AZ MHD-GENERÁTOROKKAL KAPCSOLATOS KUTATÁSOK FŐBB IRÁNYVONALAI

BITÓ JÁNOS*

A MŰSZAKI TUDOMÁNYOK DOKTORA

SZENDY KÁROLY**

AZ MTA LEVELEZŐ TAGJA

[Beérkezett 1972. március 24-én]

Az első, gyakorlati szempontból is figyelemre méltó berendezés KARLOVITZ Béla és a nemrégiben elhunyt HALÁSZ Dénes 1935. évi szabadalma, amelynek alapján a Westinghouse cég az 1940-es évek elején végzett kísérleteket. Az 1956. évtől kezdve meginduló intenzív kutatómunkában úttörő az AVCO laboratóriuma. Jelenleg legelőrehaladottabb fejlesztési munka a Szovjetunióban folyik. A dolgozat a füstgáz, nemesgáz és folyékony fém munkaközegű MHD-generátorok vizsgálatainak helyzetképét tárgyalja s a nemzetközi irodalomban elterjedt alapösszefüggéseket mutatja be.

1. Bevezetés

Az egyre növekvő villamosenergia felhasználás következményeként világszerte nagy intenzitással folytatják azoknak a rendszereknek a kifejlesztését, amelyek a hőenergiát közvetlenül villamosenergiává alakítják át. A közvetlen energiaátalakítás egyik, perspektivikus módszere az MHD — magneto-hidrodinamikus — elv felhasználásán alapszik.

Ezen átalakítóknak, az MHD-generátoroknak az alapelvét már Faraday felismerte és megfogalmazta: a mágneses térben mozgó vezetőben elektromotoros erő keletkezik, s a beiktatott terhelésen keresztül elektromos áram indul meg. A hagyományos, Faraday elvén működő generátorokban szilárd, fémes vezetők mozognak mágneses térben, mozgatásukhoz az energiaforrás energiáját kinetikus energiává alakító mechanikus rendszerekre van szükség.

A mechanikus energiaátalakítók kiküszöbölését már Faraday is megpróbálta. A Themze vizébe helyezett elektródok között, a Föld mágneses terének hatására létrejövő töltésszeparációt kívánta kimutatni, ami azonban műszereinek korszerűtlensége miatt sikertelen volt. A vezetőknek folyadékkal vagy ionizált gázokkal történő felcserélésének gondolatát ezt követően is hasznosították — ezen az elven működnek például a folyadék-áramlásmérők — de a közvetlen energiaátalakítással kapcsolatos kísérletek hosszú időn keresztül sikertelenek maradtak.

Az első, gyakorlati szempontból is figyelemre méltó és kivitelezhető MHD-generátort két magyar mérnök, KARLOVITZ Béla és a nemrég elhunyt

* Dr. Bitó János, XII., Korompai u. 22/a Budapest.
** Dr. Szendy Károly, II., Ábrányi E. u. 1. Budapest.

HALÁSZ Dénes dolgozta ki és ismertette 1935-ben. A találmányt 1936-ban több iparilag fejlett országban — az Amerikai Egyesült Államokban, Angliában, Franciaországban, Japánban, Németországban, Svájcban — szabadalmaztatták. E szabadalom alapján, 1940-ben hozta létre az amerikai Westinghouse cég az első, gyakorlati kísérletekre is alkalmas MHD-generátort.

A kísérleti MHD-generátor tűzterében 500÷1000 °C hőmérsékletre hevített munkagázt (füstgázt) áramoltattak keresztül izotermikus, majd adiabatikus expanzióval, a változó profilú hengeres csatornán. Az áramlás irányára merőleges mágneses térben a füstgáz töltött részecskéi szeparálódtak. A külső csatornafal környezetében, valamint a központi magban szeparálódott pozitív illetve negatív töltéseket szekcionált, a csatornában kialakuló tértöltési struktúrának megfelelően összekapcsolt elektródok segítségével vezették el.

Az eredeti szabadalomban [1] a mintegy 200 torr nyomásra megadott, kb. 1000 °C-os munkagáz hőmérsékleten kialakuló termikus ionizáció igen alacsony hatásfok elérését tette volna csak lehetővé, ezért az alapszabadalom szerzői egy másik szabadalmukban [2] elektronnyaláb alkalmazásával javasolták a munkagáz ionizációs fokát növelni.

Mindkét találmány iránt világszerte nagy érdeklődés nyilvánult meg. Így került sor annak a szerződésnek a megkötésére, amelyet a Westinghouse cég ajánlott fel a feltalálóknak, és amelynek értelmében 1940-ben az első kísérleti berendezés elkészült. Addig azonban több, nemzetközileg is elismert szakértő vizsgálta felül a javasolt megoldásban rejlő lehetőségeket, és elismerően nyilatkoztak annak egyes konstrukciós megoldásairól. A kísérletek eredményeinek értékelésénél J. SLEPIAN, a Westinghouse kutatási igazgatója a következőket jegyezte meg [3]:

„Véleményem szerint a szóban forgó találmány mind konstrukciós megoldásait tekintve, mind pedig az alapul szolgáló elméleti vizsgálatok szempontjából messzemenően figyelembe veszi a modern termodinamika és az ionizált gázok fizikájának irodalomban fellelhető legújabb eredményeit".

A Halász—Karlovitz-szabadalom alapján 1940-ben készült el az első kísérleti MHD-generátor, amely azonban nem váltotta be a hozzá fűzött reményeket. A kísérlet számos olyan problémát vetett fel, amelyre nem számítottak, s amelynek okai akkoriban még tisztázatlanok voltak. Így például a vártnál jóval nagyobb elektron-ion kölcsönhatás jelentkezett, az elektronmozgékonyság nem érte el a várt értéket, s az alkalmazott nyomástartományban olyan ionizációs instabilitások jelentkeztek, amelyeket a későbbiekben alkalmazott ionizátorokkal sem sikerült kiküszöbölni.

Az említett jelenségek miatt a generátor a tervezett áramtermelésre nem volt alkalmazható, a kísérlet ennek ellenére igen pozitívan értékelendő, hiszen elsőként vetette fel a megoldandó legfontosabb problémákat, s lehetővé tette az új kutatási irányok kijelölését [4]. KARLOVITZ Béla és HALÁSZ Dénes szabadalmai és eredményei alapvető fontosságúak, ma is számos esetben hi-

vatkoznak azokra [4, 5, 6]. Ezek a szabadalmak, illetve eredmények mintegy megindították az MHD-generátorok kutatását és fejlesztését, ráirányítva a figyelmet e közvetlen energiaátalakítási módszer perspektivikus előnyeire. A munkák folytatására nem kerülhetett sor, a II. világháború megszakította a kísérletek menetét.

Ezt követően előtérbe került a fissziós atomerőművek alkalmazása, s néhány éven keresztül csak szórványos elméleti vizsgálatokkal bővítették az MHD-generátorok irodalmát.

1956-ban indult meg ismét az intenzív kutatómunka, az Avco Corporation laboratóriumban. Az elméleti felmérést az előkészítő kísérletek követték, s ezek eredményeként 1959 végén kialakult egy természetes termikus ionizációra épülő generátor terve. A generátor hatásfokát 55%-ra becsülték. E hatásfok eléréséhez 2000 °C hőmérsékletre kellett volna előmelegíteni a levegőt, amelynek gyakorlati megvalósítása sikertelen volt. A kutatások további fázisaiban oxigén-dúsítással, ionizáló anyagok alkalmazásával, különleges elektródanyagok felhasználásával kísérleteztek.

A fejlesztés egyébként az egyes iparilag vezető országokban kisebb-nagyobb fáziseltolódással hasonló lépésekkel ment végbe. Angliában a Central Electricity Generating Board koordinálásával 1964-ben részletes fejlesztési programot dolgoztak ki, amelyet azonban néhány év elteltével gazdasági megfontolások alapján leállítottak. Hasonlóképpen zárult a francia MHD-kutatási program is.

Jelenleg a Szovjetunióban, az Amerikai Egyesült Államokban, az NSZK-ban és Japánban folyik számottevő kutató és fejlesztő munka. A legutóbbi közlések szerint a Szovjetunióban folyó fejlesztési munkák a legelőrehaladottabbak (U-02, U-25), és az elért eredmények alapján 1980-ra tervezik az első MHD-generátoros erőmű munkába állítását.

A most következőkben rövid áttekintést adunk az MHD-kutatás és fejlesztés jelenlegi helyzetéről, majd vázoljuk azokat a fontosabb kutatási feladatokat, amelyek megoldásával lényegesen közelebb lehet jutni az MHD-generátorok gyakorlati felhasználásához.

2. A jelenlegi helyzet

Mielőtt az MHD-kutatás jelenlegi helyzetéről rövid áttekintést nyújtanánk, a napjainkban alkalmazott megoldások sokfélesége miatt röviden rendszerbe foglaljuk az ismertebb kiviteleket [7, 8, 9].

Az alkalmazott energiatermelő körfolyamat szerint megkülönböztethetünk:

— nyílt körfolyamatú és
— zárt körfolyamatú

MHD-generátorokat, amelyek munkaközegeként többnyire nemesgáz és folyékony fém szolgál, általában valamilyen, ionizációt segítő sózóanyaggal szedimentáltan.

A munkaközeg ionizálása szempontjából

— egyensúlyi termikus ionizációról és

— egyensúlyon kívüli ionizációról

beszélhetünk. Az elmúlt időben különösen az utóbbi, nem egyensúlyi ionizáción alapuló, zárt körfolyamatú rendszerek kutatása haladt előre. A jelenleg alkalmazott, nem egyensúlyi ionizációs folyamatok fenntartásának az alábbi ismertebb lehetőségei vannak:

— a kezdeti ionizáció késleltetett rekombinációja;

— az elektronok hőmérsékletnövelése;

— sugárzással történő ionizáció (fotonok, részecskék);

— rövid időtartamú nagy erőterekkel történő ionizáció;

— nagy energiájú elektronnyalábbal való ionizáció;

— nagyfrekvenciás rezgések alkalmazásával történő ionizáció;

— lökéshullám alkalmazása;

— csíkozott áramlás (striated flow) alkalmazása.

A generátorból való elektromos energia kicsatolási módját tekintve az alábbi típusok megkülönböztetése indokolt:

— Faraday-típusúak, amelyeknél az elektromos energiát a munkagáz haladási irányára merőlegesen elhelyezett, például szegmentált elektródokkal csatolják ki;

— Hall-típusúak, amelyeknél a munkagáz haladási irányában kialakuló feszültségkülönbséget használják fel kicsatolásra;

— az előző két megoldás különböző kombinációi, például szegmentált, soros kapcsolású elektródrendszer alkalmazása;

— az előbb említett, egyenáramot termelő generátorokon túlmenően olyan, váltakozó áramot előállító rendszerek is ismeretesek, amelyeknél az elektromos energiát elektródok alkalmazása nélkül, mágneses úton csatolják ki.

A következőkben a kutatások jelenlegi helyzetét az alkalmazás szempontjából jelenleg számításba jövő három fő típus, az éghető gáz munkaközegű (füstgáz), nemesgáz munkaközegű és folyékony fém munkaközegű MHD-generátorok szerinti bontásban tekintjük át.

2.1. *Füstgáz munkaközegű MHD-generátorok*

A mágneses hidrodinamikai energiaátalakítás terén lényeges szerepük van az éghető gáz munkaközegű MHD-generátoroknak. A különböző országok nagy intenzitással folytatják ezen a területen kutatásaikat, és már rendelkezésre állnak olyan tervek, amelyek a 300÷800 MW-os villamos kimenőteljesítmény tartományban működő MHD-erőművek megvalósítását célozzák.

Az éghető gáz munkaközegű generátorok üzemmódjukat tekintve három alapvető csoportra oszthatók: folyamatos, szakaszos, valamint csúcsüzemű generátorok. Az MHD-kutatást legintenzívebben folytató ipari országokban a rendelkezésre álló energiahordozóknak, erőműkapacitásnak, valamint energetikai rendszernek megfelelően, az említett három típus közül az adottságoknak legjobban megfelelőt kívánják kiválasztani. A Szovjetunióból például az elkövetkezendő években — annak ellenére, hogy mindhárom változat fejlesztését intenzíven folytatják — főleg az európai területek csúcsüzemben fellépő energiaigényének kielégítésére kívánják a nagy manőverező képességgel rendelkező csúcsüzemű MHD-generátorokat kihasználni. Ennél a típusnál üzemanyagként kőolajat vagy földgázt alkalmaznának, de perspektivikusnak tartják a hidrogén üzemanyagként való felhasználását is, amely az egyéb előnyök mellett megoldaná a levegőszennyezés problémáját is, a hidrogén elégetésekor ui. víz keletkezik, amely könnyen szeparálható.

Az Amerikai Egyesült Államokban jelenleg egy 50 MW-os MHD-generátor megvalósításán dolgoznak, átmenetként szolgálna a nagyteljesítményű alapüzemű, széntüzelésű MHD-erőművek megalkotásához.

Japánban ugyancsak intenzív kutatást folytatnak a nagyteljesítményű MHD-erőművek létrehozásával és üzemeltetésével kapcsolatosan. Jelenleg már készen áll egy 1000 MW villamos kimenő teljesítményű folyamatos üzemű, gőzturbinával kombinált MHD-erőmű terve, amelyet kőolajjal kívánnak működtetni.

A Német Szövetségi Köztársaság az MHD-energia átalakítását főleg szakaszos és csúcsüzemű MHD-generátorok formájában kívánja hasznosítani. A tervezett MHD-erőmű fejlesztése keretében főleg a periferikus berendezések tökéletesítésével kapcsolatosan végeznek igen intenzív kutatómunkát.

Megjegyezni kívánjuk, hogy a fejlett, MHD-kutatást folytató ipari államok MHD-erőmű koncepcióiban igen lényeges szerepet játszik a gazdaságosság; kiemelt szempontot képez ezen erőművek beruházási költségeinek minimálása és hatásfokának növelése. Az utóbbi években végzett fizikai és műszaki vizsgálatok alapján megállapítható, hogy jelenleg a folyamatos üzemű MHD-erőművek hatásfoka kb. 55%-ra, a szakaszos erőműveké 40%-ra, a csúcsüzemű-eké pedig kb. 30%-ra tehető. Ezen hatásfok értékek természetesen csak abban az esetben valósíthatók meg, ha az MHD-generátorból kiáramló, még mindig magas hőmérsékletű munkagáz hőenergiájának egy részét gőzturbinák segítségével hasznosítják. Abban az esetben, ha az MHD-generátort impulzus üzemben működtetik, és a kiáramló gázok energiáját nem hasznosítják, a generátor hatásfoka mindössze 10%-ot ér el.

Annak ellenére, hogy az egyes országokban ma már kész MHD-erőmű tervek állnak rendelkezésre, azok műszaki megvalósítása még késik, mivel még sok a megoldásra váró, főleg technológiai jellegű probléma.

Mint ismeretes, a füstgáz generátoroknál a munkaközeg az éghető anyagok (szén, kőolaj, földgáz stb.) elégetésekor keletkező molekuláris gázokból és a munkaközeg villamos vezetőképességének növelésére szolgáló sózó anyagból — főleg alkáli földfém gőzökből — áll, amelyeket a füstgázhoz karbonátok, szulfátok vagy egyéb vegyületek formájában adagolnak hozzá. A füstgáz MHD-generátorokban a megfelelő villamos vezetőképesség eléréséhez kb. 2000÷3000 °K gázhőmérsékletet kell biztosítani. Az éghető gáz munkaközegű generátorok csatornájában kialakuló struktúrákból jelenleg főleg elméleti vizsgálatok adatai állnak rendelkezésre, amelyek szerint a közel termikus egyensúly miatt a kisülési struktúrák stabilak. Ezt alátámasztják a villamos vezetőképességgel kapcsolatosan végzett mérések is. Megemlíthető, hogy a kísérleti vizsgálatok során néha nagy ingadozás lép fel a Hall-feszültség értékében, ez azonban valószínűleg a nem megfelelően megválasztott égéskamra-geometria következménye.

Az MHD-generátorok csatornájában létrejövő mágneses hidrodinamikai áramlások tanulmányozása szempontjából igen fontos a határrétegek viselkedése. Az utóbbi években megjelent közlemények és tanulmányok többsége ezen problémakörrel foglalkozik. Így például gyakorlati szempontból nagy előrelépést jelentene az elektródok közötti rövidzár problémájának, az elektronhőmérséklet feszültségesésre gyakorolt hatásának, az elektródgeometria és az elektródelrendezés áramgerjesztéssel való összefüggésének megnyugtató tisztázása.

Az MHD-generátorok kivitelezésével kapcsolatosan is még sok műszaki probléma jelentkezik. Így például az MHD-csatornák kialakításánál alapvető fontossággal bír az elektródok anyagának és a csatornafal megfelelő szigetelőanyagának alkalmas megválasztása. A jelenlegi, különböző országokban üzemeltetett kísérleti berendezéseknél ezeket a problémákat még nem sikerült kielégítő módon megoldani. A hűtött acél, vörösréz vagy wolfram elektródok élettartam szempontjából megfelelőek ugyan, de nagy veszteségeket idéznek elő a csatornában. A magasabb hőmérsékleti igénybevételt kibíró karbid vagy kerámia elektródok alkalmazásával az említett feszültségesések ugyan csökkenthetők, ezeknél azonban csak viszonylagosan kis élettartamra lehet számítani. A végleges elektródanyagok kiválasztásához tehát még további kutató-fejlesztő munkára van szükség. Hasonló megállapítást tehetünk a csatornafal szigetelő anyagának megválasztásával kapcsolatosan; jelenleg az Al_2O_3 és a B_eO alkalmazása látszik perspektivikusnak.

Az MHD-erőművek gazdaságos kivitelezését jelentős mértékben befolyásolják a megfelelő mágneses indukciót biztosító szupravezető mágnes megalkotására fordított költségek. A jelenleg ismeretes MHD-erőművek terveiben ez a beruházási költség kulcsfontosságú szerepet játszik. A létrehozandó erőművekben 3÷6 Tesla indukciójú szupravezető mágneseket kívánnak alkalmazni. A jelenleg működő legnagyobb indukciójú mágnes indukciója 3,8 T, de a szak-

emberek nem látnak különösebb nehézséget a 6 T körüli indukcióval rendelkező mágnesek megalkotásával kapcsolatosan. Hatásfok szempontjából igen fontos még a mágneses tér megfelelő konfigurációjának kialakítása, amelynek optimálását minden csatornageometria mellett külön-külön kell elvégezni.

A fentiekben már említettük, hogy az MHD-generátorok csatornájában a megfelelő munkagáz-vezetőképesség biztosítása érdekében 2200÷3000 °K levegő előmelegítési hőmérsékletet kívánnak megvalósítani. Az ilyen célra alkalmas előmelegítő rendszerekre vonatkozóan ugyan még nem állnak rendelkezésre üzemeltetési vagy tervezési tapasztalatok, de az egybehangzó vélemények szerint e téren nem várhatók lényeges fejlesztési nehézségek.

2.2. *Nemesgáz munkaközegű MHD-generátorok*

Az atomreaktorok felhasználásával történő villamosenergia előállítás egyre nagyobb jelentőségűvé válik a fosszilis energiahordozókban szegény országokban. Az atomreaktorokban felszabaduló hőmennyiség villamosenergiává történő átalakítása szempontjából lényeges szerep juthat az 50%-ot megközelítő hatásfokú, zárt ciklusú nemesgáz munkaközegű MHD-erőműveknek. Ennél az erőműtípusnál már az éghető gáz munkaközegű (füstgáz) generátorra épülő erőműtípushoz viszonyítva kevesebb elméleti és kísérleti vizsgálati eredmény áll rendelkezésünkre, és így a nemesgáz munkaközegű MHD-erőművek alkalmazásának gazdasági kihatásai jelenleg még nem eléggé tisztázottak. Annyi azonban már ma megállapítható, hogy az általuk termelt villamosenergia előállítási költségei nem haladják meg a hagyományos erőművekét.

Az utóbbi években ugyan ezen a területen is tapasztalható némi előrehaladás, azonban az egyik leglényegesebb problémát, az ionizációs instabilitásokat még nem sikerült kiküszöbölni.

A nemesgáz munkaközegű MHD-generátorokkal kapcsolatos tevékenység során, az alkalmazott munkaközeg összetételétől függően három fontosabb kutatási-fejlesztési irányzat megkülönböztetése és bemutatása látszik indokoltnak.

Az első koncepció szerint az argon vagy hélium munkaközeg megfelelő vezetőképességét — a füstgáz-generátorokhoz hasonlóan — kálium vagy cézium fémgőz bevitelével kívánják növelni. Itt azonban az ohmos melegedés következtében az elektronhőmérséklet meghaladja a gázhőmérsékletet, s ennek következtében egy jól meghatározható, kritikus mágneses térerősség érték felett a nagy elektronsűrűség ionizációs instabilitásokat okoz. Az így kialakuló ionizációs instabilitások miatt örvényáramok keletkeznek, amelyek számottevően mérséklik a munkagáz vezetőképességét.

Az említett probléma megoldásával jelenleg több ország kutatói is foglalkoznak, azonban ma még egyértelműen nem adható meg az ilyen termé-

szetű instabilitások kielégítő módon való mérséklése. Egyes vélemények szerint nitrogén vagy szénmonoxid adagolásával a rekombinációs hatás növelésével és az elektronhőmérséklet ezzel egyidejűleg történő csökkentésével e káros jelenség kiküszöbölhető.

A fent vázolt elképzeléseknél célszerűbbnek látszik az a javaslat, amely szerint a nemesgáz munkaközeghez kizárólag annyi alkáli fémgőzt adagolnak, hogy a bevitt atomok teljes mértékben ionizálódjanak. Ekkor a vezetőképesség mérések szerint, egy kritikus mágneses térerősség felett az effektív vezetőképesség meghaladja a nagyobb alkálifém koncentrációjú, de kisebb ionizációs fokú munkaközeg vezetőképességét.

Az ionizációs instabilitások káros hatása még tiszta hélium munkaközeg alkalmazásával is kiküszöbölhető. Ebben az esetben a munkaközeg kívánt ionizációs fokát a gáz megfelelő előfűtésével biztosítják, és a generátor a csatornában folyamatosan rekombinálódó plazmával dolgozik. Mivel a kísérleti adatok szerint a rekombinációs idők a 10^{-3} sec-os tartományban vannak, így szuperszónikus gázáramlás biztosítása esetén ez az elképzelés megvalósítható. A szuperszónikus gázáramlás azonban újabb problémát vet fel, mivel ekkor nagyobb ugyan az elektromotoros erő, de az áramlási sebesség növekedésével egyidejűleg a súrlódási veszteségek is növekszenek, ez pedig hatásfokcsökkenéssel jár. A tiszta nemesgáz üzemű generátorok hatásfoka csak mintegy 20%-ra tehető, azaz lényegesen kisebb, mint a füstgáz-generátorokkal elérhető 50÷55%-os hatásfok.

Mint arra már utaltunk, a nemesgáz munkaközegű generátorokban, a jobb hatásfok érdekében, a munkaközeg hőmérsékletét 2000 °K fölé kell emelni. A jelenleg működő atomreaktorok ugyan nem tudnak ilyen magas hőmérsékletet biztosítani, de a megfelelő reaktortípus kifejlesztésének ma már nincsenek elvi akadályai.

2.3. *Folyékony fém munkaközegű MHD-generátorok*

A folyékony fém munkaközegű MHD-generátorok viszonylag kis hatásfokkal rendelkeznek, azonban speciális célokra igen előnyösen alkalmazhatók. Az ilyen típusú MHD-generátorok gyakorlati megvalósítása mind a Szovjetunióban, mind pedig az Amerikai Egyesült Államokban küszöbön áll. Mindkét ország főleg űrkutatási célokra kívánja felhasználni a létesítendő folyékony fém munkaközegű generátorokat.

A szovjet szakemberek jelenleg egy olyan háromfázisú generátor kifejlesztésén dolgoznak, amely 3%-os összhatásfok és 900 °C munkaközeg hőmérséklet mellett 1 kW villamosenergiát szolgáltat.

Az amerikai kutatók az elmúlt évben kezdték meg egy, az Űrhajózási Hivatal által finanszírozott folyékony fém munkaközegű MHD-generátor üzemi próbáit. Ez a berendezés 300 kW összteljesítményű. A generátorban

a villamos vezető szerepét Na—K eutektikum tölti be, gyorsító gázként pedig nitrogént alkalmaznak. A berendezés tervezése során a szakemberek részletesen elemezték a több komponensű folyamatokat, és ennek alapján megállapították, hogy az ilyen munkaközegű MHD-generátorok a folyamatos üzemű hagyományos erőművek előfokozataiként is előnyösen alkalmazhatók.

A hatásfok növelése érdekében még ennél a generátortípusnál is igen sok problémát kell megoldani. Mint ismeretes, a folyékony fém munkaközegű generátoroknál a villamos energiát nem a termikus energia közvetlen átalakításával, hanem a kinetikus- és nyomásenergia felhasználásával nyerik. Ez azonban szükségessé teszi a munkaközeg entalpiájának a két utóbbi energia formájába való átalakítását, amelyet legelőnyösebben a kétfázisú rendszerek segítségével lehet megvalósítani. Itt ugyanis a szuperszónikus sebességtartományban működő konvergencia-fúvókában a gőzben rejlő energiát folyadékokra viszik át.

A kétfázisú rendszerekben létrejövő áramlásokkal viszonylag sok kísérleti és elméleti munka foglalkozik. Vizsgálták például azt az esetet, amikor az indukciós generátorban kis gőz- vagy gáztartalommal rendelkező, első közelítésben tiszta folyadéknak tekinthető munkaközeg áramlik. Abban az esetben lehet kielégítő hatásfokot és nagy teljesítménysűrűséget elérni, ha az áramlási paraméterek megfelelő beállításával minimálni tudják a súrlódási és elektromos veszteségeket.

Egy további elképzelés értelmében az olyan körfolyamatok megvalósítása lenne célszerű, amelyek a munkaközeg emulziós áramlásán alapulnak. Az ismertetett javaslat értelmében az egyik fázist képező folyékony fémhez egy hangsebességen aluli áramlási sebességet biztosító fúvókával mikroszkopikus nagyságú nemesgáz buborékokat adagolnak. Ez a módszer elsősorban az egyenáramú generátorok megvalósításánál látszik alkalmazhatónak.

Több országban folytatnak kísérleteket az úgynevezett „slug-flow" áramlások alkalmazhatóságának tisztázása érdekében is. Ezeknél a fém- és gázfázis makroszkopikusan különváltan áramlik. Az ilyen típusú áramlások az indukciós és egyenáramú generátorokban egyaránt alkalmazhatók lennének. Az eddigi kísérletek alapján azonban még nem áll rendelkezésünkre elegendő adat ahhoz, hogy az e téren jelzett perspektívákat reálisan meg tudjuk ítélni.

Az eddigi közlések alapján az már egyértelműnek látszik, hogy a folyékony fém munkaközegű generátoroknál a kinetikus energián keresztül történő energiaátalakítás következtében a hatásfok ugyan kisebb, mint a közvetlen termikus energiaátalakításnál. Ezzel szemben az elérhető teljesítménysűrűség nagyobb lesz, mint a közvetlen termikus energiaátalakítás esetében.

A fentiek összegezéseként megállapítható, hogy kezdetben az MHD-generátorok alkalmazásától a nagy hatásfok (70÷75%), a nagy egységteljesítmény és a megszokottnál kisebb fajlagos beruházási költség megvalósulását várták. A kutatások során azonban bebizonyosodott, hogy

— a hatásfok a nagy kezdő hőmérséklet (2500÷3000 °K) ellenére sem növelhető lényegesen a korszerű gőzturbina hatásfoka fölé és kb. 50÷60%-ot fog elérni;

— a nagy egységteljesítmény csak látszólagos, mivel az MHD rendszer elektromos generátora az összteljesítménynek csak 1/2÷1/3-ad részét szolgáltatja, a többit az utánkapcsolt, hagyományos hőerőművel kell megtermelni;

— a fajlagos installációs költség esetleges csökkenése az összteljesítménynek mindössze 1/2÷1/3 részét szolgáltató MHD-generátorban az egész berendezésre átszámítva nem hoz lényeges javulást.

A kutatások során feltárt alapvető nehézségek a következők:

— a munkaközeg magas ionizációs fokának biztosítása (a megfelelő munkaközeg kiválasztás, előmelegítés);

— ehhez 3000 °K körüli munkagázhőmérséklet kialakítása;

— az ionizációs fokot növelő eljárások tökéletesítése;

— olyan szerkezeti anyagok kutatása és kidolgozása, amelyek az egyidejű termikus, elektromos, kémiai, korróziós, eróziós igénybevételnek tartósan ellenállnak;

— a kívánt erősségű mágneses tér megbízható, gazdaságos kialakítása és huzamosabb időn át történő fenntartása (szupravezető mágnesek).

A jelenlegi fejlesztési munkák eredményei alapján az már megállapítható, hogy az MHD-generátorok fenti három alapvető típusa műszaki szempontból kivitelezhető, s reális lehetőség van üzemi villamos energia MHD-elv alapján történő előállítására.

Napjainkban az éghető gáz generátorok fejlesztése van a legelőrehaladottabb állapotban, amelyet a rendelkezésre álló tüzelőanyagtartalékok nagyobb hatásfokkal történő hasznosításának igénye indokol. Nem kevésbé lényeges továbbá a hűtővízfogyasztás jelentős mértékű csökkenthetősége sem, amely együtt jár az MHD-elven történő villamosenergia-előállítással.

A gazdaságos alkalmazáshoz azonban még a legjobban kifejlesztett típusok esetében is néhány éves igen intenzív kutatómunkára van szükség. A kutatások legfontosabb irányvonalairól a következőkben adunk rövid áttekintést, a már felmerülő, megoldásra váró plazmafizikai problémák tükrében.

3. A főbb kutatási irányok

Annak ellenére, hogy a lineáris MHD-rendszerek állnak az érdeklődés középpontjában, több olyan közleménnyel is találkozhatunk, amely az ettől eltérő geometriák alkalmazásával járó előnyöket vizsgálja. Számításba jöhet a vortex geometria és a radial-outflow rendszer, amelyek mindegyike elsősorban az érdekességszámba menő, különleges effektusok elemzését teszi lehetővé. Intenzív kutató-fejlesztő tevékenység csak a lineáris, nyitott és zárt ciklusú rendszerek terén folyik.

A fizikai kutatások, jellegüket tekintve az alábbi nagyobb témakörökben folynak:

a) *Felületi jelenségek* az elektródokon és az azokat körülvevő terekben lejátszódó fizikai folyamatok kísérleti és elméleti vizsgálata; az elektródok kiképzésével, alakjával, anyagával kapcsolatos vizsgálatok; fali kölcsönhatások; elektród- és fali veszteségek.

b) *Térfogati jelenségek.* Az elektromos vezetőképesség növelésére alkalmas módszerek keresése, a vezetőképesség fokozása; termikus ionizáció; nem egyensúlyi ionizáció; fotoionizáció; mágnesen indukált ionizáció; sózási módszerek fiziko-kémiai ellenőrzése; fluktuációk, instabilitások vizsgálata, a Lorentz-erőre visszavezethető instabilitások, a Hall-áramok megszűnéséhez vezető ionhomogeneitások stb. káros hatásának mérséklése; a térfogati- és végveszteségek csökkentése.

Az eddigi elméleti és kísérleti vizsgálatok rámutattak arra, hogy a jó hatásfok elérésének egyik feltétele az, hogy az elektronkoncentráció a csatorna tengelye mentén állandó legyen. A számítások célja egyébként a fajlagos energiasűrűség optimumának megkeresése, egy adott rendszer esetén. Az alkalmazott elméleti módszer: a magnetohidrodinamika alapegyenleteinek valamilyen közelítések felhasználásával történő, legfeljebb kétdimenziós megoldása, meghatározott perem- és kezdeti feltételek megállapításával, a vizsgált geometriájú MHD-rendszerre specializálva.

A most következőkben a magnetohidrodinamika alapegyenleteit megadva, a kisfrekvenciás közelítést alkalmazva mutatjuk be azokat az alapösszefüggéseket és megfontolásokat, amelyek az MHD-áramlások leírására a legáltalánosabb esetben is alkalmasak. Ismertetjük továbbá a leggyakrabban alkalmazott elhanyagolásokat, amelyek lehetővé teszik az egyes speciális MHD-rendszerek leírását.

3.1. *A magnetohidrodinamika alapegyenletei*

Az MHD-generátorok elméleti alapjait tartalmazó mágneses hidrodinamikát úgy tekinthetjük, mint a folyadékok mechanikájának és az elektromágneses törvényeknek egységes rendszerét. Ez a rendszer, amely magában foglalja a folyadékok mechanikájából jól ismert három alapvető megmaradási törvényt (tömeg-, impulzus-, energiamegmaradás), s az elektrodinamika alapjait képező Maxwell-féle egyenleteket, elvben alkalmas az MHD-kutatás során, a konkrét generátortípusokkal kapcsolatban felmerülő részproblémák megoldására. Az említett törvények alapján felírt, csatolt nemlineáris differenciál-egyenletrendszer azonban teljes általánosságban még numerikus módszerek segítségével sem elemezhető, illetve oldható meg.

Ennek következtében magától értetődik, hogy az egyes konkrét feladatoknál alkalmazott közelítések rendszerbe való foglalása egyértelműen nem

oldható meg, például a típusok (nyitott, illetve zárt ciklusú generátorok, vagy folyékony fém-, illetve füstgáz-, nemesgáz-generátorok stb.) egyedi jellegzetességeinek figyelembevétele nélkül.

Az alábbiakban a nemzetközi irodalomban legáltalánosabban elterjedt formában adjuk meg a mágneses hidrodinamika alapegyenleteit, és kitérünk az ismertebb, konkrét kutatások során is alkalmazott közelítésekre.

A mágneses hidrodinamika „alapegyenlet-rendszer"-ét a következő feltételezések mellett állíthatjuk fel:

— az elektromágneses térrel kölcsönhatásba lépő folytonos közeg rendelkezik a folyadékok összes ismert tulajdonságaival;

— a közeg lehet egy-, vagy többkomponensű, tartalmazhat töltött részecskéket, s ennek megfelelően benne elektromos áram keletkezhet;

— a leírásnál figyelmen kívül hagyjuk az egyes individuális részecskék mágnesezhetőségét és polarizálhatóságát;

— mivel a közeget elektromosan vezetőnek tételezzük fel, így az elektromágneses tér egyrészt térfogati erőket hoz létre benne, másrészt pedig energetikai kölcsönhatásba lép a közeggel, amelyet figyelembe kell venni az energiamérleg felállításánál.

A fenti feltételek figyelembevételével az alábbi egyenletekből álló rendszert írhatjuk fel:

a) az anyag megmaradását jellemző kontinuitási egyenlet:

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

ahol ϱ — a közeg sűrűsége
t — az idő
$\vec{v}$ — a közeg egy pontjának makroszkopikus sebessége

b) az impulzusmegmaradás törvényét kifejező egyenlet:

$$\varrho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \vec{\psi} + \vec{F} \tag{2}$$

ahol D/Dt — az idő szerinti totális differenciáloperátor
p — a hidrosztatikai nyomás
ψ — a viszkozitási erő
$\vec{F}$ — az egységnyi térfogatra ható erő.

A viszkozitási erőt a feszültségtenzor kifejtéséből az alábbi formában adhatjuk meg:

$$\vec{\psi} = -\frac{2}{3}\nabla(\eta \nabla \cdot \vec{v}) + \eta[\nabla^2 \vec{v} + \nabla(\nabla \vec{v})] + 2\,[(\nabla \eta) \cdot \nabla]\vec{v} + (\nabla \eta) \times (\nabla \times \vec{v}) \tag{2a}$$

ahol η — a viszkozitási tényező, amely az adott közelítésben skaláris mennyiség, s függhet a közeg termodinamikai állapotjellemzőitől.

Ha a térfogati erők közül elhanyagoljuk a plazma polarizációjából és mágnesezéséből származó összetevőket, azaz csak a mozgó szabad töltésekre ható erőket vesszük figyelembe, akkor az F térfogatú erő az alábbi alakban írható fel:

$$\vec{F} = \varrho_e \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} \tag{2b}$$

ahol ϱ_e — a töltéssűrűség
$\vec{E}$ — az elektromos térerősség
$\vec{J}$ — az áramsűrűség vektora, amely a vezetési áram és konvekciós áram összege
$\vec{B}$ — a mágneses indukció

c) az energiamegmaradás törvényét kifejező egyenlet:

$$\frac{1}{2}\varrho \frac{Dv^2}{Dt} + \varrho \frac{De}{Dt} = \vec{E}\vec{J} + \nabla(\varkappa \nabla T) - \sum_s \nabla(v_s \varrho_s h_s) - \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}(pv_i) + \varphi \tag{3}$$

ahol e — az egységnyi tömegre eső belső- és hőenergia összege
$\varkappa$ — a hővezetőképesség
T — az abszolút hőmérséklet
h — az egységnyi tömegre vonatkoztatott entalpia
s — a közeg egyes összetevőit jellemző index
i — a vektorösszetevőt meghatározó index
φ — a viszkózus disszipációs függvény, amely az időegység alatti energiasűrűség-változást jellemzi.

A φ viszkózus disszipációs függvényét a feszültségtenzor kifejtéséhez hasonló módon, a következő alakban írhatjuk fel:

$$\varphi = \eta \sum_i v_i \nabla^2 v_i + \frac{1}{3}\eta \sum_i v_i \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\sum_i \frac{\partial v_j}{\partial x_j}\right) + \sum_{i,j} v_i \frac{\partial \eta}{\partial x_j}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) -$$

$$- \frac{2}{3}\sum_i v_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i}\left(\sum_j \frac{\partial v_j}{\partial x_j}\right) + \eta \sum_{i,j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\eta\left(\sum_j \frac{\partial v_j}{\partial x_j}\right)^2 \tag{3a}$$

ahol i, j — a vektorösszetevőt jelölő indexek.

d) az elektrodinamika jól ismert alaptörvényeit kifejező Maxwell-féle egyenletek:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\varrho_e}{K_0} = \frac{1}{K_0}\sum_s n_s q Z_s, \tag{4}$$

$$\nabla \vec{B} = 0, \tag{5}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{6}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0\left(\vec{J} + K_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right), \tag{7}$$

ahol K_0 — a vákuum dielektromos állandója
n — a töltött részecskék koncentrációja
q — az elemi töltés
Z — töltésszám
s — a töltéskomponenseket jelölő index
μ_0 — a vákuumra vonatkoztatott mágneses permeabilitási tényező.

Az (1—7) egyenletek a közeget jellemző állapotegyenletekkel, valamint a megfelelő kezdeti és peremfeltételekkel matematikai szempontból zárt egyenletrendszert alkotnak. Azonban — amint azt már az előzőekben említettük — a rendszer általános megoldása jelenleg még numerikus módszerek segítségével sem adható meg. Ezért a gyakorlati alkalmazások során különböző elhanyagolásokat alkalmaznak.

3.2. *A kisfrekvenciás közelítés*

Az MHD-generátorokkal kapcsolatosan felmerülő konkrét problémák megoldásához széles körben alkalmazzák az ELSASSER W. M. által javasolt kisfrekvenciás közelítést, amelynek során a következő elhanyagolásokat teszik:

a) A (7) összefüggésben eltekintünk az eltolási áramot jellemző

$$K_0 \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

tényezőtől. Ezen elhanyagolás jogosságát könnyen beláthatjuk, ha az eltolási áramot összehasonlítjuk a $\vec{j} \approx \sigma \vec{E}$ vezetési árammal, ahol σ a vezetőképesség, és feltételezzük, hogy az $\vec{E}$ elektromos térerősség színuszosan változik az ω frekvenciával. Ebben az esetben a két áramösszetevő hányadosára a következőt kapjuk:

$$\frac{K_0 \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)_{\max}}{(\sigma \vec{E})_{\max}} \approx \frac{K_0}{\sigma} \cdot \omega$$

A fenti hányados számszerű értéke minden konkrét esetben megadható, a műszaki alkalmazások során azonban $\sigma \approx 100$ Mo m, a K_0 értéke pedig kb. $9 \cdot 10^{-12}$ F/m, amely jól megközelíti a vákuum dielektromos állandóját. Ily módon

$$\frac{K_0 \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)_{\max}}{(\sigma \vec{E})_{\max}} \sim 10^{-13} \cdot \omega$$

ahonnan látható, hogy még egész nagy frekvenciákon is (10^{12} Hz) elhanyagolható az eltolási áram.

b) A konvekciós áram $\varrho_e \vec{v}$ elhanyagolható a $\sigma \vec{E}$ vezetési áramhoz viszonyítva. Ezen közelítés érvényességi körének meghatározásához vizsgáljuk meg a töltéssűrűséget a (4) egyenlet alapján. Feltételezve, hogy a vizsgált esetben a karakterisztikus méret (L) nem túl nagy, és az E ennek megfelelően lineárisan változik az adott tartományban:

$$\varrho_e \sim \frac{K_0 E}{L}.$$

Amennyiben összehasonlítjuk a $\varrho_e v$-t a vezetési áramot jellemző E mennyiséggel, akkor:

$$\frac{\varrho_e \vec{v}}{\sigma \vec{E}} \approx \frac{(K_0 E/L)V}{\sigma E} = \frac{K_0 V}{L\sigma}$$

ahol V — karakterisztikus sebesség.

Ha az alábbi, a gyakorlatban gyakran jelentkező tipikus értékeket helyettesítjük be a fenti összefüggésbe, azaz

$$K_0 = 10^{-11}\ \mathrm{F/m}, \quad V = 10^{+5}\ \mathrm{m/sec}, \quad L = 1\mathrm{m}, \quad \sigma = 100\ \mathrm{Mho/m},$$

akkor

$$K_0 V/L\sigma \approx 10^{-8},$$

ahonnan látható, hogy a konvekciós áram minden további nélkül elhanyagolható a teljes áramhoz viszonyítva.

c) A (2) egyenletben szereplő elektrosztatikus térfogati erők elhanyagolhatók. A feltételezés könnyen igazolható, ha a korábban bemutatott módon közelítőleg megadjuk a $\varrho_e E$ értéket, azaz

$$|\varrho_e \vec{E}| \approx \frac{K_0 E^2}{L}.$$

Ugyanakkor az Ohm-törvény alapján — a $\varrho_e V$ elhanyagolásával — a $\vec{J} \times \vec{B}$ szorzata:

$$|\vec{J} \times \vec{B}| \approx \sigma(E + VB)B$$

alakot ölti.

Amennyiben az E és a VB azonos nagyságrendű mennyiségek, akkor

$$|\vec{J} \times \vec{B}| \approx \sigma V B^2$$

azaz a

$$\frac{|\varrho_e \vec{E}|}{|\vec{J} \times \vec{B}|} \approx \frac{K_0 E^2}{\sigma L V B^2} \approx \frac{K_0 V^2 B^2}{\sigma L V B^2} = \frac{K_0 V}{\sigma L}$$

hányadosra az előbbi becslés értelmében elhanyagolhatóan kis értéket kapunk.

Megjegyezzük, hogy a fenti három elhanyagolás (az eltolási áram, a konvekciós áram, valamint az elektrosztatikus térfogati erő) értékelését olyan konkrét számadatok behelyettesítésével végeztük el, amelyek a gyakorlati alkalmazások során igen gyakran előfordulnak. Abban az esetben, ha a fenti — kisfrekvenciásnak nevezett — közelítést más speciális esetekre kívánjuk alkalmazni, úgy ismételten felül kell vizsgálni a közelítés alkalmazhatósági kritériumait.

Figyelembe véve a fenti elhanyagolásokat, az alábbiakban ismét összefoglaljuk a műszaki számítások elméleti alapjait képező egyenletrendszert, azaz a mágneses hidrodinamika alapegyenleteit kisfrekvenciás közelítésben:

Maxwell-féle egyenletek:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{8}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \tag{9}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \tag{10}$$

$$K_0 \nabla \cdot \vec{E} = \varrho_e. \tag{11}$$

Kontinuitási egyenlet:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla(\varrho \vec{v}) = 0. \tag{12}$$

Mozgásegyenlet:

$$\varrho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \vec{\psi} + \vec{j} \times \vec{B}. \tag{13}$$

Energiamérleg:

$$\varrho \left(\frac{De}{Dt} + \frac{1}{2} \frac{Dv^2}{Dt} \right) = \vec{E} \cdot \vec{j} + \nabla(K \nabla T) - \sum_s \nabla(\vec{V}_s \varrho_s h_s) - \nabla(p\vec{v}) + \varphi. \tag{14}$$

Ohm-féle törvény:

$$\vec{j} = \sigma[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) - \beta(\vec{j} \times \vec{B})]. \tag{15}$$

Állapotegyenlet:

$$p = p(\varrho, T). \tag{16}$$

Kalorikus állapotegyenlet:

$$e = e(\varrho, T). \tag{17}$$

A közeget jellemző transzporttényezők:

$$\varkappa = \varkappa(\varrho, T), \quad \eta = \eta(\varrho, T), \quad \sigma = \sigma(\varrho, T). \tag{18}$$

Megjegyezzük, hogy a fenti egyenletrendszerben $\vec{j}$ a vezetési áramsűrűséget adja meg (elhanyagoltuk a konvekciós áramot), s az Ohm-törvényben szereplő β tényező az úgynevezett Hall-állandó (l/qn_e). Utalunk továbbá arra, hogy ha az elemezni kívánt konkrét feladatban a ϱ_e meghatározását nem tartjuk szükségesnek, akkor a (11) egyenlet elhagyható, mivel a ϱ_e az egyenletrendszer többi tagjában nem szerepel, s az E-n keresztül egyértelműen meghatározható.

A felírt egyenletrendszer zárt, mivel 25 egyenletünk és 25 ismeretlenünk marad, beleértve a $\vec{\psi}$-re megadott (2a) vektoregyenletet, valamint a φ-t kifejező (3a) skaláris egyenletet.

A (10) egyenletet nem stacioner feladatok esetében kezdeti feltételként kezelhetjük.

A bemutatott (8—18) egyenletrendszer tovább egyszerűsíthető, ha más változókkal kifejezzük az $\vec{E}$ és a $\vec{j}$ vektormennyiségeket. Kifejezve a (15) egyenletből az $\vec{E}$-t:

$$\vec{E} = \frac{\vec{j}}{\sigma} - \vec{v} \times \vec{B} + \beta(\vec{j} \times \vec{B}), \tag{19}$$

és beírva a (9) egyenletből a $\vec{j}$ áramsűrűséget, azt kapjuk, hogy

$$\vec{E} = \frac{\nabla \times \vec{B}}{\mu_0 \cdot \sigma} - \vec{v} \times \vec{B} + \beta\left(\frac{\nabla \times \vec{B}}{\mu_0} \times \vec{B}\right). \tag{20}$$

Ez utóbbi egyenlet a (8) egyenlettel együtt az általános indukciós egyenlethez vezet, amely a következő alakban írható fel:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times \frac{\nabla \times \vec{B}}{\mu_0 \sigma} - \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \nabla \times \left[\frac{\beta}{\mu_0}(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}\right] = 0. \tag{21}$$

Amennyiben a σ-t állandónak tételezzük fel, és felbontjuk a vektorszorzatokat, akkor az egyenlet az alábbi jól ismert formát ölti:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = (\vec{B} \cdot \nabla)\vec{v} - (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{B} + (\nabla \cdot B)\vec{v} - (\nabla \cdot \vec{v})\vec{B} - \frac{\nabla(\nabla \cdot \vec{B})}{\mu_0 \sigma}$$

$$- \frac{\beta}{\mu_0}\left\{(\nabla \times \vec{B})(\nabla \cdot \vec{B}) - (\vec{B} \cdot \nabla)(\nabla \times \vec{B}) + [(\nabla \times \vec{B}) \cdot \nabla]\vec{B}\right\} + \frac{\nabla^2 \vec{B}}{\mu_0 \sigma}. \tag{22}$$

Felhasználva a (10) összefüggést, s feltételezve, hogy $\beta = 0$, az indukciós egyenlet általánosan alkalmazott alakját kapjuk meg:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = (\vec{B} \cdot \nabla)\vec{v} - (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{B} - (\nabla \cdot \vec{v})\vec{B} + \alpha \nabla^2 \vec{B}, \tag{23}$$

ahol

$$\alpha = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$$

A j áramsűrűség értékét a (9) egyenletből beírva a (13) és (14) egyenletekbe, a mágneses hidrodinamikai alapegyenletrendszer a következő egyszerűbben kezelhető végleges formát ölti [9]:

Kontinuitási egyenlet:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla(\varrho \vec{v}) = 0 . \tag{24}$$

Mozgásegyenlet:

$$\varrho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \vec{\psi} + \frac{(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}}{\mu_0} \tag{25}$$

Energiamérleg:

$$\varrho \frac{De}{Dt} = -p\nabla\vec{v} - \Phi + \nabla(\varkappa \nabla T) + \frac{(\nabla \times \vec{B})^2}{\mu_0^2 \sigma} ,$$

ahol (26)

$$\Phi = \frac{2}{3}\eta(\nabla\vec{v})^2 - \eta\left[\nabla^2(v^2) - (\nabla \times \vec{v})^2 - 2\vec{v}\nabla\vec{v}\right] .$$

Indukciós egyenlet:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \frac{\nabla \times \vec{B}}{\sigma} - \nabla \times \left[\frac{\beta}{\mu_0}(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}\right] . \tag{27}$$

Itt, ugyanúgy mint az előzőekben, feltételezzük, hogy p, e, valamint a közegre jellemző transzporttényezők, $\varkappa$, η, és σ ismert függvényei ϱ-nak és T-nek.

Szükségesnek tartjuk megjegyezni, hogy a Maxwell-féle egyenletek a $K_0(\delta E/\delta t)$ eltolási áram elhanyagolása után már relativisztikusan nem invariánsak. Ez azonban nem jelent újabb korlátozást, mivel a szokásos hidrodinamikai egyenletek az elektromágneses effektusok hiányában is csak a Galilei-féle transzformációhoz viszonyítva invariánsak.

3.3. *Dimenziónélküli paraméterekkel megadott alapegyenletek*

A fenti egyenletrendszert (24—27) előnyösebb dimenziónélküli alakban felírni. Általában egy fizikai feladat nehézségi fokát a benne szereplő dimenziónélküli paraméterek száma határozza meg. Így például az összenyomható, viszkózus folyadékok áramlásával kapcsolatosan felmerülő feladatok pontosan megoldhatók, mivel csak egy dimenziónélküli paramétert tartalmaznak, mégpedig a Reynolds-számot.

Vizsgáljuk meg, hogy az általunk felírt (24)—(27) alapegyenletrendszer hány dimenziónélküli paraméterrel jellemezhető, s mi ezen paraméterek fizikai tartalma. A célkitűzés a dimenzióelmélet alapján kétféle módszerrel is megoldható:

— formális átalakításokkal, amelyekkel az egyenletrendszert dimenziónélküli alakra hozzuk;

— olyan fizikai tartalommal rendelkező paramétereket (például különböző erőhatások viszonyát) bevezetve, amelyek biztosítják az egyenletrendszer dimenziómentességét.

Az első módszert alkalmazva a $\vec{j}$ és az $\vec{E}$ mennyiségek más paraméterekkel történő kifejezése után kapott egyenletrendszerre — feltételezve, hogy a vizsgált gáz ideális, s elhanyagolva az egyes összetevők által a diffúzió során elvitt energiát — egy olyan dimenziónélküli formát írhatunk fel, amelyben a klasszikus hidrodinamikából ismert dimenziónélküli paraméterek (Mach-szám, Prandtl-szám stb.) szerepelnek. Bár feltételezésünk szerint a vizsgált gáz ideális, ez azonban az új paraméterek bevezetése szempontjából abban az esetben sem jelentkezik elhanyagolásként, amikor a gáz nem tekinthető ideálisnak.

Az ideális gázt jellemző összefüggések:

$$\frac{De}{Dt} = C_V \frac{DT}{Dt}, \qquad p_0 = \varrho_0 R_0 T_0,$$
$$R_0 = C_{p_0} - C_{V_0}, \qquad \gamma = \frac{C_{p_0}}{C_{V_0}} \tag{28}$$

ahol C_V — az állandó térfogat melletti fajlagos hőkapacitás
R_0 — gázállandó, amely R univerzális gázállandó és a molekulasúly hányadosaként adható meg
C_p — a fajlagos hőkapacitás, állandó nyomás mellett.

Vezessük be továbbá az alábbi dimenziónélküli változókat:

$$\tilde{x} = \frac{x}{L_0}, \quad \tilde{t} = \frac{t}{L_0/V_0}, \quad \tilde{\varrho} = \frac{\varrho}{\varrho_0}, \quad \tilde{B} = \frac{B}{B_0},$$
$$\tilde{p} = \frac{p}{p_0}, \quad \tilde{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \tilde{C}_V = \frac{C_V}{C_{V_0}}, \quad \tilde{\eta} = \frac{\eta}{\eta_0}, \tag{29}$$
$$\tilde{\varkappa} = \frac{\varkappa}{\varkappa_0}, \quad \tilde{V} = \frac{V}{V_0}, \quad \tilde{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad \tilde{\beta} = \frac{\beta}{\beta_0},$$

ahol a „0" a karakterisztikus méreteket jelző index, valamely tetszőleges megválasztott pontra vonatkoztatva. Megjegyezzük, hogy a csatornákban való áramlásoknál (belső peremfeladat) karakterisztikus méretekként a csatorna bemeneti keresztmetszetében jelentkező értékeket szokásos megadni.

Az ily módon bevezetett dimenziómentes változók felhasználásával írjuk fel a (24—27) egyenleteket [8]. A továbbiakban a (29) formulákban megadott dimenziónélküli változóknál szereplő „$\sim$" megkülönböztető jelölést az egyszerűség kedvéért elhagyjuk.

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

$$\varrho \cdot \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\gamma_0 M_0^2} \nabla p + \frac{1}{R_e} \vec{\psi} + S(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}\,, \tag{30}$$

$$\varrho C_V \cdot \frac{DT}{Dt} = -(\gamma_0 - 1) \cdot p(\nabla \vec{V}) - \frac{\gamma_0(\gamma_0 - 1)}{R_e} M_0^2 \Phi + \frac{\gamma_0}{R_e P_r} \nabla(\varkappa \nabla T) +$$

$$+ \frac{\gamma_0(\gamma_0 - 1)}{Re_m} \cdot S M_0^2 \cdot \frac{(\nabla \times \vec{B})^2}{\mu_0^2 \sigma}\,,$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\nabla \times \vec{B}) - \frac{1}{Re_m} \left\{ \nabla \times \frac{\nabla \vec{B}}{\sigma} - \omega\tau\beta \nabla \times [(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}] \right\}, \tag{30}$$

ahol $Re = \varrho_0 L_0 V_0 / L_0$ — a Reynolds-szám
$Re_m = \mu_0 \sigma_0 V_0 \cdot L_0$ — a mágneses Reynolds-szám
$M_0 = V_0 / \sqrt{\gamma_0 R_0 T_0}$ — a Mach-szám
$\omega\tau = \sigma_0 \beta_0 B_0$ — a Hall-szám
$S = B_0^2 / \mu_0 \varrho_0 V_0^2$ — az Alfvén-szám
$Pr = C_{p0} \eta_0 / \varkappa_0$ — a Prandtl-szám

Itt jegyezzük meg, hogy a dimenzióelmélet alapján két mágneses hidrodinamikai áramlás akkor tekinthető hasonlónak, ha az azokat jellemző γ_0, $\omega\tau$, Re, M_0, Pr, Re_m, S paraméterek egyenlőek.

Mint látható, az elektromágneses és hidrodinamikai jelenségek következtében az egyenletrendszerben három új paraméter jelentkezik: a mágneses Reynolds-szám, az Alfvén-szám és a Hall-szám. A három új paraméter a feladat matematikai megoldhatósága szempontjából sokkal nagyobb gondot jelent, mint a folyadékok áramlásánál az összenyomhatóság és a viszkozitás figyelembevétele.

A három új paraméter az alábbi fizikai tartalommal jellemezhető:

a) *Mágneses Reynolds-szám* a folyadék mágneses térhez viszonyított „csúszását" fejezi ki. Ennek illusztrálására tételezzük fel, hogy a (9) egyenletben a mágneses tér a B_0 állandó külső tér, s a b indukált belső térerősség összege. Akkor:

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\vec{B}_0 \times \vec{b}) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{b}\,. \tag{31}$$

Áttérve a dimenziónélküli formára, figyelembe véve, hogy $\vec{j}_0 = \sigma_0 V_0 \vec{B}_0$ (ahol $\vec{j}_0$ még nem dimenziótlan) azt kapjuk, hogy

$$(\mu_0 \sigma_0 V_0 B_0)\vec{j} = (\nabla \times \vec{b}) B_0 / L_0 , \tag{32}$$

vagy

$$Re_m \vec{j} = \nabla \times \vec{b} . \tag{33}$$

Ebből nyilvánvaló, hogy nagy mágneses Reynolds-számok mellett már kis áram is erős indukált mágneses teret hoz létre, illetve a kis R_m-nél jelentős áramok is csekély mágneses indukciót eredményeznek, ami azt jelenti, hogy a $\vec{b}$-t tekinthetjük kis perturbációnak.

b) Az Alfvén-számot úgy tekinthetjük, mint a mágneses térfogati erő és az inerciaerő viszonyát. Az S kis értékénél a mágneses tér nem gyakorol jelentős befolyást a hidrodinamikai áramlás alakulására. Lényeges hatás csak az $S \geq 1$ esetében várható. Más szemszögből is megvilágítható az Alfvén-szám fizikai tartalma, ha bevezetjük a mágneses hidrodinamikai hullámok terjedési sebességét:

$$A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \varrho_0}} . \tag{34}$$

Ebben az esetben S az Alfvén-féle sebesség és a folyadék áramlási sebességének viszonyaként adható meg, azaz

$$S = \frac{B_0^2}{\mu_0 \varrho_0 V_0^2} = \frac{A^2}{V_0^2} . \tag{35}$$

Az S ilyen értelmezése mellett bevezethető a magnetohidrodinamikai „Mach"-szám:

$$M_m = \frac{V_0}{A} = \frac{1}{\sqrt{S}}$$

Megjegyezzük, hogy az Alfvén-szám és a rajta keresztül bevezetett egyéb paraméterek (pl. magnetohidrodinamikai Mach-szám) azon esetekben játszanak fontos szerepet, amikor a folyadék áramlása közben hullámjelenségek lépnek fel.

c) *A Hall-számot* makroszkopikus szemlélettel úgy értelmezhetjük, mint a Hall-áram és a villamos térrel párhuzamos áramösszetevő viszonyát:

$$\frac{\sigma_0 \beta_0 j_0 B_0}{j_0} = \sigma_0 \beta_0 B_0 = \omega \tau . \tag{36}$$

A részecskék mikroszkopikus jellegét tekintve a Hall-szám a mágneses térben körpályán mozgó elektronok két ütközés között megtett, radiánokban kifejezett szögelfordulását fejezi ki.

Egyes esetekben természetesen lehetőség van más dimenziómentes paraméterek bevezetésére is, mégpedig az alapegyenletek megfelelő átrendezése útján. A matematikai műveletek elvégzése helyett azonban célszerűbbnek látjuk az új dimenziómentes paraméterek fizikai meggondolások alapján történő bevezetését.

Az Alfvén-számhoz hasonló paraméterként adható meg a *mágneses kölcsönhatási paraméter*, amely a mágneses térfogati erő és a folyadék inerciaerejének hányadosa:

$$I = \frac{\sigma_0 V_0 B_0^2}{\varrho_0 V_0^2 / L_0} = \frac{\sigma_0 B_0^2 L_0}{\varrho_0 V_0} . \tag{37}$$

Az I paramétert abban az esetben célszerű alkalmazni, amikor az alapegyenletrendszerből a j és E változókat nem sikerül kiküszöbölni.

A mágneses hidrodinamikai határrétegek viselkedésének tanulmányozása során rendkívül fontos a *mágneses Prandtl-szám* ismerete, amely a mágneses- és a hidrodinamikai Reynolds-számok hányadosát fejezi ki. Ismeretes ugyanis, hogy a viszkózus határrétegek vastagsága fordítottan arányos a Re-vel. Így a $Re \to \infty$ esetén a határréteg végtelen vékonnyá válik, s annak hatását elhanyagolhatjuk. Hasonló eset adódik a mágneses hidrodinamikában is, ahol a belépő perturbációmentes áramlásban a sebesség és a mágneses tér homogén. Ekkor az áramlást határoló felületnél áramréteg alakulhat ki (az áramirány merőleges a sebesség irányára), és amennyiben $Re_m \to \infty$, akkor ez a réteg végtelenül vékony lesz. Ha az Re_m nagy paraméter, de véges, akkor az áramréteg vastagsága Re_m-mel fordítottan arányos.

A mágneses Prandtl-szám segítségével jellemezhetjük az áram- és a viszkózus határrétegek viszonyát, amely az alábbi összefüggés segítségével adható meg:

$$Pr_m = \frac{Re_m}{Re} = \frac{\mu_0 \sigma_0 \eta_0}{\varrho_0} . \tag{38}$$

Ez analóg a gázdinamikai Prandtl-számmal, amely a viszkózus- és a hőhatárrétegek viszonyát jellemzi.

Egyes hidrodinamikai áramlások leírásánál jól használható még a *Hartmann-féle szám*, amely a mágneses térfogati erők és a viszkozus erők hányadosát határozza meg:

$$Ha^2 = \frac{\sigma_0 V_0 B_0^2}{\eta_0 V_0 / L_0^2} = \frac{\sigma B_0^2 L_0^2}{\eta} . \tag{39}$$

A Hartmann-szám a következő összefüggésben van a korábban bevezetett paraméterekkel:

$$Ha^2 = S \cdot Re \cdot Re_m = IRe . \tag{40}$$

A (31) egyenletek, valamint a fentiekben bemutatott dimenziónélküli paraméterek segítségével általánosan leírhatók a mágneses hidrodinamikai áramlások. A (30) egyenletek azonban egy nem lineáris kapcsolt differenciált egyenletrendszert alkotnak, amelyek megoldása csak megfelelő közelítő feltételezések mellett végezhető el.

3.4. *Az egydimenziós, kváziegydimenziós és kétdimenziós leírás*

A (30) egyenleteket először HARTMANN vizsgálta [10], egyszerű csatornageometriát, ideális áramlási viszonyokat, és egyszerű peremfeltételeket feltételezve. A Hartmann-féle egydimenziós, analitikus megoldás igen értékes továbblépést jelent az MHD-áramlások elméleti tanulmányozása szempontjából, mivel egyrészt lehetőséget teremt a bonyolultabb feladatok közelítő megoldásainak felépítéséhez, másrészt pedig rámutat arra, hogy az elektromágneses jelenségek és a folyadékáramlások egyidejű vizsgálata nemcsak matematikai szempontból vett fel újabb nehézségeket, hanem új, korábban kevésbé ismert fizikai jelenségekre irányítja rá a figyelmet.

A HARTMANN által alkalmazott matematikai modellt itt nem kívánjuk részletesen elemezni, csupán ismertetjük a modell felállításához alkalmazott fontosabb kiindulási feltételezéseket, amelyek a következők:

— a folyadék egy téglalap keresztmetszetű csatornában áramlik, ahol a csatorna két oldalfalát a két vezető elektród alkotja, vízszintes falai pedig szigetelő tulajdonságúak;

— a két fémelektród közötti távolság sokkal nagyobb, mint a szigetelő falak egymástól való távolsága;

— a vizsgálatok során eltekintünk a csatorna be- és kilépőnyílásainál jelentkező vég-effektusoktól, azaz a csatorna hossza sokkal nagyobb annak keresztirányú méreteinél;

— a csatornában áramló folyadék összenyomhatatlan, villamos szempontból vezető tulajdonságú, áramlása pedig stacioner;

— a külső mágneses tér iránya merőleges az áramlás irányára, valamint az elektródok síkjára, a mágneses tér állandó, s homogén;

— az áramlás során elhanyagolható a Hall-effektus hatása;

— elhanyagolhatók a másodlagos áramlások (az elektródok közötti távolság sokkal nagyobb, mint a szigetelő falak közötti távolság);

— a p és T változókon kívül az összes változó a z koordináta függvénye (az elektródok síkjával párhuzamos és ugyanakkor a csatorna tengelyére merőleges koordináta);

— a p és T változók a csatorna tengelyével megegyező irányú x koordinátától is függenek;

— az alapegyenletekben szereplő vektormennyiségekre az alapfeltételezések értelmében érvényesek a következők:

$$\vec{v} = (u, 0, 0), \quad \vec{j} = (0, j_y, 0) ,$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b} = (b_x, 0, B_0), \quad \vec{E} = (0, E_y, 0) .$$

A fenti feltételezések mellett — megfelelő határfeltételekkel — az alapegyenletrendszer elsőfokú differenciál egyenletrendszerré alakítható, amely a szükséges paraméterek ismeretében analitikus megoldást nyújt [11, 12].

Az alapegyenletek matematikai analízise, s az MHD-áramlások leírása szempontjából további előrelépést jelentenek a kváziegydimenziós megoldások, amelyeket főleg a Faraday-típusú generátoroknál alkalmaznak [13]. Ez azáltal ad többet, mint az egydimenziós modell, hogy az egyenletekben a változók keresztmetszet szerinti átlagértékei szerepelnek. Ez esetben a következő alapvető elhanyagolásokat tesszük:

— a be- és kilépő zónákban elhanyagoljuk az inhomogeneitásokat, azaz a csatornamagasság és hosszúság aránya kicsi;

— csak a csatorna tengelyével megegyező irányú sebességösszetevőt és a tengelyre merőleges és ugyanakkor az elektródok síkjával párhuzamos mágneses térkomponenst vesszük figyelembe;

— feltételezzük, hogy a Hall-effektus hiányában csak az elektródok síkjára merőleges E komponens jelentkezik;

— a p és T a csatorna keresztmetszetében állandó;

— elhanyagoljuk az indukált mágneses tér hatását;

— a leírás csak lassan változó csatornakeresztmetszet esetére általánosítható.

Figyelembe véve a fenti elhanyagolásokat a (30) alapegyenletrendszer elsőfokú differenciál egyenletrendszerré alakítható, és a megfelelő kezdeti és határfeltételek figyelembevételével az előzőekhez hasonlóan analitikus megoldást ad a keresett változókra (pl. az E_x, E_y, B_z és az A csatornakeresztmetszet ismeretében az áramlási sebességre és a gáz állapotjellemzőire).

Az egyes speciális áramlástani feladatok — például az áramkomponensek térbeli eloszlásának meghatározása — során kétdimenziós modelleket alkalmaznak [14]. Ezek, a feladat jellegétől és céljától függően rotor- vagy divergencia-egyenletek. Megoldásuk számítógépes módszerrel történik, a vizsgált esetekben alkamazható közelítésekkel.

IRODALOM

1. KARLOVITZ B., HALÁSZ D.: Verfahren und Einrichtung zur Umwandlung von Strömungsenergie in elektrische Energie. 725.433. sz. német szabadalom, 1936. júl. 11.
2. KARLOVITZ B., HALÁSZ D.: Kathodenstrahlröhre mit Öffnungen zum Herausführen der Elektronenstrahlen. 691.084. sz. német szabadalom, 1936. jún. 4.
3. The K and H Generator. Process for the Conversion of Heat into Electrical Power. *Research Report from Westinghouse Research Laboratories.* R-94 430—5-A, 1946. jan. 6.
4. WAY S.; *Energy International* **8** (1971), 14—18.
5. SUTTON G. W.: Direct Energy Conversion. McGraw-Hill Inc. 1966
6. *Proceedings of Fifth International MHD Symposium.* Munich, 1971
7. *Proceedings of the 3rd Symposium of Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics.* Rochester, 1962. Gordon and Breach, Science Publishers Inc., New York 1964
8. ELSASSER W. M.: *Phys. Rev.* **95** (1954), 1
9. SUTTON, G. W.—SHERMAN A.: Engineering Magnetohydrodynamics, McGraw-Hill Book Company. New York—St. Louis—San Francisco—Toronto—London—Sydney 1965, 283—286
10. HARTMANN, I.—LAZARUS F.; Kgl Danske Videnskab. Selskab, *Mat-Gys. Medd.* **15** (1937)
11. CROCCO L., Fundamentals of Gas Dynamics, Princetown Univ. Press, Princetown, New York 1958
12. SHAPIRO A., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow. V. 1. The Ronald Press C., New York 1953
13. PAI, S. I.; Quasi-One-Dimensional Analysis of Magnetogasdynamics, *Procedings of MHD-Symposium*, Salzburg 1966
14. LENGYEL L. L., Two-Dimensional Current Distributions in Faraday Type MHD Energy Converters Operating in the Non-equilibrium Conduction Mode; *Energy Conversion* **9** (1969), 13—23.

Main Trends in MHD Generator Research. The first equipment having also practical importance was described in the 1935 patent of Béla KARLOVITZ and Dénes HALÁSZ which was the base of experiments carried out by the WESTINGHOUSE Co. at the beginning of the 1940's. In the intensive research which started in 1956, the AVCO laboratory is leading. At present the most advanced development work is carried out in the Soviet Union. The paper reviews the situation of the research on MHD generators with smoke gas, noble gas and liquid metal working fluids and presents the basic relations current in the international literature.

Die Hauptrichtungen der Forschungen im zusammenhang mit den MHD-Generatoren. Die erste, auch vom Standpunkt der Praxis bemerkenswerte Einrichtung wurde in einem Béla KARLOVITZ und dem kürzlich verstorbenen Dr. D. HALÁSZ i. J. 1935 erteilten Patent beschrieben; auf Grund dieses Patents führte die Firma Westinghouse Anfang 1940 Versuche durch. In der 1956 begonnenen intensiven Forschungsarbeit ist das Laboratorium AVCO bahnrechend. Derzeit ist die am weitesten fortgeschrittene Arbeit in der Sowjetunion im Gang. Die Arbeit bespricht die Situation der Untersuchungen über MHD-Generatoren mit den Arbeitsmedien Rauchgas, Edelgas und flüssiges Metall und reproduziert die in der internationalen Literatur verbreiteten grundlegenden Zusammenhänge.