méréstől függetlenül meghatároztak. A Standard Modell szerint az x (x = e, μ, τ, hadron, n = nem látható = neutrínó) esemény előfordulásának N_x várható száma:

$$N_x = N k \Gamma_e \Gamma_x.$$

Itt az N az összes észlelt látható esemény száma, k egy állandó, amely függ a Z-bozon tömegétől és bomlási szélességétől, valamint az ütközés jellemzőitől: attól, hogy menynyi elektron és pozitron jön egymással szemben, mekkora a nyaláb keresztmetszete. Ennek értéke esetünkben k = 5,964 GeV^{-2}. Az Nk szorzatot továbbiakban K-val jelölöm. A Γ_x az x bomláshoz tartozó bomlási szélesség, az összes bomlástípusra összegezve a Γ_x-eket a Γ_Z-t kapjuk.

Az N_e ismeretében a Γ_e érték kiszámolható, ennek ismeretében pedig a többi Γ_x érték is:

$$\Gamma_e = \sqrt{\frac{N_e}{K}}, \qquad \Gamma_x = \frac{N_x}{\Gamma_e K}.$$

Ezek hibája az alábbi képletek szerint kapható:

$$\Delta\Gamma_e = \frac{1}{2\sqrt{K}}, \qquad \Delta\Gamma_x = \frac{\Delta N_x}{\Gamma_e K} + \frac{N_x \Delta\Gamma_e}{\Gamma_e^2 K}.$$

Az $A_x = \Gamma_x / \Gamma_Z$ elágazási arányok, és azok ΔA_x hibái ebből kiszámíthatóak a Γ_Z = 2,495 GeV-vel való osztással. A láthatatlan (neutrínós) események A_n arányát és annak ΔA_x hibáját a következőképp kapjuk:

$$A_n = 1 - \left(A_e + A_\mu + A_\tau + A_{hadron}\right),$$

$$\Delta A_n = \Delta A_e + \Delta A_\mu + \Delta A_\tau + \Delta A_{hadron}.$$

A Standard Modell alapján kiszámolható, hogy hányszor annyi a neutrínók keletkezésének a valószínűsége, mint elektron–pozitron páré. Erre 1,979-et kapunk.

A neutrínótípusok és ezzel a részecskecsaládok száma tehát kiszámolható, ha az összes láthatatlan esemény arányát elosztjuk az egyfajta neutrínó arányával:

$$N_\nu = \frac{A_n}{1{,}979\, A_e}, \qquad \Delta N_\nu = \frac{\Delta A_n}{1{,}979\, A_e} + \frac{A_n \Delta A_e}{1{,}979\, A_e^2}.$$

Például ezer eseménynél, ha N_e = 45, N_μ = 46, N_τ = 25, N_{hadron} = 884, akkor N_ν = 3,284991, ΔN_ν = 1,547977 értékeket kapunk.

További megjegyzések a honlapról

A mérések és a hibaszámítás részletei a honlapon megtalálhatóak a mérés menüpontban. Emellett a honlapon szerepel a mérés megértéséhez fontos összes ismeret leírása: az elméleti háttér (részecskék, kölcsönhatások), a gyorsítók működése, továbbá a detektorok felépítése és működése. Számos ábra segíti a megértést.

A magyarra fordított honlap az eredetinek nem egyszerű fordítása. A magyar változat tartalmazza az összes Nobel-díjas fizikust, akinek a részecskefizika elméleti vagy kísérleti ágához komolyabb köze van, valamint található benne egy kis alapfogalom-gyűjtemény is.

Jelentősen eltér az angolétól az irodalom- és honlapjegyzék is. Több magyar nyelvű irodalom található benne, mely hasznos olvasmány lehet a középiskolások és tanáraik számára is. Az egyes részecskefizikai kutatóintézetek magyar nyelvű leírását a *Wikipédia* nevű internetes lexikonban gyűjtöttem össze. Részletes leírás található benne a CERN-ről, a LEP és LHC gyorsítókról, valamint a témánktól távolabb eső neutrínófizikáról is. A *Wikipédia* egyik előnye egyben hátrány is lehet: bárki, akinek internetelérése van, szerkesztheti. A részecskefizikához kapcsolódó cikkeket rendszeresen figyelem, bővítem. A bővítéshez szívesen veszek minden segítséget.

Hasznos honlapok

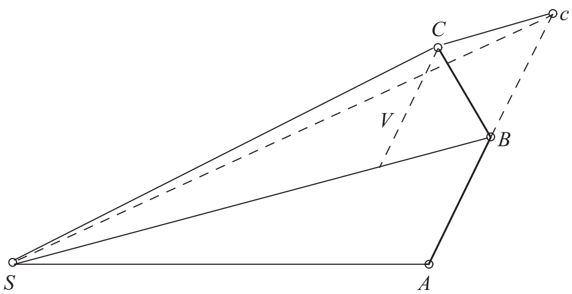
CERN saját kezűleg honlap:
http://www.szgti.bmf.hu/fizika/cern-sajatkezuleg
Hands on CERN honlap:
http://hands-on-cern.physto.se
A *Wikipédia* CERN szócikke:
http://hu.wikipedia.org/wiki/CERN

BOLYGÓMOZGÁS ÉS GEOMETRIA II.: FEYNMAN »ELVESZETT ELŐADÁSA«

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

Feynman „elveszett előadása”

A közelmúlt feltűnést keltő eseménye volt Feynman 1964-es előadásának publikálása [1]. Ebben a Nobel-díjas fizikus részben *Newton Principiá*ját követve, részben – ahol azt nem érti – saját feje után, elemi geometriai módszerekkel vezeti le a bolygómozgás törvényeit. Fejtegetése helyenként intuitív és nem teljesen kidolgozott; talán ezért is maradt ki Feynman híres tankönyvsorozatából. Az előadást sokáig elveszettnek hitték; csak Feynman hagyatékának rendezése során bukkant elő pár kézzel firkantott feljegyzés. Gondolatmenete jó kiegészítés *Maxwell* előző cikkünkben [2] bemutatott geometriai közelítéseihez.



1. ábra. A területi sebesség törvényének geometriai levezetése. Az ábrát – akárcsak Feynman – Newton *Principiá*jából másoltuk.

A területi sebesség törvénye

Feynman először *Kepler* II. törvényét látja be: *a Naptól a bolygóhoz vont rádiuszvektor egyenlő idők alatt egyenlő területeket súrol*. A bizonyítást Newton *Principiá*jából másolja. Osszuk a teljes keringési időt N egyenlő részre:

$$\Delta T = \frac{T}{N}.$$

Legyen a Nap az S pontban, és legyen a bolygó egy adott pillanatbeli helyzete A (*1. ábra*).

Newton úgy képzeli, hogy a mozgás szakaszosan, „fűrészfogszerűen" történik: a bolygó először pillanatnyi sebességének megfelelően egyenes vonalú, egyenletes mozgást végez, és ΔT idő múlva a B pontba jut. Ezután, „ha csak rajta múlna" (azaz, ha a bolygóra nem hatna a tömegvonzás), akkor az egy további időegység alatt Newton I. törvénye értelmében az AB egyenes c-vel jelölt meghosszabbításába érne. Mivel a sebesség egyenletes, $\overline{Bc} = \overline{AB}$. De a Nap vonzása ettől eltéríti, és Newton II. törvénye értelmében a bolygót a *Nap irányában* „berántja". Newton úgy képzeli, hogy ez pillanatszerűen, a B pontban történik. A második időegység végén tehát a valóságos pozíció C, mely az eredeti irányú $\overrightarrow{Bc}$ tehetetlenségi és a Nap felé irányuló $\overrightarrow{BV}$ mozgások parallelogrammaszabály szerinti eredője.

Az SAB és SBc háromszögek területe egyenlő, hiszen a két háromszög alapja egyforma hosszú, $\overline{AB} = \overline{Bc}$, és magasságuk is azonos. De az SBc területe ugyanakkora, mint a bolygó által valójában követett SBC-jé, hiszen azok alapja – $\overline{SB}$ – közös, és magasságuk is egyenlő, hiszen Cc az SB-vel párhuzamos.

Mivel a vizsgált mozgás egységnyi idő alatt történt, beláttuk, hogy az azonos ΔT idő alatt befutott terület, azaz a *területi sebesség állandó*. A felosztást minden határon túl finomítva megkapjuk a tényleges, sima bolygópályát. Fontos megjegyeznünk, hogy a mozgás mindvégig a kezdeti, $\overrightarrow{AB}$ irányú sebesség és az S pont által meghatározott síkban történik. A pálya tehát síkgörbe.

A fenti bizonyításban nem volt szükségünk az erő nagyságának ismeretére; elegendő volt azt tudnunk, hogy az a bolygótól a Nap felé irányul. Ezért az állítás tetszőleges centrális erőre igaz. Gondolatmenetünk a szokásos „vektorszorzásos" bizonyítás [3] geometriai megfelelője. Mint közismert, tételünk valójában az *impulzusmomentum* (perdület) *centrális erőtérbeli megmaradás*át mondja ki [3, 4].

Kepler III. törvénye és a tömegvonzás

A tömegvonzás inverz-négyzetes törvényét Feynman – továbbra is Newton nyomán – Kepler III. törvényéből származtatja. A bolygópálya speciális esetben lehet kör alakú; vizsgáljuk először ezt az esetet. A mozgás szimmetriaokokból nyilván egyenletes. Legyen a sugár a. Ekkor *Kepler III. törvénye* azt mondja, hogy *a keringési idő a sugár* 3/2 *hatványával arányos:*

$$T \propto a^{3/2}. \tag{1}$$

Jelölje a bolygó $\Delta T = T/N$ időközönként elfoglalt helyzetét újra *A, B, C…,* és tekintsük úgy, mintha a mozgás két szomszédos pont között állandó, azonos nagyságú, de változó irányú sebességgel történt volna.

Rajzoljuk most föl a különböző pontoknak megfelelő sebességvektorokat a „sebességsík" O-val jelölt origójából kiindulva. Azok hossza állandó, $v_A = v_B = v_C = v$, csak – a Nap felé mutató „berántások" következtében – irányuk változik. Így a „sebességsíkban" is egy szabályos sokszöget kapunk, melynek csúcsai egy v sugarú körön fekszenek. A felosztást végtelenül finomítva, a *hodográf*nak nevezett görbét kapjuk (lásd [2]).

Ha a keringési idő T, a bolygó (egyenletes) sebessége

$$v = 2\pi \frac{a}{T}.$$

Míg a bolygó a feltételezett körpályát egyszer körbefutja, a sebességvektor egy v sugarú kört fut be, szintén egyszer. A teljes T periódusidő folyamán a sebesség változása $2\pi v$. ΔT idő alatt ezért a sebességvektor változása

$$\Delta v = 2\pi v \frac{\Delta T}{T}.$$

De Newton II. törvénye szerint a sebesség időegységre eső változása – a *gyorsulás* – arányos az erővel:

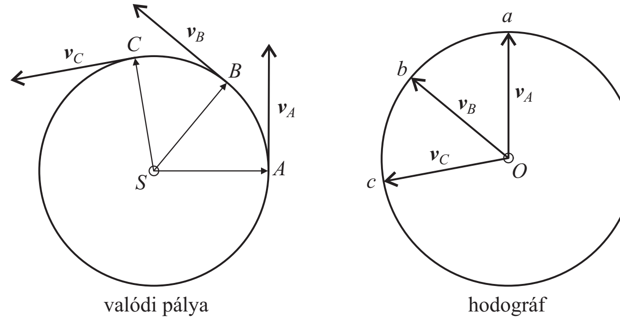
$$F \equiv \text{erő} \propto \frac{\Delta v}{\Delta T} = \frac{2\pi v}{T}.$$

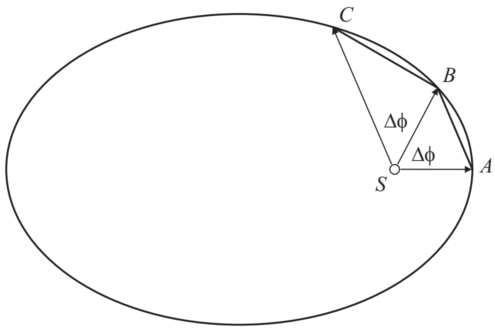
Ide v-t beírva:

$$F \propto \frac{a}{T^2}. \tag{2}$$

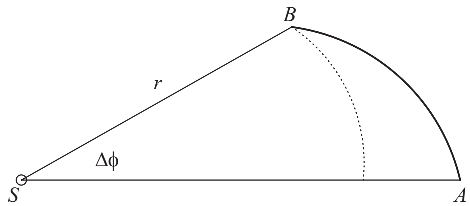
Innen a keringési időt (1) szerint kiküszöbölve, Newton tömegvonzási képletét kapjuk:

2. ábra. Az egyenletes körmozgás hodográfja origó centrumú kör.





3. ábra. Szögparaméteres sokszög



4. ábra. Az infinitezimális háromszög területe a távolság négyzetével arányos.

$$F \propto \frac{1}{a^2}. \qquad (3)$$

Az erő az előzőek szerint a Nap irányába mutat, azaz sugárirányú.

Megfordítva, a (3) inverz-négyzetes erőtörvényt elfogadva, épp Kepler III. törvényét bizonyítottuk (persze csak körmozgásra).

A fenti érvelés lényege az egyenletes körmozgás gyorsulásának geometriai meghatározása volt. A valódi térbeli trajektóriából a hodográf *idő szerinti deriválással* származik; az eljárást a hodográfkörre mégegyszer alkalmazva megkapjuk a gyorsulást.

Figyeljük meg azt is, hogy az erőt megadó (2) képlet tetszőleges centrális erőtérbeli egyenletes körmozgásra érvényes. Legyen például a keringési idő a kezdeti feltételektől – azaz a pályától, mint azt már *Galilei* megfigyelte – független, T = const. Ekkor (2) szerint az erő az origótól való távolsággal arányos, azaz harmonikus oszcillátorral van dolgunk.

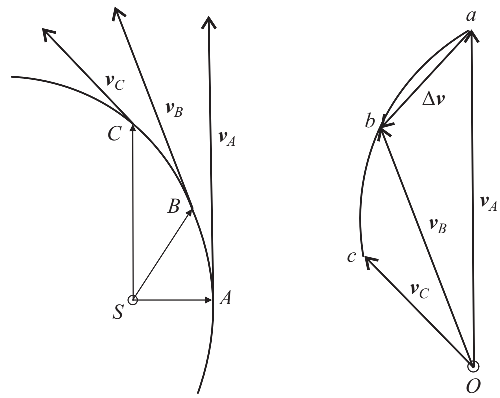
Az általános bolygópálya

Kepler első törvénye kimondja, hogy: *A bolygók ellipszispályákon mozognak, melynek egyik gyújtópontjában a Nap áll.*

Eddig csak nagyon speciális – kör – alakú pályákat vizsgáltunk; mi történik az általános esetben? Ettől a ponttól kezdve Feynman nem követi Newtont. Míg az utóbbi belátja, hogy az elliptikus mozgás is konzisztens az inverz-négyzetes erőtörvénnyel, Feynman első lépésként bebizonyítja a következő tételt:

Tétel: *Tetszőleges bolygópálya esetén a hodográf kör.*

Feynman most nem az időt, hanem a Naptól a bolygóhoz vont rádiuszvektor *szögét* osztja egyenlő részekre és használja paraméterként.[1] Legyen a Naptól a bolygó pillanatnyi pozíciójához vont rádiuszvektor egy, a Napból



5. ábra. Általános bolygópálya és hodográf

kiinduló referenciaegyeneshez viszonyított szöge ϕ. Legyen N tetszőleges (nagy) egész szám, legyen $\Delta\phi=2\pi/N$, és tekintsük a pálya ϕ = 0, $\Delta\phi$, $2\Delta\phi$, … stb.-vel jellemzett *A, B, C* stb. pontjait (*3. ábra*). Megint úgy képzeljük, hogy a bolygó *A*-beli sebességével előbb *B*-be megy, amikor is a Nap vonzása „berántja”, majd ezzel a sebességgel *B*-ből *C*-be megy stb.; *N*-et minden határon túl növelve, megkapjuk a valódi pályát.

A két „közeli” rádiuszvektor és a pályaív alkotta háromszög formájú szeletke területe első rendben ugyanaz, mint az azonos szögű körcikké; a levágott darabka területe másodrendben kicsi:[2]

$$\text{Terület} \equiv \Delta\mathscr{F} = \frac{1}{2}\, r^2 \Delta\phi. \qquad (4)$$

Mivel a $\Delta\phi$-ket ugyanakkorának vettük, a szeletkéink területei a Naptól vett távolságaik négyzeteivel arányosak: $\Delta\mathscr{F} \propto r^2$.

A bolygó napközelben gyorsabban, naptávolban lassabban mozog; a befutási idők ezért különböznek. A területi sebesség tétele (Kepler II. törvénye) szerint egy-egy szeletke befutási ideje a súrolt területtel arányos: $\Delta T \propto \Delta\mathscr{F}$. A szeletke befutásához szükséges idő ezért a távolság négyzetével arányos:

$$\Delta T \propto r^2. \qquad (5)$$

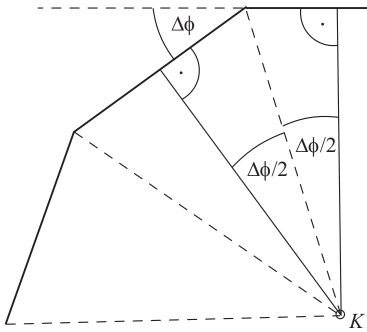
Tekintsük most a valódi térbeli bolygópályát és a hodográfot egymás mellett (*5. ábra*).

A bolygó az *A* pontól indul $\boldsymbol{v}_A$ sebességgel; utóbbi a sebességsík a pontjának felel meg. Miközben a bolygó *A*-ból *B*-be jut, rádiuszvektorának szöge $\Delta\phi$-vel változik. A sebességvektor is megváltozik, mégpedig $\Delta\boldsymbol{v}$-vel; eközben a hodográf – a $\boldsymbol{v}_A$ sebességhez tartozó – a pontjából a

$$\boldsymbol{v}_B = \boldsymbol{v}_A + \Delta\boldsymbol{v}$$

[1] Analitikus szempontból ez annak felel meg, hogy a mozgás differenciálegyenletét nem az idő, hanem a szögparaméter függvényében integráljuk, lásd [3] 21. fejezet, 95. o.

[2] Ezen alapszik például egy síkgörbe területét polárkoordinátákban kifejező analitikus formula.



6. ábra. Ha egy adott hosszúságú szakaszt az előző végpontjából $\Delta\phi = 2\pi/N$-szer elforgatva, N-szer újra és újra felmérünk, szabályos N-szöget kapunk.

sebességhez tartozó b pontjába jutunk. A sebességváltozás *iránya* az erő irányával, azaz a bolygót a Nappal összekötő BS egyenessel párhuzamos.

Másrészt, Newton II. törvénye szerint, a sebességváltozás nagysága az erő és az eltelt idő szorzatával arányos:

$$\Delta v \propto F \cdot \Delta T \propto \frac{1}{r^2} \cdot r^2 = 1, \tag{6}$$

azaz *a sebességváltozás nagysága minden lépésben ugyanakkora*.

A következő lépésben a bolygó B-ből C-be jut, s eközben rádiuszvektorának szöge újra $\Delta\phi$-vel változik. De a sebességvektor változása – a gyorsulás – a rádiuszvektorral párhuzamos; ezért a sebességvektor is ugyanezzel a $\Delta\phi$ szöggel fordul. Így végezetül: *azonos szögek megtétele során a sebességvektor változása állandó.* A hodográfot közelítő sokszögünket tehát úgy kapjuk, hogy egy állandó hosszúságú szakaszt mérünk fel N-szer újra és újra, minden alkalommal azonos $\Delta\phi = 2\pi/N$ szöggel elforgatva. Ekkor *szabályos N-szöget kapunk* (*6. ábra*).

A bizonyítás abból adódik, hogy két, egymást követő szakasz felezőmerőlegesei $\Delta\phi = 2\pi/N$ szöget zárnak be, melyet a szakaszok érintkezési pontjaihoz vont egyenes felez; a konstrukció során ugyanazt a „sárkány formájú” négyszöget ismételjük a felezőmerőlegesek K metszéspontja körül $\Delta\phi = 2\pi/N$ szöggel elforgatva. K a sokszög köré írt kör középpontja. Ha a szakasz hossza h, a kör sugara $r = h/2\sin(\Delta\phi/2)$. N-nel végtelenhez tartva a sokszög körhöz tart, melynek *centruma K.*

Ezzel tételünket bebizonyítottuk.

A centrum általában *nem* a sebességsík origója; kivétel a körpálya előbb vizsgált esete. Tegyük föl először, hogy O a körlap belsejében, függőlegesen a K alatt van. A sebesség a hodográfkör origótól vett legtávolabbi pontjában a legnagyobb; ez a valódi pálya perihéliumpontja. Az átellenes, az origóhoz legközelebb fekvő pontban a sebesség a legkisebb; ez az aféliumpontnak felel meg. Mindkét pont a sebességsík OK egyenesén fekszik.

Míg a bolygó az A perihéliumpontból B-be halad, a hodográf megfelelő pontja a K centrumú kör origótól legtávolabb fekvő a pontjából a b pontba jut. Az *aKb központi* szög az ASB szöggel egyenlő. Ez például úgy látható be, hogy a valódi trajektória szabályos, $\Delta\phi = 2\pi/N$ szögű felosztását tekintjük; a megfelelő sebességtérbeli, centrumhoz viszonyított körcikkek egybevágóak, és számuk szintén N. Ezért központi szögeik is ugyanakkorák.

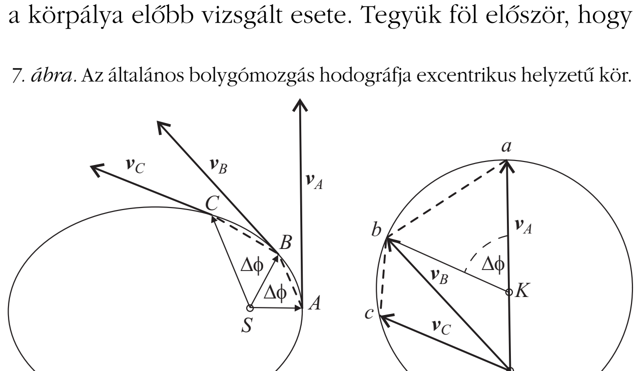
Utolsó feladatunk az *lenne,* hogy a bolygópályát – egy Kepler-ellipszist – a hodográfból rekonstruáljuk. Ez a *pálya → hodográf* konstrukció – azaz *deriválás* – műveletének megfordítása, vagyis *integrálás,* s ez Feynman levezetésének kritikus pontja.

Induljunk a hodográfkör legfelső, a pontjából. Ennek a valódi térbeli trajektória A perihéliumpontja felel meg. Miközben a hodográfpont a-ból a kör egy p pontjába halad, a bolygó a trajektória azon P pontjába jut, melyre a $\phi = ASP$ szög az aKp központi szöggel egyenlő. Másrészt, a P pontbeli $\boldsymbol{v}_P$ sebesség épp az $\overrightarrow{Op}$ vektor. Feladatunk tehát annak a görbének a megkeresése, amelynek ϕ irányú P pontjában vett érintője $\boldsymbol{v}_P$. Erre Feynman előző cikkünk [2] 2. fejezetének – *Egy kis ellipszisgeometria* – konstrukcióját javasolja (*8. ábra*). Forgassuk el a hodográfot az óramutató járásának irányában 90°-kal. Legyen O és p képe O', illetve p'. $\overline{O'p'}$ merőleges a P-beli sebességre, felezőmerőlegese ezért párhuzamos az érintővel. Utóbbi a K-ból induló, ϕ szögű egyenest a P pontban metszi. Előző cikkünk [2] 2. fejezetében tárgyaltak szerint az így kapott P pontok ellipszist írnak le, melynek hodográfja a kör, amelyből kiindultunk.

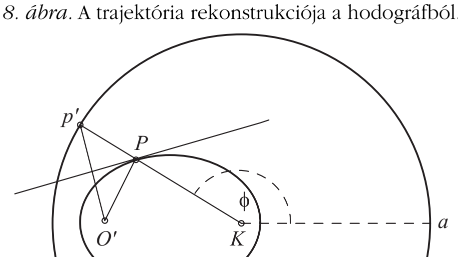
A fentiekben feltettük, hogy a sebességsík origója a hodográf belsejében fekszik. Mi van, ha a kör külsejében vagy épp a kerületén van? Belátható, hogy ekkor szórt mozgásokat kapunk, nevezetesen külső pont esetén hiperbolát, körön fekvő origó esetén pedig parabolát [5].

Foglaljuk össze röviden az eddigieket. Feynman – Newton *Principiá*ját követve – először a területi sebesség tételét vezeti le a dinamika alapelveiből, majd belátja, hogy körmozgás esetén Kepler III. törvénye azt követeli,

7. ábra. Az általános bolygómozgás hodográfja excentrikus helyzetű kör.



8. ábra. A trajektória rekonstrukciója a hodográfból.



hogy az erő inverz-négyzetes legyen. Az analitikus tárgyalásból tudjuk, hogy ebből már következnie kell Kepler I. törvényének [3, 4].

Feynman a hodográfból kiindulva konstruál egy ellipszist, de eljárásából nem világos, hogy *minden* mozgás szükségképpen elliptikus. A mechanika alaptörvényeivel való konzisztenciát sem ellenőrzi: Feynman Kepler I. törvényét valójában *nem* bizonyítja.

Diszkusszió

Az Olvasó valószínűleg csalódást érez, hiszen Feynman (se Maxwell [2]) nem bizonyítja Kepler I. törvényét. Valójában Newton se: ő belátja ugyan, hogy megfelelően kis sebesség esetén minden pontból indul egy, a mechanika törvényeivel és az inverz-négyzetes erőtörvénnyel konzisztens elliptikus mozgás, de nyitva marad a kérdés, hogy van-e más mozgás. Ez nem véletlen: mai nyelven, egy differenciálegyenletet kell integrálnunk, és a probléma a megoldás egzisztenciájának és unicitásának bizonyítása. Ez csak később, *Johann Bernoulli*nak sikerült, haladottabb – analitikus – eszközökkel; ma ez a megszokott út [3].

A geometriai fejtegetések követése nem csekély szellemi erőfeszítést követel. Tudta ezt Feynman is, aki feljegyzéseit eredetileg a következő mondattal kezdte: „Egyszerű dolgok *egyszerű* bizonyítással rendelkeznek.” Aztán a második „egyszerű”-t áthúzta, s helyette beírta: „Egyszerű dolgok *elemi* bizonyítással rendelkeznek.”

Érdemes-e az analitikus közelítést az itt bemutatott geometriaival helyettesíteni? Feynman válasza: „Szórakoztató lehet néha, ünnepnapon hintón utazni; de minden hétköznap …”

Köszönetnyilvánítás

A szerző köszönetet mond *Sükösd Csabá*nak és *Balog János*nak érdeklődésükért és tanácsaikért.

Irodalom

1. D.L. Goodstein, J.R. Goodstein: *Feynman's lost lecture. The motion of the planets around the Sun* – Vintage, 1997
2. P.A. Horváthy: *Bolygómozgás és geometria I.* – Fiz. Szle. *55* (2005) 48–52
3. Budó Ágoston: *Mechanika* – negyedik kiadás, Tankönyvkiadó, Budapest, 1965
4. L. Landau, J. Lifsic: *Mechanika*
5. P.A. Horváthy: *A Rutherford-féle szórásról* – Fiz. Szle. *54* (2004) 67–69

A FIZIKA TANTÁRGY HELYZETE EGY VIZSGÁLAT TÜKRÉBEN – 2

Radnóti Katalin
ELTE TTK Főiskolai Fizika Tanszék

Az Országos Közoktatási Intézet szervezésében lebonyolított tantárgyi obszervációs munkálatok folytatásaként 2003 szeptemberében kérdőíves adatgyűjtést végeztünk 200 különböző típusú (6 és 8 osztályos gimnázium, 4 osztályos gimnázium, szakközépiskola és szakiskola) középiskola bevonásával az ország minden tájáról. Összesen 155 iskola véleménye érkezett vissza. A korábban, 2002-ben történt, általános iskolai tanárok közt készített hasonló jellegű felmérésben 152 kolléga válaszait elemeztük, mely a *Fizikai Szemle* 2003/5-ös számában olvasható. Jelen tanulmányban többször hivatkozunk majd ezen adatgyűjtésünk eredményeire is, illetve összehasonlításokat teszünk.

A megkérdezett iskolák közt 37 olyan iskola van, ahol csak egyetlen fizikatanár tanít, ez 23,9%-a a megkérdezett iskoláknak. A vizsgálatba bevont 13 szakiskola mindegyike ilyen. Budapestről 40 iskola (25,6%) vett részt a felmérésben. A megkérdezett iskolák közül 54-ben van 1–2 olyan kolléga, aki főiskolai végzettségű. Ők főleg vidéken, kisebb településeken tanítanak szak-, illetve szakközépiskolákban. A felmérés során kapott adatokat többféle szempont szerint is elemeztük, mint például iskolatípus, településtípus. Ahol szignifikáns összefüggésekre bukkantunk, ott azt külön jelezzük.

A középiskolai tanárokat is megkérdeztük arról, hogy véleményük szerint vajon mennyire tarthatják fontosnak az ő tantárgyát a szülők és a gyerekek (*1. táblázat*). A középiskolában tanító fizikatanárok szerint a fizikát a szülők 2,92±0,71-ra értékelték. Az általános iskolai tanárok szerint a szülők 3,28±0,73-ra. Vagyis a középiskolai tanulók szülei, a tanárok véleménye szerint, kevésbé tartják fontosnak a fizikát. Az eltérés szignifikáns.

A fizikatanárok szerint a középiskolában tanuló gyerekek 2,64±0,73re értékelik fizikát. Az általános iskolai kollégák szerint viszont 3,23±0,70-ra. Sajnos ez is csökkenő tendenciát mutat, a kollégák által becsült szülői véleményekhez hasonlóan, és itt is szignifikáns a különbség. A tanárok véleménye szerint egyetlen egy olyan gyerek sem létezik, aki *„nagyon fontos”*-nak tartaná a fizikát, vagyis nem szerepelt 5-ös válasz!

Továbbá az is látszik, hogy a tantárgy megítélése a gyerekek becsült véleménye szerint erőteljesebben romlik, mint a szülők becsült véleménye. Ez pedig nem ked-

1. táblázat

A tantárgyak, különösen a fizika fontossági megítélése az általános és középiskolában – tanári becslés

	általános iskola		középiskola	
	fizika	összes tantárgy	fizika	összes tantárgy
szülő	3,28	3,53	2,92	3,34
gyerek	3,23	3,60	2,64	3,17