2.$$

Einstein ezt módosítja azzal, hogy a távolság kiszámításakor figyelembe kell vennünk a két pont dt időkülönbségét is a következőképpen:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2\, dt^2. \tag{1}$$

Itt c a fény sebessége. Ezzel a módosított távolságmérési utasítással *olyan* természetleírást érünk el, amely – különösen a fény sebességét megközelítő rendszerekre – a korábbi leírásnál sokkal pontosabb lesz. Ez a pontos leírás ma már nemcsak az alapkutatásban, de számos műszaki alkalmazásban is nélkülözhetetlen. Példaként említhetjük a részecskegyorsítók tervezését vagy a globális helymeghatározó rendszer (GPS) működtetését.

Az ekvivalenciaelv

A szemléletváltás másik fordulata a tömegvonzás leírásához szükséges. Ennek alapja az a megfigyelés, hogy mindenfajta test azonos módon mozog a gravitációs térben. Ennek merész magyarázata Einstein nyomán az, hogy a tömegvonzás voltaképpen a tér és az idő geometriájának következménye.

A *gyenge ekvivalenciaelv* azt állapítja meg, hogy a gravitációs gyorsulás független az anyagi minőségtől.

Az elvet úgy ellenőrizhetjük, hogy összehasonlítjuk két különböző anyagú test gravitációs gyorsulását. Legyen a két test, A és B, tehetetlen tömege m és súlyos tömege M. Bevezetjük az Eötvös-paramétert a következőképpen:

† Elhunyt 2004. október 27-én.

$$\eta = 2 \frac{\left(\frac{M}{m}\right)_A - \left(\frac{M}{m}\right)_B}{\left(\frac{M}{m}\right)_A + \left(\frac{M}{m}\right)_B} .$$

E paraméter segítségével jellemezhetjük az ekvivalenciaelv ellenőrzésére végrehajtott kísérletek pontosságát (*1. táblázat*).

1. táblázat

Az ekvivalenciaelv ellenőrzése

év	kísérlet	módszer	vizsgált anyag	η
1686	Newton	inga	különféle	10^{-3}
1832	Bessel	inga	különféle	10^{-5}
1922	Eötvös, Pekár és Fekete [4]	torziós inga	különféle	2×10^{-9}
1935	Renner	torziós inga	különféle	2×10^{-9}
1964	Roll, Krotkov és Dicke [5]	torziós inga	Au és Al	10^{-11}
1972	Briginszkij és Panov [6]	torziós inga	Pt és Al	10^{-12}
1976	Worden	mágneses lebegtetés	Ni és a Föld	2×10^{-5}
1982	Keiser és Faller	úsztatás	Cu és W	6×10^{-12}
terv	Worden és Everitt [7]	mesterséges hold	különféle	10^{-15}–10^{-9}

A PPN keretelmélet

Az általános relativitáselméletben kiteljesedik *Bolyai János* víziója, aki már a XIX. században kikövetkeztette a görbült terek létezését. Ilyen görbült terekben nem tartható fenn a távolságmérés derékszögű háromszögeken alapuló módszere. Az (1) mérési eljárás helyett az általánosabb

$$ds^2 = g_{ik}\, dx^i\, dx^k \tag{2}$$

mérési utasítást kell végrehajtani az $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$ és $x^0 = ct$ koordináták segítségével. Einstein nyomán az itt kétszer előforduló indexekre összegeznünk kell. Az (1) és (2) képletek összehasonlításával látjuk, hogy gravitáció távollétében és derékszögű koordinátákban a g_{ik} *mértéktenzor* komponensei: $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$, $g_{00} = -1$, és a többi komponense zérus. Más esetekben (például polárkoordináták választásakor) a komponensek más értéket vesznek fel. Az általános relativitáselméletben a gravitációs egyenletek határozzák meg minden esetben a komponensek alakját.

Az elmúlt évtizedek szellemi áramlataiban sokféle elmélet látott napvilágot a gravitációs jelenségek leírására. Ezek a javaslatok általában megkérdőjelezték a relativitáselmélet valamely posztulátumát, és más számszerű következményeket vezettek le a megfigyelhető gravitációs jelenségekre. Velük egy időben igen sok kísérleti ellenőrzést hajtottak végre a kérdéses jelenségekre. Amint ezek a mérések egyre javuló hibával ellenőrizték az elméletek jóslatait, az alternatív elméletek jóslatai sorra helytelennek mutatkoztak, és az általános relativitáselmélet megerősödve került ki ebből a versenyből.

Ahhoz, hogy egy ilyen alternatív elmélet járható legyen, három kritériumot kell kielégítenie: önkonzisztencia, teljesség és hogy összhangban legyen a korábbi kísérletekkel. A kísérletek újra és újra megerősítenek további két kritériumot a gravitációelméletekkel szemben: 1) A téridőnek van (2) mértéktenzora, és 2) ez a metrika kielégíti az ekvivalenciaelvet. Az utóbbi követelmény azt jelenti, hogy szabadon eső helyi vonatkoztatási rendszerekben (melyekben a metrika (1) alakú) érvényesek a speciális relativitáselmélet törvényei. Azokat az elméleteket, amelyek kielégítik a fenti kritériumokat, *metrikus gravitációelméletek*nek nevezzük.

Korunk kísérleti technikája új lehetőségeket teremt a gravitációs jelenségek nagy pontosságú méréseire. Az új eszközök között említésre méltó a *szupravezető üreggel stabilizált oszcillátoróra* (SCSO), amely 10–100 másodpercen át képes 16 jegy pontosságú időmérésre [1], vagy a *kriogenikusan hűtött dielektromos anyagok monokristályai* [2], amelyek szintén nagy frekvenciastabilitást mutatnak. A technikai fejlemények és hazánkban a relativitás iránt megújuló érdeklődés alkalmat nyújtanak arra, hogy áttekintsük az eddig elvégzett és a tervezett gravitációs kísérleteket.

2. táblázat

A tíz PPN-paraméter

paraméter	mit mér a relativitáselmélethez képest	értéke az ált. rel.elm.-ben
γ	Mennyire görbíti a 3-dimenziós teret egységnyi tömeg	1
β	g_{00} szuperpozíciós törvénye mennyire nemlineáris	1
β_1	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi kinetikus energia	1
β_2	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi potenciális energia	1
β_3	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi nyugalmi (belső) energia	1
β_4	Mennyi gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi nyomás	1
ζ	Mennyivel több gravitációt (g_{00}) kelt egységnyi radiális kinetikus energia (a megfigyelő irányában), mint a transzverzális kinetikus energia	0
η	Mennyivel több gravitációt (g_{00}) kelt a radiális feszültség, mint a transzverzális	0
Δ_1	Mennyire vonszolja magával a tehetetlenül mozgó koordinátákat (g_{00}) egységnyi impulzusmomentum	1
Δ_2	Mennyivel erősebben vonszol az impulzus radiális irányban, mint transzverzálisan	1

3. táblázat

Áttekintés a vöröseltolódás méréseiről

év	kísérlet	módszer	$\Delta z/z$
1960–65	Pound–Rebka–Snider [8]	Mössbauer-emitterről lehulló fotonok	10^{-2}
1962	Brault	Nap Na D_1-vonala	5×10^{-2}
1969	Jenkins	kristály oszcillátoróra a GEOS–1 fedélzetén	9×10^{-2}
1972	Hafele és Keating	céziumórák repülőgépeken	10^{-1}
1977	Allez és társai	rubídiumórák repülőgépeken	2×10^{-2}
1976	Vessot és Levine	hidrogénmézer rakétán	2×10^{-4}
terv	Nordtvedt	hidrogénmézer vagy SCSO napközeli szondán	10^{-6}

Mi a céljuk ezeknek a kísérleteknek? Természetesen az, hogy a gravitációs jelenségekre felvetett elméleti érveket ellenőrizzék, és hogy a különféle elméletek között döntsenek, valamint az, hogy alapvető természeti állandók értékét meghatározzák.

A Naprendszerben végzett kísérletekben háromféle egyszerűsítő megközelítésre nyílik mód: 1) a tér gyengesége miatt közelítő leírást alkalmazhatunk. 2) A Naprendszer tömegközéppontjához képest kicsiny sebességek, és 3) kicsiny anyagsűrűségek lépnek fel. Így a gravitációnak bármely mértéktenzoron alapuló elméletét tárgyalhatjuk egy olyan keretben, amelyben e három kicsiny paraméter szerint sorfejtjük a térmennyiségeket. A 0. rendben a téridő görbületlen; az 1. rendben a Naprendszert a newtoni közelítésben tárgyaljuk, és a 2. rendben kapjuk a newtoni közelítéshez a *Newton* utáni korrekciókat. Ez a csaknem minden elméletet átfogó formalizmus a PPN (paraméterált poszt-newtoni) formalizmus, amelyet *Will* és *Nordtvedt Jr.* dolgozott ki [3] (*2. táblázat*).

Fényelhajlás

A napkorong közvetlen közelében látható csillagok fénye a gravitációs térben elhajlik. A metrikus gravitációs elméletek az elhajlásra a

$$\delta\vartheta = \frac{1}{2}(1+\gamma)\times 1{,}75 \text{ ívmp}$$

szögértéket szolgáltatják. Az általános relativitáselméletet a $\gamma = 1$ PPN-paraméter jellemzi. A newtoni gravitációelméletben $\gamma = 0$. Az általános relativitáselmélet első kísérleti igazolását 1919-ben végezték el egy teljes napfogyatkozás alkalmával. Ezek a mérések meglehetősen pontatlanok voltak, de mintegy harminc százalékos hibán belül igazolták a relativitáselmélet jóslatát. Egy későbbi mauritániai napfogyatkozás során (1973-ban) a $(1+\gamma)/2 = 0{,}95\pm0{,}11$ értéket mérték. 1967-ben *Shapiro* igen hosszú alapvonalú módszerrel megmérte a 3C273 és a 3C279 jelű kvazárok sugarainak elhajlását a napkorong közelében. Ez a két pontszerű égi rádióforrás minden év október 8-án egészen közel kerül a Nap korongjához. A 3C279-et rövid ideig el is takarja a Nap. A rádiócsillagászok 1969 óta ezen a napon minden évben megfigyelik a két kvazár sugarainak elhajlását. Ez a két kvazárral történő differenciális mérés csökkenti a légkör okozta pontatlanságokat. További javaslatok a pontosság növelésére:

1) *Edward Fomalont* és *Richard Sramek* amerikai kutatók szerint 3, közel egy vonalban fekvő kvazár egyidejű megfigyelése,

2) a hosszabb alapvonalú mérés,

3) 4 antenna felhasználása.

A mérési pontosságot korlátozza a rádióhullámok szóródása a napkorona elektronjain. Ez a hatás a frekvencia négyzetével fordítottan arányos. Így a megfigyelések csak 10 GHz felett végezhetők el.

Időkésés

A rádiójelek relativisztikus késését a Nap gravitációs terében Irwin Shapiro mérte meg 1964-ben. Ez a mérés is a γ-paramétert szolgáltatja. A késés logaritmikusan függ a Naptól mért szögtávolságtól. A Mariner–6, –7 és –9 űrszondák megfigyelését használták az időkésés mérésére. Egy másik módszer a Merkúr, Vénusz és Mars felszínéről visszaverődő radarjelek mérése. Ha például a Vénusz, a Nap és a Föld egy vonalban helyezkednek el, a Vénuszról visszavert radarjelek összesen körülbelül 1000 másodpercig utaznak. Az általános relativitáselmélet szerint a Nap gravitációs tere 0,0002 másodperccel hosszabbítja meg ezeknek a hullámoknak a menetidejét. A különféle gravitációelméletek szerint ez az időkésés más és más értékű, de egyenesen arányos a fényelhajlás értékével. A fényelhajlás és az időkésés mérésének átlagolásával a $(1+\gamma)/2 = 0{,}993\pm0{,}014$ paraméterértéket kapjuk.

Perihéliummozgás

A newtoni gravitációelméletben a bolygópályák önmagukba visszatérő ellipszisek. Más metrikus gravitációelméletekben a perihélium (a Naphoz legközelebbi pont) keringésenként eltolódik. A különbséget a β- és γ-paraméterek mérik. A perihéliumpont szögsebességét a következőképpen kapjuk a bolygópálya a fél nagytengelye és e excentricitása segítségével:

$$\dot{\omega} = \frac{2+2\gamma-\beta}{a\left(1-e^2\right)}\, n\, m_{\odot},$$

ahol n az átlagos keringési szögsebesség. Ehhez járul a Nap lapultságának hatása. A Nap Q kvadrupólmomentumának járuléka a perihéliummozgáshoz:

$$\dot{\omega}_Q = -\frac{3}{2}\,\frac{n R_{\odot}^2}{a^2\left(1-e^2\right)^2 Q},$$

ahol $R_{\odot}$ a Nap sugara. A kvadrupólmomentumot 1974-ben *Hill* és *Stebbins* mérte meg optikai úton [10]. A mért lapultság 10,4±12,4 ezred ívmásodperc. Ennél pontosabb mérés végezhető (10^{-8} relatív pontosság) perihélium mérésével (*Nordtvedt, Anderson* és *Colombo,* 1977).

Gravitációs vöröseltolódás

A gravitációs vöröseltolódás a kibocsátott és elnyelt elektromágneses rezgések frekvenciakülönbségében mutatkozik meg. Ez az eltolódás akkor lép fel, ha a két pont között a hullámok gravitációs potenciálban haladnak. A vöröseltolódás a geometria görbültségét jellemzi (*3. táblázat*).

Az impulzusmomentum precessziója

A Föld körül keringő pörgettyű tengelye precessziós mozgást végez annak következtében, hogy a Föld a tengelye körül forog. A precesszió szögsebessége [11]:

$$\mathbf{\Omega} = \frac{3G}{c^2}\frac{m}{r^3}(\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{v}) + \frac{GI}{c^2 r^3}\left[\frac{3I}{r^2}(\boldsymbol{\omega}\cdot\boldsymbol{r}) - \boldsymbol{\omega}\right].$$

Itt G a gravitációs konstants, $\boldsymbol{r}$ a pörgettyű helye, $\boldsymbol{v}$ a sebessége, m a Föld tömege, $\boldsymbol{\omega}$ a Föld szögsebessége és I a Föld tehetetlenségi nyomatéka. A jobb oldalon az első tag a geodetikus precesszió. A mesterséges hold 500 km magasságú sarki pályája esetén ez a tag 6,9 ívmásodperc/év járulékot ad. A második tag a Lense–Thirring-tag [12] vagy tömegáramtag, amely erre a pályára 0,05 ívmásodperc/év. Ezt a kísérletet *Leonard Schiff* javasolta 45 évvel ezelőtt [13]. Mesterséges holdra a cseppfolyós hélium hőmérsékletére hűtött pörgettyűket helyeznek el. A négy pingponglabda nagyságú pörgettyűt olvasztott kvarcból készítették el a skóciai Glasgowban. Ezek a világ legpontosabb golyói. Felszínüket szupravezető nióbiumréteg borítja. A pörgettyűk forgástengelyének helyzetét a mágneses dipólmomentumuk (London-nyomaték) segítségével mérik. A mágneses tér erősségét 10^{-7} Gaussra csökkentik le az erővonalak váltakozó fefúvása és összeszorítása útján. A módszert *van Kann* és *Cabrera* dolgozta ki. A műholdat sikeresen Föld körüli pályára juttatták, és jelenleg folynak a tudományos mérések előkészületei. Ennek során a műhold távcsövét a Pegasus csillagkép egyik csillagára irányították rá, és 16 parányi rakéta segítségével ezt az irányt tartósan biztosítják. A mérések egy éven át tartanak majd.

A fenti áttekintés alátámasztja, hogy a fizikai tudomány – mint a természettudományok és a műszaki tudományok általában – az ellenőrizhetőség és az áttekinthetőség szilárd alapjára épül. Az érvek és a mérések mindenki számára hozzáférhetők. Ez az átláthatóság teszi különösen stabillá fizikai világképünket.

Irodalom

1. S.R. Stein, J.P. Turneaure – IEEE Proc. *63* (1975) 1249
2. D.F. McGuigan, D.H. Douglas – Proc. 31st Annual Frequency Control Symposium, IEEE, 1977
3. C.M. Will, K. Nordtvedt Jr. – Ap. J. *177* (1972) 757
4. R. von Eötvös, D. Pekár, E. Fekete – Ann. Phys. (Leipzig) *68* (1922) 11
5. P.H. Roll, R. Krotkov, R.H. Dicke – Ann. Phys (New York) *26* (1964) 442
6. V.B. Braginszkij – Az *Experimental Gravitation* c. kötetben, Academic Press, 1974, 252. o.
7. P.W. Worden Jr., C.W.F., Everit – Az *Experimental Gravitation* c. kötetben, Academic Press, 1974, 393. o.
8. R.V. Pound, G.A. Rebka – Phys. Rev. Letters *3* (1959) 439
9. R.H. Dicke, H.M. Goldenberg – Phys. Rev. Letters *18* (1967) 313
10. H.A. Hill – A *Proceedings of the Conference on Experimental Tests of Gravitation Theories* c. kötetben, szerk. *R.W. Davies,* JPL, 1970, 89. o.
11. B.M. Barker, R.F. O'Connell – Phys. Rev. *D2* (1970) 1428
12. J. Lense, M. Thirring – Phys. Zeits. *19* (1918) 156
13. L.I. Schiff – Proc. Nat. Acad. Sci. *46* (1960) 871

BOLYGÓMOZGÁS ÉS GEOMETRIA I.

– Maxwell bizonyítása

P.A. Horváthy
Laboratoire de Mathématiques et de Physique Théorique
Université de Tours, Franciaország

Az univerzális tömegvonzás törvényének felfedezése

A bolygómozgás törvényeinek levezetése bármely tankönyvben megtalálható: Newton II. törvényébe beírjuk az inverz-négyzetes erőképletet, majd az impulzusmomentum megmaradásának felhasználásával kapott radiális egyenlet integráljuk [1, 2]. A történeti út valójában fordított volt. A XVII. század második felében a tudósokat inkább az izgatta, hogyan magyarázzák a bolygók akkor már háromnegyed évszázada – *Kepler* óta – ismert mozgását? A mechanika alaptörvényeit és az ebből következő megoldást – az univerzális tömegvonzás képletét – pedig épp a bolygómozgásból vezette le *Sir Isaac Newton* [3].

Megjegyzendő, hogy ha a tömegvonzás törvényének szabatos kimondása és meggyőző bizonyítása valóban Newton érdeme, az abban az időben szinte a „levegőben lógott” [4]. Azt, hogy a bolygópályák ellipszis formája kapcsolatban állna a tömegvonzás törvényével, *Robert Hooke* kurátor már 1666-ban felvetette a a Royal Society ülésén. Sejtése 1674-ban nyomtatásban is megjelent. 1679. november 24-i keltezésű levelében Hooke Newton