

# É R T E S Í T Ő J E.

*Huszonnegyedik akadémiai ülés.*

A III. osztály hatodik ülése.

1871. június 19-én.

*Sztoczek József* osztályelnök elnöklete alatt.

209 (23.) *B. Eötvös Loránd*, mint nem tag, tart előadást: „A rezgési elméletből következő távolbani hatás törvényéről.“

Dolgozata két külön vált részre osztható. — Az első rész e törvénynek megállapítását foglalja magában egy az eddig ismeretesnél általánosabb alakban, a második pedig azon következtetéseket tartalmazza, melyeket ez általánosított törvényből a vonzás elméletére húzni lehet. E helyen csak az eredményeket sorolja fel, melyekhez munkálata vezetett.

Annak *első része* azon fogalom megállapításából indul ki, mit kelljen a *rezgési hatás törvénye* alatt értenünk.

Mind azon változások, melyeket egy rezgő A test, egy kivüle eső B testben, illetőleg annak helyzetében, mozgási állapotában és alkatában létre hoz, csak azon eleven erő egy részének átidomított alakjai, melyet A test B testtel közöl. A rezgési hatás e szerint az eleven erőnek átalakításában áll s a rezgési hatás törvénye azon kifejezés lesz, mely megmutatja, miképen függ az *átalakított eleven erő mennyisége* az egymásra ható testeknek s az őket összekötő közegnek nemétől, helyzetétől és mozgási állapotától. Azonban, tekintetbe véve, hogy a behatott B testen különféle változásokra átalakított eleven erő mennyisége minden körülmények közt arányos azon *összes eleven erő mennyiséggel*, melyet a beható A test azzal közöl: következik, miszerint az átalakított eleven erő mennyisége ugyanazon törvény által lesz meghatározva, mint ezen összes eleven erőnek mennyisége. És e szerint a távolbani hatás törvényeül azon kifejezést is választhatjuk, sőt fogjuk választani, mely kifejezi az összes, a behatott testre eső eleven erő mennyiségét, mint a helyzet, állapot és a testek nemének függvényét.

A rezgési hatás törvénye eddig ismert megszorított jelentőségű alakjában az egymásra ható testek mozgási állapotát tekintetbe nem vette, illetőleg azokat nyugvóknak feltételezte. S csakugyan a leggyakoribb jelenetekben, melyeket a természet mutat, vagy melyeket labora-

toriumainkban előállíthatunk, a törvénynek e megszorított alakja kielégítő volt. Mégis újabban több oly jelenet észleltetett, mely e megszorításal megegyeztethető nem volt, így különösen megemlíthetem az égi testektől hozzánk érkező fénymozgások módosulását a föld s az égi testek mozgásának következtében. Ez okból fontossá válik a rezgési hatás törvényének akkénti általánosítása, hogy az az egymásra ható testek mozgási állapotára is tekintettel legyen.

Lássuk előbb e hatás törvényét rég ismert és az említett módon megszorított alakjában. Kifejezhető az:

$$H_0 = f \tau J_0$$

képlet által, melyben  $H_0$  az összes, a behatott  $f$  felületre eső eleven erő mennyiségét jeleli, mely azzal  $\tau$  idő alatt közöltetik;  $J_0$  pedig e rezgési hatás állandó *intenzitását*, vagyis az eleven erő mennyiségét jelenti, mely az időegység alatt a felületegységre esik.

Ez *intenzitás*  $J_0$  pedig

$$J_0 = v \varepsilon L_0$$

Ha  $\varepsilon$  a beható és behatott testet összekötő közegnek sűrűsége,  $v$  a rezgés terjedési sebessége ezen közegben, és  $L_0$  a behatott test tömegegységének közép eleven ereje.

E közép eleven erőnek értéke kiszámítható lesz, ha a rezgési mozgás egyenletei adva vannak. —  $U$ -val jelezve a rezgő forrás egy pontjának sebességét és  $u$ -val a behatott test egy pontjának sebességét  $\tau$  időben, a mozgási elmélet alap egyenletei lesznek.

$$U = F (t + \delta)$$

és

$$u = \frac{k}{r} F \left( t - \frac{r}{v} + \delta \right)$$

mely egyenletekben  $\delta$  egy, az idő kezdetpontjától függő állandót,  $k$  pedig egy oly nagyságot jelent, mely csak a fényforrás nemétől és a rezgő mozgás irányától függ. Lényeges itt az  $F$ -el jelelt függvényre nézve, hogy az az időnek *periodicus* függvénye legyen, még pedig annak időszakát  $T$  vel jelelvén, könnyű belátni, hogy mind  $U$ , mind pedig  $u$  ugyanezen időszak körül *periodicusak*.

Ez egyenletek alapján következik

$$J_0 = A v \frac{k^2}{r^2}$$

$A$ -val egy, a beható test  $n$ -métől függő állandót jelezve; és így

$$H_0 = \tau f A v \frac{k^2}{r^2}$$

Ez a távolbani hatás törvénye azon alakban, mint az eddig ismert volt, a képlet mely  $J_0$ -t kifejezi, a *photometriának* alaptörvénye. — Én e törvényt annyiban általánosítottam, hogy kiterjesztettem azt azon esetre, midőn a beható és behatott test egymás irányában állandó sebességgel mozognak. Hogy ezen mozgásokat élesen jellemezhessem, felveszek egy, a testek összekötő egyenesén fekvő állandó kezdet-pontot, s a

sebességet, melylyel a beható test  $e$  ponttól távolodik,  $c_1$ -el, a sebességet, pedig, melylyel a behatott test ugyanezen ponttól távolodik  $c_2$ -vel jelelem. Ha  $e$  testek közelednek a kezdetponthoz, úgy sebességeik —  $c_1$  és —  $c_2$  lesznek. Fel fogom sorolni a képleteket, melyek ez általánosabb esetben,  $e$  különös eset képleteinek megfelelnek.

A hatást ez esetben is

$$H = \tau \cdot f \cdot J$$

képlet által értelmezve, előtűnik a szükség az *intensitást*  $J$ -t más módon értelmezni, mint az előbb történt.

$J$  t. i. a mozgásnak tárgyalt esetében nem állandó, hanem az időnek függvénye, és pedig oly függvénye, mely annak nagyon kicsiny változásával, nagyon kicsiny változást szenved. Ebből következik, hogy  $J$ -t csak oly időközökben szabad állandónak tekinteni, melyek nagyon kicsinyek, vagy ha  $J$ -t állandónak vesszük, akkor a fenn jegyzett képletet csak úgy lehet használni, ha  $\tau$ -nak nagyon kicsiny értéke van. Ez esetben  $J$  az *intensitásnak* azon állandó értékét jelenti, melylyel az a  $\tau$  időszak alatt bír. A hiba, melyet az által követünk el, hogy  $J$ -t  $\tau$  időszak alatt állandónak tekintjük, annál kisebb lesz, mennél kisebb  $\tau$ , s legkisebb akkor, ha  $\tau =$  a rezgési idővel, mert ez a legkisebb időszak, mely alatt *intensitásról* még szó lehet. Ezek szerint az *intensitás értéke alatt egy bizonyos időpontban, azon eleven erő mennyiségét kell értenünk, mely az időegység alatt a felület-egységre esik, feltéve, hogy az első rezgésre mind arval egyenlő rezgések következnek.*

Az *intensitásnak* ezen értelmezése mellett képletünk csak oly  $\tau$  időszakokra állhat fenn, melyek a rezgési időnél kisebbek. Ez *intensitást* következő alakban fejeztem ki:

$$J = (V - c_2) \cdot L$$

A hol  $L$  ugyancsak a behatott felület tömegegységének közép eleven erejét jelenti. E közép eleven erőt ugyanazon módon számítottam ki, mint az eddig megszorított esetben történt, csak hogy az általánosított esetben a mozgás egyenletei más alakot öltenek.

Ha t. i. a rezgő forrás egy pontjának mozgási egyenlete, viszonyítva magához a rezgési forráshoz:

$$U = F(t + \delta)$$

hol  $F(t + \delta)$  az időnek egy  $T$  időszakban *periodicus* függvényét jelenti úgy az attól  $r$  távolban lévő behatott test egy pontjának mozgása ki van fejezve

$$u = \frac{k \cdot V + c_1}{v \cdot (r + c_1 \cdot t + c_2 \cdot t)} \cdot F \left\{ \frac{v - c_2}{v + c_1} t - \frac{r}{v + c_1} + \delta \right.$$

egyenlet által, melyben a jelek értelme már ismeretes.

Érdekes, hogy  $U$  és  $u$  itt nem ugyanazon időszak körül *periodicus* sak, mert míg ez időszak  $U$ -ra nézve  $T$ , úgy az  $u$ -ra nézve:

$$T' = T \frac{v + c_1}{v + c_2}$$

mely képlet *Doppler elvét* fejezi ki egész általánosságában, azaz kifejzi a beható és behatott testek mozgásának befolyását a behatott test egy pontjának rezgési idejére.

Ezen egyenletek alapján találjuk :

$$J = A v \frac{k^2}{r^2} \left\{ 1 + \frac{2 c_1}{v} - \frac{c_2}{v} + \frac{c_1^2}{v^2} - \frac{2c_1, c_2}{v^2} - \frac{c_1^2 c_2}{v^3} \right\}$$

és így

$$H = f \tau A v \frac{k^2}{r^2} \left\{ 1 + \frac{2 c_1}{v} - \frac{c_2}{v} + \frac{c_1^2}{v^2} - \frac{2c_1 c_2}{v^2} - \frac{c_1^2 c_2}{v^3} \right\}$$

J kifejzi a rezgési hatás erélyének általánosított képletét és így a *photometriának* általánosított törvényét, H pedig a hatás általánosított törvényét, feltéve hogy e hatás kicsiny ideig tart.

Attérek dolgozatom második részére.

Az *electrodynamica* jeleneteinek tanulmányozása szükségessé tette a feltétet, miszerint a vonzási és taszítási hatások időben történnek, és hogy ezen hatásoknak sajátos terjedési sebességek van. E jogosult feltét által a rezgési elméletnek egy alapelve ültetett át a vonzási elmélet terére s így kapocs állítatott fel e két egymástól látszólag annyira eltérő elmélet között. E kapocsból azon nagy jelentőségű kérdés fejlődött ki: *nem lehetne-e a vonzási elmélet összes tételeit a rezgési elmélet alapelveire visszavezetni?*

Jelentékeny tudósok nyilatkoztak e visszavezetés lehetősége mellett, kik között itt csak *Maxwell-t*\*) akarom említeni. Annak lehetősége mellett szólnak azon érdekes jelenetek is, melyeket *Schellbach*\*\*\*) és *Guthrie*\*\*\*\*) hangzó testeken észleltek, s melyek az akustikai vonzás és taszítás neve alatt váltak ismeretesökké. Ez észleletekből ugyanis kitűnik, hogy hangzó testek az őket körülvevő közeg közvetítésével tőlük távol eső testekre vonzást vagy taszítást gyakorolnak s így valószínűvé vált, hogy a vonzási és taszítási jelenetek egyáltalában rezgő mozgások elterjedésére vezethetők vissza.

A mellett szól azon rég ismert *analogia* is, mely a *photometria* alaptétele és a *Newton-féle* törvény között fennáll. Azonban ez *analogia*, melyre legújabbán *Bezold*\*\*\*\*\*) tett figyelmessé, csak is ezen megszorított értékű tételek között volt eddig kimutatva, s így annak okszerűsége nagyon kétes maradt.

Midőn a rezgési elméletnek előbb tárgyalt általánosított törvényét levezettem, önként lépett elém a kérdés, nem lehetne-e azt az említett *analogia* bensőbb megállapítására használni? s így a *vonzástan rezgési elméletének* lehetősége mellett egy újabb érvet felhozni?

\*) Philosophical Transactions. 1865.

\*\*) Poggendorff Annalen, 1870.

\*\*\*) Proceedings of the Royal Society of London Nr. 115

\*\*\*\*) Poggendorff Annalen, 1870.

A kérdés eldöntésére az általánosított rezgési hatás törvényét kellett volna a vonzástannak megfelelőleg általánosított törvényével összehasonlítani; ezen közvetlen összehasonlítás azonban azért volt lehetetlen, mert a vonzástannál általánosított törvénye szigorúan megállapítva nincs. Ismeretes ugyanis, hogy a Weberféle törvény, mely sok ideig mint igaz törvény szerepelt, (*Helmholtz*\*) ellenvetései folytán értékét elvesztette.

Ha e szerint ez összehasonlítás közvetlenül nem is volt lehetséges, mégis sikerült azt más kerülő úton tennem.

Vegyük ugyanis fel, hogy ez analogia fennáll az általánosított esetben is, úgy e feltét helyességéről meg fogunk győződhetni, ha az helyes, a kísérleti igazságnak megfelelő eredményekhez vezet.

Mindenek előtt szükséges az analogia miben létét közelebbről megvizsgálni.

Az egymásra ható testek nyugvásának esetében a vonzási hatás *Newton* törvénye által van meghatározva, azaz

$$K = ee' \frac{1}{r^2}$$

egyenlet által, ugyanazon esetben a rezgési hatást következő kifejezés adja:

$$H = f \tau A v k^2 \frac{1}{r^2}$$

Mely kifejezések összehasonlítása azt mutatja, hogy köztük az *analogia* abban áll, miszerint azok mindegyikében a távolságnak ugyanazon függvénye fordul szorzó gyanánt elő, s ez szorozva van egy oly kifejezéssel, mely egyedül az egymásra ható testek nemétől függ. A testek neme alatt értve azoknak mindazon tulajdonságait, melyek mozgási állapotuktól és helyzetüktől függetlenek.

Ha e szerint, ezen megszorított esetben a rezgési hatás törvényéből a vonzási hatás törvényét következtetni akarnók, úgy az első szorozniuk kellene egy kifejezéssel, mely kizárólag a testek nemének függvénye. Legyenek a és a' az egymásra ható testek, és legyen E (a a') testek nemének ezen függvénye, úgy következik:

$$H \varphi (a a') = K$$

így

$$\varphi (a a') f \tau A v k^2 = ee'$$

Ha ez analogia fennáll az általánosított esetben is, úgy kell, hogy legyen,

$$K = H \varphi (a a') = \frac{ee'}{r^2} \left\{ 1 + \frac{2c_1}{v} - \frac{c_2}{v} + \frac{c_1^2}{v^2} - \frac{2c_1 c_2}{v^2} - \frac{c_1^2 c_2}{v^3} \right\}$$

A  $\varphi (aa')$  függvényt akként választva, hogy a taszító erő kifejezése tevőleges legyen, ezen kifejezés azon erő képletétül tekinthető, melyet e és e' electricus tömegek egymásra r távolban gyakorolnak, midőn egymástól  $c_1$  és  $c_2$  sebességgel távolodnak.

\*) *Crelle's Journal für Mathematik* 72-ik kötet,

E kifejezésnek helyességét az által akarom próbára tenni, hogy azt egy kísérletileg ellenőrizhető esetre alkalmazom, t. i. azon taszító erő képletének levezetésére, melyet két, ugyanazon egyenesben fekvő és egy irányú folyamelem egymásra gyakorol. Az itt használt levezetési mód ugyan az, mint az melyet Kirchhoff e képletnek levezetésénél a Weber-féle törvényből használt; mint annak eredményét találtam

$$K = \frac{8 JJ' ds ds'}{v^2 r^2}$$

Mely képletben  $ds$  és  $ds'$  az egymásra ható folyamelemek hosszát,  $J$  és  $J'$  pedig azoknak intenzitását jelenti mérve a mechanikai mértékkal. — Ugyancsak e kifejezés tapasztalatilag is meg van állapítva s nem egyéb mint *Ampère* törvénye ezen sajátos esetre vonatkoztatva.

E helyes eredmény, melyhez azon feltét vezetett, hogy az *analogia* a vonzástan és a rezgési elmélet tételei között az általánosított elméletekben is fennáll, magának e feltétnek helyessége mellett szól, s így *egy újabb érvet nyújt arra nézve, hogy a vonzástan és a rezgési elmélet tételei között okszerű összefüggés áll fenn.*

Érezve a kérdés fontosságát, végül különösen ki akarom emelni, hogy az eldöntésétől még távol van, s hogy az érvek, melyeket felhoztam, ez összefüggést csak is valószínűvé teszik. Az itt követett úton tovább haladva, reménylek e kérdésben még egy lépést előre tehetni, és pedig a rezgési elmélet hatás törvényének legáltalánosabb megállapítása, s e törvénynek összehasonlítása által a vonzási jeleneteknek szigorúan megállapított törvényeivel.

Az Akademiát e folytatott kutatások eredményeivel is megismertethetni, legnagyobb szerencséjének fogja ismerni.

Birálatra adatik.

210 (24) *Jurányi Lajos*, I. t. újabb tanulmányozásai eredménye gyanánt a márcziusi osztályülésen tartott értekezéséhez „Az Oedogonium termékenyített petesejtjéről“ szól. Kivonata következő:

Az Oedogonium petesejtje, hogyha szabányosan folytatja a fejlődés menetét, magatartására a *Bulbochaete* típusát követi t. i. tartalma egész tömegével egy darabban lép ki belőle. Kilépése után, eltérőleg a *Bulbochaete*től, csak  $\frac{1}{2}$ —1 perczig marad nyugalomban, ez után burkot kapván képleny tömege négy darabra válik. Míg a *Bulbochaetenél* mind a három osztási sík párhuzamosan fut egymással s az osztódó sejt haránt tengelyére: addig az Oedogoniumnál, a két első osztási sík iránya a haránt, a harmadik sík pedig a sejt hossz tengelyéhez párhuzamos. Ezen osztási folyamat által rajzok képeződnek, melyek közvetlenül ivartalan egyénkké fejlődnek. Rendellenesség, ha a petesejt tartalma a kilépése előtt osztódik. Ilyenkor az osztás által képzett darabok vagy rajzokat képeznek, vagy benn maradva a petesejt üregében kelésnek indulnak; előbbi esetben ritkán lép ki mind a 4 rajzó, a bennmaradtak pedig többnyire tönkre mennek; az utóbbi esetben keletkeznek a Pringsheim által észlelt széles talpú csirnövényké. Ha a rajzok mindenike egy másod-