A MAGNETOHIDRODINAMIKA

Abonyi Iván

a fizikai tudományok kandidátusa, ny. c. egyetemi docens

Bevezetés

Magnetohidrodinamika helyett, amely meglehetősen hosszú idegen szavak töredékéből készült elnevezés, a nemzetközi szakirodalomban is teret hódított az *mhd* rövidítés. Most mi is ezt használjuk mhd-elmélet formájában annak a tudományágnak a megnevezésére, amelyben elektromos áram vezetésére alkalmas – esetleg különálló elektromos töltésekkel, elektromos vagy mágneses dipólusokkal is bíró részecskékből álló – közeg áramlását tanulmányozzák, amikor e közegre külső és belső eredetű mágneses erőtér hat. A másik fontos körülmény, hogy ebben a tárgykörben a hidrodinamika is tág határok között értendő; nemcsak folyadékokról, hanem gázokról is szó van, sőt kimondottan „ritka" – vagyis kis sűrűségű – gázok is tartoznak ide. Az mhd-közeg tehát jól vezeti az elektromos áramot, e tekintetben hasonló a folyékony fémekhez. Az ilyen közeget a szakma a rövidség kedvéért *plazmának* nevezi. Az elnevezést a biológiából kölcsönözték, ahol a *sejtplazma* elnevezés volt használatban közel kétszáz éve, a sejtben úszkáló nagyobb anyagdarabok az ionok szerepére emlékeztettek, a könnyebbek az elektronokra. Tény, hogy a *plazma* a fizikában körülbelül az elektron felfedezése és szerepének felismerése óta terjedt el.

Bármely folyadék vagy gáz a semleges klasszikus állapotban is elérheti legalább a részleges ionizáltság állapotát (és így már-már hasonlítani kezdhet a valódi, jelentős töltésszétváláskor jelentkező plazmaállapotra).

Ennek oka, hogy az egyensúlyi állapot közelében lévő folyadék vagy gáz részecskéinek (atomjainak vagy molekuláinak) is lehetnek olyan nagy sebességű egyedei (ha kevesen is), amelyek ütközése során az átadható energia eléri az ionizációs energiát. Elegendő a Maxwell-féle sebességeloszlásra gondolni. Legfeljebb régebben nem voltak olyan érzékeny műszerek, amelyek ezeket a parányi töltésmozgásokat hatásaikból kimutathatták volna. Ezért csak a nagy vagy inkább a nagyon is nagy tartományok keltették fel az érdeklődést például az elektromosan töltött részecskenyalábok (a gyorsítók) megjelenésével vagy a meteorológiai jelenségek kutatásában (a villám vizsgálata).

A 20. sz. első harmadában jelentek meg azok az úttörő próbálkozások, amelyek az mhd-közeget komoly vizsgálat tárgyává tették. Eleinte főleg a geofizika, a légkör fizikája elé került a probléma, hogy valamilyen fura tulajdonságú közeg állja útját a hosszúhullámú rádiózásnak. Egy kis ideig még várni kellett, mire a meteorológiai, a geofizikai, a részecskefizikai (gyorsítóépítési) igények összehozták az új tudományt. Volt, aki a légköri viszonyokra kiépítette a magnetoionikus elméletet (rádiózás céljaira). Az mhd-elmélet csak az 1940-es években kezdett megszilárdulni.

Az mhd-elmélet alaptörvényei

Mint várható, az mhd-elmélet alaptörvényei a hidrodinamikából és az elektrodinamikából erednek, az első adja a közeg mozgástörvényeit, a második – jellegzetesen átalakítva a Maxwell-egyenleteket – az erőtér törvényeit.

A közeg jellemzője a sűrűség: $\varrho = \varrho(\vec{r}, t)$ (*r* a helyfüggésre, *t* az időfüggésre utal, a nyíl vektoriális mennyiséget jelez); az áramlási sebesség: $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$, Máris látható, hogy a hidrodinamikai rész a közeget lényegében *folytonos eloszlásúnak* tekinti. (Igazából az állapotegyenletig és az Ohm-törvényig fel sem merül az anyag atomosságának koncepciója.) A közeget folytonos eloszlásúnak tekinti az elmélet, ezért az anyag megmaradását (és a folytonos eloszlást) megfogalmazó kontinuitási egyenlet lesz az első törvény:

$$\frac{\partial\varrho}{\partial t} + \nabla(\varrho\vec{v}) = 0 \qquad (1)$$

ahol ∇ a hely szerinti deriválás műveleti szabályát jelenti

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial}{\partial z}$$

(a Descartes-féle koordináta-rendszerben). A mozgásegyenlet most is az impulzus megmaradását, illetve változási törvényét fogalmazza meg. A bal oldal az impulzus sűrűségének a megváltozása, a jobb oldal a közegre ható erősűrűségek eredője. Itt a közeg belső tulajdonsága, a *p* nyomás és a mágneses erőtér járuléka szerepel majd. Ez a járulék az $\vec{E}$ elektromos térerősség és $\vec{B}$ mágneses indukció vektorából származik. A plazma ideális esetben nagyon sok mozgó töltés és igen kevés semleges részecske függetlenül nyüzsgő keveréke. A lényeg, hogy egy-egy töltés fürgén mozog, ennek során az erőterek a mozgó töltésre $\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$ együttes elektromos térrel hatnak ($\vec{E}^*$ a $\vec{v}$ sebességgel mozgó töltésre ható elektromos térerősség – ez az a térerősség, amely az álló laboratóriumban észlelhető $\vec{E}$-ből és $\vec{B}$-ből adódik a Lorentz-transzformáció segítségével, de még mindig $|\vec{v}| << c$ esetén, ahol *c* a fény terjedési sebessége.) A plazma feltételezett nagy elektromos vezetőképessége miatt ez az $\vec{E}^*$ nagyon hamar kiegyenlítődik, nyugodtan mondhatjuk, hogy „rövidre záródik”, és ezért az indukciós Maxwell-egyenlet az mhd-ban a

$$\dot{\vec{B}} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \qquad (2)$$

alakot ölti. Ehhez járul még az a Maxwell-egyenlet, amely szerint nincs mágneses egypólus:

$$\nabla\vec{B} = 0 \qquad (3)$$

Most már a külső erőtér szerepének tisztázása után valóban felírhatjuk a mozgásegyenletet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varrho\vec{v}) + \nabla(\varrho\vec{v} \circ \vec{v}) = -\nabla p \frac{1}{\mu_0}\vec{B}(\vec{x} \times \vec{B}) \qquad (4)$$

(A $\vec{v} \circ \vec{v}$ a diadikus szorzatot jelenti, az ilyen szorzás mátrixot eredményez.) Eddig az (1) egy komponense, a (2) három komponense, a (3) egy komponense és a (4) három komponense összesen nyolc egyenletet ad. Csakhogy a (2) és a (3) nem függetlenek egymástól. Így a hét egyenlet nem elegendő a ϱ, $\vec{v}$, $\vec{B}$ és a *p*, vagyis összesen nyolc függvény megadására, találnunk kell még egy törvényt.

Ez a feladat önmagában is különös. Plazmák általános állapotegyenlete lenne az elfogadható válasz. Ilyen azonban – legnagyobb sajnálatunkra – nincsen. Mint láttuk, a plazmák igen tág területet foglalnak magukba, amelybe sűrű folyadékok (higany) és igen kis sűrűségű gázféleségek is beletartoznak. A plazmák mhd-tárgyalása során tehát el kell fogadni azt a közelítő megoldást, hogy az egyes plazmafajták állapotegyenletét a maguk helyén úgy és azzal közelítjük, amivel ott a legtöbbre megyünk. Így a magas hőmérsékletek, illetve a kis sűrűségek (például interplanetáris gázok) esetére az állapotegyenletet az ideális gázokra vonatkozó összefüggéssel *közelítjük*. Ezt most a

$$\frac{p}{\varrho^{\kappa}} = \text{konstans, vagyis}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{p}{\varrho^{\kappa}}\right)+(\vec{v}\nabla)\left(\frac{p}{\varrho^{\kappa}}\right) = 0 \qquad (5)$$

adiabatikus egyenlettel tesszük (és a magas hőmérsékletekre, kis sűrűségekre gondolunk). (Itt κ az adiabatikus exponens, a fajhőviszony).

Az (1) – (5) egyenletekhez természetesen kezdeti és peremfeltételek is szükségesek, amelyek itteni bemutatását elkerüljük. Azt kell ugyanis megjegyeznünk, hogy az egyenletrendszer klasszikus matematikai értelemben vett analitikus megoldása a gyakorlat sokszor igen egyszerűnek tűnő eseteiben sem igazán könnyű. Ugyanakkor az elméleti ügyeskedések, bármennyire szellemesek is (például az „erőmentes mágneses erőtér" kombinációi), mégsem csábítóak. Elvben sem lehetünk elégedettek olyan rendszerekkel, mint az erőmentes mágneses erőtér, mert ez azonnal felborul, amint a rendszerbe plazma is kerül. Nem marad más megoldás, mint (a) megvizsgálni az alapegyenletek általános tanulságait, (b) olyan konkrét esetekre vonatkozóan, amelyeket gyakorlatilag meg lehet (vagy éppen meg kell) valósítani, a számítógépes megoldáshoz kell fordulni.

Néhány szó az alapegyenletek általános következményeiről

Az első ilyen természetű általános következmény az ideális plazma és a mágneses erőtér közös sajátságai: *a mágneses erőtér befagyása a plazmába* (ami akkor tökéletes, ha a plazmában az ütközésektől el lehet tekinteni). Ami a plazmafizika, ezen belül az mhd-elmélet történetet illeti, ez igen fontos felismerés volt. *Hannes Alfvén* (1908–1995) svéd fizikus egyik eredménye (fizikai Nobel-díj, 1970) a megállapítás. Minthogy ez megint elméleti megfontolás eredménye, idéznünk kell a matematikai tételt. Vizsgáljuk egy $\vec{A}$ vektormennyiség S felületen vett fluxusának időbeli változását, amikor az S véges nagyságú felület határgörbéje a közegben $\vec{v}$ sebességgel maga is mozog. A paraméteres integrálok elmélete szerint ekkor az átalakítás így fest:

$$\frac{d}{dt_s}\int\vec{A}\,d\vec{s}=\int_s\left\{\frac{\partial A}{\partial t}+\vec{v}\,(\nabla\vec{A})-\nabla\mathrm{x}(\vec{v}\times\vec{A})\right\}d\vec{s}$$

Esetünkben $\vec{A}$ szerepét a $\vec{B}$ vektor tölti be, ekkor először is $\nabla\vec{B} = 0$, a (2) egyenlet miatt viszont a jobb oldal nulla. Így a $\vec{B}$ indukciófluxus a folyadékkal együtt mozgó zárt felületen nem változik az időben. Ennek a körülménynek az elnevezése *a befagyási tétel*. Természetesen az ütközések szerepét

1. kép • Hannes O. G. Alfvén (1908–1995) (forrás: Wikipédia) mindig meg kell gondolni. A korrekció kiszámítható: a fluxust az ütközések időben csökkentik, a v_m *mágneses viszkozitás* elnevezésű mennyiség játszik ebben szerepet. A folyamatot diffúzió típusú egyenlet írja le, ahol a diffúziós állandónak megfelelő v_m a vezetőképesség reciprokával arányos. Tehát nagy vezetőképesség esetén valóban kicsi a korrekció.

A másik nevezetes általános következmény *a mágneses térerősség* (az indukcióvektor) *hozzájárulása a nyomáshoz*. Ennek érzékeltetése érdekében a mozgásegyenlet (4) alakjában a mágneses járulékot átírjuk (a kifejtési tétel alapján):

$$-\frac{1}{\mu_0}\vec{B}\times(\nabla\times\vec{B}) = -\frac{1}{2\mu_0}\nabla B^2 + -\frac{1}{\mu_0}(\nabla\vec{B})\vec{B}$$

Ennek következtében észrevesszük, hogy a mágneses ponderomotoros erő (az elektromágneses impulzus forrássűrűsége) két részre bomlott, az egyik, az

$$-\frac{1}{2\mu_0}B^2$$

a nyomás mellé járul, mint minden irányban egyenlő nagyságú feszültséget adó járulék, a másik pedig az

$$\frac{1}{\mu_0}(\vec{B}\nabla)\vec{B}$$

olyan erőt ad, amelyik csak az erővonal irányában, annak megfeszítésére törekszik. Az

$$\frac{1}{2\mu_0}B^2$$

kifejtést *mágneses nyomásnak* nevezzük.

Energiatétel az mhd-ban

Miként a fizika több fejezetében, itt is sarkalatos fontosságú tételek következnek az alapegyenletekből. A szokásos műveletekkel ki lehet mondani pl. az mhd energiatételét a

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\varrho v^2 + \frac{p}{\kappa-1} + \frac{B^2}{2\mu_0}\right) +$$

$$\nabla\left(\frac{1}{2}\varrho v^2\vec{v} + \frac{\kappa}{\kappa-1}p\vec{v} + \frac{1}{\mu_0}\vec{E}\times\vec{B}\right) = 0$$

alakban. Itt az első tagban az mhd-közeg energiasűrűségének időbeli változása szerepel. Látható, hogy a mozgási és a kompressziós energia mellett most a mágneses energia is szerepel. A második tag az egyenletben az energiaváltozás ki- és beáramlás okozta változásáról ad számot. A ∇ (nabla) mögötti kifejezés az energiaáram-sűrűség vektora (benne felismerhető a Poynting-vektor).

Természetesen nincs elvi akadálya annak, hogy az impulzus vagy az impulzusnyomaték megmaradási tételét az energiatételhez hasonló alakban kimondjuk (csak ott sokkal bonyolultabbak a számítások). A megmaradási tételek általában megkönnyíthetik bizonyos problémák elemzését, miként azt más területeken tapasztaltuk.

Hullámjelenségek az mhd-ban

Összehasonlítva a fizika más fejezeteivel – főleg a hidrodinamikával – ugyanolyan problémákra bukkanunk az mhd-elméletben is a hullámjelenségek területén. Ennek elsőrendű oka az alaptörvények *nemlineáris* jellege. A természetes kutatói reakció, hogy ugyanazokat a módszereket próbálták alkalmazni, amelyek a hidrodinamika története során sikerre vezettek. Ezért a rezgések, majd a zavarok tovaterjedésének viszonyaiban lassan követni kezdték a hidrodinamikai eljárásokat. Ilyen a linearizálás, vagyis olyan kis amplitúdójú rezgések viszonyainak a vizsgálata, amelyeknél az amplitúdó négyzete az egyenletekben a többi taghoz képest elhanyagolhatónak tűnik. Ez az eljárás az alapvető mennyiségeket két részre bontja, egy állandóra és egy kis korrekcióra, amelynek négyzetét már elhanyagolhatónak veszi. Természetesen nem szabad elfeledkezni arról, hogy a számítások végén ellenőrizni kell, vajon konzekvens-e az eljárás, nem lesz-e később, vagy máshol a rezgés olyan, ami ellentmond a kiindulási feltevésnek.

A kis amplitúdójú rezgések tulajdonságainak vizsgálata tehát abban áll, hogy a ϱ, p, $\vec{v}$, $\vec{B}$ állapotjelzőket $(\varrho_0+\varrho_1, p_0+p_1, \vec{v}_0+\vec{v}_1, \vec{B}_0+\vec{B}_1)$ alakban vesszük fel, vagyis keressük, hogy állandó $(\varrho_0, p_0, \vec{v}_0, \vec{B}_0)$ állapotra ültetett kis amplitúdójú zavarok megoldások lehetnek-e, és milyenek. A második hatványú vagy két első hatványú szorzatát tartalmazó tagokat elhanyagolva, nem véletlen, hogy homogén elsőrendű differenciálegyenlet-rendszert kapunk. Ennek megoldása akár Laplace-, akár Fourier-transzformációval egyszerűen megadható. Utóbbival nyerhető megoldást az

$$(\varrho_1, p_1, \vec{v}_1, \vec{B}_1) = (\bar{\varrho}, \bar{p}, \bar{\bar{v}}, \bar{\bar{B}}) \times \exp i(\vec{K}\vec{r} - \omega t)$$

alakban keressük, ahol $(\bar{\varrho}, \bar{p}, \bar{\bar{v}}, \bar{\bar{B}})$ állandók, $\vec{K}$ a hullámvektor (a hullám terjedési irányát tűzi ki, és a hullámhossz reciprokát tartalmazza), ω a rezgés körfrekvenciája. A megoldás létezését a

$$\Theta^2\left[\Theta^2 - \frac{(\vec{K}\vec{B}_0)}{\mu_0\varrho_0}\right]\left[\Theta^4 - \left(a^2 + \frac{B_0^2}{\varrho_0\mu_0}\right)\Theta^2 + a^2\frac{(\vec{K}\vec{B}_0)^2}{\mu_0\varrho_0}\right] = 0$$

egyenletet (az amplitúdókra nyert homogén lineáris egyenletrendszer determinánsa mint a nemtriviális megoldás létfeltétele) garantálja. Itt $\Theta = (\vec{v}_0\vec{K} - \omega)$ és $a = (\kappa p_0\, \varrho_0^{\,-1})^{1/2}$. Látható, hogy lényegében két hullámfajta számára kínál ez az eljárás megoldást, az egyik a

$$\Theta_A = \pm\frac{\vec{K}\vec{B}_0}{\sqrt{\varrho_0\mu_0}} = \pm v_A\,|\vec{K}|$$

a másik a

$$\Theta_{G,L} = \pm|\vec{K}|\left\{(a^2 + v_A^2 + av_A)^{1/2} \pm \left((a^2 + v_A^2 + av_A)^{1/2}\right)\right\}$$

értéknek felel meg. Az elsőhöz (Θ_A), amit *Alfvén-hullámnak* nevezünk, olyan (előre vagy hátra haladó) hullám felel meg, amelyet *sűrűség- és nyomásingadozás nem kísér*, csak együtt rezeg a sebességvektor és a mágneses indukció vektorának komponense: $\vec{v}_A = \pm\vec{B}_A(\mu_0\varrho_0)^{-1/2}$. Ez merőben új jelenség az mhd-elméletben! A Θ_G, illetve Θ_L gyököknek megfelelő hullámtípus is új jelenség, csak az Alfvén-hullámnál sokkal bonyolultabb, mert a hozzájuk tartozó hullámok mind sűrűség- és nyomásingadozással, mind sebesség- és indukcióvektor-ingadozással járnak. A Θ_G gyors (mert nagyobb), a Θ_L lassú (mert kisebb sebességű), ezért *gyors és lassú mhd-hullámoknak*, vagy *magnetoakusztikai hullámoknak* nevezzük. Az Alfvén-hullámot felfedezőjéről nevezték el, Alfvén ezt a hullámtípust ismerte fel először.

A hullámtípusok elvi kontrollja (hogy terjedésük során megmarad-e a kis amplitúdójú jellegük) természetesen könnyen elvégezhető. Hiszen a Θ_A és a Θ_G, illetve Θ_L mind valós, így az előállításuk szinuszos. Amennyiben az mhd alapegyenleteiben viszkózus vagy ohmikus veszteségekre vezető tagokat is figyelembe veszünk, ez a helyzet megváltozik, a megoldások csillapított rezgések tovaterjedését fogják leírni. Ellenkező eset is előfordulhat, amikor az egyenletekben nem energianyelő, hanem energiabecsatoló tagok jelennek meg. Ekkor instabilitások léphetnek fel.

Szakadási felületek az mhd-elméletben

Az a tény, hogy az eredeti mhd-egyenletek nemlineáris jellegűek, okvetlenül magában hordozza a bonyolultabb „rezgésformák" egész arzenálját. Ezek közül az alábbiakban csak két fajtát mutatunk be a részletek kifejtése nélkül. Ezek a gyenge szakadási felületek, illetve az erős szakadási felületek (lökéshullámok vagy egyszerűbben: lökések). A már bemutatott kis amplitúdójú hullámokkal összehasonlítva ezeknél az az újdonság, hogy a gyenge szakadási felületek esetében a mennyiségek folytonosan változnak ugyan, de a meredekségük (hely, idő szerint) ugrik, vagyis az első differenciálhányadosok szenvednek ugrást. A lökések esetében pedig már maguk az mhd-mennyiségek sem folytonosak, hanem azok is ugranak.

Előbb a gyenge szakadásokról. Ez a jelenségcsoport – a bonyolult matematikai elnevezése ellenére – meglepően egyszerű. A klasszikus hidrodinamikában ilyet például egy hajó mozgásánál tapasztalhatunk az egyébként szélcsendes, zavartalan tó felszínén. Akkor azt látjuk, hogy a hajó egyenletes mozgását a környezetében egy sajátos V alakú hullámtér kíséri, amelynek a hegyénél van a hajó. A hullámtér előtt nyugodt a vízfelszín, a V alak után látható a hajó mozgása keltette hullámtér zónája, ez a V maga a gyenge szakadási felület. Ennek egyik oldala (az eleje) nyugodt, a másik már hullámos, a vízfelszín azonban folytonos eloszlású a V alakú felületen való átmenet során. Az ideális mhd-elméletből a gyenge szakadási felületek mozgására vonatkozó törvényszerűségekből levezethető egy lineáris algebrai egyenletrendszer, amely a legegyszerűbb esetben homogén. Ennek a megoldására ismét egy determináns eltűnése adódik. Így nem véletlen és nem is csodálatos, hogy a lehetséges gyenge mhd szakadási felületek ugyanolyan típusúak, mint a kis amplitúdójú hullámformák.

Áttérve most az erős szakadási felületekre, az első lényeges dolog, amit meg kell állapítanunk, az az, hogy a hidrodinamikához hasonlóan az mhd is rendkívüli mértékben idealizálja a viszonyokat, érzésünk szerint sokkal inkább, mint az eddigiekben. Matematikai szempontból még nem látszik a kiindulás annyira erőltetettnek. Képzeljünk el egy felületet az mhd-folyadékban, amelynek az egyik oldalán a mennyiségek értékei az egyes indexet kapják, a másik oldalán a kettest, és vezessük be a Q mennyiség ugrását (a lökést) a $[Q] = Q_2 - Q_1$ alakban. Maga a felület, ahol a feltevés szerint az ugrás (lökés) megtörténik, legyen a $\varphi = \varphi(\vec{r}, t) = 0$ alakban adott. Akkor a lökésfelület a vonatkoztatási rendszerben

$$c = \frac{\dot{\varphi}}{|\nabla \varphi|}$$

sebességgel mozog. Az mhd-egyenletekből levezethető, mekkorák lesznek, és milyen összefüggésnek tesznek eleget a szereplő mennyiségek. Ezek a relációk sorban a következőknek adódnak.

Ha a lökés felületének normálisa, akkor

$$[B_n] = 0,$$

$$[\varrho\Theta\vec{v}] - \left[p + \frac{B^2}{2\mu_0}\right]\vec{n} + \left[\frac{1}{\mu_0}\vec{B}B_N\right] = 0,$$

$$[\varrho\vec{B}] + \left[\vec{v}B_N\right] = 0,$$

$$[\varrho\Theta] = 0$$

$$\left[\Theta\left(\frac{1}{2}\varrho v^2 + \frac{p}{\kappa-1} + \frac{B^2}{2\mu_0} + \right)\right] -$$

$$-\left[\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0}\right)v_n\right] - \left[\frac{1}{\mu_0}(\vec{v}\vec{B})B_n\right] = 0,$$

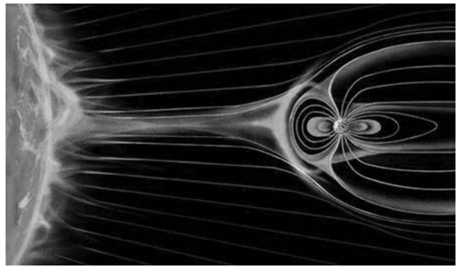
ahol $\Theta = c - v_n$, vagyis a lökésfelület koordináta-rendszerhez képest mért sebessége és a felületre merőleges áramlási sebesség (amit szintén a koordináta-rendszerhez viszonyítunk) különbsége; tehát a Θ a lökésfelület mozgási sebessége a folyadékhoz képest.

A lökési amplitúdók meglehetősen bonyolult egyenletrendszernek tesznek eleget. Igazából nem lehet maradéktalanul olyan kibontást találni, hogy fenntartások nélkül elérjük a lökésekre vonatkozó homogén lineáris egyenletrendszert, csak olyan megállapítások árán, amelyek a sűrűség és a térerősség tekintetében mindkét oldal értékének kombinációját tartalmazó mennyiségeket vezetnek be. Természetesen világos, hogy ez a tárgyalást kényszerhelyzetbe hozza. Hogy mégis ezt választjuk, azt azzal indokoljuk, hogy ezen az áron jutunk el egy olyan egyenletrendszerhez, amely a lökéstípusokat (közelítőleg) ugyanolyan kategóriákba sorolja, mint amilyeneket az előző hullámtípusoknál láttunk. Tehát meg tudjuk ekkor állapítani, hogy vannak Alfvén típusú és magnetoakusztikai típusú (gyors és lassú) lökések. De hangsúlyoznunk kell, hogy ez közelítő megoldás! Aminek nyilvánvalóan az az oka, hogy a lökés nem tisztán egyedül hidrodinamikai vagy mhd-folyamat. Magában a lökésfelületben – amely a konkrét esetekben (például az interplanetáris térben) azért távolról sem „matematikai felület" (az interplanetáris térben ezek több kilométer vastagok is lehetnek!). A lökésfront belső szerkezete ily módon otthona lehet sokféle fizikai, kémiai stb. folyamatnak, tehát már kifelé mutat az ideális keretek közül.

A közelítő osztályozás egyik végeredménye, amelyet a hidrodinamikából változatlanul megörököl az mhd, a *Zemplén Győző* (1879–1916) nevét viselő tétel. Ez kimondja, hogy spontán körülmények között csak kompressziós lökések létezhetnek, vagyis a nagyobb nyomású helyektől a kisebb nyomás felé terjed a lökés. Természetesen a figyelmet érdemes a *spontán* szóra koncentrálni!

Az mhd és a tapasztalati háttér

Főleg az űrkutatás igen tevékeny fél évszázada mutatta meg, hogy még az ideális mhd körülményei is megmutatkoznak a valóságban. Ezeket említjük mint kimondottan mhd-effektusokat. A tapasztalati háttér leglátványosabb körülményei a Föld magnetoszférájának fokozatos felismerése során tárultak fel. Ezek szerint a Napból eredő szoláris szél felcsomagolja a földi mágneses erőteret, és a Föld igazán híg, a földfelszíntől mért nagy magasságokban is jelen levő gázait – amelyek ott ionizáltak –, és egy harang alakú dinamikus egyensúlyi felületet hoz létre. Ezen belül helyezkedik el a Föld az átalakult mágneses erőterével. A Földnek a Nappal átellenes oldalán nagy (több 10 földsugárnyi) távolságra még mindig érzékelhető ez a tartomány. A határfelületet az ember alkotta űreszközök át- meg



2. kép • A Föld magnetoszférája

3. kép • James Alfred van Allen (1914–2006) átjárják, és folyamatosan mérik a viszonyokat. Ez a felület egy valódi lökés *(2. ábra)*.

A tapasztalati háttér a magnetoszférán belül a földi sugárzási övezetekre (van Allen-övek) terjed még ki. Ezeket már az első rakétakísérletek során felfedezték *(3. ábra)*. A sugárzási övezetek dinamikus képződmények, amelyek a kozmikus sugárzásból töltődnek fel, és a földi mágneses tér tartja a részecskék ide-oda mozgását bizonyos ideig rabságban. A részecskék ennek a mozgásnak a során légkör sűrűbb rétegeibe ütközve kiesnek a zónák rabságából, de újabb részecskék a behatoló kozmikus sugárzásból ismét – állandóan – fel is töltik a zónákat. Ilyen zónák létezését azóta más bolygóknál is kimutatták.

Kulcsszavak: *mágnesség, plazma, Maxwell-egyenletek, magnetohidrodinamika, mhd-hullámok*