HŐEGYENSÚLYON KÍVÜLI FOTOIONIZÁCIÓ FÜSTGÁZ-KÁLIUM MHD MUNKAKÖZEGBEN

ANTAL KÁLMÁN* – BOLLA ISTVÁN**

[Beérkezett 1971. dec. 8-án]

1. Bevezetés

Mint ismeretes a tűztérben megfelelő hőfokra hevített füstgáz-kálium munkaközegben kielégítő ionizációs fok érhető el [1]. A gáz adiabatikus kiterjedés közben nagy sebességgel az MHD csatornába jut, miközben a hőmérséklete erősen lecsökken. Így az említett munkaközegben nagyfokú elektron-ion térfogati rekombináció lép fel, amely az alábbi egyenlettel jellemezhető:

$$\frac{dn_e}{dt}\,[\text{térfogati rekombináció}] = -\alpha n_e^2, \tag{1}$$

ahol:

n_e — az elektronsűrűség
t — az idő
α — a rekombinációs tényező (térfogati)

Az [1] javaslat szerint a rekombinációs folyamat nagy hőmérsékletű izzó szénszemcsék csatornába való juttatásával késleltethető (esetleg ellensúlyozható). A szénszemcsék késleltető hatásukat az általuk kibocsájtott hőmérsékleti sugárzás keltette fotoionizáció útján fejtik ki. A javasolt eljárás alkalmazhatóságához az alábbi feltételeknek kell teljesülniük:

1. Az izzó szénszemcséknek olyan hőmérsékletet kell elérniük, hogy a kibocsájtott hőmérsékleti sugárzás képes legyen a kálium atomok ionizálására — s ellensúlyozza a rekombinációs veszteségeket.

2. A bejuttatott szénszemcsékben felhalmozódott oxidációs hőenergiának elegendőnek kell lennie az ionizációs energiamérleg fenntartásához, amíg a munkaközeg az MHD csatornában tartózkodik.

* Antal Kálmán, 1204 Budapest, Vecsey lakótelep 20
** Bolla István, 1073 Budapest, Kertész u. 43.

2. A szénszemcsék kritikus hőmérsékletének meghatározása

Az első feltétellel kapcsolatosan vizsgáljuk meg a szénszemcse fotoionizációt előidéző hőmérsékleti sugárzását. Feltételezzük, hogy a sugárzás az abszolút fekete test sugárzással, azaz a Planck-féle összefüggéssel jellemezhető. A fotoionizáció sebességét az alábbi összefüggés adja meg általános alakban:

$$\frac{dn_e}{dt}\,[\text{fotoionizáció}] = \sum_i n_i Q_i \Phi_i \Omega_i, \tag{2}$$

ahol:

n_i — az ionizálandó atomok koncentrációja
Q_i — a fotoionizációs hatáskeresztmetszet
Φ_i — a foton fluxus (az egységnyi felületre egységnyi térszögben beeső ionizáló fotonok száma)
Ω_i — a térszög

Az abszolút fekete test spektrális energiasűrűségéből kiindulva:

$$dE_\nu = \frac{8\pi h}{c^3}\,\frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}\,d\nu, \tag{3}$$

ahol:

h — a Planck-féle állandó
c — a fénysebesség
ν — a frekvencia
T — az abszolút hőmérséklet
k — a Boltzmann állandó

illetve felírva a spektrális intenzitást:

$$dI_\nu = \frac{c}{4\pi}\,dE_\nu, \tag{4}$$

$kT \ll h\nu_0$ esetében a $\nu > \nu_0$ frekvenciákra a fotonfluxus a következő alakban írható fel:

$$\Phi = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{dI_\nu}{n\nu} = \frac{2}{c^2}\int_{\nu_0}^{\infty} e^{-\frac{h\nu}{kT}}\,\nu^2 d\nu, \tag{5}$$

ahol:

ν_0 — az ionizációs energiának megfelelő frekvencia.

Amennyiben a hatáskeresztmetszetet energia (hullámhossz)-függőnek tekintjük és az alábbi általános alakban adjuk meg:

$$Q = Q(\lambda) = \bar{a}\lambda^2 + \bar{b}\lambda + \bar{c}, \tag{6}$$

ahol:

λ — a hullámhossz,

akkor a fotonfluxussal együtt az integrál alatt kell azt figyelembe vennünk. A (2) egyenlet felírásához tehát az alábbi kifejezést kell részletesen elemezni:

$$\langle Q\Phi\rangle = 2\int_{\nu_0}^{\infty} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \frac{Q(\lambda)}{\lambda^2}\, d\nu\,. \tag{7}$$

Az integrál megoldása az alábbi formában adható meg (a megoldás során még nem alkalmaztunk elhanyagolásokat):

$$\langle Q\Phi\rangle = 2\nu_0 \frac{e^{-x_0}}{x_0}\left[\Theta - \frac{1}{x_0}\lambda_0 \frac{d\Theta}{d\lambda_0} + \frac{1}{x_0^2}\frac{d}{d\lambda_0}\lambda_0^2 \frac{d\Theta}{d\lambda}\right], \tag{8}$$

ahol:

x_0 — az abszolút fekete test hőmérsékletének ionizációs energiához való viszonyát jellemző dimenzió nélküli „nagy" paraméter:

$$x_0 = \frac{\varepsilon_i}{kT}$$

ε_i — ionizációs energia,
Θ — dimenzió nélküli paraméter,

$$\Theta = \frac{Q(\lambda_0)}{\lambda_0^2}\,,$$

Q — az ionizációs keresztmetszet $\lambda = \lambda_0$ értéknél,
λ_0 — az ionizációs potenciának megfelelő hullámhossz,
c — a fénysebesség.

A továbbiakban feltételezzük, hogy a szénszemcsék hőmérséklete az MHD csatornában való tartózkodás alatt nem változik, ami azt jelenti, hogy a szénszemcséket folyamatosan elégetjük. Ily módon a fentiek figyelembe vételével az ionizációs és rekombinációs folyamatokat jellemző mérleget az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$\frac{dn_e}{dt}\,[\text{ionizáció}] = [\text{fotoion.}] + [\text{lépcsős ion.}] + [\text{termikus ion.}], \tag{9}$$

$$\frac{dn_e}{dt}\,[\text{rekombináció}] = [\text{térfogati rek.}] + [\text{felületi rek.}]\,. \tag{10}$$

A fotoionizáció a (2) formulával jellemezhető. A fotonok kölcsönhatásba lépnek a munkaközeg összes komponensével, ezek közül azonban csak a legkisebb ionizációs potenciálú (adott esetben kálium) ionizációját vesszük figyelembe. A fotonok okozta disszociációs és gerjesztési folyamatok fotonveszteséghez, míg a munkagáz egyéb komponenseinek ionizációja elektronnyereséghez vezet. Ezen jelenségek hatását azonban elhanyagoljuk.

A (9) összefüggésben a lépcsős ionizáció hatását ugyancsak figyelmen kívül hagyjuk — ez azonban további nyereséget, ionizációs hatásfok javulást eredményezhet. A termikus jellegű ionizáció, a kiterjedés után a csatornában uralkodó viszonylag kis hőmérsékletek miatt nem ad jelentős járulékot. A (10) összefüggésben a térfogati rekombinációt az (1) összefüggés értelmében vizsgáljuk. A felületi rekombináció, mint ismeretes két komponensből tevődik össze. A generátor szigetelőfalán létrejövő rekombináció, valamint a csatornatérben az ionizációs veszteségek pótlására bejuttatott szénszemcsék felületén jelentkező „fali" rekombináció. Mivel célunk a szénszemcsékkel történő fotoionizáció lehetőségének vizsgálata, így az előbbit nem vizsgáljuk, az utóbbi rekombinációs lehetőség pedig a szén nagy kilépési munkája miatt első közelítésben elhanyagolható. A fentiek értelmében tehát az ionizációs mérlegre jellemző egyenlet a következőképpen alakul:

$$n_i < \Phi Q > \Omega = \alpha n_e^2 . \tag{11}$$

A térszög értéke függ a térbe bejuttatott részecskék méreteitől és eloszlásától. Pontos értékét minden egyes feladat esetében konkrétan meg kell vizsgálni. Az irodalmi adatok szerint 0,1-től a teljes értékig, azaz 4π-ig változhat.

Az ily módon felírt mérleg megadja a szénszemcsék kritikus hőmérsékletét. A hőmérséklet meghatározásánál további korreláció vezethető be — ez a szénszemcse és az abszolút fekete test hőmérsékleti sugárzása közötti különbségből ered, s egy emisszivitási tényezővel jellemezhető.

A (8) egyenletet két konkrét esetben vizsgáljuk:

a) a Q hatáskeresztmetszetre a [2] dolgozatban található kísérleti energiafüggést figyelembe véve a [3] egy aproximációs formulát ad:

$$Q(\lambda) = \bar{a}\lambda^2 + \bar{b}\lambda + \bar{c} , \tag{12}$$

$$[Q] = \mathrm{cm}^2; \ [\lambda] = \mathrm{cm} ,$$

ahol:

$\bar{a} = 1{,}504 \cdot 10^{-9}$,
$\bar{b} = -8{,}37 \cdot 10^{-14}$ cm,
$\bar{c} = 1{,}173 \cdot 10^{-18}$ cm^2.

Ezt figyelembe véve, az x_0-ra a következő transzcendens egyenletet nyerhetjük:

$$e^{x_0} = \frac{2\nu_0 n_i \Omega}{\alpha n_e^2} \frac{1}{x_0} \left[\bar{a} + \frac{\bar{b}}{\lambda_0} + \frac{c}{\lambda_0^2} + \frac{1}{x_0} \left(\frac{\bar{b}}{\lambda_0} + \frac{2\bar{c}}{\lambda_0^2} \right) + \frac{1}{x_0^2} \frac{2\bar{c}}{\lambda_0^2} \right] . \tag{13}$$

Különböző α, n_e, n_i, Ω értékeknél nyert — iterációs módszerrel meghatározott — eredményeinket az I. Táblázatban közöljük.

b) a hatáskeresztmetszetet energiafüggetlennek, azaz állandónak tekintve az x_0-ra vonatkozó transzcendens egyenlet az alábbi formában írható fel:

$$e^{x_0} = \frac{2\nu_0 n_i \Omega Q}{\alpha n_e^2 \lambda_0^2} \left[\frac{1}{x_0} + \frac{2}{x_0^2} + \frac{2}{x_0^3} \right] . \tag{14}$$

A különböző α, n_e, n_i, Ω, Q értékekkel, ugyancsak iterációs módszerrel kapott megoldásokat a II. Táblázatban foglaljuk össze.

I. táblázat

γ	0	−1	−2	−3	−4	−5	−6
x_0	19,2	17,1	15,1	13,1	11,2	9,3	7,6
τ	2620	2950	3340	3850	4490	5420	6630
η	$5{,}8\times10^{-6}$	$3{,}4\times10^{-5}$	$1{,}8\times10^{-4}$	$0{,}9\times10^{-3}$	$3{,}9\times10^{-3}$	$1{,}5\times10^{-2}$	$5{,}1\times10^{-2}$

Megjegyzés. A táblázatban szereplő T hőmérsékleteket °K-ben adtuk meg, s az iterációs lépéseket ± 5 °K pontosságig végeztük. Az x_0 és η értékeinél a harmadik, ill. a negyedik számjegyre kerekítettünk.

II. Táblázat

γ	0	−1	−2	−3	−4
x_0	25,6	23,4	21,2	19,0	16,9
τ	1960	2150	2380	2650	2980
η	$2{,}2\times10^{-8}$	$1{,}5\times10^{-7}$	$1{,}1\times10^{-6}$	$6{,}9\times10^{-6}$	$4{,}1\times10^{-5}$
γ	−5	−6	−7	−8	
x_0	14,7	12,6	10,5	8,5	
τ	3430	3990	4790	5930	
η	$2{,}5\times10^{-4}$	$1{,}3\times10^{-3}$	$6{,}6\times10^{-3}$	$2{,}8\times10^{-2}$	

3. A szénszemcsék szükséges mennyiségének meghatározása

A 2. feltétel kielégítéséhez megvizsgáljuk a bejuttatott szénszemcsék energiatartalmát, amelynek alapján megadható az ionizációs egyensúly esetleges fenntartásához szükséges szénszemcse mennyiség. Legyen egy szénszemcse tömege:

$$m = \frac{\pi d^3}{6}\varrho\,,$$

ahol:

d — a szemcse átmérője,
ϱ — a szén sűrűsége.

1 kg szén levegőben történő elégetésekor p nyomáson, T hőmérsékleten V térfogatú füstgáz keletkezik. Legyen a szénszemcsék száma

$$n = \frac{M}{m}\,,$$

akkor az egy részecskére jutó térfogat

$$V' = \frac{V}{n}.$$

Az előző pontban foglaltak értelmében egy sec alatt a munkagáz 1 cm^3-nyi térfogatában αn_e^2 elektron-ion pár rekombinálódik. Ezt az energiaveszteséget kell tehát pótolnunk. Nézzük meg, hogy az egy szénszemcsére eső elemi térfogatban a rekombinációs veszteségek pótlására a munkagáz csatornában való tartózkodási ideje alatt mekkora energiamennyiség szükséges:

$$E = \alpha n_e^2 V' \tau \varepsilon_i, \tag{15}$$

ahol:

τ — a közeg csatornában való tartózkodásának ideje

$$\tau = \frac{L}{v},$$

L — a csatorna hosszúsága,
v — a közeg áramlási sebessége,

Az m tömegű szénszemcse teljes mértékű elégetésekor

$$E_{eff} = m\varkappa\eta \tag{15'}$$

ionizáció szempontjából hasznosítható hőmennyiség keletkezik,

ahol:

$\varkappa$ — a szén fajhője,
η — hatásfok

A (15') összefüggésben η a hőmérsékleti sugárzás ionizációs energiában való realizálódását jellemzi, s értékét az alábbiakban fogjuk meghatározni. Az elemi térfogatra vonatkozó energiamérleg — a munkaközeggel együtt mozgó koordináta rendszerben — a következőképpen alakul:

$$\alpha n_e^2 V \frac{m}{M} \varepsilon_i \tau = m\varkappa\eta\,. \tag{16}$$

Az energiamérleg alapján megadható tehát az 1 kg elégetett szén fűtőanyagra eső szükséges szénszemcse mennyiség:

$$M = \frac{\alpha n_e^2 \tau \varepsilon_i}{\varkappa\eta} V. \tag{17}$$

Térjünk vissza a η koefficiens meghatározásához. Feltételezve, hogy a szemcsék fekete testként sugároznak a (3) összefüggés integrálját nulla és végtelen frekvenciatartományra felírva és az integrálást elvégezve a következő kifejezést kapjuk:

$$E = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{8\pi k^4 T^4}{c^3 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{8\pi^5 k^4}{15 c^3 h^3} T^4 . \tag{18}$$

Ez a kifejezés nem más, mint a fekete test T hőmérsékleten kibocsájtott teljes energiaspektruma. A kálium ionizációja szempontjából a számunkra érdekes energiatartomány ε_i-től ∞-ig terjed. A teljes kisugárzási energia ionizáció szempontjából hasznos hányada tehát:

$$\eta = \frac{\int_{x_0}^\infty x^3 e^{-x} dx}{\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx} . \tag{19}$$

A két integrál kiszámítása, és a megfelelő átalakítások elvégzése után η-ra az alábbi végformulát kaphatjuk meg:

$$\eta = \frac{15}{\pi^4} e^{-x_0}(x_0^3 + 3x_0^2 + 6x_0 + 6) . \tag{20}$$

4. Számítási eredmények

Az alábbiakban néhány irodalmi adat behelyettesítésével számszerűleg is elemezzük a kapott formulákat.

a) A (13) formulában a kálium atomok fotoionizációs hatáskeresztmetszetét a (12)-ben megadott számadatok alapján vesszük figyelembe. Az egyéb paraméterek értékei, illetve értékhatárai kálium esetében a következők:

$\nu_0 = 1{,}04935 \times 10^{15}$		sec^{-1}
$\lambda_0 = 2{,}85694 \times 10^{-5}$		cm
$n_e = 10^{12}$		cm^{-3}
$n_i = 10^{19}$	$- 10^{16}$	cm^{-3}
$\alpha = 10^{-9}$	$- 10^{-8}$	$\mathrm{cm}^3\ \mathrm{sec}^{-1}$
$\Omega = 4\pi$	$- 10^{-2} \times 4\pi$	—

A fenti számadatokat behelyettesítve, az iterációs módszer alapján nyert eredményeinket az I. Táblázatban foglaljuk össze. A táblázat első sorában álló γ paraméter egy, az iterációs formula jobb oldalára beírható tízes faktor egész számú kitevője, s értékének helyes megválasztásával a fenti adattáblázatban szereplő bármely kombináció előállítható. A $\gamma = 0$ esetnek az adatsor első oszlopában szereplő számadatok behelyettesítése felel meg.

b) Amennyiben a kálium atom fotoionizációs hatáskeresztmetszetét állandónak tételezzük fel, a (14)-es iterációs formulát kell alkalmaznunk, és ez esetben az adatsor kiegészül a

$$Q = 10^{-17} \quad - 10^{-19} \ \mathrm{cm}^2$$

értékkel. A γ paraméter most is az összes kombinációs lehetőség egyszerű áttekintésére szolgál.

c) A (17) formula alapján számítható a tűztérben elégetett 1 kg szénre vonatkoztatva, az MHD csatornába a fotoionizációs hatás biztosítására belövendő szénszemcsék összsúlya. Ennek becslésére az [1] irodalomból példaként az alábbi számértékeket helyettesítjük be:

$\alpha = 10^{-9}$	$\mathrm{cm}^3\mathrm{sec}^{-1}$	
$n_e = 10^{12}$	cm^{-3}	
$\tau = 5 \times 10^{-2}$	sec	
$\varepsilon_i = 4{,}34$	eV	
$\varkappa = 8{,}1$	kcal gr^{-1}	
$V = 19{,}6$	m^3	(1 kg szén elégetésekor keletkező füstgáz térfogata 1 at. nyomáson 600 °K-nél)
$\eta = 2{,}5 \times 10^{-4}$		($T = 3430$ °K-nél)

figyelembe véve az alábbi, mértékegységek közötti viszonyszámokat:

$$1 \ \mathrm{eV} = 1{,}6 \times 10^{-12} \ \mathrm{erg}; \qquad 1 \ \mathrm{kcal} = 4{,}187 \times 10^{10} \ \mathrm{erg}.$$

A (17) formula alapján a számítást elvégezve:

$$M = 51{,}6 \ \mathrm{gr}$$

össztömeget kapunk, ami körülbelül 0,41 súlyszázaléknak felel meg, amennyiben 1 kg szén levegőben történő elégetésekor 12,49 kg füstgáz keletkezik.

5. Összefoglalás

A fenti elhanyagolások mellett az MHD generátort jellemző paraméterek egy viszonylag szűk tartományában, az MHD csatornában lejátszódó rekombinációs folyamat késleltetésére, illetve ellensúlyozására az [1] alatt javasolt módszer megvalósítható.

A dolgozatban közölt mérlegformulák alapján ezek a paraméterek megadhatók, s lehetőség nyílik az optimális üzemmód meghatározására.

Köszönetnyilvánítás

Szerzők köszönetüket fejezik ki Dr. SZENDY Károlynak, a Magyar Tudományos Akadémia levelezőtagjának a téma felvetéséért, valamint értékes észrevételeiért, továbbá BITO Jánosnak, a műszaki tudományok doktorának a témával kapcsolatos hasznos diszkussziókért.

IRODALOM

1. HALÁSZ D.—SZENDY K.: Fotoionizáció az MHD működéséhez (kézirat).
2. D. R. BATES: Proc. Roy. Soc. A. 188, 350 (1947).
3. SZABÓ J.: Az MHD generátor munkagáza vezetőképességének megváltoztatása BaO—K sózás hatására. (Kézirat).
4. R. J. ROSA: Proc. IEEE, 774 (1963. máj.).

Photo-Ionization without Thermal Equilibrium in Combustion Gas-Potassium Working Medium. The paper analyses the possibility of maintaining the required ionization degree of the working gas in the channel of the MHD generator after the adiabatic expansion, by injection of incandescent coal grains. On the basis of the ionization equation and the energy balance, the authors state for different possible MHD-parameters the critical temperature and the quantity of the incandescent coal grains necessary for maintaining the ionization.

Photoionisation außerhalb des termischen Gleichgewichts in Rauchgas-Kalium Arbeitsmedien. Die Verlasser untersuchen die Möglichkeit für die Aufrechterhaltung des notwendigen Ionisationsgrades des Arbeitsgases im Kanal des MHD-Generators durch Zugabe von glühenden Kohlekörnern. Auf Grund der Ionisationsgleichung und der Energiebilanz werden die kritische Temperatur und die zur Aufrechterhaltung der Ionisation notwendige Menge der glühenden Kohlekörner bei verschiedenen möglichen MHD-Parametern angegeben.