

SZENT ISTVÁN EGYETEM

Multimódusú mikrohullámú terek alkalmazása a szárításban

Doktori értekezés

Dr. Ludányi Lajos

Gödöllő
2004.

A doktori iskola

megnevezése: Műszaki Tudományi Doktori Iskola

tudományága: Agrár műszaki tudományok

vezetője: Dr. Szendrő Péter egyetemi tanár
mezőgazdasági tudományok doktora
SZIE Gödöllő, Gépészmérnöki Kar
Géptani Intézet

témavezető: Dr. Beke János egyetemi tanár
mezőgazdasági tudományok kandidátusa
SZIE Gödöllő, Gépészmérnöki Kar
Jármű-és Hőtechnika Tanszék

Az iskolavezető jóváhagyása

A témavezető jóváhagyása

TARTALOMJEGYZÉK

1. A TÉMAVÁLASZTÁS INDOKLÁSA, A KUTATÁS CÉLKITŰZÉSE	5
2. SZAKIRODALMI ÁTTEKINTÉS.....	7
2.1. AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMEGYENLETEK	7
2.1.1. A Maxwell-egyenletek.....	7
2.1.1.1. A mágneses indukció	7
2.1.1.1.1. Eltolási terek	9
2.1.1.1.2. Faraday indukciós törvénye	9
2.1.1.2. Eltolási áram	10
2.1.1.3. Maxwell egyenletek szabad térben.....	12
2.1.2. Az elektromágneses hullám energiája.....	12
2.1.2.1. Szabadtéri polarizált síkhullámok	12
2.1.2.2. A Poynting-vektor értelmezése	15
2.1.3. Az elektromágneses tér és az anyag kölcsönhatása.....	17
2.1.3.1. A polarizáció.....	17
2.1.3.2. Molekulafizikai szemlélet	18
2.1.3.2.1. Apoláris molekulák	18
2.1.3.2.2. Poláris molekulák	18
2.1.3.2.3. A hőmérséklet-változás hatása a dielektromos állandóra.....	19
2.1.3.2.4. A frekvenciaváltozás hatása a dielektromos állandóra. A komplex dielektromos állandó fogalma	19
2.1.4. A térenergia diszperzív közegekben.....	23
2.1.4.1. A test egységnyi térfogatára jutó elektromágneses energia.....	23
2.1.4.2. Energiadisszipáció diszperzív közegekben.....	24
2.1.4.3. Az elektromágneses hullámok abszorpciója. A behatolási mélység.....	28
2.2. AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK VISSZAZERŐDÉSE ÉS TÖRÉSE.....	30
2.2.1. A horizontálisan polarizált elektromágneses hullámok visszazérődése és törése.....	30
2.2.2. A vertikálisan polarizált elektromágneses hullámok visszazérődése és törése	34
2.2.3. A reflexió tényező. A Brewster-szög.....	35
2.3. A MIKROHULLÁMÚ ÜREGREZONÁTOR.....	38
2.3.1. A mikrohullámú üregrezonátor sajátfrekvenciái	38
2.3.2. Az elektromágneses energia tárolása az üregrezonátorban.....	40
2.3.3. A terhelt üregrezonátor perturbáció-számítása	41
A jósági tényező.....	41
2.3.4. Részlegesen terhelt üregrezonátor perturbáció-számítása	43
2.3.5. A mikrohullám alkalmazása a szárítástechnikában	45

3. A MIKROHULLÁMÚ ÜREGREZONÁTOR, MINT A KORSZERŰ SZÁRÍTÁSTECHNIKA MUNKATERE.	49
4. A DISSZIPÁLÓ TÉR (ÜREGREZONÁTOR) MULTIMÓDUSÚ JELLEGE, AZ ENERGIAMAXIMUMOK ÉS MINIMUMOK KIALAKULÁSA	62
4.1. REZONÁTOR-MÓDUSOK MINT HALADÓ HULLÁMOK	62
4.2. REZONÁTOR-MÓDUSOK MINT ÁLLÓHULLÁMOK	63
4.3. A MÓDUSSŰRŰSÉG	65
4.4. VESZTESÉGEK ÉS REZONANCIA-VONALSZÉLESSÉG	66
5. VIZSGÁLATOK A DISSZIPÁLÓ TÉRBEN	69
5.1. A MIKROHULLÁMÚ SZÁRÍTÁS HŐ- ÉS NEDVESSÉGMÉRÉSI PROBLÉMÁI	83
6. A FOLYAMATOS ÜZEMŰ MIKROHULLÁMÚ DISSZIPÁLÓ TÉR VIZSGÁLATA	88
6.1. BEVEZETÉS	88
6.2. AZ ÁTMENŐ TÍPUSÚ MIKROHULLÁMÚ SZÁRÍTÓKAMRA LEÍRÁSA	89
6.3. VIZSGÁLATOK A SZÁRÍTÓKAMRÁVAL	93
6.4. A MÉRÉSI EREDMÉNYEK ELEMZÉSE	100
6.5. A MIKROHULLÁMÚ SUGÁRNYOMÁS HATÁSA A SZÁRÍTANDÓ ANYAGRA	106
7. ALKALMAZÁSI ÉS TOVÁBBFEJLESZTÉSI LEHETŐSÉGEK	117
8. AZ ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA, TÉZISEK	122
9. KÖVETKEZTETÉSEK ÉS JAVASLATOK	127
10. ÖSSZEFOGLALÁS	130
11. SUMMARY	132
12. MELLÉKLET I.	135
12.1. HIVATKOZOTT IRODALMAK JEGYZÉKE	135
12.2. FELHASZNÁLT IRODALMAK JEGYZÉKE	139
12.3. PUBLIKÁCIÓS JEGYZÉK LUDÁNYI LAJOS DOKTORI ÉRTEKEZÉSÉHEZ	141
12.4. A SZERZŐNEK A TÉMÁVAL KAPCSOLATOS MÉRNÖKI, FEJLESZTŐI TEVÉKENYSÉGEI	144
13. MELLÉKLET II.	146

1. A TÉMAVÁLASZTÁS INDOKLÁSA, A KUTATÁS CÉLKITŰZÉSE

A jelenleg szinte kizárólagosan alkalmazott konvektív vízelvonási módok elméleti és gyakorlati korlátait az elmúlt években lefolytatott kutatómunkák nagy vonalakban feltárták.

Ezek a kutatási eredmények egy része már a gyakorlatba is bevonult. Amint az köztudott, a konvektív szárítás kialakulását elsősorban megvalósíthatóságának és üzemeltetésének egyszerűsége motiválta. Másodrendű kérdés volt a szárítmány beltartalmi értékének alakulása és a berendezés energiafelhasználása. A mai közgazdasági környezetben előtérbe kerültek többek között a környezetvédelem és az automatizálás kérdései is.

E feladatok megoldása viszont a konvektív technológia mellett csak bizonyos kompromisszumok vállalásával lehetséges. Kézenfekvő tehát új, a hagyományostól jelentősen eltérő például mikrohullámú technológiák elméleti megalapozása. Az ezirányú kutatómunkák többsége főként az energiaátvitel új formáit, illetve annak a szárítmányra és a vízelvonó folyamat jellemző paramétereire gyakorolt hatását vizsgálja.

Mint ismeretes, a konvektív szárítás hőátadó és -felvevő közege maga a szárítólevegő.

A szárítmány beltartalmi értékeire is a levegő állapot-változói alapján következtethetünk. Azonban a mikrohullámú szárítás esetén a levegő nem a hőátvitel, hanem az elektromágneses tér terjedési közege. Az energia-átvitelt pedig nem ezen közeg állapota, hanem a szárítókamra elektromágneses térstruktúrája és ennek a szárítmánnyal való kölcsönhatása határozza meg.

A mikrohullámú szárítókamra jellegétől, geometriájától és méretétől nagymértékben függ a térstruktúra, amely meghatározó mértékben hat ugyanakkor a szárítmányra. A szárítmány szárításközbeni állapota pedig visszahat az elektromágneses térre. A dolgozat ezt a bonyolult folyamatot elemzi elméleti és gyakorlati munkán keresztül.

A dolgozat felépítése:

A 2. részben a szakirodalmi vonatkozásokról írok.

A 3.-4.-5. részben a szárítókamrát, mint mikrohullámú üregrezonátort elemzem. Konkrét, megvalósított berendezések vizsgálatával mutatok rá a hő- és nedvességmérési problémákra.

A 6. részben egy megtervezett és elkészített futószalagos mikrohullámú szárítóberendezés vizsgálatairól, az ezekből levont következtetésekről írok.

A 7. rész az alkalmazási és továbbfejlesztési javaslatokat tartalmazza.

A 8.-9. részben összefoglalom az új eredményeket.

2. SZAKIRODALMI ÁTTEKINTÉS

2.1. Az elektromágneses hullámegyenletek

2.1.1. A Maxwell-egyenletek

2.1.1.1. A mágneses indukció

Az elektromágneses tér elméletének és a tér terjedésének problémáját, azok megoldását a Maxwell-egyenletek adják, (Almássy 1961a, 1973). Ezek az egyenletek a következők:

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = q \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} + \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} - \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{I} \quad (4)$$

ahol $\mathbf{B}$ – mágneses indukció vektor, $\mathbf{D}$ – eltolási tér vektor, q – egységnyi térfogatra jutó töltéssűrűség, $\mathbf{E}$ – elektromos tér, $\mathbf{H}$ – mágneses tér, $\mathbf{I}$ – eltolási áram

A mágneses tér erővonalai mindig zárt hurkokat képeznek. Ezért minden adott V -térfogatban ott, ahol mágneses tér van, vagy valamennyi erővonal a térfogatban záródik, vagy azonos a kilépő és belépő erővonalak száma.

Ezt a körülményt a térfogatra vonatkozó felületi integrálként írhatjuk fel. Ha A a V -térfogat zárt felülete és $\mathbf{H}$ a mágneses tér, akkor:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} \quad (5)$$

ahol μ - a közeg mágneses permeabilitása, melyről feltesszük, hogy nem ferromágneses

A felületi integrált így írhatjuk:

$$\oint_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (6)$$

vagyis bármilyen A zárt felületen át kiáramló teljes mágneses indukció fluxusa zérus.

Gauss tétele szerint:

$$\oint_A \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A} = \int_V \text{div} \mathbf{F} dv \quad (7)$$

ahol $\text{div} \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$, amely megadja, hogyan változik a hatástér a tér

minden irányában a megfigyelési pontot körülvevő adott térfogaton belül

dv – elemi térfogat

A (7) egyenletet ezért így írhatjuk:

$$\int_V \text{div} \mathbf{B} dv = 0$$

amelyből nyilvánvalóan:

$$\text{div} \mathbf{B} = 0$$

amelyet I. Maxwell-egyenletnek neveznek

2.1.1.1.1. Eltolási terek

Az eltolási tér az, amely a töltéssel rendelkező testből áramlik ki. Ha az elektromos tér $\mathbf{E}$, akkor az eltolási tér

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (8)$$

ahol ε - a közeg dielektromos tényezője

Az eltolási tér erővonalainak teljes száma, amelyek egy töltésből áramlanak ki, egyenlő a töltés számértékével MKS egységekben, A $\mathbf{D}$ eltolási tér teljes fluxusa (illetve a merőleges összetevők) a Q töltést körülvevő zárt felületen keresztül egyenlő a töltéssel. Ez írható felületi integrál alakjában.

$$\oint_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = Q \quad (9)$$

Ismét alkalmazva Gauss-tételét és feltételezve, hogy az egységnyi térfogatra jutó töltésűrűség q , írhatjuk:

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{D} dv = \int_V q dv \quad (10)$$

Mivel feltételezhető, hogy az integrandusok egyenlők, ezért:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = q$$

amelyet II. Maxwell-egyenletnek neveznek, (Almássy 1967, Baszkakova 1984).

2.1.1.1.2. Faraday indukciós törvénye

Mágneses térbe helyezett vezetõn nem lép fel hatás addig, míg a mágneses tér nem változik. Faraday törvénye az ilyen változó mágneses térben levõ vezetõben keletkező forrásfeszültségre vonatkozik, amely szerint változó

mágneses indukciós téren belül elhelyezett zárt úton az elektromotoros erő egyenlő a fluxus időbeli változásával, negatív előjellel:

$$\oint_s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (11)$$

Mivel Stokes-tétele szerint:

$$\oint_s \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = \int_A \text{rot} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A} \quad (12)$$

így írhatjuk:

$$\int_A \text{rot} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (13)$$

és ha az integrálási felület végtelenül kicsiny, ezt a továbbiakban írhatjuk:

$$\text{rot} \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

amelyet III. Maxwell-egyenletnek neveznek, (Cathey 1983, Cheung 1985).

2.1.1.2. Eltolási áram

Maxwell előtt úgy tudták, hogy az elektromos áramok a vezetőkben folynak és a mágneses terek a vezetőket veszik körül. Azonban voltak olyan jelenségek, amelyek nem igazolták közvetlenül Kirchoff-törvényét, amely szerint az áramkör egy ágába belépő és onnan kilépő összáramok egyenlők. Például egy áramkörben elhelyezett, két vezető felület közötti dielektrikum, azaz a kondenzátor esetén. Az áramkör bekapcsolásakor áram kezd folyni, amely feltölti a kondenzátort, de magában a kondenzátorban nem folyik áram.

Ezt a nehézséget hidalta át Maxwell elmélete, amely bebizonyította, hogy a kondenzátorbeli tér a $\mathbf{D}$ eltolási tér és e tér időbeni megváltozását áramnak kell tekinteni, és eltolási áramnak nevezik.

Mivel az eltolási tér:

$$\int_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A}$$

és az eltolási áram:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A}$$

ezért

$$\oint_s \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} \quad (14)$$

ahol $\mathbf{J}$ – áramsűrűség vektor, melyet $\mathbf{H}$ mágneses tér vesz körül.

Ha az egységnyi területre jutó áram $\mathbf{J}$, Stokes tételének felhasználásával:

$$\int_A \text{rot} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A} = \int_A \mathbf{I} \cdot d\mathbf{A} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} \quad (15)$$

eszerint:

$$\text{rot} \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{I}$$

amelyet IV. Maxwell egyenletnek neveznek, (Collin, Zucker 1969, Corona, Latmiral, Paolini, Piccioli 1976).

2.1.1.3. Maxwell egyenletek szabad térben

Szabad térben vagy bármilyen közegben, ahol nincsenek töltések és áramok, az (1).....(4) egyenletek módosulnak, (Almássy 1973, Gardiol 1984, David 1988).

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \quad (16)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 0 \quad (17)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} + \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (18)$$

és
$$\operatorname{rot}\mathbf{H} - \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = 0 \quad (19)$$

2.1.2. Az elektromágneses hullám energiája

2.1.2.1. Szabadtéri polarizált síkhullámok

Az elektromágneses hullám elektromos és mágneses síkhullámai egymásra és a terjedés irányára merőlegesek. Az elektromos és mágneses terek amplitúdóit a következő egyenletek adják, (Hauck 1970, Harrington, Auckland 1980):

$$E_y = E_o \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (20)$$

$$H_y = H_o \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (21)$$

ahol x,y és a z derékszögű koordináta rendszert alkotnak, β fázistényező.

A (20) és (21) egyenleteket a következő differenciálegyenletek megoldásai:

$$\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial z^2} - K \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} - K \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (23)$$

amelyeket hullámegyenleteknek neveznek.

ahol K - állandó a kérdéses tér ϵ és μ elektromágneses állandóinak szorzata.

A (20) és (21) egyenleteket behelyettesítve a (22) és (23) egyenletekbe és megoldva:

$$\beta^2 - \epsilon\mu(\omega)^2 = 0$$

amelyből

$$\beta = \pm \omega \sqrt{\epsilon\mu} \quad (24)$$

Eszerint két hullám halad a pozitív és a negatív z -irányba.

A (20) és (21) egyenletek alapján a tér azonos fázisú pontjain:

$$z = \frac{\omega t}{\beta} + \text{const.} \quad (25)$$

A (25) egyenletet összehasonlítva egy test egyenes vonalú mozgásának egyenletével:

$$s = s_1 + vt$$

ahol s – egy P pontból mért távolság, s_1 – a P pontból mért kezdeti távolság $t=0$ időtartamban.

Látjuk, hogy ω/β a hullám v sebessége, így:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (26)$$

Szabadtéri hullámimpedancia

A szabad térre először a következő mennyiségeket kell definiálnunk, (Almássy 1961, 1973, Hayt 1976):

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o} \quad (27)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_o} \quad (28)$$

ahol ε - a közeg anyagára jellemző abszolút dielektromos állandó, μ – a közeg anyagára jellemző abszolút mágneses permeabilitás, ε_o – vákuum dielektromos állandója;

$\varepsilon_o=8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m, μ_o – vákuum mágneses permeabilitása; $\mu_o=4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m, ε_r – relatív dielektromos állandó, μ_r – relatív mágneses permeabilitás.

Mivel szabad térben a hullám terjedési sebessége megegyezik a fénysebességgel, így:

$$v = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_o \mu_o}} \quad (29)$$

Az olyan közegben pedig, ahol a terjedési sebességek nem egyeznek meg, a fizikai optikához hasonlóan a terjedési sebességek viszonyát a törésmutatót adják meg:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\varepsilon \mu}}{\sqrt{\varepsilon_o \mu_o}} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (30)$$

A tápvonal elméletből következik, hogy

$$\frac{\partial H}{\partial z} + K_1 E = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + K_2 H = 0 \quad (32)$$

ahol $K_1 = j\omega\epsilon$ és $K_2 = j\omega\mu$

Ha a (31) és (32) egyenletbe behelyettesítjük a (20) és (21) egyenleteket, megoldva:

$$-\beta H_y + j\omega\epsilon E_x = 0 \quad (33)$$

$$-\beta E_x + j\omega\mu H_y = 0 \quad (34)$$

és rendezve:

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{\beta}{j\omega\epsilon} = \frac{j\omega\mu}{\beta} \quad (35)$$

Ezért:

$$Z_o = \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_o\mu_r}{\epsilon_o\epsilon_r}} = 376\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \Omega \quad (36)$$

Az E_x/H_y – viszonyt a szabad tér hullámimpedanciájának nevezik, mivel $\mu_r = \epsilon_r = 1$, így $Z_o = 376 \Omega$.

2.1.2.2. A Poynting-vektor értelmezése

Az elektromágneses térben a teljesítménysűrűség az elektromos és a mágneses terek szorzata és iránya merőleges a tereket tartalmazó síkra.

Ha ez a teljesítménysűrűség S , akkor

$$S = E \cdot H \cdot \sin \Theta \quad \text{W/m}^2 \quad (37)$$

ahol Θ – az elektromos és mágneses tér által bezárt szög.

A (37) vektorszorzat alakjában:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (38)$$

Az $\mathbf{S}$ -t Poynting-vektornak nevezik, amely megadja az $\mathbf{S}$ -vektorra merőleges egységnyi felületen, egységnyi idő alatt átáramló elektromágneses energiát, (Jasik 1961, Jampolszkij, Frolov 1983).

Ha összegezzük az egységnyi térfogat felületén átáramló energiát, vagyis az egységnyi térfogathoz elektromágneses fluxus alakjában kiáramló minden energiát, ezt az energia divergenciájának nevezik:

$$\text{div} \mathbf{S} = \frac{\partial(\mathbf{E} \times \mathbf{H})}{\partial x} x + \frac{\partial(\mathbf{E} \times \mathbf{H})}{\partial y} y + \frac{\partial(\mathbf{E} \times \mathbf{H})}{\partial z} z \quad (39)$$

Az egységnyi térfogatban foglalt teljes elektromágneses energia $\frac{1}{2}(\epsilon E^2 + \mu H^2)$, és az egységnyi idő alatt a környezet felmelegítésére fordított energia E^2/R , ahol R a közeg elektromos ellenállása, melyek alapján az energiaegyenlet:

$$\text{div} \mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial t}(\epsilon E^2 + \mu H^2) + \frac{E^2}{R} = 0 \quad (40)$$

amely szerint az elektromágneses energia megváltozása az egységnyi térfogatban egyenlő a környezetnek hő formájában átadott és a térfogathoz elsugárzott energiák összegével.

Síkhullámra a (20) és (21) egyenleteket behelyettesítve a (38) egyenletbe:

$$S = E_x H_y \quad (41)$$

Mivel a terek merőlegesek egymásra $\sin \Theta = 1$ és

$$S = E_o H_o \exp[2j(\omega t - \beta z)] \quad (42)$$

Az átlagos energiasűrűséget az Euler-formulával és egy periódusra történő integrálással határozhatjuk meg:

$$S_{\text{átl.}} = \frac{2E_o H_o}{T} \int_0^{T/2} \sin^2(\omega t - \beta z) dt = \frac{1}{2} E_o H_o \quad (43)$$

2.1.3. Az elektromágneses tér és az anyag kölcsönhatása

2.1.3.1. A polarizáció

Ha valamely anyagra elektromos tér hat, az anyagban olyan múló változások mennek végbe, amelyek visszahatnak a külső elektromos térre. A térben levő nem vezető anyagban (dielektrikumban) térmentes állapotban a pozitív és negatív töltések kötve vannak egymással. A térerő hatására polarizáció jön létre, azaz a pozitív és negatív potenciálok súlypontja eltávolodik egymástól. A közeg minden elektromossá vált része olyannak tűnik, mintha annak egyik oldalán pozitív töltés, a másikon negatív töltés lenne. Az elektromos erőter a dielektrikumban különleges állapotot idéz elő, amelyet dielektromos polarizációnak neveznek, (Altschuler 1972, Akyel, Bosisio, Chahine, Bose 1983).

A dielektromos állandót általánosan a:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (44)$$

összefüggés definiálja.

Homogén izotrop dielektrikumokra a $\mathbf{D}$ és $\mathbf{E}$ vektorok iránya megegyezik. Az ilyen anyagokra jellemző ε skaláris mennyiség. Lineáris tulajdonságú dielektrikumok ε értéke gyakorlatilag nem függ $\mathbf{E}$ értékétől.

2.1.3.2. Molekulafizikai szemlélet

Az elektromos térbe bevitt dielektrikumon reverzibilis változásokat figyelhetünk meg. Két esetet különböztetünk meg, (Becker, Autler 1966, Attema, Haan, Krul 1978, Goldblith 1984).

2.1.3.2.1. Apoláris molekulák

A dielektrikum molekulái erőtér nélküli állapotban elektromosan semlegesek. A pozitív és negatív potenciálok súlypontja egybeesik és csak külső tér hatására keletkező töltés eltolódás következtében alkotnak kis dipólusokat (indukált dipólus).

2.1.3.2.2. Poláris molekulák

A dielektrikum molekulái már tér nélküli állapotban kis dipólusoknak tekinthetők. Potenciál súlypontjaik nem esnek egybe és elektromos tér nélkül is van dipólusmomentumuk (permanens dipólusmomentum).

Az elektromos tér ezeket a dipólusokat rendezi és deformálja a molekula dipólusnyomatékának lényeges megváltozása nélkül és a hőmozgás ellenére, igyekszik a tér irányába beforgatni.

Ide tartoznak azok a molekulák, amelyek elektrovalens vagy ionkötéssel kapcsolódnak (víz, alkoholok, karboxil-, amino-gyököt tartalmazó vegyületek). Tehát a poláris anyagok nemcsak deformálással, hanem orientációval is polarizálódnak a tér hatására.

2.1.3.2.3. A hőmérséklet-változás hatása a dielektromos állandóra

Az apoláris anyagokban a keletkező dipólus mindig a tér irányába mutat, s ezt a hőmozgás nem zavarja, tehát az apoláris anyagok dielektromos állandója független a hőmérséklettől. A poláris anyagok esetén viszont a növekvő hőmérséklettel csökkenő dielektromos állandó értéket kapunk.

Poláris anyagok polarizációja eltolódási és orientációs polarizációból tevődik össze. Orientációs polarizációnál az elektromos tér beállító hatása a molekulák hőmozgása miatt akadályozva lesz és ez annál nagyobb minél magasabb a hőmérséklet. A polarizáció függ a dipólusok mozgás-intenzitásától, (Hippel 1964, Nagy B. 1970).

2.1.3.2.4. A frekvenciaváltozás hatása a dielektromos állandóra. A komplex dielektromos állandó fogalma

A dielektromos állandó függ a mérési frekvenciától is. Debye szerint a dielektromos állandó frekvenciafüggése a komplex dielektromos állandóval adható meg:

$$\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (45)$$

ahol ϵ^* - a komplex dielektromos állandó; ϵ' - az ϵ^* reális része; ϵ'' - az ϵ^* imaginárius része.

Az ε'' jelöli az illető dielektrikum energiafelvételét az elektromos térben, amelyet szokásos abszorpciós tényezőnek vagy veszteségi számnak is nevezni.

Az ε' , ε'' és a $\tan \delta$ veszteségi tényező közötti összefüggés:

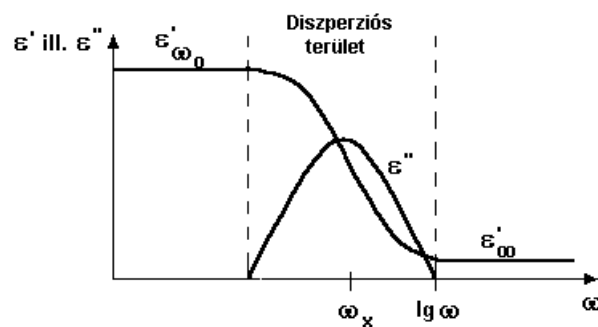
$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (46)$$

ahol $\tan \delta$ - veszteségi tényező, analitikailag az ε -hoz hasonlóan elektrofizikai konstans.

Nagyságából egy anyag abszorpciós tulajdonságára következtethetünk.

A dielektrikumok permittivitásának frekvenciafüggésére és veszteségeire a polarizációs mechanizmus ad magyarázatot. Deformációs polarizáció esetén a polarizált részecske rezgőrendszert alkot, amely rezonancia jelenséget mutat.

Az 1. ábra az ε' , illetve ε'' frekvenciafüggését mutatja orientációs polarizációnál. Az ε' kb. 10^8 Hz frekvenciáig állandó értékű, maximális nagyságú és itt az elektromos erőter és a polarizáció fázisban van. Ezt a tartományt kvázisztatikus dielektromos állandójú tartománynak nevezik, (Roussy, Bennani, Thiebaut 1985).



1. ábra: Komplex dielektromos állandó (ε^*) reális (ε') és imaginárius részének (ε'') frekvenciafüggése orientációs polarizációnál

A frekvencia növelésével az ε'_{ω_0} kvázisztatikus dielektromos állandó egy diszperziós tartományon keresztül csökkenve egy ε'_{∞} minimális nagyságú állandó értékre kerül.

Ez a minimális érték törésmutatóval kifejezve:

$$\varepsilon'_{\infty} = n^2 \quad (47)$$

Az ε'_{∞} értékét azzal magyarázhatjuk, hogy egy adott frekvencia felett a permanens dipólusok nem tudják követni a tér gyors változását, így az orientációs polarizáció nem járul hozzá a teljes polarizációhoz. A dipólusok orientációja nem tart lépést az erőterrel, ahhoz fáziskésésben van. Ekkor a dielektromos állandó anomális diszperziójáról beszélünk.

A Debye-féle elmélet szerint ennek a diszperciónak a helyzete függ a dielektrikum viszkozitásától (oldat, víz, folyékony dielektrikum esetén), a molekula sugarától és a relaxációs időtől, ahol a relaxációs idő (τ), (Smyth 1976).

$$\tau = \frac{4 \cdot \pi \cdot \zeta \cdot a^3}{kT} \quad (48)$$

ahol, ζ - viszkozitás; a – molekula sugara; k - Boltzmann-állandó; T – abszolút hőmérséklet.

Egészen másképpen viselkedik az ε'' abszorpciós tényező. A kvázisztatikus és a nagyfrekvenciás tartományban ε'' mérhetetlenül kicsi, csak a diszperziós területen válik mérhetővé és maximumát az ω_x kritikus frekvencián éri el.

A relaxáció az adott külső körülményeknek megfelelő statisztikus egyensúly beállásának, illetve az elektromos mező kikapcsolása után a dipólusok irányának

rendezetlenné válásának folyamata. A relaxációs idő ($\tau=1/\omega_x$), a relaxáció sebességének mértéke, amely idő alatt a tér kikapcsolása után az orientációs polarizáció e-ed részére csökken.

A bekapcsolás után a tér irányába való orientáció időszükséglete a molekulák tehetetlensége következtében jól definiálható érték, nagyságrendileg 10^{-8} - 10^{-9} s.

A Debye-viselkedés tanulmányozásához alkalmazzák a Cole-Cole diagramot, ehhez a komplex dielektromos állandó megadható:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty' + \frac{\varepsilon_{\omega 0}' - \varepsilon_\infty'}{1 + j\omega\tau} \quad (49)$$

ahol $\omega_0 = \omega_x = 1/\tau$ - rezonanciafrekvencia

Különválasztva a reális és imaginárius részt, kapjuk:

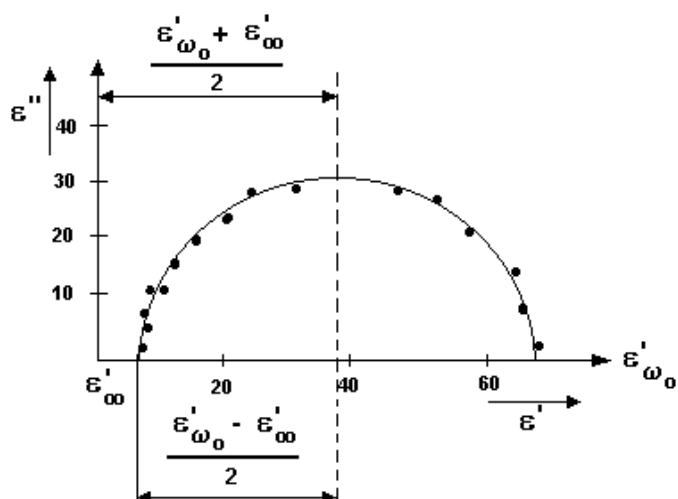
$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty' + \frac{\varepsilon_{\omega 0}' - \varepsilon_\infty'}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (50)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_{\omega 0}' - \varepsilon_\infty') \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (51)$$

Az (50.) és (51.) összefüggések kombinációjából kapjuk a következőt:

$$\left(\varepsilon' - \frac{\varepsilon_{\omega 0}' + \varepsilon_\infty'}{2}\right)^2 + (\varepsilon'')^2 = \left(\frac{\varepsilon_{\omega 0}' - \varepsilon_\infty'}{2}\right)^2 \quad (52)$$

Az (52.) összefüggés egy kör egyenletét adja meg. Ennek megfelelően egy diagramban ε'' -vel, mint ordinátával és ε' -vel, mint abszcisszával félkört kapunk (2. ábra):



2. ábra: A Cole-Cole diagram, ideális Debye-viselkedés

Az 2. ábra egy ideális Cole-Cole diagramot mutat, amikor az illető anyag teljesíti a (47.) és (48.) egyenleteket. Ilyenkor a kör középpontja az abszcisszára kerül, az ettől eltérő viselkedés pedig abban nyilvánul meg, hogy bár az $\epsilon'' = f(\epsilon')$ függvény félkört ábrázol, a kör középpontja az abszcissa alatt fekszik. Az ideális Debye-viselkedéstől való eltérés elemzése a szerkezetkutatás hasznos módszere, (Smyth 1982, Viktorov, Lunkin 1989).

2.1.4. A térenergia diszperzív közegekben

2.1.4.1. A test egységnyi térfogatára jutó elektromágneses energia

Az energiaáram – sűrűségek az:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \quad (53)$$

egyenlet adja meg tetszőlegesen változó elektromágneses terek esetében, akkor is, ha diszperzió van. Tekintettel az $\mathbf{E}$ és $\mathbf{H}$ tangenciális komponenseinek

folytonosságára az (53) egyenlet egyértelműen következik abból a feltételből, hogy $\mathbf{S}$ normális komponense a test határán folytonos, valamint abból, hogy az egyenlet érvényes a testen kívüli vákuumban. A test egységnyi térfogatára eső energia megváltozása időegység alatt: $\text{div } \mathbf{S}$. Ez a kifejezés a Maxwell-egyenletek segítségével a következő:

$$-\text{div}\mathbf{S} = \frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \quad (54)$$

Dielektromos közegben, amikor nincs diszperzió és ϵ és μ időben állandók, ezt a mennyiséget tekinthetjük, mint:

$$W = \frac{1}{8\pi} (\epsilon \mathbf{E}^2 + \mu \mathbf{H}^2) \quad (55)$$

elektromágneses energia megváltozását, melynek termodinamikai értelme van: az anyag egységnyi térfogatára eső belső energia különbsége elektromágneses tér jelenlétében és a nélkül, ugyanolyan sűrűség és entrópia mellett, (Jasik 1961, Almássy 1973, Baszkakova 1984, Bondarenko, Magracsov 1985).

2.1.4.2 Energiadisszipáció diszperzív közegekben

A tetszőleges diszperzió általános esetében az elektromágneses energiát termodinamikai mennyiségként ésszerűen egyáltalán nem lehet definiálni. Ez annak a következménye, hogy a diszperzió jelenléte általában energiadisszipáció egyidejű jelenlétével kapcsolatos, azaz a diszperzív közeg ugyanakkor elnyelő közeg is.

A disszipáció meghatározásához vizsgáljuk a monokromatikus elektromágneses teret! Ha idő szerint átlagoljuk az (54) mennyiséget, akkor a teret fenntartó, külső forrásokból származó, a közeg térfogategységébe időegység alatt szisztematikusan beáramló energiát kapjuk, (Jordan, Blamain 1968, Jampolszkij, Frolov 1983).

Mivel a monokromatikus tér amplitúdóját állandónak tételezzük fel, ezért az egész energia disszipációra fordítódik. Így az (54) mennyiség idő szerinti átlaga éppen a közeg térfogategységében időegység alatt keletkezett átlagos Q hőmennyiséget adja. Mivel az (54) kifejezés a terekben kvadrátikus, ezért kiszámításakor az összes mennyiséget valós alakban kell megadni. Ha pedig $\mathbf{E}$ -t és $\mathbf{H}$ -t komplexnek tételezzük fel (amint ez a monokromatikus terekben célszerű), akkor az (54) egyenletben $\mathbf{E}$ és $\partial\mathbf{D}/\partial t$ helyébe az:

$$\frac{1}{2}(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*) \text{ és } \frac{1}{2}(-j\omega\epsilon\mathbf{E} + j\omega\epsilon^*\mathbf{E}^*)$$

ahol, $\mathbf{E}^*$, $\mathbf{H}^*$ - az $\mathbf{E}$ és $\mathbf{H}$ mennyiségek komplex konjugátjai, ϵ^* - komplex dielektromos állandó (általános definitív komplexitás)

kifejezéseket kell írunk és hasonlóan járunk el $\mathbf{H}$ és $\partial\mathbf{B}/\partial t$ esetén is.

Ha az $\mathbf{E}\mathbf{E}$ és $\mathbf{E}^*\mathbf{E}^*$ szorzatokat – amelyek tartalmazzák az $\exp(\pm 2j\omega t)$ szorzótényezőket – idő szerint átlagoljuk, nullát kapunk és marad:

$$Q = \frac{j\omega}{16\pi} \left\{ (\epsilon^* - \epsilon) \mathbf{E}\mathbf{E}^* + (\mu^* - \mu) \mathbf{H}\mathbf{H}^* \right\} = \frac{\omega}{8\pi} \left(\epsilon'' |\mathbf{E}|^2 + \mu'' |\mathbf{H}|^2 \right) \quad (56)$$

Az (56) egyenletet írhatjuk a következő formában is:

$$Q = \frac{\omega}{4\pi} (\varepsilon'' \overline{\mathbf{E}}^2 + \mu'' \overline{\mathbf{H}}^2) \quad (57)$$

ahol $\mathbf{E}$ és $\mathbf{H}$ valós térerősségek és a felülvonás az idő szerinti átlagolást jelölik.

Ha tér nem monokromatikus és gyorsan válik nullává, akkor nem az időegységre, hanem a tér létezésének teljes időtartamára ($t \rightarrow \infty$) vett disszipációt kell meghatároznunk.

Az $\mathbf{E}(t)$ teret Fourier-integrállal meghatározva:

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{\omega} \exp(-j\omega t) d\omega \quad (58)$$

$$\frac{\partial \mathbf{D}(t)}{\partial t} = -\frac{j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega \varepsilon(\omega) \mathbf{E}_{\omega} \exp(-j\omega t) d\omega \quad (59)$$

$$\text{és} \quad \mathbf{E}_{\omega} = \mathbf{E}_{\omega}^* \quad (60)$$

Ha az $\mathbf{E}$ és $\partial \mathbf{D} / \partial t$ mennyiségek szorzatát kettős integrál formájában írjuk és idő szerint integrálunk, kapjuk:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} dt = -\frac{j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega \varepsilon(\omega) |\mathbf{E}_{\omega}|^2 d\omega \quad (61)$$

Az $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ helyettesítés után az $\varepsilon'(\omega)$ -t tartalmazó tag az integrálás során nulla lesz, mivel az integrandus ω -nak páratlan függvénye. Analóg módon kifejtethetjük a mágneses térre vonatkozó egyenleteket, végül a két térre vonatkozó egyenletet összegezve kapjuk:

$$\int_{-\infty}^{\infty} Q dt = \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega \left\{ \varepsilon''(\omega) |\mathbf{E}_\omega|^2 + \mu''(\omega) |\mathbf{H}|^2 \right\} d\omega \quad (62)$$

A kapott egyenletek azt mutatják, hogy az energiaelnyelést (disszipációt) ε és μ képzetes részei határozzák meg, ezek a tagok az elektromos és mágneses veszteségeknek felelnek meg, (Kanarejkin, Pavlov 1979, Liu , Chang, Ma 1983).

Az entrópia növekedése tételének megfelelően, ezen veszteségeknek meghatározott előjele van, ugyanis az energia-disszipációt hőfejlődés kíséri, azaz Q mindig nagyobb mint nulla. Ebből következik hogy ε és μ képzetes részei mindig pozitívak:

$$\varepsilon'' > 0 \quad \text{és} \quad \mu'' > 0 \quad (63)$$

minden anyagra és minden frekvenciára vonatkozóan. Az ε' és μ' valós részek előjelét viszont (ha $\omega \neq 0$) semmiféle fizikai feltétel nem korlátozza, mind pozitív, mind negatív értéket felvehetnek.

Specifikusan, ha a diszperzív közeg nem fém akkor a hővé alakult teljesítmény (P_d disszipált teljesítmény) átlagértéke:

$$P_d = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} dt = \omega \varepsilon_0 \varepsilon'' E_{lok}^2 \quad (64)$$

ahol E_{lok} – lokális (helyi) elektromos térerő, T -periódus idő.

2.1.4.3. Az elektromágneses hullámok abszorpciója. A behatolási mélység

A közegek elnyelő képessége (abszorpciója) hullámhossz, azaz frekvenciafüggő tulajdonság. Az elektromágneses hullámot elnyelő anyagot fenomenológikusan a:

$$\chi_e = \chi' + j\chi'' \quad (65)$$

komplex szuszceptibilitással jellemezzük, amely meghatározza az:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \quad (66)$$

komplex permittivitást, (Mariner 1965, Marcuvitz 1971). Alkalmazva a Helmholtz-egyenletet, de úgy, hogy a K-hullámszám komplex:

$$K = \omega\sqrt{\varepsilon\mu_0} = K_0\sqrt{1 + \chi_e} \quad (67)$$

ahol $K_0 = \frac{\omega}{c}$ - a hullámszám értéke vákuumban.

A z-irányban terjedő síkhullám komplex amplitúdója:

$$\dot{U} = U_0 \exp(-jkz) \quad (68)$$

Mivel a mennyiség komplex, így U nagysága és fázisa egyaránt változik a z-tengely mentén. A hullámszám kifejezhető komplex formában:

$$K = \beta - j\frac{1}{2}\alpha \quad (69)$$

ahol α és β valós értékűek.

Ha egyenlővé tesszük a (67) és (69) egyenleteket, kapjuk:

$$K = \beta - j\frac{1}{2}\alpha = K_0\sqrt{1+\chi_e} \quad (70)$$

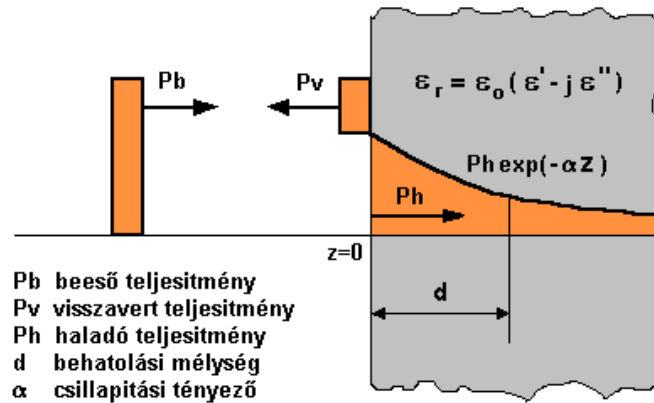
A (68) egyenlet alapján pedig:

$$\exp(-jkz) = \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha z\right)\exp(-j\beta z) \quad (71)$$

A (71) összefüggésből látható, hogy az anyagba behatoló hullám intenzitása:

$$I = |\exp(-jKz)|^2 = \exp(-\alpha z) \quad (72)$$

azaz a hullám intenzitása $\exp(-\alpha z)$ mértékben csökken. Az α -t abszorpció együtthatónak, csillapítási tényezőnek, a β -t terjedési állandónak nevezik. Azt a mélységet, ahol a behatoló hullám teljesítménysűrűségének 37%-ra csökken, (azaz 1/e-ad részére), d -behatolási mélységnek nevezik. (3. ábra).



3. ábra: Elektromágneses hullám beesése nagy veszteségi tényezőjű anyagba

a behatolási mélység meghatározható úgy, mint

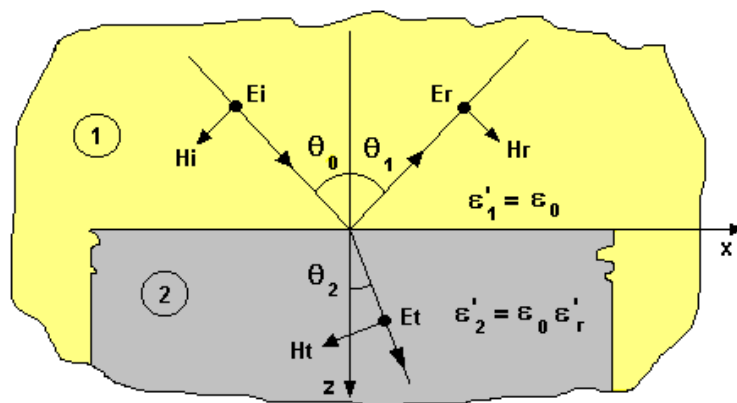
$$d = \frac{1}{2\alpha} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon''}} = \frac{c}{2\pi f} \frac{1}{\sqrt{\tan \delta}} \quad (73)$$

Tehát a behatolási mélység fordítottan arányos a frekvenciával és a veszteségi tényezővel, (Saad 1981, Turner, Voss, Tinga, Baltes 1984, Szazonov 1988).

2.2 Az elektromágneses hullámok visszaverődése és törése

2.2.1. A horizontálisan polarizált elektromágneses hullámok visszaverődése és törése

Vizsgáljuk meg egy elektromágneses monokromatikus síkhullám visszaverődését és törését két érintkező közeg elválasztó síkján (4. ábra).



4. ábra: Az elektromágneses hullámok beesése és visszaverődése horizontális polarizációnál (E_i , E_r és E_t merőlegesek a beesési síkra)

Az 1 közeg, ahonnan a belépés történik átlátszó közeg (azaz amelyben $\varepsilon(\omega)$ nemcsak valós, hanem pozitív is), a 2 közegről egyelőre nem tesszük fel, hogy átlátszó.

A beeső, illetve a visszavert hullámra vonatkozó mennyiségeket i , illetve r indexekkel, a megtört hullámban levő mennyiségeket pedig t indexszel jelöljük. Az elválasztó sík irányát válasszuk z tengelyként, melynek pozitív iránya a 2 közeg belsejébe mutat.

Mivel az xy síkban a homogenitás teljes, ezért a téregyenletek megoldásának az x , y koordinátától való függése ugyanolyan kell, hogy legyen az egész térben. Ez azt jelenti, hogy a hullámvektor K_x és K_y komponensei mind a három (beeső, visszavert és megtört) hullámban ugyanazok. Ebből következik, hogy a három hullám terjedési iránya egy síkban fekszik és válasszuk ezt a síkot az xz síkként. A

$$K_{ix} = K_{rx} = K_{tx} \quad (74)$$

egyenletekből ezen vektorok z komponensére vonatkozóan kapjuk:

$$K_{rz} = -K_{iz} - \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_0 \quad (75)$$

$$\text{és} \quad K_{tz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - K_{ix}^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0} \quad (76)$$

Feltételezzük, hogy mindkét közegben $\mu=1$. A $\mathbf{K}_i$ vektor definíció szerint valós. Ezzel együtt valós a $\mathbf{K}_r$ vektor is. A K_{tz} mennyiség viszont elnyelő közegben komplex és gyökének előjelét úgy kell megválasztani, hogy $\text{Im } K_{tz} > 0$ legyen, amely annak felel meg, hogy a megtört hullám a 2 közegben csillapodik.

Ha mindkét közeg átlátszó a (47) egyenletből a visszaverődés és törés jól ismert törvényei következnek, (Almássy 1961a, 1967, 1973, Baszkakova 1984).

$$\Theta_1 = \Theta_0 \quad \text{és} \quad \frac{\sin \Theta_2}{\sin \Theta_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = \frac{n_1}{n_2} \quad (77)$$

Ahhoz, hogy meghatározzuk a visszavert és a megtört hullámok amplitúdóit, az elválasztó felületre ($z=0$) vonatkozó határfeltételeket kell alkalmaznunk. A következőkben külön vizsgálunk két esetet: amikor $\mathbf{E}_i$ elektromos térerősség a beesési síkra merőleges, és amikor a beesési síkban van. Az eredményből az általános eset is meghatározható, amikor $\mathbf{E}_i$ -t két ilyen komponensre bonthatjuk. Tételezzük fel először, hogy $\mathbf{E}_i$ merőleges a beesési síkra (horizontális polarizáció). Szimmetria-megfontolásokból nyilvánvaló, hogy ugyanez vonatkozik a visszavert és a megtört $\mathbf{E}_r$ és $\mathbf{E}_t$ térerősségekre is. A $\mathbf{H}_i$, $\mathbf{H}_r$ és $\mathbf{H}_t$ vektorok ugyanakkor az xz síkban fekszenek.

A $\mathbf{B}$ és $\mathbf{D}$ normális komponenseinek határfeltételei az adott esetben semmi újat nem adnak, mivel $\text{div}\mathbf{B}=0$ és $\text{div}\mathbf{D}=0$ egyenletek a:

$$j\omega\mu(\omega)\mathbf{H} = c \text{rot } \mathbf{E} \quad (78)$$

$$\text{és} \quad j\omega\varepsilon(\omega)\mathbf{E} = -c \text{rot } \mathbf{H} \quad (79)$$

monokromatikus hullámok Maxwell-egyenleteinek következményei.

A határfeltételek $E_y = E$ és H_x folytonosságát követeli meg ahol

$$H_x = -cK_z \frac{E_y}{\omega} \quad (80)$$

Mivel az 1. közegben a térerősség a beeső és a visszavert hullámok térerősségének az összege, így:

$$E_i + E_r = E_t \quad \text{és} \quad K_{iz}(E_i - E_r) = K_{iz}E_t \quad (81)$$

Az E-ben levő exponenciális szorzókat elhagyjuk, mivel K_x (és az ω frekvencia is) mind a három hullámban ugyanaz és a következőkben E mindenhol a hullámok komplex amplitúdóit jelenti. A kapott egyenletek megoldása a Fresnel-formulához vezet, (Hayt 1976, Bondarenko, Magracsov 1985):

$$E_r = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_0 - \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0}}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_0 + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0}} E_i \quad (82)$$

$$E_t = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_0}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_0 + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0}} \quad (83)$$

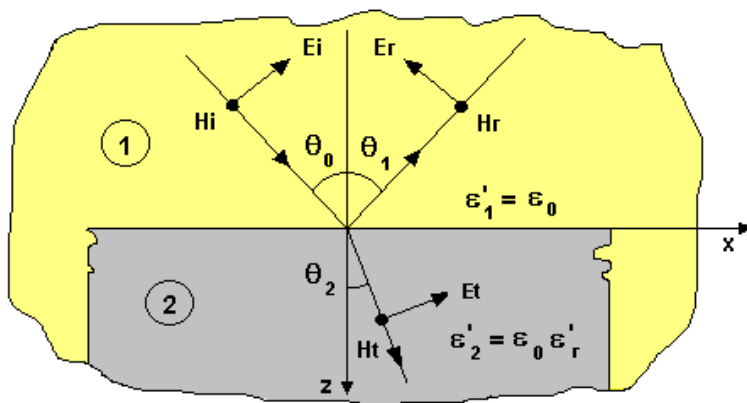
Ha mindkét közeg átlátszó, akkor a (77) egyenletek segítségével írható:

$$E_r = \frac{\sin(\Theta_2 - \Theta_0)}{\sin(\Theta_2 + \Theta_0)} E_i \quad (84)$$

$$E_t = \frac{2 \cos \Theta_0 \sin \Theta_2}{\sin(\Theta_2 + \Theta_0)} E_i \quad (85)$$

2.2.2. A vertikálisan polarizált elektromágneses hullámok visszaverődése és törése

Hasonló módon vizsgálhatjuk azt az esetet is, amikor $\mathbf{E}$ a beesési síkban fekszik (vertikális polarizáció) (5. ábra).



5. ábra: Az elektromágneses hullámok beesése és visszaverődése vertikális polarizációnál (H_i , H_r és H_t merőlegesek a beesési síkra)

Ekkor célszerűbb a beesési síkra merőleges mágneses térerősségre vonatkozó számításokat elvégezni. Végeredményben még két Fresnel-formula adódik, (Hayt 1976, Bondarenko, Magracsov 1985):

$$H_r = \frac{\varepsilon_2 \cos \Theta_0 - \sqrt{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0)}}{\varepsilon_2 \cos \Theta_0 + \sqrt{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0)}} H_i \quad (86)$$

$$H_t = \frac{2\varepsilon_2 \cos \Theta_0}{\varepsilon_2 \cos \Theta_0 + \sqrt{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \Theta_0)}} H_i \quad (87)$$

Ha mindkét közeg átlátszó, akkor ezeket az összefüggéseket a következő alakban adhatjuk meg:

$$H_r = \frac{\operatorname{tg}(\Theta_0 - \Theta_2)}{\operatorname{tg}(\Theta_0 + \Theta_2)} H_i \quad (88)$$

$$H_t = \frac{\sin(2\Theta_0)}{\sin(\Theta_0 + \Theta_2)\cos(\Theta_0 - \Theta_2)} H_i \quad (89)$$

2.2.3. A reflexiós tényező. A Brewster-szög

Előzetesen a következő általános megjegyzéseket tesszük. A két közeget elválasztó határ a valóságban nem geometriai felület, hanem egy vékony átmeneti réteg. A (47) egyenlőségek érvényessége nem függ ezen réteg természetére vonatkozó semmiféle feltevéstől. A Fresnel-formulák levezetése viszont a határfeltételek felhasználásán alapul, és feltételezi, hogy az átmeneti réteg vastagsága kicsi a hullámhosszhoz képest. Ez a rétegvastagság rendszerint összemérhető az atomok közötti távolságokkal, amelyek minden esetben kicsik a hullámhosszhoz képest, (Jordan, Blamain 1968, Jampolszkij, Frolov 1983).

Ellenkező esetben a törési jelenségnek egészen más jellege van, amelyet a geometriai optika ad meg.

A Γ reflexiós tényezőt a felületről visszavert, idő szerint átlagolt energiaáram és a beeső energiaáram viszonyaként definiáljuk:

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_1 |\mathbf{E}_r|^2}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \Theta_0 |\mathbf{E}_i|^2} = \frac{|\mathbf{E}_r|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \quad (90)$$

Normális irányú beesés során ($\Theta_0=0$) a polarizáció két esete ekvivalens és a reflexiós tényező:

$$\Gamma = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \right|^2 \quad (91)$$

Ez az összefüggés mind átlátszó, mind elnyelő, visszaverő közegre érvényes. Átlátszó közegből való visszaverődés esetében az $\mathbf{E}_r$, $\mathbf{E}_t$ és $\mathbf{E}_i$ közötti arányossági együtthatók az összefüggésekben valósak. Ez azt jelenti, hogy a hullám fázisa vagy változatlan marad, vagy π -vel változik az együtthatók előjelétől függően. Specifikusan, a megtört hullám fázisa mindig megegyezik a beeső hullám fázisával.

A visszaverődést viszont kísérheti fázisváltozás, például normális beeséskor a hullám fázisa nem változik, ha $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, ha pedig $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, akkor $\mathbf{E}_r$ és $\mathbf{E}_i$ vektorok ellenkező előjelűek, azaz a hullám fázisa π -vel változik.

Ferde szögű beeséskor és horizontális polarizációnál a reflexiós tényező:

$$\Gamma = \frac{\sin^2(\Theta_2 - \Theta_0)}{\sin^2(\Theta_2 + \Theta_0)} \quad (92)$$

Ferde szögű beesés és vertikális polarizáció esetén pedig:

$$\Gamma = \frac{\text{tg}^2(\Theta_2 - \Theta_0)}{\text{tg}^2(\Theta_2 + \Theta_0)} \quad (93)$$

Figyelemre méltó tulajdonsága van az olyan szög alatt beeső hullám visszaverődésének, amelynél:

$$\Theta_0 + \Theta_2 = \frac{\pi}{2} \quad (94)$$

akkor a visszavert és a megtört hullám merőleges egymásra. Jelölve Θ_0 ezen értékét Θ_B -vel:

$$\sin \Theta_B = \sin \left(\frac{\pi}{2} - \Theta_2 \right) = \cos \Theta_2 \quad (95)$$

és felhasználva a (77) törés-törvényt:

$$\operatorname{tg} \Theta_B = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$$

a $\Theta_0 = \Theta_B$ esetén $\operatorname{tg}(\Theta_0 + \Theta_2) = \infty$ és $\Gamma = 0$ vertikális polarizációnál. Tehát az ezen a szögön beeső hullám visszavert hullámának polarizációja merőleges lesz a beesési síkra, más polarizációjú komponensek nem verődnek vissza. Ezt a Θ_B -szöget Brewster-szögnek nevezik, (Kanarejkin, Pavlov 1979, Liu, Chang, Ma 1983).

2.3. A mikrohullámú üregrezonátor

2.3.1. A mikrohullámú üregrezonátor sajátfrekvenciái

Vizsgáljuk az elektromágneses teret egy üres térrészben, amelyet ideálisan vezető felületek határolnak. A monokromatikus valamint szinuszos és koszinuszos terek egyenletei vákuumban:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = j\frac{\omega}{c}\mathbf{H} \quad (96)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = -j\frac{\omega}{c}\mathbf{E} \quad (97)$$

Az ideálisan vezető felületen – amelynek impedanciája nulla – a határfeltételek:

$$\mathbf{E}_t = 0, \quad \mathbf{H}_n = 0 \quad (98)$$

ahol $\mathbf{E}_t$ – az elektromos térerő-vektor tangenciális összetevője; $\mathbf{H}_n$ – a mágneses térerő-vektor normális összetevője.

A feladat megoldásához elegendő, ha $\mathbf{E}$ -t vagy $\mathbf{H}$ -t vizsgáljuk.

Ha például $\mathbf{H}$ -t küszöböljük ki a (96) és (97) egyenletekből, akkor $\mathbf{E}$ -re kapjuk:

$$\Delta\mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{E} = 0 \quad (99)$$

ahol: Δ - Laplace operátor

hullámegyenletet, amelyhez még a

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 0 \quad (100)$$

egyenletet is csatolni kell. Az egyenleteket az $\mathbf{E}_t=0$ határfeltétellel megoldva megkapjuk az $\mathbf{E}$ térerősséget, ezt követően $\mathbf{H}$ -t közvetlenül a (96) és (97) egyenletekből számíthatjuk, miközben $\mathbf{H}_n=0$ automatikusan teljesül.

Ha az üreg alakját és méreteit rögzítjük a (99) és (100) egyenleteknek csak az ω frekvencia bizonyos értékeinél van megoldása. Ezek az értékek az adott üregrezonátor elektromágneses rezgéseinek sajátfrekvenciái.

Ideális felületek esetén az elektromágneses tér nem hatol be a fémfal belsejébe, így a fémbe nincs veszteség. Ezért az összes sajátfrekvencia valós. A rezonátor különböző sajátfrekvenciáinak száma végtelen (multimódusú állapot). A legkisebb sajátfrekvencia (alapl módus) nagyságrendje $\omega_1 \approx c/L$, ahol L az üreg lineáris mérete.

Ez már közvetlen dimenziális megfontolásokból is nyilvánvaló, mivel L az egyetlen dimenziós paraméter, amely a feladatot jellemzi, ha a rezonátor alakja adott.

A nagy sajátfrekvenciák ($\omega \gg c/L$) igen közel vannak egymáshoz és az ω értékek egységnyi intervallumára jutó számuk:

$$N = \frac{\omega^2 V}{2\pi^2 c^3} \quad (101)$$

amely csak a rezonátor V térfogatától függ és független a rezonátor alakjától, (Almássy 1961a, 1967, 1973).

2.3.2. Az elektomágneses energia tárolása az üregrezonátorban

A rezonátorban az elektromos és a mágneses térenergia (idő szerint vett) átlagértékeit a:

$$W_E = \frac{1}{16\pi} \int |\mathbf{E}|^2 dv \quad (102)$$

$$\text{és} \quad W_H = \frac{1}{16\pi} \int |\mathbf{H}|^2 dv \quad (103)$$

integrálok adják. A (96) egyenlet segítségével írhatjuk, hogy:

$$\int \mathbf{H} \mathbf{H}^* dv = \frac{c^2}{\omega^2} \int \text{rot} \mathbf{E} \text{rot} \mathbf{E}^* dv \quad (104)$$

A (104) egyenlet jobboldali tagját parciálisan integrálhatjuk:

$$\int \text{rot} \mathbf{E} \text{rot} \mathbf{E}^* dv = \oint \text{rot} \mathbf{E}^* [d\mathbf{f} \times \mathbf{E}] + \int \mathbf{E} \text{rot} \text{rot} \mathbf{E}^* dv \quad (105)$$

Mivel a térfogat határán $\mathbf{E}_t=0$, ezért a felületi integrál zérus és:

$$\int |\mathbf{H}|^2 dv = \frac{c^2}{\omega^2} \int \mathbf{E} \text{rot} \text{rot} \mathbf{E}^* dv = -\frac{c^2}{\omega^2} \int \mathbf{E} \Delta \mathbf{E}^* dv \quad (106)$$

végeredményben:

$$\int |\mathbf{H}|^2 dv = \int |\mathbf{E}|^2 dv \quad (107)$$

Tehát a (107) egyenletből következik, hogy az elektromos és a mágneses térenergia a rezonátorban egyenlő egymással. Egy rezonátorban a rezgések csillapítatlan volta abból a feltételezésből adódik, hogy a rezonátor fémfalainak impedanciája nullával egyenlő.

Azonban praktikusán a fémfalak impedanciája kicsi, de nem nulla, amely megváltoztatja a rezonátor sajátfrekvenciáit, (Marcuvitz 1971, Liu, Chang, Ma 1983, Baszkakova 1984).

2.3.3. A terhelt üregrezonátor perturbáció-számítása.

A jósági tényező

Az időegység alatt a rezonátor falaiban disszipált, idő szerint átlagolt energiát az üreg elektromágneses teréből a falba bejutó energiaáramként számíthatjuk ki. Figyelembe véve az:

$$\mathbf{E}_t = Z[\mathbf{H}_t \times \mathbf{n}] \quad (108)$$

határfeltételt, ahol $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ - a fémfal felületi impedanciája, az energiaáram sűrűség normális komponensét a következő alakban írhatjuk:

$$S_{n_{\text{át.}}} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}\{\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_t^*\} = \frac{cZ'}{8\pi} |\mathbf{H}_t|^2 \quad (109)$$

ahol Z' a Z -impedancia valós része. A teljes disszipált energiát az:

$$S_d = \frac{c}{8\pi} \oint Z' |\mathbf{H}|^2 df \quad (110)$$

integrál adja, amelyet a rezonátor teljes felületére kell kiterjeszteni. A tér amplitúdójának időbeli csillapodási dekrementumát úgy kapjuk, ha a (110) mennyiséget az:

$$\frac{1}{16\pi} \int (|\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2) dv = \frac{1}{8\pi} \int |\mathbf{H}|^2 dv \quad (111)$$

egyenlet jobb oldalával, azaz a teljes téreenergia kétszeresével elosztjuk. A csillapodási dekrementum az $\omega = \omega' + j\omega''$ komplex frekvencia $|\omega''|$ képzetes részével egyezik meg, amelyet a rezonátor jósági tényezőjének neveznek és a következő arány definiál:

$$Q = \frac{\omega'}{2|\omega''|} \quad (112)$$

ahol Q = a rezonátor jósági tényezője.

A (111) egyenlet megoldása után kapjuk:

$$\omega - \omega_0 = -\frac{jc}{2} \frac{\oint Z |\mathbf{H}|^2 dv}{\int |\mathbf{H}|^2 dv} \quad (113)$$

ahol ω – a rezonátor saját frekvenciája a Z impedancia figyelembe vételével; ω_0 – a sajátfrekvencia Z impedancia nélkül.

A (113) segítségével nemcsak a csillapodási dekrementumot, hanem a sajátfrekvencia eltolódását is meghatározhatjuk.

Ha a rezonátor üregét 1-től különböző értékű ε -nal és μ -vel rendelkező közeggel töltik ki, akkor a rezonátorra vonatkozó összes egyenlet a vákuumrezonátor képleteiből az:

$$\omega, \mathbf{E}, \mathbf{H} \rightarrow \omega\sqrt{\varepsilon\mu}, \sqrt{\varepsilon}\mathbf{E}, \sqrt{\mu}\mathbf{H} \quad (114)$$

helyettesítésekkel adódik.

Ez abból is nyilvánvaló, hogy ilyen transzformáció mellett a (96) és (97) egyenletek a közegben érvényes Maxwell-egyenletekbe mennek át:

$$\text{rot}\mathbf{E} = j\frac{\omega}{c}\mu\mathbf{H} \quad (115)$$

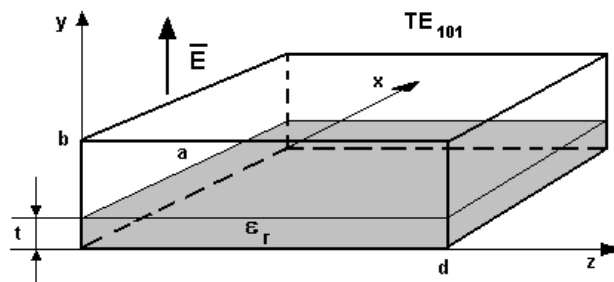
$$\text{rot}\mathbf{H} = -j\frac{\omega}{c}\epsilon\mathbf{E} \quad (116)$$

A közeg jelenléte, speciálisan, az összes sajátfrekvenciát $\sqrt{\epsilon\mu}$ -edrészére csökkenti, (Mariner 1965, Saad 1981).

2.3.4. Részlegesen terhelt üregrezonátor perturbáció-számítása

A perturbáció-számítás leggyakoribb esetét vizsgáljuk: amikor az üregrezonátor t -vastagságú dielektromos lappal van részlegesen terhelve, (Turner, Voss, Tinga, Baltes 1984, Szazonov 1988).

Az üregrezonátor frekvencia-eltolódása az alapmódusú sajátfrekvencián van meghatározva (6. ábra):



6. ábra: Dielektromos lappal részlegesen terhelt alapmódusú üregrezonátor

Ha a 6. ábra alapján felírjuk az elektromágneses térre vonatkozó határfeltételeket és kiszámítjuk a tér elektromos és mágneses hullámait, kapjuk ($\mu=1, \Delta\mu=0$ feltételekkel):

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = - \frac{\int_v (\Delta\epsilon |\mathbf{E}|^2 + \Delta\mu |\mathbf{H}|^2) dv}{\int_v (\epsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) dv} = \frac{\int_v \Delta\epsilon |\mathbf{E}|^2 dv}{\int_v \epsilon |\mathbf{E}|^2 dv} \quad (117)$$

ahol $\Delta\epsilon = (\epsilon_1 - 1)\epsilon_0$ az $0 \leq y \leq t$ tartományban.

A (117) egyenlet számlálója megadható:

$$\int_v \Delta\epsilon |\mathbf{E}|^2 dv = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 \int_{x=0}^a \int_{y=0}^t \int_{z=0}^d |E_y|^2 dz dy dx = \frac{(\epsilon_r - 1)\epsilon_0 A^2 a t d}{4} \quad (118)$$

$$\text{ahol} \quad E_y = A \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{d} \quad (119)$$

A (117) egyenlet nevezője pedig.

$$\int_v \epsilon |E|^2 dv = \frac{abd\epsilon_0}{2} A^2 \quad (120)$$

Végezetül a frekvencia-eltolódás a (117) egyenlet alapján:

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = - \frac{(\epsilon_r - 1)t}{2b} \quad (121)$$

2.3.5. A mikrohullám alkalmazása a szárítástechnikában

A mikrohullámú energiaközlési technika fizikai, biológiai, kémiai alkalmazásai látványos eredményeket hoztak a 70-es évek elejétől. A nagyfrekvenciás elektromágneses tér-kondenzált fázisú anyag kölcsönhatás dielektromos hőkeltés formájában nyilvánul meg:

a veszteséges anyagi rendszer a nagyfrekvenciájú elektromágneses térben felmelegszik.

Ebben az értelmezésben, az anyagban disszipálódó elektromos (mikrohullámú) energia teljes egészében hővé alakul, tehát a mikrohullámú hatás nem több és nem kevesebb, mint melegítő hatás.

A kémiai reakciók mellett számos fizikai (pl. szárítás, extrakció, deszorpció) és biológiai (pl. sterilizálás, mikroorganizmusok elpusztítása) változás is hasonló eredményre vezetett: a mikrohullámú energiaközlés jelentősen felgyorsította a folyamatokat, (Országh, 2001).

A mikrohullámú frekvenciatartományú elektromágneses tér-kondenzált fázisú anyagi rendszer kölcsönhatása nem egyensúlyi folyamatokat indít el. Egy homogén rendszerben is előfordulnak helyi túlmelegedések, lokálisan nagy energiasűrűség alakulhat ki, (Ludányi, 2001) és mindenképen vizsgálni kell a szárítmány beltartalmi értékét, a túl hosszú ideig, illetve túl nagy intenzitással kezelt élő anyag szárítmányok károsodásának kezelési határait, hiszen ezek a tényleges gyakorlati alkalmazást kizáró faktorok lehetnek, (Ludányi, 2001).

Az utóbbi időkben előtérbe kerültek azok a kutatások, amelyek összehasonlító elemzéseket végeztek a két szárítás kombinálásával. A csiperkegomba konvekciós és mikrohullámú szárításának összehasonlító vizsgálatánál a kutatók

igazolták, hogy csak a mikrohullámú illetve csak a konvekciós szárítással elfogadható (gyorsan oldódó-instant és/vagy könnyű - snack-szerű) termék nem állítható elő, ugyanakkor megfelelően végrehajtott kombinált szárítással előállítható könnyű fogyaszthatóságú snack-termék, (Szabó, Rajkó 2001).

A búza beltartalmi értékének változását vizsgálta Pallai, Szíjjártó, Hadik, Török (1999) folyamatos és megszakításos mikrohullámú besugárzásnál. Mivel a kedvezőtlen, esős időjárás gyengébb minőségű búzát eredményezhet, melynek csökken a sikér tartalma és megnövekszik a káros α -amiláz enzim aktivitása, ennek megakadályozására hőkezelik a búzát (Shi, Zhao 1989).

A kísérletek során az α -amiláz enzimet inaktívtak mind folyamatos, mind szakaszos mikrohullámú besugárzással, megfelelően kialakított applikátor segítségével, (Vass, Dudás, Csapláros, Pallai-Varsányi, Hasznos-Nezdei 1997).

A hüvelyes zöldségfélék (sárgaborsó, lencse stb.) minőségének és tápértékének javítása érdekében csíráztatást követő kombinált (mikrohullám + konvektív) szárítást végzett Pallai, Pavel, Szíjjártó (2001) a zöldségfélékben jelen levő α -galaktooligoszaccharidek - azaz ellenálló keményítő és rostanyagok csökkentésére.

Szentmerjay, Pallai (2001) a gyógynövények mikrobiológiai szennyezettségét csökkentették mikrohullámú besugárzással. A kísérleteket különféle műveleti paraméterek, mint induló nedvességtartalom, fajlagos bevitt mikrohullámú energia, kezelési idő és a hőmérséklet függvényében végezték.

Nagy kezdeti nedvességtartalmú gyökér és gumós növények mikrohullámú szárítását végezte Beke, Kurják (2001). Mivel e növényekben a nedvességmozgás jellege eltér a szemes terményekétől a kísérletek célja a horizontális és

vertikális nedvességtérképek felmérése, valamint a száradási tulajdonságok és a kezelési eljárás jellemző paraméterei kapcsolatának meghatározása volt.

Mikrohullámú besugárzás esetén a polarizációs mező és a szárított anyag víztengelyének szöge jól definiálható hatást gyakorol a dehidrációs folyamatra, ezért kísérleteket folytattak az elektromágneses polarizáció szárítási folyamatra gyakorolt hatásának elemzésére, (Beke, Bihercz 2001). A kapott eredmények bizonyították, hogy néhány anyagjellemző (nedvességtartalom, irány stb.) jelentősen befolyásolja a kezelési sáv kiinduló paramétereit és hasonlóképpen az uralkodó mező paramétereinek nagy hatása van a felületi tömegátviteli tényezőre.

Beke (1998), a mikrohullámú energiaátvitelt modellezte mezőgazdasági anyagok kezelésekor. A kísérletek során bizonyította, hogy a mikrohullámú szemestermény-szárítás akkor optimális, amikor az energia behatolási mélysége a szem egyenértékű sugarával azonos. Ebben az esetben a mag belső hőmérséklete magasabb, mint a felületi, így a diffúziós és a termódifúziós gradiens azonos irányúvá válik, a vízleadás sebessége fokozódik.

Megállapította, hogy a vízelvonás folyamán lehetséges olyan tényezőt definiálni (ez a fajlagos mikrohullámú energia), melynek szerepe lényegében ugyan az, mint a szárító közeg hőmérsékletének a konvektív szárításban. A lefolytatott kísérletek fontos eredménye a besugárzás közben létrejött hőmérséklet-hullám bizonyítása, amely a belső nedvességmozgás késleltetett megindulásával magyarázható.

A mikrohullámú energiát a gombafertőzöttség gyors megállapítására is felhasználhatják, (Rigó, Téren, Szabó 1999). A gombakontamináció

kimutatására a jelenleg alkalmazott módszerek közül a kutatók az ergoszterin meghatározását tekintik a legoptimálisabbnak és az ergoszterin feltárását folyamatos és impulzus üzemmódban végzett mikrohullámú kezeléssel érték el. Rajkó, Harmati (2001) a kukorica nedvességtartalmának gyors meghatározását végezték mikrohullámmal és javaslatot tettek az így megmért nedvességtartalom predikciós függvényének átalakítására.

A teljesség igénye nélkül hivatkozott kutatások egyértelműen bizonyítják a mikrohullámú energiaközlés térhódítását a különböző tudományterületeken, azonban a nagyfrekvenciás tér-anyag kölcsönhatás, a mikrohullámúenergia közléssel kiváltott fizikai-kémiai-biológiai változások számos, pillanatnyilag még tisztázatlan kérdést vetnek fel. Az elemzők Országh (1997), Stuerger, Gaillard (1996), Loupy, Petit, Hamelin, Texier-Boullet, Mathe (1998) két hátráltató momentumot emelnek ki:

- a mikrohullámú elektromágneses energiaközlés, illetve az energiaforrások által termelt elektromágneses energia elnyelése a kiválasztott anyagi rendszerekben rendkívül rendszerfüggő, azaz a különböző anyagi rendszerek és technológiák különféle egyedi energiaátadó konstrukciók kifejlesztését igénylik;
- figyelemre méltó, hogy sok esetben a nem -termikus mikrohullámú hatás is szerepet játszik a fizikai-kémiai változásokban. Az is nyilvánvaló, hogy jelenleg nincs világos magyarázat e megfigyelésekre és ezért szükséges a mikrohullámú energiaközlés további tanulmányozása.

3. A MIKROHULLÁMÚ ÜREGREZONÁTOR, MINT A KORSZERŰ SZÁRÍTÁSTECHNIKA MUNKATERE (LUDÁNYI, 2000).

Az ipari mikrohullámú rendszerek az elkövetkezendő években várhatóan széles körben elterjednek majd, mégpedig a következők miatt:

- a nyers tüzelőanyagok ára folyamatosan emelkedik;
- új és megbízhatóbb generátorok fejlesztése következtében a készülékköltségek csökkennek.

A teljesség igénye nélkül a mikrohullámú technika ipari alkalmazását a következő főbb területeken lehet megvalósítani:

- élelmiszeripar,
- gumiipar,
- mezőgazdaság,
- fafeldolgozó ipar,
- műanyagipar,
- gyógyászati alkalmazások.

A mikrohullámú technika ipari alkalmazásának kezdeti sikerei után azonban az elterjedést bizonyos visszafogottság jellemzi. Ennek elsősorban az az oka, hogy egy mikrohullámú disszipáló tér kifejlesztése és elkészítése viszonylag egyszerű feladat, azonban az ipari mikrohullámú rendszerek műszerezettsége és a folyamatszabályozásba történő illesztése mind ezideig nyitott kérdése e területnek.

Úgy tűnik, hogy a legnagyobb problémát a disszipáló tér (az üregrezonátor) multimódusú jellege, valamint az abszorbens hőmérséklettől és nedvességtartalomtól függő dielektromos állandója okozza.

Mint ismeretes egy mikrohullámú üregrezonátor belsejében, mint disszipáló térben, a disszipáló teljesítmény az abszorbens belsejében szabadul fel és a közeg felmelegedését idézi elő.

A közegre vonatkozó hőtani egyenlet:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(\Lambda \text{grad} T) = P_d \quad (122)$$

ahol T - a hőmérséklet, ρ - sűrűség, c – fajhő, Λ - hővezetési tényező.

A (122) egyenlet első tagja a hőfokváltozásra (felmelegítésre fordított energiát adja), a második pedig az áramló hőteljesítményt írja le. A Λ - hővezetési tényező általában a hőmérséklet függvénye, tehát ha a hőmérséklet a hely függvényében változik, a Λ a helytől is függ.

Egy ipari méretű, mikrohullámú energiával táplált disszipáló tér egy multimódusú mikrohullámú üregrezonátor, melynek sajátossága az elektromágneses tér inhomogenitása.

Ez azt jelenti, hogy a multimódusú tér struktúrája, azaz egyidejűleg több rezonanciafrekvencia kialakulása a rezonátor geometriai méreteitől függ a (123) alapján:

$$\lambda_{m,n,p} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}} \quad (123)$$

ahol $\lambda_{m,n,p}$ - az m, n, p , módusszámokhoz tartozó rezonanciafrekvencia hullámhossza

m, n, p - az üregrezonátorban terjedő, $\lambda/2$ - hullámhosszak száma a rezonátor x, y, z koordinátái mentén

a, b, d - a rezonátor oldalainak hossza.

A rezonátorban keletkező rezonanciafrekvenciák (módok) száma meghatározható a (124) alapján:

$$N(f) = \frac{8\pi V}{3} \left(\frac{f}{c} \right)^3 + \frac{\pi S}{2} \left(\frac{f}{c} \right)^2 + (a + b + d) \frac{f}{c} \quad (124)$$

ahol V - a rezonátor térfogata, f – rezonanciafrekvencia, S - a rezonátorkamra

felülete, a, b, d - rezonátor oldalak hossza

A (124)-ből látható, hogy egy olyan üregrezonátorban, ahol az oldalak hossza mindösszesen 5-6-szor nagyobb, mint az üzemi hullámhossz, a rezonanciafrekvenciák száma elérheti a 60-80-as értéket.

Ez az elektromágneses tér struktúrájában két anomáliát okoz. Ebből az első a rezonátorban kialakuló állóhullámok okozta energiamaximumok és minimumok kialakulása. Létrejönnek úgynevezett helyi forrópontok és hidegpontok, amelyek mindenképpen befolyásolják a Λ hővezetési tényező értékét.

A második pedig az egyes rezonanciafrekvencián kialakuló energiakonzentráció intenzitása. Ez az intenzitás az alapmódusokon (tehát az első, második rezonanciafrekvencia értékén) maximális, a nagyobb frekvenciájú módusok már elfajuló teljesítménykoncentrációt eredményeznek többnyire $\exp(-\alpha f)$ csökkenéssel.

Ez felveti azt a megoldást, hogy ha nagy hőmérsékletet és energiakonzentrációt akarunk alkalmazni (például fahajítás, gyors szárítás, melegítés, stb.) akkor a disszipáló teret úgy kell méretezni, hogy csak az alapl módusok gerjedjenek a rezonátorban.

Ez a feladat megfelelő készülék-konstrukcióval viszonylag egyszerűen megoldható egészen addig, amíg a rezonátort nem terheljük, azaz nem helyezünk a térbe valamilyen abszorbenst. Amennyiben az üregrezonátorba az üzemi hullámhossz méreténél nagyságrenddel nagyobb geometriai méretű abszorbenst (például farakatot) helyezünk el, térperturbáció jön létre és megváltozik a disszipáló tér rezonanciafrekvenciája a (125) alapján:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{W} \int_V \left(\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} W_e + \frac{d\mu}{\mu} W_m \right) \frac{dV}{V} \quad (125)$$

ahol $\Delta\omega$ - az elhangolódás mértéke, ω_0 - abszorbens nélküli rezonanciafrekvencia, W - a rezonátorban tárolt energia, $W_e = \frac{1}{2} \varepsilon |\mathbf{E}|^2$ - elektromos energiasűrűség, $W_m = \frac{1}{2} \mu |\mathbf{H}|^2$ - mágneses energiasűrűség, ε - dielektromos permittivitás, μ - mágneses permeabilitás, $\mathbf{E}$ - elektromos térerővektor, $\mathbf{H}$ - mágneses térerővektor, V - a disszipáló tér térfogata.

A szárítandó anyagok nemfémek, így a $\mu=1$, $d\mu=0$ és nincs szükség perturbációszámításra, ha a közeg permeabilitása megváltozik. Figyelmünket a szárítandó közeg, az abszorbens dielektromos állandója felé fordíthatjuk.

Amennyiben a hőmérséklet-eloszlás az abszorbensben egyenletesnek tekinthető, homogén közegben a mikrohullámú energia hatására létrejött hőmérséklet-emelkedés a (126) alapján:

$$\frac{dT}{dt} = 9,3 \cdot 10^{-12} \cdot E^2 \cdot f \frac{\varepsilon''}{c\rho} \quad (126)$$

ahol ρ - az abszorbens sűrűsége, c – fajhő, E - villamos térerő, $\varepsilon'' = \varepsilon' \cdot \operatorname{tg} \delta$ - veszteségi tényező, ε' - a komplex dielektromos állandó valós része, ε'' - a komplex dielektromos állandó képzetes része.

A (126) egyenletből a hőmérséklet elvileg integrálással meghatározható, de nagy gyakorlati nehézséget okoz, hogy az $\varepsilon', \varepsilon'', \operatorname{tg} \delta, E, \rho$ vagy c maga is függvénye a hőmérsékletnek. Ezen kívül figyelembe kell venni a halmazállapot-változás (elgőzölögtetés) következtében létrejött időbeli késleltetést is.

Az abszorbensben elnyelődött mikrohullámú teljesítmény meghatározható a (127) alapján:

$$P_d = 55,6 \cdot 10^{-14} \cdot E^2 \cdot f \cdot \varepsilon'' \quad (127)$$

A mikrohullám behatolási mélysége az abszorbensbe pedig a (128) alapján, (Kegel, 1978):

$$d = \frac{1}{2\pi} \lambda \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon''}} \quad (128)$$

A **D**-eltolás vektort a Maxwell egyenlet alapján kapjuk:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = (\varepsilon' - j\varepsilon'') \mathbf{E} \quad (129)$$

A mikrohullámú hevítés szempontjából a (129) egyenlet negatív előjelű képzetes része alapvető fontosságú. Ugyanis a tér létrehozására az abszorbensbe betáplált energia a tér megszűnésekor teljes egészében nem térül vissza, hanem

egy része disszipálódik, hővé alakul és ez okozza a mikrohullám melegítő hatását.

Szintén a Maxwell-egyenletekből következik, hogy az abszorbensben az áramsűrűség vektor meghatározható a (130)-el:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + j\omega \varepsilon^* \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E} + j\omega(\varepsilon' - j\varepsilon'') \mathbf{E} \quad (130)$$

ahol $\mathbf{J}$ - áramsűrűség vektor, σ az abszorbens vezetőképessége, ε^* komplex permittivitás.

A (130) egyenlet jobboldali része a számítások után felbontható egy $j\omega \varepsilon' \mathbf{E}$ - képzetes és egy $(\sigma + \omega \varepsilon'') \mathbf{E}$ -valós vagy hatásos összetevőre. Ez utóbbi biztosítja a mikrohullámú teljesítmény hatásos, melegítő teljesítménnyé való átalakulását.

A tapasztalat Okress (1972) és Bengston, Risman (1970, 1971) azt mutatja, hogy száraz, kis nedvességtartalmú abszorbensnél $d\varepsilon''/dT > 0$, tehát bekövetkezhet a túlszáradás, illetve nagy nedvességtartalmú abszorbensnél $d\varepsilon''/dT < 0$.

Ez a két tapasztalati tény azt is kifejezi, hogy minél nagyobb a hőmérséklete az anyagnak, annál kisebb az általa elnyelt teljesítmény, illetve minél nagyobb a nedvességtartalma, annál nagyobb az energiafelvétele, (Beke, 1997).

Ugyanakkor a szárítás két alapvetően fontos paramétere az abszorbens nedvességtartalma és hőmérséklete, amely felveti a két nem villamos mennyiség mérését is.

Ezen két paraméter mérése azonban a mikrohullámú térben hagyományos módszerekkel (tehát hőmérő és nedvességmérő szondák, villamos érzékelők elhelyezésével) nem oldhatók meg.

Egyrészt azért, mert az érzékelők és elektromos vezetőik maguk is perturbálják a teret, másrészt azért, mert a nagy teljesítményű mikrohullámú jel a szondák vezetőin keresztül a mérőegységet üzemképtelenné teszik.

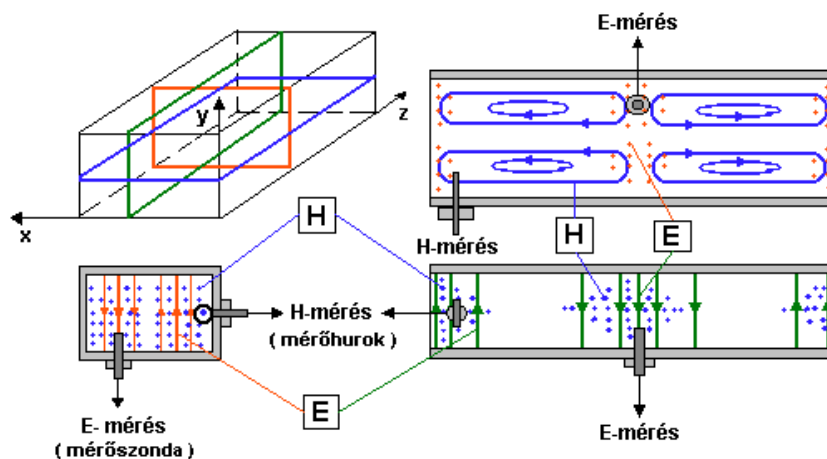
A $d\varepsilon''/dT > 0$ feltételből egy közvetett hőmérsékletmérési eljárás elképzelhető.

A feltételből következik, hogy a növekvő hőmérsékletű abszorbens egyre kevesebb mikrohullámú teljesítményt abszorbeál. Mivel a mikrohullámú generátor teljesítménye állandó, egyre nagyobb teljesítményű jel verődik vissza az abszorbensről a disszipáló térbe.

Ha ezt a hőmérsékletfüggő, növekvő jelet detektáljuk, közvetetten meghatározhatjuk az abszorbens hőmérsékletét.

Azonban a jelet kicsatoló érzékelő mérete, jellege, a disszipáló tér megfelelő pontjára történő behelyezése nagymértékben függ a perturbált, multimódusú elektromágneses tér struktúrájától, (Pintér, 1970).

Ugyanis amennyiben a tér **E**-összetevőjét akarjuk érzékelni botantennát vagy szondát kell alkalmaznunk, melyet a disszipáló tér falára merőlegesen, térmaximumba, az **E**-vektorokkal párhuzamosan kell elhelyezni (7. ábra):



7. ábra: Az E- és H hullámok mérési lehetőségei TE_{20} típusú terjedésnél

Ha viszont a **H**-mágneses vektort jelöljük információhordozónak, akkor induktív hurkot kell alkalmaznunk, melyet úgyszintén térmaximumba, minél közelebb a disszipáló tér fém falához kell elhelyezni úgy, hogy a hurok által közbezárt felület merőleges legyen a **H**-vektorokra.

Mindezek a mérési eljárások azonban nagy nehézségekbe ütköznek az inhomogén téreloszlás miatt. A közelmúltban kísérleti jelleggel készítettem egy 4 köbméteres hasznos térfogatú mikrohullámú faszárító berendezést borovi fenyőfa szárítására: 8. ábra, 9. ábra, 10. ábra



8. ábra: A mikrohullámú szárító kamra reflexiókkal



9. ábra: Tápvonal becsatolások a szárítókamrába

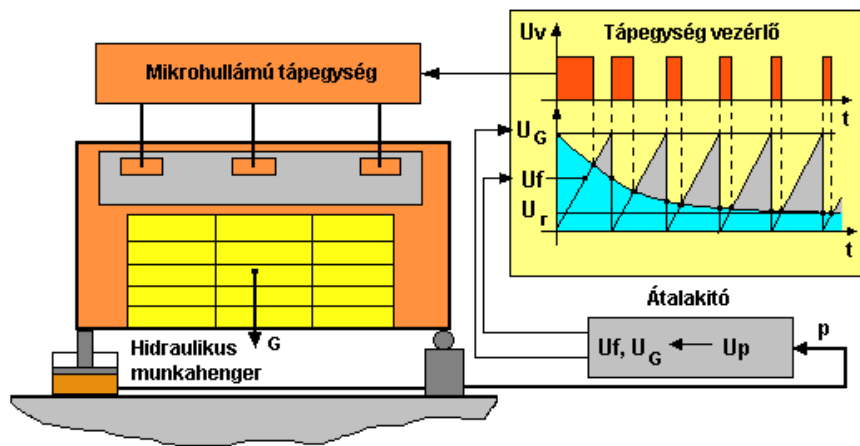


10. ábra: A nagyfrekvenciás egységek és a vezérlőberendezés

A kísérletek célja a következő kérdések tisztázása volt:

- a rezonanciafrekvenciák értéke és teljesítményeloszlásuk terhelt és terheletlen rezonátorban;
- a disszipáló tér gerjesztésének vizsgálata (gerjesztés koaxiális tápvonallal, szondával és hurokkal, gerjesztés négyszögletes csőtápvonallal és résgerjesztéssel);
- a gerjesztő rések méretezésének és a maximális gerjesztés feltételeinek biztosítása;
- A terhelt rezonátor működése reflexió-mentes és reflexiókkal manipulált térrel;
- a terhelt és terheletlen rezonátor visszahatása a magnetronokra;

- a szárítóberendezés résein és nyílásain kilépő mikrohullámú sugárzás értéke;
- a magnetronok hatásfokának mérése;
- a nedvességtartalom meghatározása súlymérés alapján;
- kipárolgás, szellőztetés vizsgálata
- a mikrohullámú teljesítmény nedvességtartalom-függő (súlyfüggő) szabályozása (11. ábra, 12. ábra)



11. ábra: Mikrohullámú szárítókamra súlyméréssel teljesítmény-szabályozása



12. ábra: A szárítókamra berakodó nyílása és a súlymérés hidraulikája

A kísérletek eredményei és következtetésem:

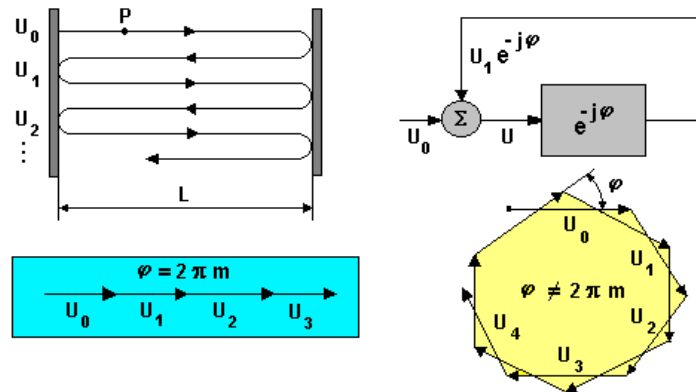
- az elektromágneses téreloszlás egyenletesebb reflexiós térmanipulálással, amelyet a magnetronok variációs vezérlésével is elérni lehet.
- a szárítás kezdeti időszakában a gyorsabb súlyvesztés miatt az automatika megfelelően működött, a későbbi, lassúbb súlyvesztésnél a pontosabb hídáramkörös megoldást célszerű alkalmazni.
- a szárított faanyag nem színeződött, nem deformálódott;
- a kísérleti szárítás utolsó szakaszában a nagyobb jelvisszaverődés miatt fokozni kellett a magnetronok hűtését;
- a szárítókamrát mindenképpen hőszigetelni kell, a szárítás kezdeti szakaszában nagy intenzitású páralecsapódás volt a rezonátor falán, s a mikrohullámú energia egy része ebben abszorbeálódott;

- a maximális gerjesztéshez a gerjesztőrések egymáshoz viszonyított távolságának $n \cdot \frac{\lambda}{2}$ -nek kell lennie;
- a megfelelő szellőztetés megoldása továbbra is nyitott kérdés maradt;
- a farakatot nem célszerű közvetlenül a mikrohullámú sugárzás zónájába helyezni, inkább a zónán kívül többszörös reflexiójú térbe;

4. A DISSZIPÁLÓ TÉR (ÜREGREZONÁTOR) MULTIMÓDUSÚ JELLEGE, AZ ENERGIAMAXIMUMOK ÉS MINIMUMOK KIALAKULÁSA (LUDÁNYI, 1998, 1999).

4.1. Rezonátor-módusok mint haladó hullámok

Két, egymástól L -távolságra levő nagy visszaverő képességű rezonátor falat vizsgálunk (13. ábra)



13. ábra: A rezonátor módusok fázor-ábrái

Követve a hullámokat, amelyek oda-vissza reflektálódnak a rezonátor falai között úgy tekinthetjük, hogy a rezonátor módusa egy olyan hullám, amely egy-egy reflektálódás során visszaállítja önmagát. Ideális, azaz veszteségmentes rezonátort tételezünk fel.

A két reflektáló falon bekövetkező fázistolás 0 vagy 2π (falanként π). Egyetlen körülfutás alatt a hullám terjedése révén előálló fázistolás ($2L$ távolságon):

$$\begin{aligned} \varphi &= 2KL = 2\pi m, \\ m &= 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (131)$$

A (131) egyenletet a pozitív visszacsatolás egyenleteként kezelhetjük, amely megköveteli, hogy a kimenet a bemenettel fázisban visszacsatolódjon. A rezonátorban állandósult állapotban csak önmagukat újraélesztő hullámok vagy ezek kombinációi léteznek. Tekintsük az U_0 komplex amplitúdójú monokromatikus síkhullámot a P-pontban, amely a rezonátor tengelye mentén terjed jobbra. Az ábra jobboldali falán visszaverődik és egy körülfutás után P-ben az amplitúdó U_1 lesz, majd U_2 és így tovább.

Az $U_0, U_1, U_2 \dots$ részhullámok mindegyike monokromatikus. Mivel feltételezésünk szerint a rezonátor ideális, amplitúdójuk egyenlő. Az eredő hullám végtelen számú, egyenlő nagyságú fázor összege, (Füzessy, 1997).

Ha feltételezzük, hogy a kezdeti fázor nagysága végtelen kicsi, akkor összegük is az. Kivétel, ha rendezettek, azaz ha $\varphi = 2\pi m$. Ekkor összegük véges.

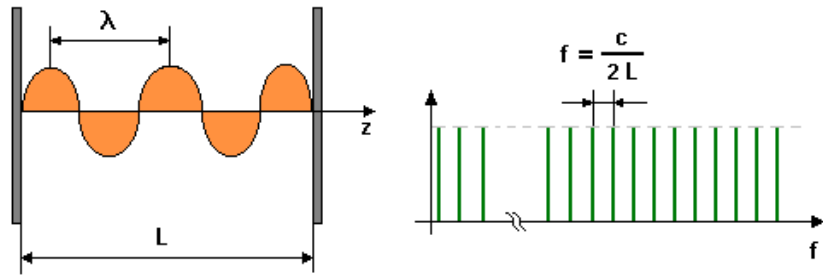
Következésképpen végtelen gyenge kezdő hullámból felépülhet a rezonátoron belül véges hullámteljesítmény.

4.2. Rezonátor-módusok mint állóhullámok

Az f -frekvenciájú monokromatikus hullám hullámfüggvénye:

$$U(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{U(\mathbf{r})\exp(j2\pi ft)\} \quad (132)$$

amely az elektromos térerő keresztirányú összetevőjét adja meg. Az $U(\mathbf{r})$ komplex amplitúdó kielégíti a Helmholtz-egyenletet a rezonátor módusai a Helmholtz-egyenlet megoldásai a megfelelő határfeltételekkel. A rezonátorban az elektromos térerősség transzverzális komponense eltűnik a falak felületén, így $z=0$ és a $z=L$ helyen $U(\mathbf{r})=0$ (14. ábra):



14. ábra: A rezonátor-módusok komplex amplitúdója és a rezonanciafrekvenciák

Az $U(r) = A \sin Kz$ – állóhullám, ahol $A = \text{const.}$, kielégíti a Helmholtz-egyenletet és a hullám eltűnik, azaz $A(0) = A(z) = 0$, ha $KL = m\pi$. Ez K -ra a következő feltételt írja elő:

$$K_m = \frac{m\pi}{L} \quad (133)$$

ahol $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Így a módusok komplex amplitúdója:

$$U(r) = A_m \sin K_m z \quad (134)$$

A negatív m -értékek nem adnak független módusokat, mivel:

$$K_{-m} z = -\sin K_m z \quad (135)$$

Az $m=0$ érték energiát nem biztosító módus, mert $K_0=0$ esetén $\sin K_0 z = 0$. A rezonátor módusai tehát m különböző értékeihez tartozó állóhullámok és rezonátoron belül tetszőleges hullám állítható elő az állóhullámok szuperpozíciójaként:

$$U(r) = \sum_m A_m \sin K_m z \quad (136)$$

ahol $m = 1, 2, 3, \dots$ -módus-szám.

A (133)-ból korlátozás adódik a frekvenciára, azaz:

$$f_m = m \frac{c}{2L} \quad (137)$$

amelyek a rezonátor rezonancia-frekvenciái. Két szomszédos módus frekvencia-

távolsága: $f = \frac{c}{2L}$

A rezonancia-hullámhossz:

$$\lambda_m = \frac{c}{f_m} = \frac{2L}{m} \quad (138)$$

amelyből adódik a rezonátor szükséges L-hossza:

$$L = m \frac{\lambda_m}{2} \quad (139)$$

4.3. A módussűrűség

A módusok száma egységnyi frekvenciasávban, a két egymásra merőleges polarizációs állapotok mindegyikében:

$$\frac{1}{f} = \frac{2L}{c} \quad (140)$$

A módussűrűség, azaz az egységnyi hosszra jutó, egységnyi frekvenciasávban levő módusok száma:

$$N(f) = \frac{4}{c} \quad (141)$$

Tehát a módusok száma L hosszúságú rezonátorban, Δf frekvenciasávban:

$$N(f) = \frac{4L}{c} \Delta f \quad (142)$$

amely egyben a szabadsági fokok, a független módok száma, amelyeken belül a hullámok létezhetnek.

4.4. Veszteségek és rezonancia-vonalszélesség

A rezonancia-frekvenciákra meghatározott szigorú feltétel veszteséges rezonátorban enyhül. Figyelmen kívül hagyva a beállítási hibákat a rezonátorok veszteségforrásai két alapvető csoportra bonthatók:

- a rezonátorban levő közeg abszorpciója, az ennek a hatására létrejött teljesítmény-gyengülési tényező egy körülfutásra, amely $\exp(-2\alpha L)$ - alakban adható meg;
- A rezonátor-falak tökéletlen visszaverő tulajdonsága, amely a szkin-effektustól és a falak véges geometriai méretétől függ.

A 13. ábra alapján az U_0 -hullám útját követve a $\varphi = 2\pi m$ feltételt figyelembe véve az összeget végtelen számú fázor adja:

$$U = \sum_{i=1}^{\infty} U_i \quad (143)$$

A terjedés – egy körülfutás – révén keletkező fáziskülönbség:

$$\varphi = 2KL = \frac{4\pi\eta L}{c} \quad (144)$$

de a veszteségek miatt most az $U_i \neq U_{i+1}$ fázorok különböznek. Bevezetve az:

$$r = \frac{U_{i+1}}{U_i} \quad (145)$$

amplitúdó-gyengítési tényezőt az intenzitás-gyengítési tényező ekkor r^2 .

Két szomszédos fázorra írható:

$$U_{i+1} = hU_i \quad (146)$$

ahol $h = r \exp(-j\varphi)$

Az összeg azonos fáziskülönbségű, de egyre csökkenő nagyságú fázorok eredője:

$$U = \sum_{i=1}^{\infty} U_i = U_0 (1 + h + h^2 + \dots) = \frac{U_0}{1-h} \quad (147)$$

Az intenzitás a rezonátorban:

$$|U|^2 = \frac{U_0^2}{|1 - r \exp(-j\varphi)|^2} \quad (148)$$

Alkalmazva az Euler-formulát és elvégezve a műveleteket kapjuk:

$$|U|^2 = \frac{I_0}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (149)$$

ahol $I_0 = U_0^2$ - intenzitás

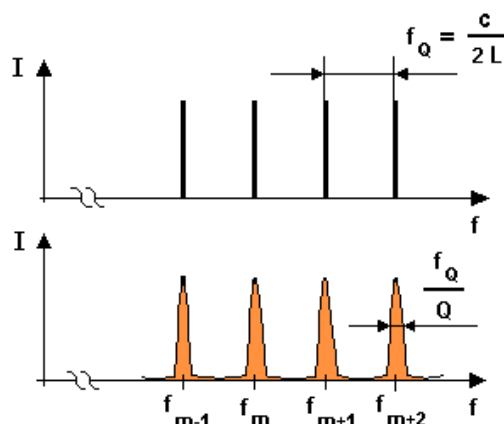
Az intenzitás az egy körülfutás révén adódó φ fáziskülönbségnek periódikus függvénye, a periódus 2π hosszúságú. Bevezetve a következő egyszerűsítő jelöléseket:

$$I = |U|^2, \quad I_{\max} = \frac{I_0}{(1-r)^2} \quad \text{és} \quad Q = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} \quad (150)$$

ahol Q – a rezonátor jósági tényezője a (149) egyenletre kapjuk:

$$I = \frac{I_{\max}}{1 + \left(\frac{2Q}{\pi}\right)^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (151)$$

Nagy jósági tényezőnél az intenzitás éles csúcsokkal bír $\varphi=2\pi m$ értékeknél (15. ábra):

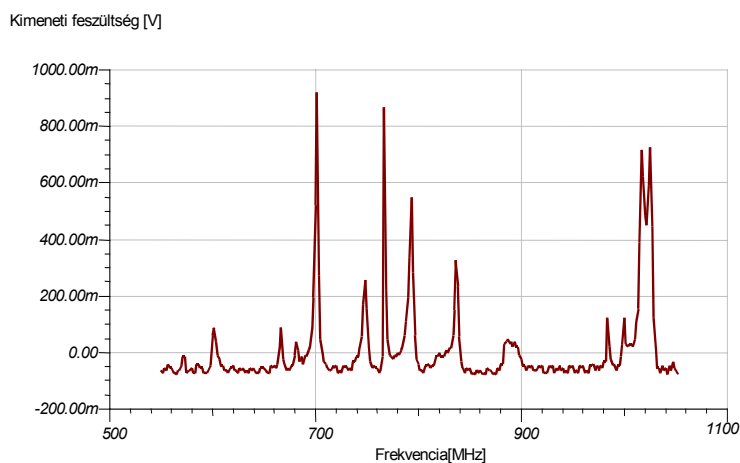


15. ábra: A veszteség nélküli és veszteséges rezonátor rezonanciafrekvenciái

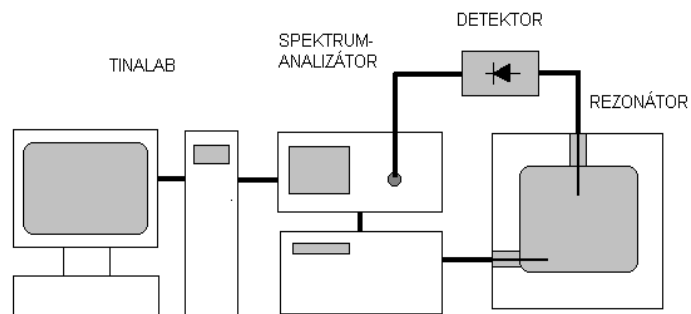
Az 15. ábrából látható, hogy veszteség nélküli rezonátorban ($Q=\infty$) csak rezonancia-frekvenciák alakulnak ki. Ugyanakkor a veszteséges rezonátorban a rezonancia-frekvenciákon kívül egyéb frekvenciák is keletkeznek. Az interferencia gyengíti a rezonancia-frekvenciáktól eltérő összetevőket. A 15. ábra a rezonátor spektrális válaszának tekinthető különböző jósági tényezők mellett.

5. VIZSGÁLATOK A DISSZIPÁLÓ TÉRBEN

Vizsgálatokat végeztem négyszögletes 2,45 GHz-es frekvenciára méretezett üregrezonátorral. A vizsgálatok eredményei láthatóak a 16., 17., 18. ábrákon.



16. ábra: A multimódusú üregrezonátor spektrumképe



17. ábra: A multimódusú jelleg mérési blokkvázlata



18. ábra: A multimódusú jelleg mérési összeállítása

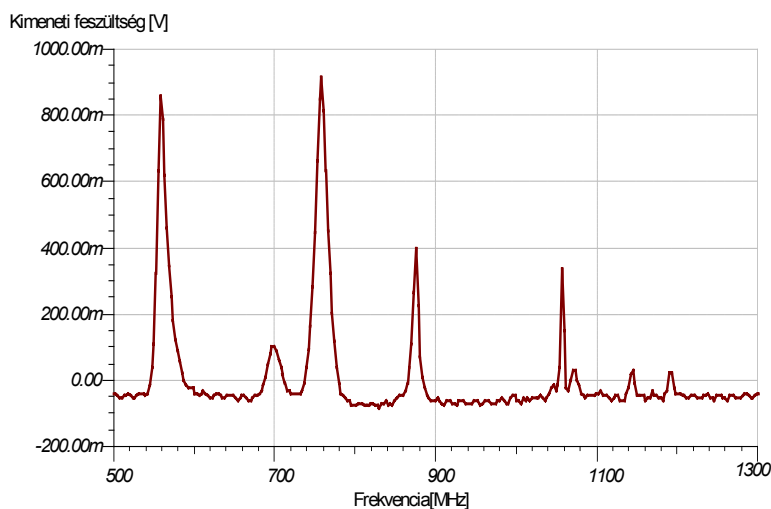
A 16. ábra alapján egyértelmű a dolgozathoz felhasznált négyszögletes üregrezonátor multimódusú jellege. A rezonátor geometriai méretei (35cm×35cm×40cm) és a becsatolás módja ($\lambda/4$ -es szonda a rezonátor alsó részén). Felhasználva egy 0-1300 MHz-es tartományú spektrum-analizátort, a TINA[®] elektronikai oktató és fejlesztő program TINALAB INTERFACE kártyáját (17. ábra) a következő eredményeket adja:

- az alaplómódusú rezonanciafrekvencia 700 MHz-nél van
- a 2. módus rezonanciafrekvenciája 770 MHz
- a 3. módus rezonanciafrekvenciája 795 MHz
- a 4. módus rezonanciafrekvenciája 840 MHz
- az 5. módus rezonanciafrekvenciája 1020 MHz Az elfajuló rezgések, módusok:
- 600 MHz
- 670 MHz

-750 MHz
-890 MHz
-980 MHz
-1000 MHz

A spektrum-analizátor jeldetektálása egy, a rezonátor felső részén a szimmetriatengelyre helyezett $\lambda/2$ -es szondával van megoldva. Ennek következtében a be- és a kicsatolás szondái merőlegesen egymásra és az így kapott eredmények láthatóak az ábrán.

Nyilvánvalóan más mérési eredményeket kaptam a be- és a kicsatolás helyzetének változtatásával. (19. ábra.)



19. ábra: A rezonancia-frekvenciák eltolódása a kicsatolás függvényében

Az új rezonanciafrekvenciák értékei:

-550 MHz
-760 MHz

-870 MHz

-1060 MHz

Az elfajulóak értékei pedig:

-700 MHz

-1140 MHz

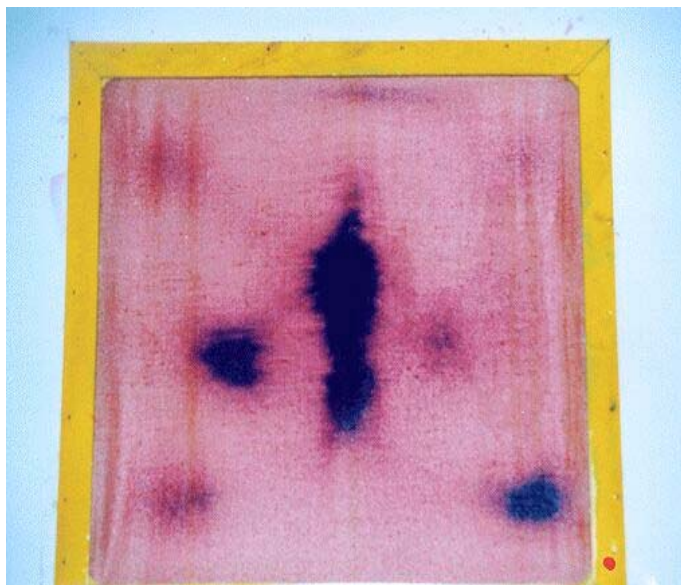
-1190 MHz

Az eddigiek alapján kitűnik, hogy megoldást jelentene a rezonátor térstruktúrájának valamilyen indikálása, illetve ez alapján egy a gyakorlathoz közel álló numerikus módszer felhasználása a tér leírására.

Nyilvánvalóan a tér teljes leírása a *Maxwell*-egyenletekkel lehetséges, azonban ez a módszer multimódusú, bonyolult mezőstruktúránál már igen nehézkes és körülményes.

Felvetődik egy olyan lehetőség, miszerint ha mérni tudom a rezonátor valamely síkjában a téreloszlást és a mérés során egy ún. tér-képet (látható, vizualizált megoldást) alkalmazok és ehhez a fizikai modellhez egy matematikai modellt illesztok úgy, hogy a modell számított értékei megadják a helytől függő teljesítménysűrűséget, a módszer alkalmazhatóvá válik a műszaki gyakorlatban.

A mérés kivitelezéséhez speciális folyadékba mártott indikátorlapokat készítettem, amelyeken a teljesítménysűrűség, s ezzel a hőeloszlás függvényében különböző elszíneződések jönnek létre, a sötétkéktől a bíbor színig. (20. ábra, 21. ábra)



20. ábra: Az indikátor-lap elszíneződése az energia-maximumoknál
 $z = 10$ cm mérési magasságnál

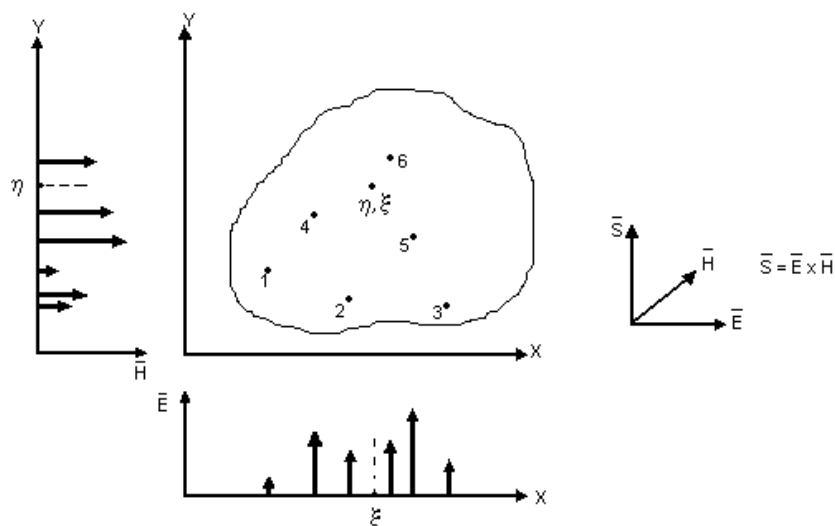


21. ábra: Az indikátor-lap elszíneződése az energia-maximumoknál
 $z = 2$ cm mérési magasságnál

Nyilvánvalóan a mérő sík azon részén, ahol a reflexiók miatt azonos fázisúak a visszaverődések energiamaximumok, forrópontok, ellenkező esetben energiaminimumok, hidegpontok alakulnak ki, és a sötétkép színű energiamaximumokból a bíborszínű minimumok felé az átmenet foltszerű, folyamatos.

Mivel az indikátor lapról megadhatom a teljesítménysűrűség maximumainak koordinátáit $(x_1, x_2, \dots, x_i, y_1, y_2, \dots, y_i)$ és egyfajta színskála alapján az x_i, y_i koordinátákhoz tartozó P_i teljesítményértékeket is, egy háromdimenziós energiasűrűség-leképzést kapok. Az indikátor lapot a rezonátor tetszőleges z -magasságában elhelyezve a z -magassághoz tartozó teljesítménysűrűség „síkmetszetét” kapom.

A fizikai modell foltszerű képződményeinek matematikai leírásához tekintsük a 22. ábrát:



22. ábra: Az indikátor-lap egy elszíneződött felületeleme

Az ábrán a rezonátortér tetszőleges z-magasságában az indikátorlap egy elszíneződött felületeleme látható. Jelöljük ki néhány pontot (1,2,...) ezen a felületen. Az elszíneződés mértékétől függően minden ponthoz rendelhető egy teljesítménysűrűség vagy **S**- *Poynting* vektor. Mivel ez a vektor az **E** és a **H** vektoriális szorzata, így az **E** és a **H** x és y tengelyekre történő leképzése megadható.

A síkon felvettem egy tetszőleges ξ ; η koordinátájú pontot és megadtam az **E** és **H** távolságokat ezen pontoktól, bevezetve a következő összefüggéseket:

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \sum_{i=1}^n P_i (x_i - \xi)^2 \\ R_y &= \sum_{i=1}^n P_i (y_i - \eta)^2 \end{aligned} \right\} \quad (152)$$

ahol x_i, y_i -a kijelölt pontok koordinátái, $i=1,2,\dots,n$, P_i -a kijelölt x_i, y_i koordinátájú pontok teljesítménysűrűségei

Mivel a (152) függvényből következik, hogy $R_x(\xi)$ és $R_y(\eta)$, így megadhatók ezen függvények szélsőértéke is, azaz kerestem azt a ξ_0 és η_0 pontot a síkon, ahol az R_x és R_y értéke a legkisebb:

$$\frac{\partial R_x}{\partial \xi} = 0 \quad \text{és} \quad d^2 R_x > 0 \quad (153)$$

$$\frac{\partial R_y}{\partial \eta} = 0 \quad \text{és} \quad d^2 R_y > 0 \quad (154)$$

Az R_x és R_y értéke azon a ξ_0 és η_0 ponton a legkisebb, amelynél:

$$\xi_0 = \frac{\sum_{i=1}^n P_i x_i}{\sum_{i=1}^n P_i} \quad (155)$$

$$\eta_0 = \frac{\sum_{i=1}^n P_i y_i}{\sum_{i=1}^n P_i} \quad (156)$$

Ezt a ξ_0 , η_0 koordinátájú pontot elneveztem a vizsgált sík energetikai középpontjának.

Nyilvánvalóan az ábrázolt sík egy statikus állapotot tükröz, a P_i teljesítménysűrűség (különösen fluktuáló térnél) az idő függvénye is, azaz $P_i(t)$. Ebből következően az energetikai középpont ξ és η koordinátái szintén időfüggőek, azaz:

$$\xi(t) = \frac{\sum_{i=1}^n P_i(t) x_i}{\sum_{i=1}^n P_i(t)} \quad (157)$$

$$\eta(t) = \frac{\sum_{i=1}^n P_i(t) y_i}{\sum_{i=1}^n P_i(t)} \quad (158)$$

Bevezetve a következő egyszerűsítő jelölést:

$$\alpha_i(t) = \frac{P_i(t)}{\sum_{i=1}^n P_i(t)} \quad (159)$$

Így a (157) és a (158) összefüggésre kaptam:

$$\xi(t) = \sum_{i=1}^n x_i \alpha_i(t) \quad (160)$$

$$\eta(t) = \sum_{i=1}^n y_i \alpha_i(t) \quad (161)$$

Az üregrezonátor multimódusú jellege és a fluktuáló tér felveti azt a lehetőséget, hogy a mezőstruktúrát valószínűségi számítási módszerekkel adjam meg. Ha az

energetikai középpontok ξ , η koordinátáit valószínűségi változóknak veszem és a sűrűségfüggvényt kétdimenziós, normális vagy *Gauss*-eloszlásúnak tekintem, akkor:

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_\xi\sigma_\eta\sqrt{1-r^2}} \cdot \exp(-q^2) \quad (162)$$

ahol

$$q^2 = \frac{1}{2(1-r^2)} \left[\frac{(x-m_\xi)^2}{\sigma_\xi^2} - \frac{2r(x-m_\xi)(y-m_\eta)}{\sigma_\xi\sigma_\eta} + \frac{(y-m_\eta)^2}{\sigma_\eta^2} \right] \quad (163)$$

és m_ξ , m_η -az energetikai középpont koordinátáinak várható értéke,
 σ_ξ , σ_η -a középpont koordinátáinak szórása, r -a ξ , η koordináták korrelációs tényezője, ahol

$$r = \frac{\text{corr}(\xi, \eta)}{\sigma_\xi\sigma_\eta} \quad (164)$$

Amennyiben a ξ , η koordináták függetlenek egymástól, az r korrelációs tényező értéke zérus, így a (162) átalakul

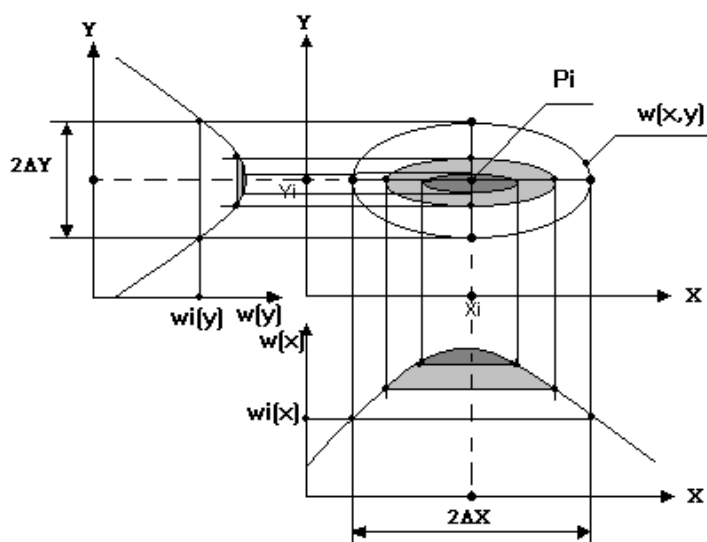
$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_\xi\sigma_\eta} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-m_\xi}{\sigma_\xi}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y-m_\eta}{\sigma_\eta}\right)^2\right] \quad (165)$$

A mérések és a gyakorlati eredmények azt mutatták, hogy a (165) kétdimenziós sűrűségfüggvény segítségével egy, a (165)-hoz hasonló függvénnyel (nevezzük energia sűrűségfüggvénynek) a rezonátor tetszőleges z -magasságában kapott „síkmetszet” elszíneződött foltjai alapján a tér egy adott (mért) része szemléletesen leírható a (166)-al:

$$W(x, y) = \sum_{i=1}^n P_i \cdot \exp\left\{-\alpha_{i_x}[(x-x_i)^2] - \alpha_{i_y}[(y-y_i)^2]\right\} \quad (166)$$

ahol P_i -a színskála alapján mért normált teljesítmények, α -szórási faktor (a foltok kiterjedésének mérőszáma, $\alpha=0\dots1$), n -a foltok száma az indikátor lapon, x_i, y_i -a teljesítménysűrűség maximumainak koordinátái. Ennek a matematikai modellnek az indikátor lapról megmért adataival történő „feltöltését” a következőképpen végeztem:

- először megmértem a foltok elszíneződései alapján a teljesítménymaximumok x_i és y_i koordinátáit;
- egy színskála alapján megadtam az x_i és y_i koordinátákhoz tartozó P_i értékeket, majd meghatároztam az α -szórási faktort, amelyhez tekintsük a 23. ábrát:



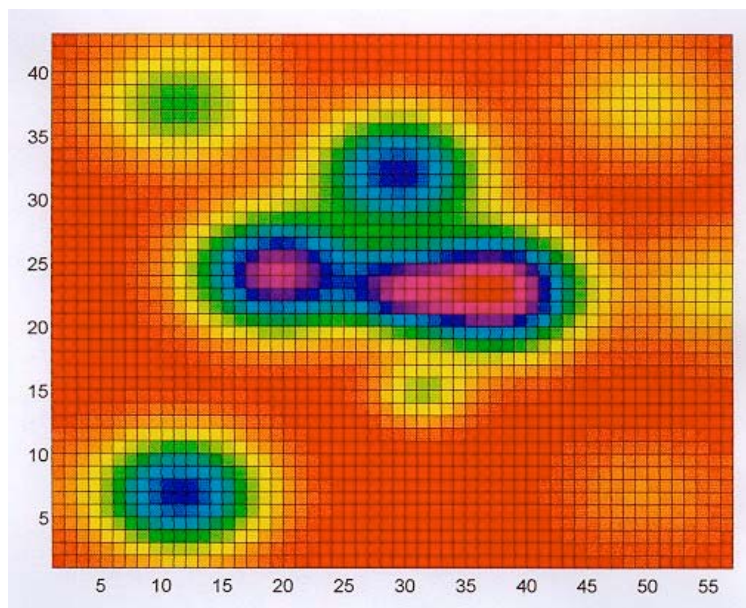
23. ábra: A szórás-faktor meghatározása

Az α_{ix} , α_{iy} meghatározásánál az indikátorlap és a színskála alapján először a $2\Delta x_i$, $2\Delta y_i$ értékeket mértem meg. A színskála alapján szintén adottak voltak a $2\Delta x_i$, $2\Delta y_i$ értékekhez tartozó $W_i(x)$ és $W_i(y)$ szintek. A fentiek figyelembevételével a szórási együtthatók:

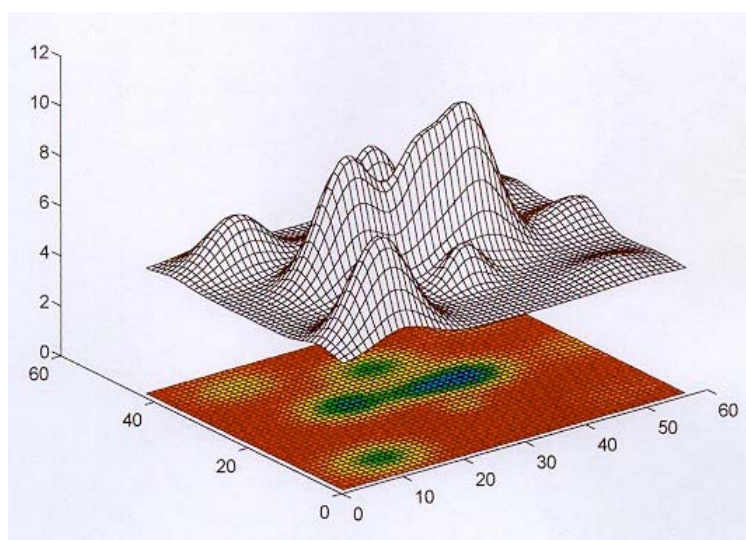
$$\alpha_{i_x} = \frac{\ln \frac{W_i(x)}{P_i}}{(2\Delta x_i)^2} \quad (167)$$

$$\alpha_{i_y} = \frac{\ln \frac{W_i(y)}{P_i}}{(2\Delta y_i)^2} \quad (168)$$

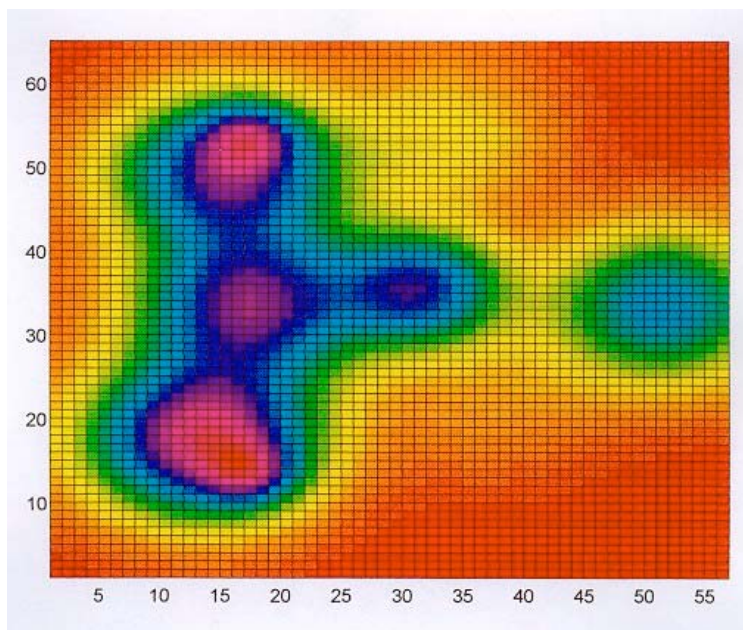
A megállapított 6-fokozatú színskála és a létrejött foltok x_i , y_i , P_i , $2\Delta x_i$, $2\Delta y_i$ mért adatai alapján a (166-168) egyenletet a MATLAB® matematikai program segítségével 3D-s grafikákká alakítottam (24., 25., 26., 27. ábrák).



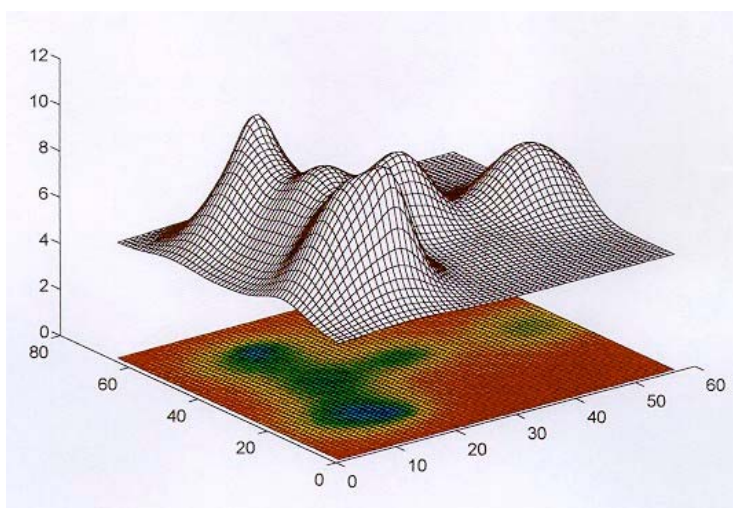
24. ábra: 2D-s MATLAB szimuláció $z=10$ cm mérési magasságon



25. ábra: 3D-s MATLAB szimuláció $z=10$ cm mérési magasságon



26. ábra: 2D-s MATLAB szimuláció $z=2$ cm mérési magasságon

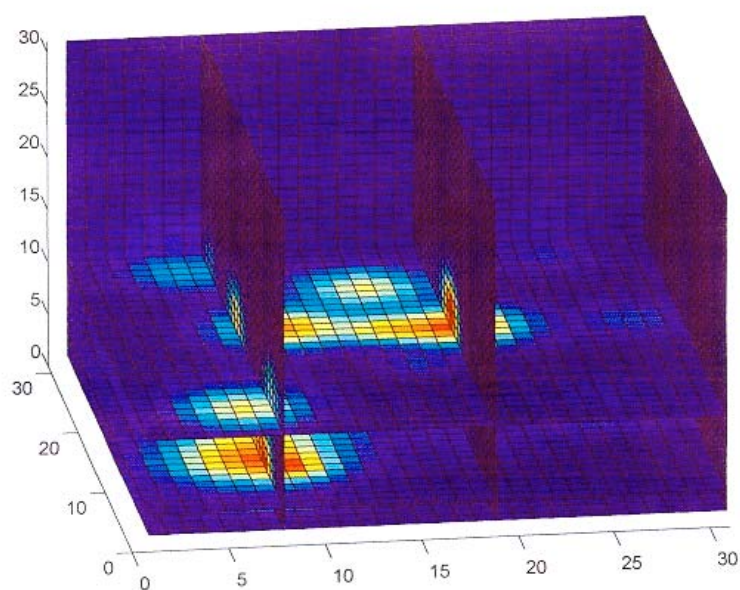


27. ábra: 3D-s MATLAB szimuláció $z=2$ cm mérési magasságon

Végezetül a két mérési magasság és az indikátorlap adataival egy „tisztá”, 3D-s, x , y , z koordináta szerinti térstruktúrát számoltattam és rajzoltattam a MATLAB®-al, a (169) képlet alapján:

$$W(x, y, z) = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n P_i \exp \left[-\alpha_{i_x} (x - x_i)^2 - \alpha_{i_y} (y - y_i)^2 - \alpha_{i_z} (z - z_j)^2 \right] \quad (169)$$

ahol n - a két mérési szint összes értékelt foltjainak a száma, m - a z -tengely mentén végzett mérések száma, jelen esetben kettő (28. ábra)



28. ábra: „Tiszta” 3D-s MATLAB szimuláció a két mérési magasság adatai alapján

5.1. A mikrohullámú szárítás hő- és nedvességmérési problémái (Ludányi, 2000).

A szárítás folyamatszabályozása mindenképpen igényli a szárítandó anyag pillanatnyi hőmérsékletének és nedvességtartalmának ismeretét. A két paraméter mérése azonban a mikrohullámú térben hagyományos módszerekkel (tehát hőmérő- és nedvességmérő szondák, villamos érzékelők elhelyezésével) nem oldhatók meg. Egyrészt azért, mert az érzékelők maguk is perturbálják a teret, másrészt azért, mert a nagy teljesítményű mikrohullámú jel a szondák vezetőkei keresztül a mérőegységet üzemképtelenné teszi, (Ludányi, 1999).

Tehát adott a feladat: szükséges két paraméter (hőmérséklet, nedvességtartalom), melyeket a szárítás minősége szempontjából mindenképpen ismernünk kell, de közvetlenül nem tudjuk mérni, illetve van kettő, a mikrohullámú térben elhelyezett abszorbensre jellemző dielektromos paraméter (ϵ' , ϵ''), amelyek maguk is hőmérséklet- és nedvességtartalom-függőek, de mikrohullámú mérés technikai módszerrel mérhetőek.

Vizsgáljuk meg külön-külön a két anyagparaméter mikrohullámú mérés technikai lehetőségét.

A szárítandó anyagok nemfémek, nem mágnesezhető anyagok, így $\mu=1$ és $d\mu=0$.

A gyakorlatban alkalmazott perturbációs képlet:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon' - 1}{\epsilon'} \cdot K \quad (170)$$

ahol K – az abszorbens és a rezonátor geometriai viszony száma

A (170)-et ε' -re rendezve és $f=\omega/2\pi$ helyettesítést figyelembe véve:

$$\varepsilon' = \frac{Kf_0}{Kf_0 - 2\Delta f} \quad (171)$$

Tehát az (171) egyenlet alapján, ismerve a K-együttható értékét, illetve mérve az üres, terheletlen rezonátor f_0 rezonanciafrekvenciáját és a szárítandó anyaggal terhelt rezonátor Δf elhangolódási frekvenciáját az ε' dielektromos állandó megadható.

Az ε'' komplex dielektromos állandó képzetes részének meghatározásához a (127) egyenletet ε'' -re rendezve kapjuk:

$$\varepsilon'' = \frac{P_d}{55,6 \cdot 10^{-14} \cdot E^2 \cdot f} \quad (172)$$

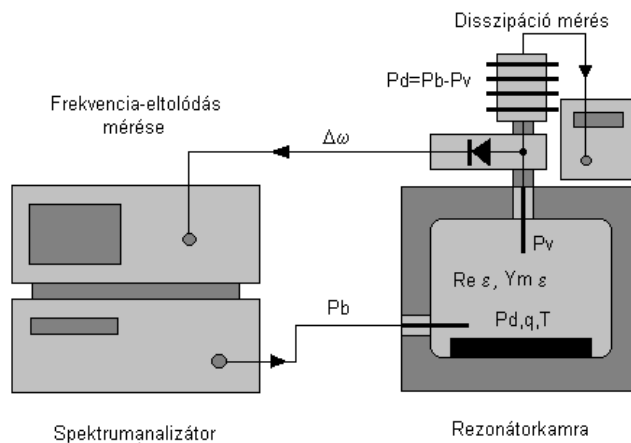
ahol $P_d = P_b - P_v$ (173)

és P_b – a rezonátorba becsatolt teljesítmény

P_v – az abszorbensről visszaverődött teljesítmény

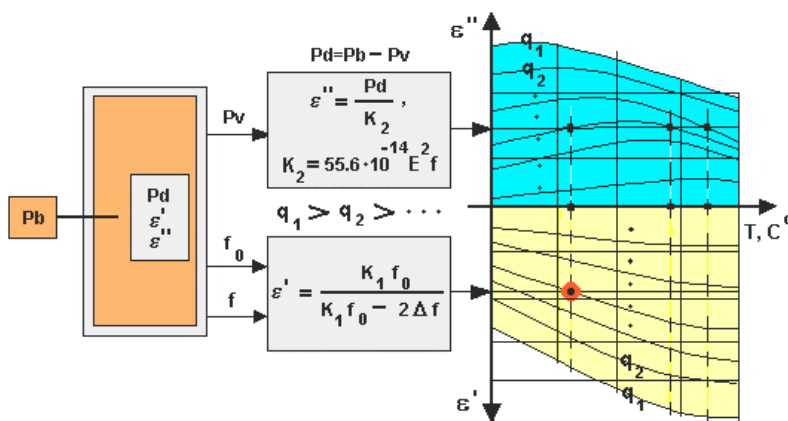
A P_d -disszipált teljesítmény tehát közvetlenül nem mérhető, de ha a rezonátor transzmissziós típusú, a becsatolt és mért visszaverődő teljesítmények alapján a feladat viszonylag könnyen megoldható.

Az eddigiek alapján kitűnik, hogy a két anyagparaméter egy mérőhellyel közvetve ugyan, de mérhető. Egyfajta mérési elrendezés a 29. ábrán látható:



29. ábra: Az anyagparaméterek mérési elrendezése

Az előzőekben említett mindkét anyagparaméter azonban hőmérséklet- és nedvességtartalom függő mennyiség, azaz $\varepsilon'(T; q)$ és $\varepsilon''(T; q)$. (30. ábra):



30. ábra: Az anyagparaméterek meghatározása a mért értékek segítségével

Végső soron a független változók meghatározása a célunk, és ha ismernénk a kétváltozós függvények analitikus formáját, munkánk egy algebrai egyenletrendszer megoldására egyszerűsödne.

Azonban a következő problémákkal szembesülünk: a dielektromos állandók hő- és nedvességtartalom függése nem csak a keresett információkat jelentik, hanem ugyanakkor a mérés hitelességét is megkérdőjelezi.

Ugyanis a veszteséges közeggel kitöltött térben a mikrohullámú Z_0 impedancia:

$$Z_0 = \frac{376}{\sqrt{\epsilon'}} \left[1 - \frac{3}{8} (\text{tg}\delta)^2 + j \frac{1}{2} \text{tg}\delta \right] \quad (174)$$

ahol $\text{tg}\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ - veszteségi tényező.

Ha a rezonátor terheletlen, $\epsilon' = 1$ és $\text{tg}\delta = 0$, így $Z_0 = 376 \Omega$, amely megegyezik a szabadtéri hullámimpedanciával. Ugyanakkor a rezonátorba becsatolt mikrohullám teljesítménysűrűsége:

$$P_b = \frac{E^2}{Z_0} \cdot C \quad (175)$$

ahol C – a becsatolástól függő állandó

Egy mikrohullámú generátorból (például magnetronból) akkor csatolható ki a legnagyobb teljesítmény (azaz „illesztett” a terhelés), ha a terhelő impedancia megegyezik a hullámimpedanciával. A (174)-ből nyilvánvalóan látszik, hogy ez nem valósulhat meg.

Ha például a szárítandó anyag víztartalmának dielektromos állandóját és veszteségi tényezőjét vizsgáljuk a hőmérséklet függvényében a gyakorlati összefüggések a következők, (Kegel, 1978):

$$\epsilon'_v = 87 - 0,36T \quad (176)$$

$$\text{és} \quad \text{tg}\delta_v = \frac{1}{T} (1,82 \cdot 10^{-9} \cdot f - 1,2) \quad (177)$$

Ha a generátor frekvenciája $f=2,45\text{GHz}$, akkor a (177) egyenlet $\text{tg}\delta_v=3,26/T$ -re egyszerűsödik. Mivel $\text{tg}\delta < 1$, ezért a (174) egyenletben a zárójelen belüli együtttható tart az egyhez, így az impedancia szempontjából a ε' dielektromos állandó hőfokfüggése a mérvadó. Ez pedig a (176) alapján a hőmérséklet növekedésével csökken, a Z_0 impedancia növekszik, a P_b becsatolt teljesítmény pedig szintén csökken.

Ez újabb két problémát generál, egyrészt csökken a melegítő P_d teljesítmény, másrészt nem tudjuk eldönteni, hogy a csökkenő P_v visszavert teljesítmény az ε'' csökkenése vagy a becsatolt teljesítmény csökkenése miatt jött létre.

Az eddig tárgyaltakon túl a rezonátorkamra multimódusú jellege az, amely megnehezíti a szárítási paraméterek mérését.

Mivel egy ipari méretű rezonátorban, ahol az oldalak hosszai 2-3 nagyságrenddel nagyobbak, mint az üzemi félhullámhossz, a módok száma a sokezeres nagyságot is elérheti. Ez az érték például egy 10 m^3 -es, $f=2,45\text{GHz}$ frekvenciával táplált rezonátornál $N(f)=56370$, mely értéket a becsatolás módjától függően lehet csökkenteni.

A probléma előnyös a rezonátortér homogén disztribúciója szempontjából, de lehetetlenné teszi az anyagparaméterek mérését, melyek csak alaplómódus környezetében igazak.

Ha feltételezzük, hogy bonyolult számítások révén rendelkezünk az $\varepsilon'(T,q)$ és $\varepsilon''(T,q)$ elméleti adataival, a tényleges vizsgálat bizonyítását $\varepsilon'(T,q)$ -ra csak alaplómódusú környezetre lehet elvégezni. Az ipari méretű rezonátornál kapott eredmények nem lehetnek korrektek, így nem is alkalmazhatóak folyamatszabályozásra.

Az $\varepsilon''(T,q)$ -értékét pedig az $\varepsilon'(T,q)$ és $\tan\delta$ értékeken keresztül a Z_0 -impedancia befolyásolja, tehát szintén alkalmatlan a folyamatszabályozásra.

A fentiekből következik, hogy statikus ipari méretű rezonátorban, a mikrohullámú térben nem csak hagyományos, de mikrohullámú mérés technikai módszerekkel sem lehet korrekten, a szárítás folyamatszabályozása szempontjából megfelelő módon hőmérsékletet és nedvességtartalmat mérni. Előnyösebb lehet az átmenő típusú mikrohullámú szárítókamra, mivel mérete közelíthet az alapló módusú mérethez, a bemenő és kimenő hő- és nedvességtartalmi paraméterek a rezonátoron kívül mérhetők, a teljesítményszabályozás könnyebben megoldható. Kérdéses a technológia áteresztő képessége.

6. A FOLYAMATOS ÜZEMŰ MIKROHULLÁMÚ DISSZIPÁLÓ TÉR VIZSGÁLATA

6.1. Bevezetés

A szárítóberendezéseket működési rendszerük alapján szakaszos működésű és folyamatos üzemű rendszerekre oszthatjuk fel. A konvekciós, folyamatos üzemű szárítóberendezésekben az anyag nedvességtartalma és a levegő paraméterei a szárítókamra hosszában (szárító alagutakban), vagy pedig magasságában (aknás szárítók) változnak, ugyanakkor a kamra minden metszetében az anyag nedvességtartalma és a levegőparaméterek értéke állandó, (Ginzburg, 1968).

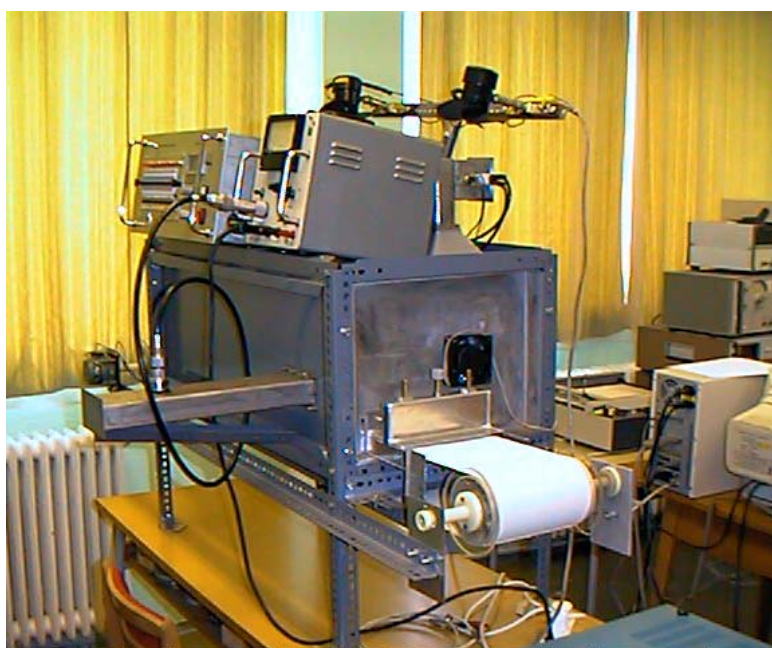
A 3.-5. részben a szakaszos (statikus) szárítókamra alkalmazásának problémáit vizsgáltuk. Azok a mérés technikai nehézségek, amelyek az ilyen típusú

szárítónál keletkeznek, a folyamatos üzemű, szállítószalagos szárítóberendezés mérési lehetőségeit helyezik előtérbe.

Ez a rész a mikrohullámú, folyamatos üzemű szárítóberendezés működését, a szárítási folyamatot, ennek mérhetőségét vizsgálja.

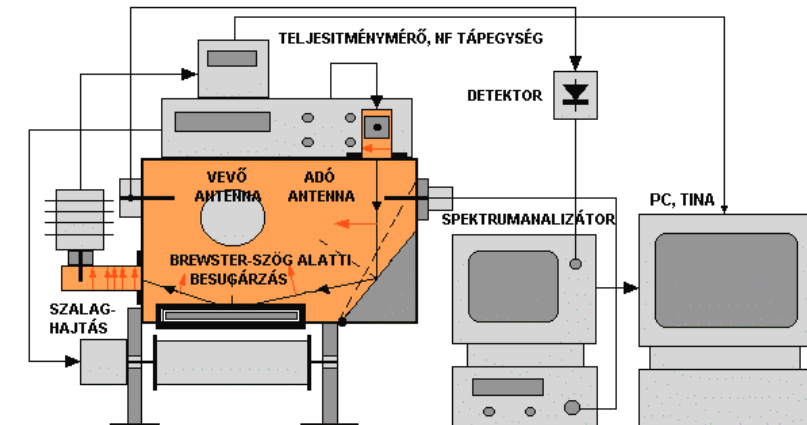
6.2. Az átmenő típusú mikrohullámú szárítókamra leírása

A vizsgálatok elvégzéséhez egy szállítószalagos mikrohullámú szárítóberendezést terveztem és készítettem (31. ábra).



31. ábra: A mikrohullámú szárítóberendezés

Vizsgálataim célja annak tisztázása volt, hogy lehetséges-e egy mikrohullámú paraméterrel, a mérhető P_v visszavert teljesítmény adataival a szárítás jellemző idősorait vizsgálni. A méréseket különböző mintavételi időekkel végeztem, attól függően, hogy a bekapcsolás utáni tranziens állapot vagy a tranziens utáni állandósult állapot volt a vizsgálat tárgya. A mérési összeállítást mutatja a 32. ábra:

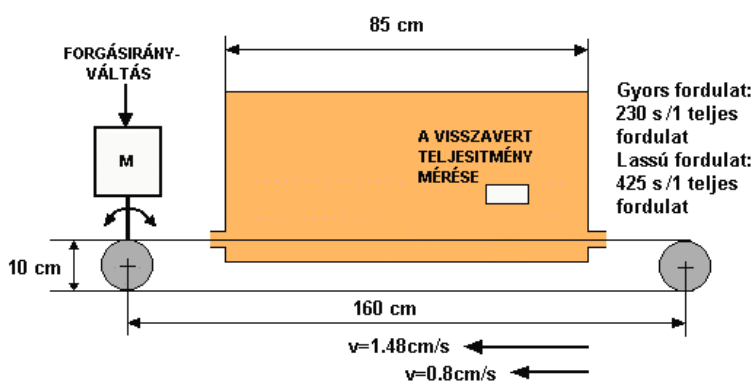


32. ábra: A szállítószalagos szárítókamra mérési összeállítása

Már a mérések kezdetén nyilvánvaló volt, hogy a $P_v(t)$ -idősorok üzemmód-függőek. Itt üzemmód alatt a szállítószalag különböző beállított sebességeit, illetve a szalag haladási irányát értjük. A szárítóberendezés mikrohullámú becsatolt teljesítménye $P_b = 1200 \text{ W}$, amelyet két $f = 2,45 \text{ GHz}$ -es magnetronnal biztosítottam. Ezek teljesítményét a vizsgálatok során nem változtattam.

A P_v visszavert teljesítményt egy méretezett, négyszögletes csőtápvonalban levő $\lambda/4$ -es szondával mértem és a teljesítménymérő műszer analóg kimenőjelét csatoltam a számítógépes mérőkártyára.

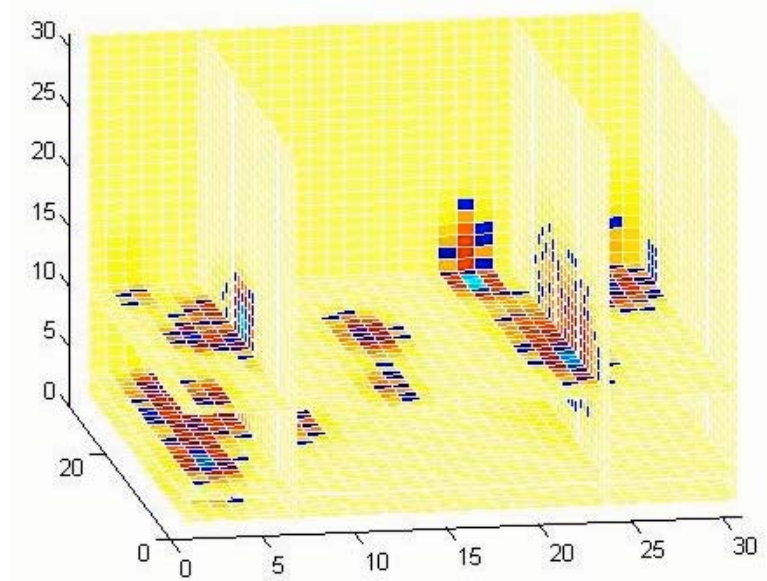
A magnetronok mikrohullámú energiája tölcserantennákon keresztül, egy számított Brewster-szögre beállított reflektáló lapról verődött a szárítószalagra. A szalag be- és kimeneti nyílásait megfelelően méretezett hullámcsapdákkal láttam el a réssugárzás kiküszöbölésére. A szárítókamra ventilációját vezéltem attól függően, hogy álló szalagos vagy mozgó szalagos volt az üzemmód. A P_v visszavert teljesítmény mérési helyét és a szalagmozgatási üzemmódokat a 33. ábra mutatja:



33. ábra: A szárítókamra szalagvezérlési üzemmódjai

A rezonátortérben a Brewster-szög alatti szalag-besugárzást vertikális polarizációnál vizsgáltam, így a teljesítménymérő tápvonal bemeneti nyílása elé egy méretezett polárszűrőt szereltem.

A rezonátortér geometriai méreteiből (85 cm x 40 cm x 30 cm) adódóan várható volt a rezonátor multimódusú jellege és a tér inhomogenitása (34. ábra):



34. ábra: A szárítókamra energiamaximumai és minimumai $z=10$ cm-en

A szárítandó szalag anyaga a homogén nedvesség-eloszlás miatt 20 cm széles textilvászon volt. A be- és kimeneti hőmérsékleteket a vizsgálatoknál MST-09 típusú infrahőmérővel, a szárítás miatt bekövetkező vízvesztésért pedig nagy pontosságú DELIKON AG. 300-9438/A típusú digitális mérleggel mértem. Mivel a szárítószalag végtelenített megoldású volt, lehetségessé vált a hőmérséklet-független és csak nedvességtartalomtól függő P_v teljesítmény mérése.

Ugyanakkor a mérőtápvonal asszimmetrikus elhelyezése és a szalag forgásirány-váltása az egyidejű hőmérséklet- és nedvességtartalom függő P_v teljesítménymérést biztosította.

A mérőrendszer egyéb megoldásai a MELLÉKLET II. 1., 2. és 3. ábráin láthatók.

6.3. Vizsgálatok a szárítókamrával

Mindenekelőtt néhány szót a szárítási üzemmódokról. A szalagmozgatás elektromechanikája kétféle szalagmozgatási sebességet (Lassú: $v = 0,8 \text{ cm/s}$, Gyors: $v = 1,48 \text{ cm/s}$), két forgatási (Jobb és Bal) irányt, valamint álló helyzetű szárítási vizsgálatokat tett lehetővé. A P_v teljesítmény mérésének mintavételi idejei:

- a bekapcsolás utáni tranziens vizsgálatához 1 s-os;
- a hosszú idejű, állandósult állapot vizsgálatára 10 s-os mintavételi idővel.

Shannon-tétele alapján a mintavételezési időre:

$$\Delta T \leq \frac{1}{2\Delta f_{\max}} \quad (178)$$

ahol $\Delta f_{\max}$ – a vizsgált idősor legnagyobb frekvenciájú összetevője.

Mint a dolgozat további részében látni fogjuk, a gyorsan – balra mozgó szalag esetében a P_v teljesítmény idősorának átlag periódusideje a legkisebb, azaz $T = 27 \text{ s}$ volt. Ebből:

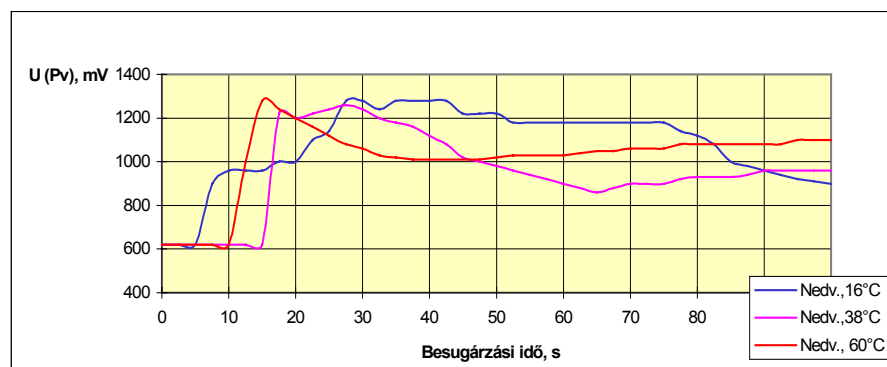
$$\Delta f_{\max} = \frac{1}{T} = 0,037 \text{ Hz} \quad (179)$$

amelyből $\Delta T \leq 13,5 \text{ s}$.

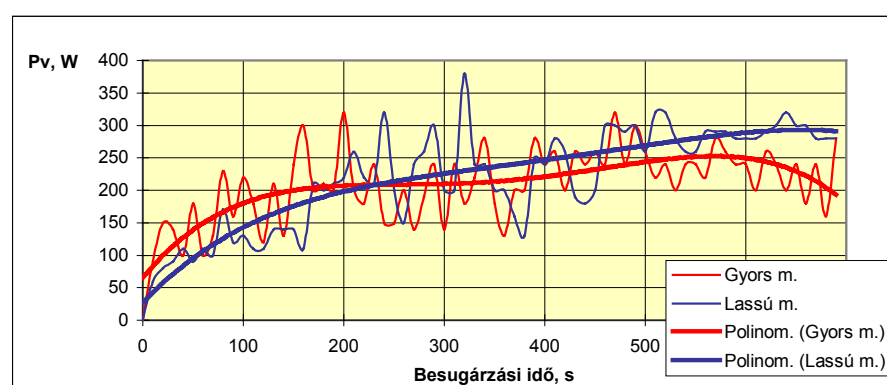
Tehát az alkalmazott 10 s-os mintavételi idő a feladatnak megfelelő volt.

Az 1 s-os mintavételi idő a számítógépes mérés ajánlott ideje, amely szintén megfelelő mérési időközöknek bizonyult.

A bekapcsolás utáni tranziens 100 s-ig a hosszú folyamatokat 700 s-ig vizsgáltam. A rövid- és hosszú idejű mérések jellemző idősorai például a 35., 36. ábrán, valamint a MELLÉKLET II. 4.-14. ábráin láthatók:



35. ábra: Nedves ($q_f = 120\%$) és különböző induló hőmérsékletű szalag 100 s-os besugárzása



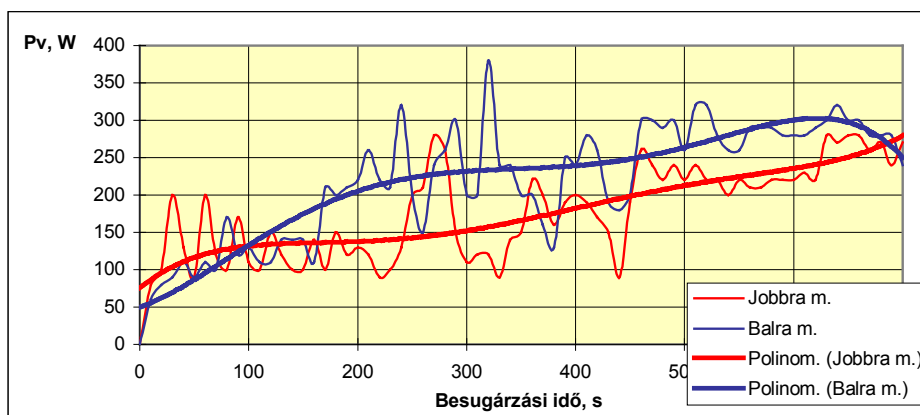
36. ábra: Különböző szalagmozgások 700 s-os besugárzása.

A 35. ábra felvétele álló szalaggal, a 36. ábra különböző sebességgel mozgatott szalaggal történt. A 35. ábra P_v -teljesítmény hőmérsékletfüggése jól megkülönböztethető, amely a nedves szalagnak, mint dielektrikumnak a

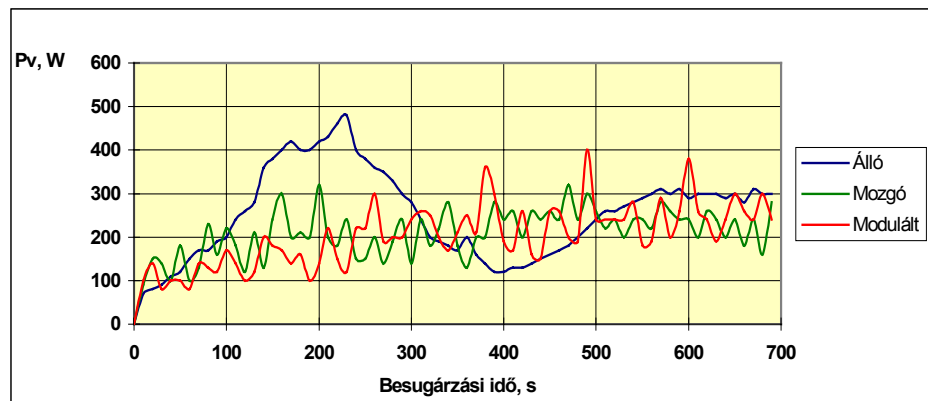
hőmérsékletfüggő relaxációs idejéből következik, azaz minél nagyobb a hőmérséklet, annál kisebb a felfutási idő, illetve az állandó szintre történő beállási idő.

A mozgó szalagú, hosszú idejű besugárzások jellemzői: az idősorok lengése különböző periódus-időkkel és átlagértéküket tekintve kisebb P_v (ezáltal nagyobb disszipált P_d) teljesítmény.

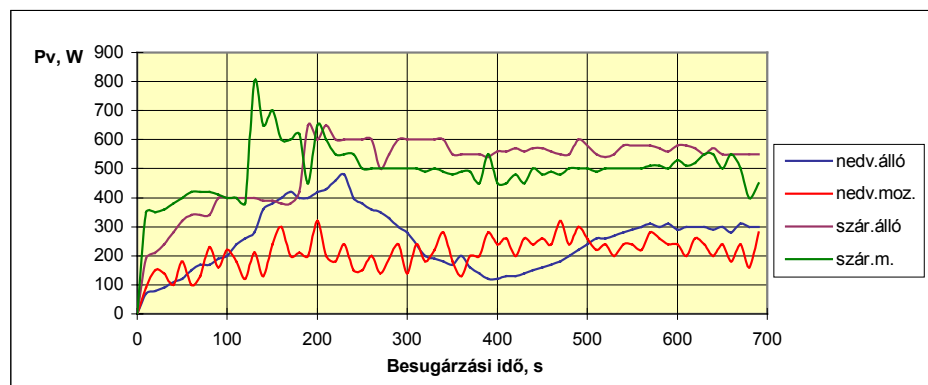
A folyamatok elemzéséhez tekintsük ismét a 36., valamint a 37., 38. és a 39. ábrákat:



37. ábra: Különböző mozgásirányú, lassan mozgó szalagok besugárzása

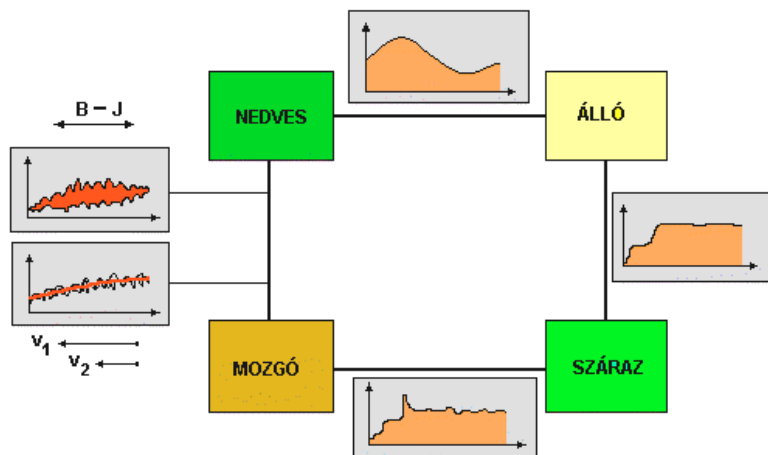


38. ábra: Álló- és mozgó szalagok besugárzása



39. ábra: Nedves- és száraz, álló- és mozgó szalagok besugárzása

A vizsgálatok idősoraiból az alábbiak a következtetések (40. ábra):



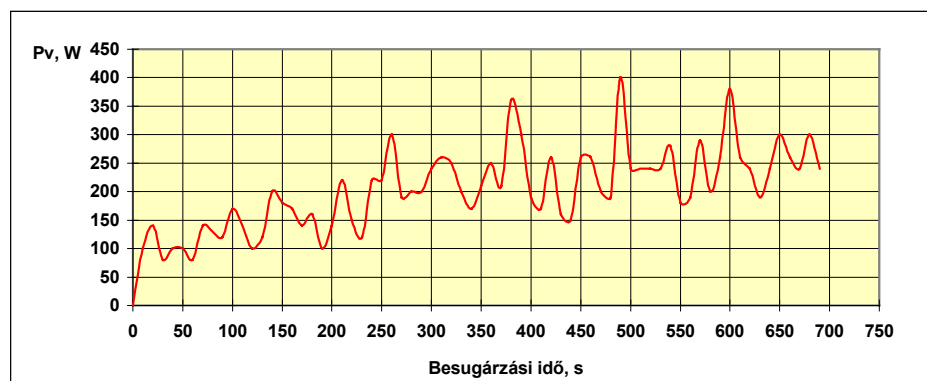
40. ábra: Összefoglaló gráf a szárítási üzemmódok elemzéséhez

1. Az álló, nedves szalagnál a tér egyszerre melegíti a nagy mennyiségű vizet, amely egy nagy periódusidejű ($T \approx 400$ s) és nagy teljesítmény-lengésű ($\Delta P_v = 350$ W) folyamatot eredményez (még a MELLÉKLET II. 6. ábrája). A szárítás befejező szakaszánál aperiódikus a beállítás állandósult P_v -szintre.
2. A száraz álló és száraz mozgó üzemmódok P_v teljesítményeinél érdemi különbség nincs. A két folyamat közös jellegzetessége a nagy P_v visszavert (és ebből eredően a kis P_d disszipált) teljesítmény, amely a bekapcsolás után közelítőleg állandósult értéket vesz fel. Ez a kis nedvességtartalmú anyagok szárítására jellemző teljesítmény-futás.
3. Lényeges eltérés mutatkozik a mozgó, nedves szalag idősoránál, a mozgó vagy álló száraz szalaghoz és az álló, nedves szalaghoz viszonyítva.

4. Ez elsősorban az előzőekben már említett lengési tulajdonságot jelenti, és szintén eltérés mutatkozik a mozgó szalag üzemmód-függő idősorai között. Ez nyilvánvaló, mert a különböző mozgásirányoknál az egyik idősor $P_v(q)$ függvénykapcsolat alapján, még a másik idősor $P_v(q; T)$ függvénnyel adható meg. Tehát a nedvesség-tartalomvesztésre a dielektrikum hőmérsékletemelkedése szuperponálódik így várhatóan nagyobb lett a P_v teljesítmény értéke.

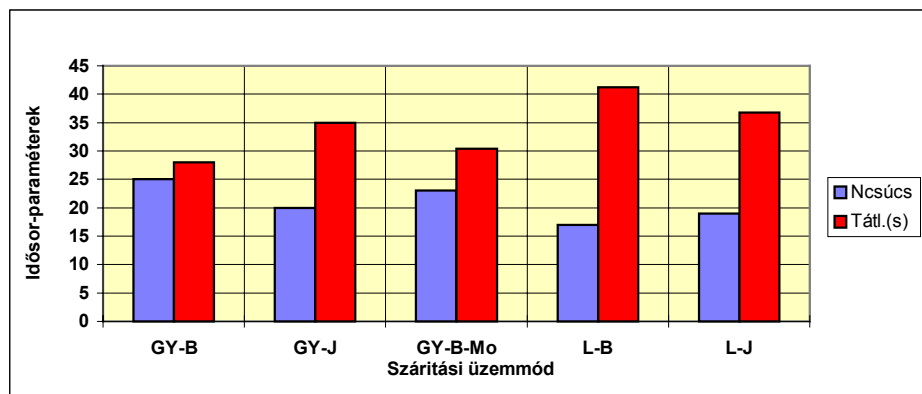
Külön megfontolást igényel a lengési tulajdonság. A vizsgálatok elején még nem lehetett egyértelműen eldönteni, hogy a lengések a mozgó szalag térmodulálásának vagy a szalagsebesség-függő tömegáramnak tulajdonítható-e.

Ezért a vizsgálatokat kiegészítettem egy ún. modulált üzemmóddal, melynek során a szalagra meghatározott távolságokra fémszalag betéteket erősítettem. A betétek hossza nagyobb volt, mint az üzemi hullámhossz és vertikális polarizációnak megfelelő irányú (41. ábra):



41. ábra: A fémbetéttel „modulált” szalag idősora

Mivel a modulálatlan lengések átlagos periódus-idejei mind kisebbek voltak (27-41 s), mint a modulált szalag moduláló periódus ideje (~110 s), ebből arra következtettem, hogy a lengési tulajdonság a mozgó dielektrikum tömegáramával hozható összefüggésbe (42. ábra):



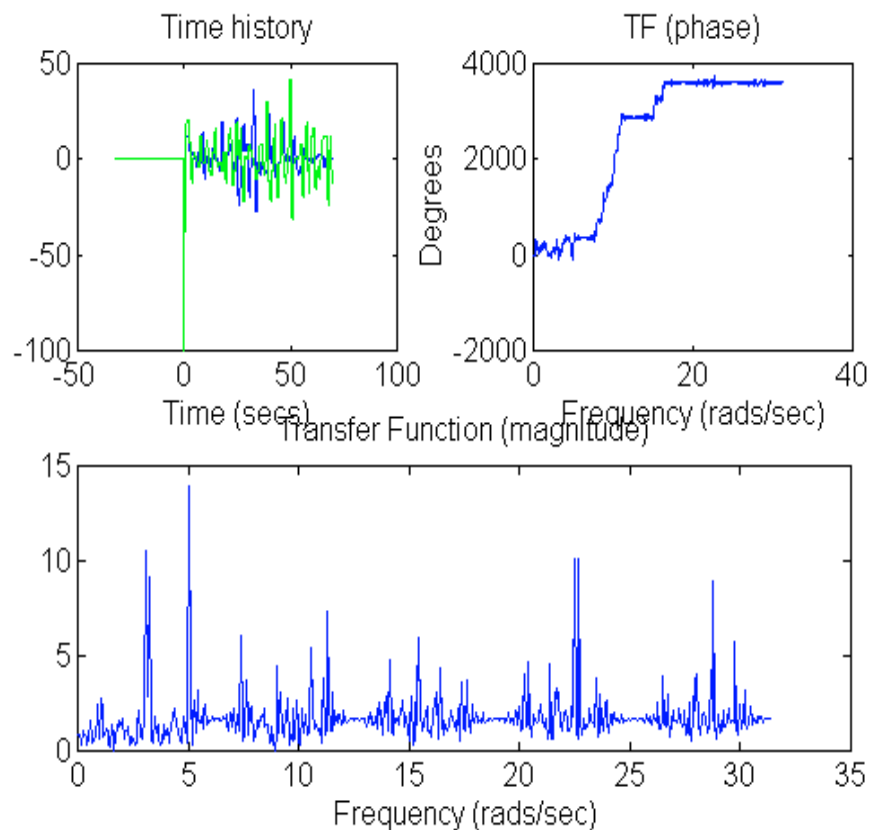
42. ábra: Idősorelemzés

Ez úgy is értelmezhető, hogy az egységnyi idő alatt a térbe befutó dielektrikum-szeletek „kicsiben” úgy viselkednek, mint a nedves, álló szalag esetén nagyban. A mérések alapján szintén megállapítható volt, hogy minél nagyobb a szalag haladási sebessége (és ezzel együtt a tömegáram), annál kisebb volt az átlagos periódus idő.

Ez ellentmondásnak tűnik, melynek részletes elemzése a következő fejezetben található.

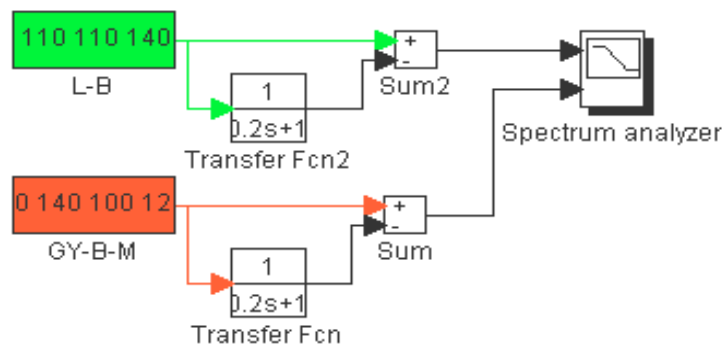
6.4. A mérési eredmények elemzése

A 3.3. fejezetben említett ellentmondás újabb vizsgálatokat igényelt. Alkalmazva a MATLAB® program SIMULINK programcsomagját, a mért adatokat vektor-formában megadva spektrumanalizátoros szimulációt futtattam (43. ábra és a MELLÉKLET II. 15.-17. ábrái):



43. ábra: A lassú- és modulált üzemmód keresztspektrum-képe

A szimuláció hatásvázlata a 44. ábrán látható:



44. ábra: A keresztspektrum szimulációs hatásvázlata

A szimuláció lényege a következő: a különböző szalagsebességű- és forgásirányú üzemmódokkal a modulált üzemmódhoz viszonyítva keresztspektrumot számoltattam és rajzoltattam. Minden vektor egy lineáris szűrőn keresztül jutott a spektrumanalizátorra, így biztosítottam a bemeneti jelek stacioner jellegét és nulla várható értékét.

A kapott spektrumképek $A(f)$ frekvencia- és $\varphi(f)$ -fázismenetei alapján megállapítható volt, hogy az idősorok alacsony-frekvenciás összetevői $0,5 \text{ rad/s} = 0,08 \text{ Hz}$ körüli értékűek (mivel a vizsgálati időtartam 700 s , a mintavételi idő 10 s , így az adatvektorok 70-eleműek, emiatt a spektrum-analizátor frekvencia tengelyének 10-el való osztását kell figyelembe venni).

A magasabb frekvencia-összetevők periodikusan 0,8 rad/s=0,127 Hz-el változtak.

A fázismeneteknél szempont, hogy:

$$\begin{array}{llll}
 \text{ha} & f_1 > f_2 & \text{akkor} & \varphi(f) > 0 \\
 & f_1 < f_2 & \text{akkor} & \varphi(f) < 0 \\
 \text{és} & f_1 = f_2 & \text{akkor} & \varphi(f) = 0
 \end{array} \quad (180)$$

ahol f_1 – a modulált szalag idősorának frekvenciája; f_2 – a különböző üzemmódú szalaghajtások frekvenciái.

Tehát a 43. ábra (és a MELLÉKLET II. ábrái) alapján a fázismenetek igazolták, hogy a gyorsan mozgó modulált (és általában a gyorsabb üzemmódú) szalag átlagos periódus idejei kisebbek voltak, mint a lassan mozgóké.

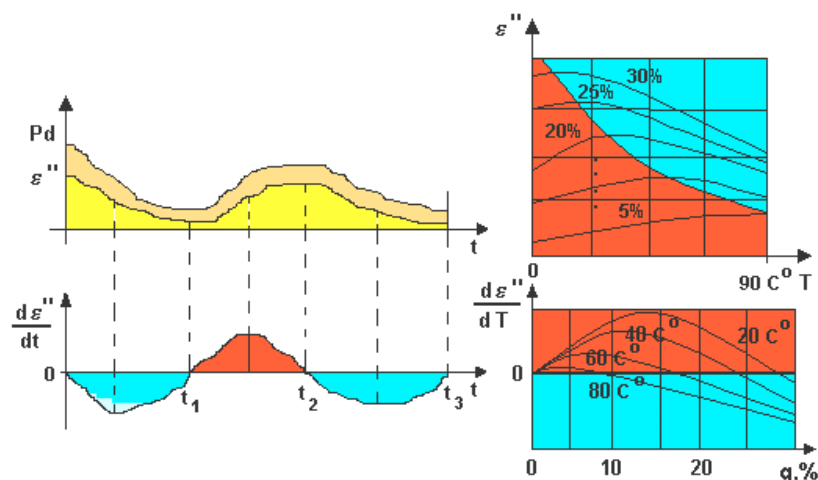
A lassú- és gyors üzemmódok $n_L=1,33/\text{min}$ és $n_{GY}=2,4/\text{min}$ fordulatszámúak. Az ezekhez tartozó frekvenciák pedig:

$$n_L=1,33/\text{min}=0,0222 \text{ Hz}=0,139 \text{ rad/s}$$

$$\text{és } n_{GY}=2,4/\text{min}=0,04 \text{ Hz}=0,251 \text{ rad/s}$$

A kapott értékeket összehasonlítva a spektrumanalizátor alacsony: 0,08 Hz=0,5 rad/s és magasfrekvenciájú: 0,127 Hz=0,8 rad/s értékeivel szintén megállapítható volt, hogy nem a szalag mechanikai mozgása okozta a térlengéseket.

Az ellentmondás további elemzéséhez tekintsük a 45. ábrát:

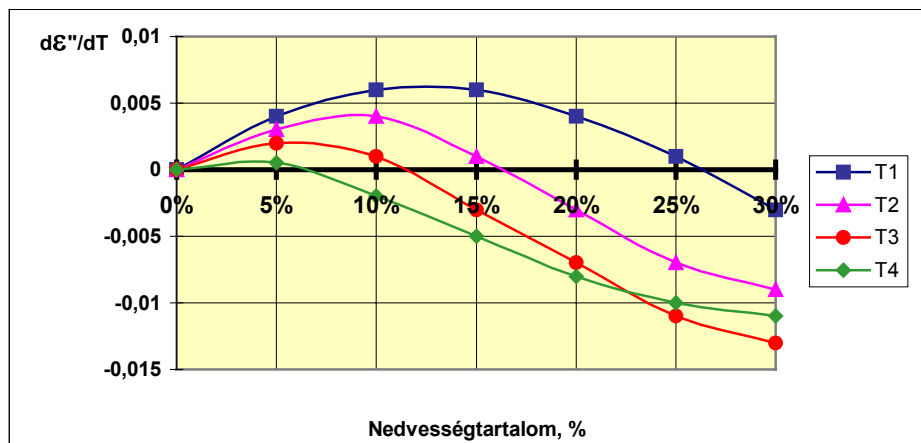


45. ábra: Idősor a hőmérséklet és a nedvességtartalom függvényében

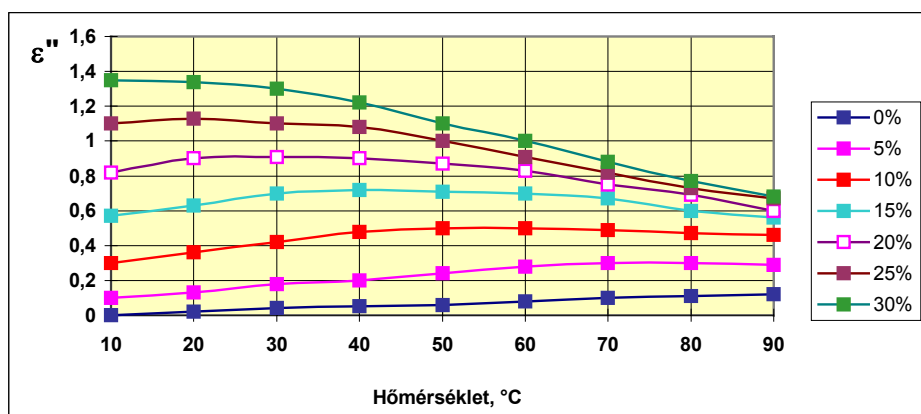
A 38. ábra álló szalagú $P_v(t)$ idősorát felhasználva kapjuk a 45. ábra $P_d(t) = P_b - P_v(t)$ disszipált teljesítményét (ahol $P_b = \text{const.}$). A (127) egyenletből pedig következik az $\varepsilon''(q; T)$ és a $P_d(t)$ lineáris függvénykapcsolata. Tehát növekvő $P_v(t)$ csökkenő $P_d(t)$ -t és $\varepsilon''(q; T)$ -t eredményez (nyilvánvalóan a csökkenő $P_d(t)$, a csökkenő $\varepsilon''(q; T)$ következménye).

Mivel q és T a besugárzási idő függvénye is, így $\varepsilon''(q; T)$ függvénykapcsolat $\varepsilon''(t; q; T)$ lesz, amelyből származtatható $d\varepsilon''/dt = \dot{\varepsilon}''(q; T)$ (a továbbiakban $\dot{\varepsilon}''$). A lengések dinamikája pedig az $\dot{\varepsilon}'' < 0$ -ból $\dot{\varepsilon}'' > 0$ -ba (és fordítva) való váltások inflexiós pontjai alapján értelmezhetők (a 45. ábra t_1, t_2 időpontjai).

Az inflexiós pontok (és a lengések) létrejöttéhez felhasználtam a 46. és 47. ábrákat Bengtsson, Risman (1971) alapján:



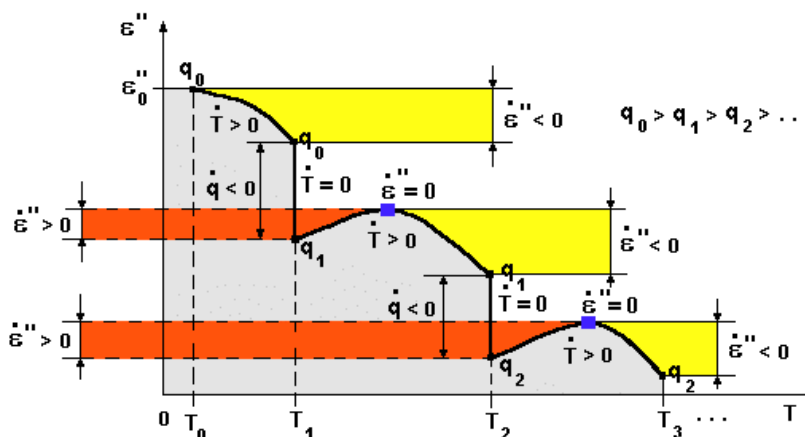
46. ábra: A $d\varepsilon''/dT$ változása a hőmérséklet és a nedvességtartalom függvényében



47. ábra: Az ε'' változása a hőmérséklet és a nedvességtartalom függvényében

Az ábrákból következik, hogy nagy nedvességtartalom esetén a hőmérséklet-növekedés $\varepsilon'' < 0$ -t, illetve alacsonyabb nedvességtartalomnál $\varepsilon'' > 0$ -t eredményez.

A további elemzéshez tekintsük még a 47. ábra alapján a 48. ábrát:



48. ábra: Magyarázó ábra a lengési tulajdonság elemzéséhez

A besugárzás kezdetekor az induló nedvességtartalom nagy és q_0 értékű volt, amely T_0 - T_1 hőmérséklet-növekedés időtartamáig nem változott, emiatt az ε'' csökkent, így $\varepsilon'' < 0$.

A T_1 -hőmérséklet eléréséhez szükséges hőmennyiség miatt, T_1 -érték környezetében kipárolgás indult el, amely ugyanakkor hőelvonással járt, tehát T_1 -érték körül a hőmérséklet állandósult. A párolgás nedvesség-tartalom csökkenést jelentett q_0 -értékről egy alacsonyabb, de pozitív iránytangensű q_1 -re, ahol $\varepsilon'' > 0$ lett (nevezzük nedvességi inflexiós pontnak). Az újabb T_1 - T_2 hőmérséklet-emelkedés a továbbiakban a q_1 nedvességtartalom-függvényen futott végig, eközben egy másik inflexiós pont ($\varepsilon'' = 0$) jött létre, ezt a hőmérséklet-emelkedés okozta és nevezzük hőmérsékleti inflexiós pontnak. A továbbiakban pedig $\varepsilon'' < 0$ a T_2 -értékgig, újabb kipárolgás indult, T_2 állandósult, q_1 csökkent q_2 -re, $\varepsilon'' > 0$ lett és így tovább.

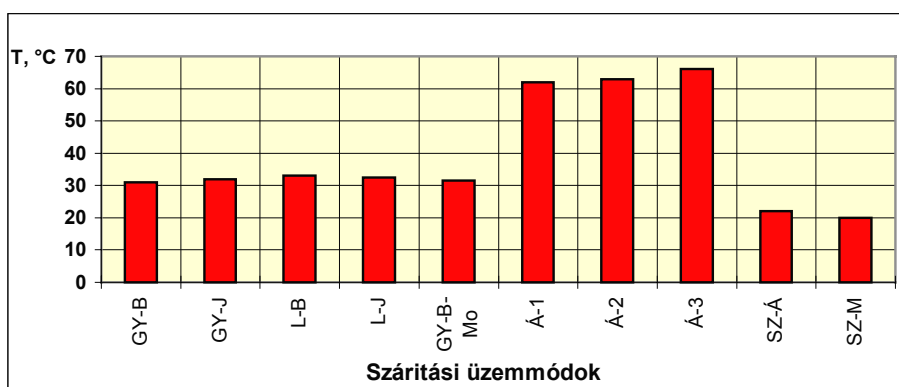
Tehát a lengésekből arra lehetett következtetni, hogy:

- szárítás közben az állapotváltozók (q és T) diszkrét állapotterűek voltak;
- az ε'' inflexiós pontjai felváltva q -tól és T -től függtek.

Az elemzést álló szalagra végeztem és mozgó szalagnál ezek a folyamatok periodikusan ismétlődtek, a tömegáram miatt jóval nagyobb frekvenciával.

6.5. A mikrohullámú sugárnyomás hatása a szárítandó anyagra

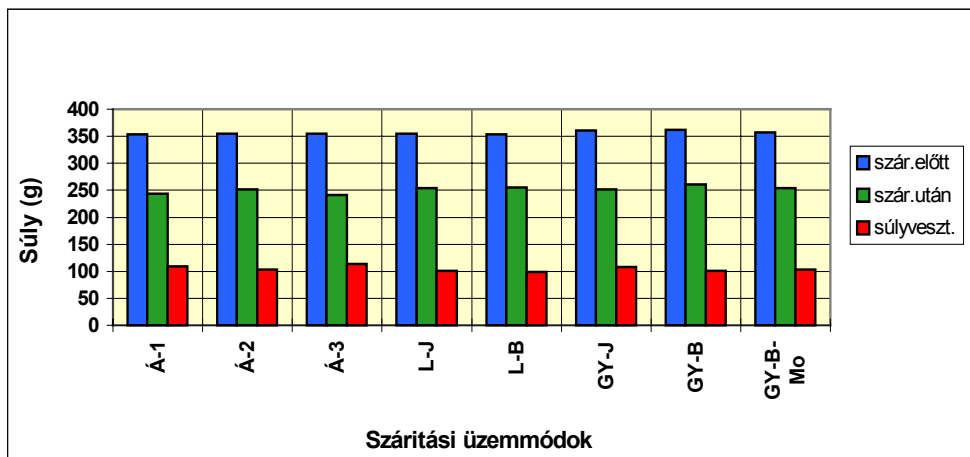
A mozgó szalagú szárítások során a $P_v(t)$ teljesítményméréssel egyidőben mértem a szalag kimeneti hőmérsékleteit. Lényeges különbségek mutatkoztak az álló- és a mozgó szalagok értékei között (49. ábra):



49. ábra: Kimeneti hőmérsékletek álló-mozgó, nedves-száraz szalagok besugárzásakor

A kapott mérési eredmények nyilvánvalóak voltak, hiszen a mozgó szalagok esetén a hőfelfutáshoz szükséges idő kevesebb volt a rövid térbentartózkodás miatt.

Úgyszintén mértem a nedvességtartalom-csökkenést súlymérési módszerrel. A várakozástól eltérően csak igen kis különbség mutatkozott az álló- és mozgószalagos üzemmódok között (50. ábra):

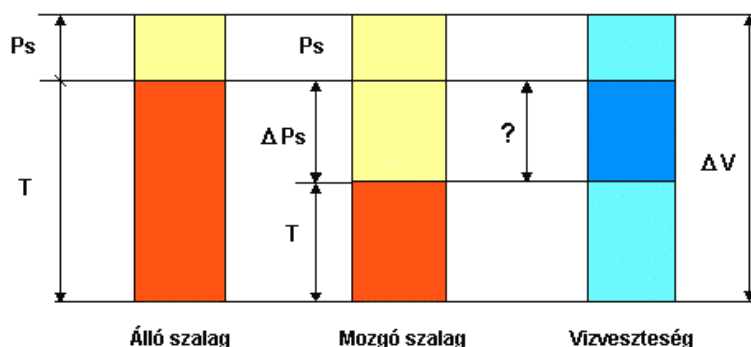


50. ábra: A szárítási üzemmódok összehasonlítása a nedvességvesztés alapján

Tehát valamilyen egyéb, nem ismert hatás miatt, azonos kezdeti feltételekkel és besugárzási idővel a mozgó szalagú üzemmódok nedvesség-eltávolítása gyakorlatilag megegyezett az álló üzemmódúakéval.

Felmerült a kérdés: hogyan lehetséges az, hogy a mozgó szalag vízvesztesége majdnem azonos az álló szalagéval, jóval kisebb kimeneti hőmérséklet mellett?

A probléma megfogalmazásához tekintsük az 51. ábrát:



51. ábra: Problémafelvetés a sugárnyomás létezésének elemzéséhez

Tehát mindkét üzemmód azonos vízvesztést idézett elő. Az álló szalag esetében a nedvesség-elvonás a mikrohullám T-termikus hatásából és az erre szuperponálódó egyéb, - nevezzük p_s – sugárnyomásból adódott.

Mozgó szalagnál a kisebb besugárzási idő miatt a termikus hatás csökkent, de ahhoz, hogy azonos mértékű legyen a vízelvonás, az álló szalagú p_s -sugárnyomáshoz Δp_s -sugárnyomás növekedés járult.

A dolgozat 2. fejezetében már utaltam arra, hogy az energiamegmaradás törvénye akkor érvényes, ha az elektromágneses térnek is van energiája. A térenergia:

$$W = \frac{1}{8\pi}(\mathbf{E}\mathbf{D} + \mathbf{H}\mathbf{B}) \quad (181)$$

sűrűséggel folytonosan oszlik el a térben. Az elektromágneses térnek ugyanakkor nemcsak energiája, hanem impulzusa is van.

A tér V -térfogatában levő töltésekre az elektromágneses tér $\mathbf{F}$ -erővel hat és azok impulzusát növeli, ahol:

$$\mathbf{F} = \int \left[\rho \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\rho \mathbf{v} \times \mathbf{H}) \right] dV \quad (182)$$

Ha a töltésrendszer összimpulzusát $\mathbf{G}$ -vel jelöljük, akkor a mechanikából ismert mozgásegyenlet szerint:

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{G}_M}{dt} \quad (183)$$

ahol $\mathbf{G}_M$ – a mechanikai összimpulzus.

Ha a fizikai rendszer zárt, akkor a felületen a térerősségek eltűnnek és ebben az esetben a felületi erő is eltűnik, azaz:

$$\frac{d}{dt} \left[\mathbf{G}_M + \int_v \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dv \right] = 0 \quad (184)$$

A (184)-ből következik, hogy a töltésrendszer mechanikai impulzusa elektromágneses tér jelenlétekor zárt rendszer esetén nem állandó. Az impulzusmegmaradás tétele viszont csak akkor igaz zárt rendszerre, ha az elektromágneses térnek is tulajdonítunk impulzust, éspedig:

$$\mathbf{G}_E = \int_v \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dv \quad (185)$$

értékűt, ahol $\mathbf{G}_E$ – az elektromágneses tér összimpulzusa.

A töltésrendszer $\mathbf{G}_M$ –mechanikai és $\mathbf{G}_E$ –elektromágneses impulzusának az összege állandó:

$$\mathbf{G}_M + \mathbf{G}_E = \text{áll.} \quad \text{és} \quad \frac{d}{dt} (\mathbf{G}_M + \mathbf{G}_E) = 0 \quad (186)$$

Mivel az elektromágneses tér folytonosan oszlik el a V-térfogatban, így az elektromágneses térimpulzus is folytonosan tölti ki a térfogatot:

$$\mathbf{g} = \frac{1}{4\pi c}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \quad (187)$$

impulzussűrűséggel, amelyet az energia-áramsűrűség (Poynting-vektor):

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \quad (188)$$

képletével összevetve, kapjuk az impulzussűrűség és az energia-áramsűrűség között fennálló úgynevezett Planck-féle összefüggést:

$$\mathbf{g} = \frac{1}{c^2} \mathbf{S} \quad (189)$$

A mechanikából ismert, hogy a test impulzusa annak tehetetlen tömegével van kapcsolatban a $\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v}$ összefüggés alapján, az impulzussűrűség pedig a tehetetlen tömeg ρ -sűrűségével: $\mathbf{g} = \rho \cdot \mathbf{v}$.

Ha elektromágneses hullám esik vákuumból, például fémfelületre (ideális felületre), akkor arról teljesen visszaverődik. A visszaverődésnél megváltozik a hullám iránya és ezzel együtt impulzusa is

Az impulzusváltozás erőhatással kapcsolatos, a fémfelület erőt fejt ki a hullámra és a hatás-ellenhatás elve alapján a hullám is erőt fejt ki a fémfelületre. Az egységnyi felületre kifejtett erőt nevezzük sugár- vagy hullámnyomásnak.

Az 1 cm^2 felületű fémfalat 1 s alatt

$$G = g \cdot c \quad (190)$$

impulzus éri. Mivel a hullám teljesen visszaverődik, az 1 s alatti impulzusváltozás, tehát a sugárnyomás:

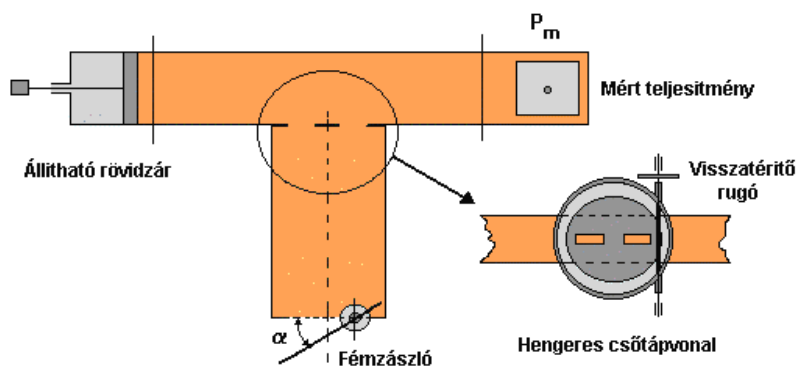
$$p = 2G = 2gc = 2W \quad (191)$$

ahol W – a hullám energiasűrűsége.

Ha a hullám olyan felületre esik, amely azt elnyeli, akkor az 1 s-ra eső impulzusváltozás a hullám gc-impulzusával egyezik meg és a sugárnyomás a (191) érték fele:

$$p = W \quad (192)$$

A sugárnyomást kísérletileg először Lebegyev mutatta ki. A mikrohullámú mérés technikában a teljesítménymérés egyik módszere a sugárnyomás felhasználása. Tájékoztató jellegű adatokat ad a mikrohullámú teljesítményről és a módszer egyszerűsített rajza az 52. ábrán látható:



52. ábra: Mikrohullámú teljesítménymérés a sugárnyomás elve alapján

A mért teljesítmény a négyszögletes csőtápvonalból illesztő-kicsatoló réseken keresztül alapmódusú hengeres csőtápvonalba jut.

A tápvonal vége egy érzékeny, kis tömegű, rugóvisszatérítésű fémzászlóval van lezárva. A mért teljesítménnyel arányos sugárnyomás az asszimetrikus kialakítás miatt forgatónyomatékkal hat a fémzászlóra és az α -szögkitérése kalibrálva megadja a mért mikrohullámú teljesítményt.

A dolgozathoz kialakított szárítóberendezés mérési eszközparkja azonban nem tette lehetővé a sugárnyomás létezésének korrekt bizonyítását.

A mi esetünkben nem a rezonátortérben terjedő, hanem az anyag belsejében keletkező sugárnyomást kellene bizonyítani, s ez is csak közvetett úton lenne lehetséges.

Tehát a sugárnyomás hatásának közvetlen bizonyítása a rendelkezésre álló műszerparkkal és mérési módszerekkel ugyan nem volt lehetséges, de vannak olyan eredmények, amelyek mégis a hatás létezésére utalnak.

Az tény, hogy a mozgó szalagú üzemmódok nedvesség-eltávolító hatása megegyezett az álló szalagúéval, kisebb kimeneti hőmérséklet mellett.

A $P_v(t)$ idősorokat elemezve (például 38. ábra) szintén megállapítható, hogy a $P_v(t)$ visszavert teljesítmények mind átlagértéküket, mind csúcserőértékeiket tekintve kisebbek voltak mint az álló szalagnál. A $P_d(t)$ disszipált teljesítmények ennek megfelelően a mozgó szalagú üzemmódoknál nagyobbak mint az állónál. Ha a mozgó üzemmódok kimeneti hőmérsékletei kisebbek, de a disszipált teljesítmények ugyanakkor nagyobbak, kérdés “mivé” alakult át ez az elnyelt teljesítmény-differencia.

A dolgozat 6.2. részében a szárítóberendezés ismertetésekor említettem a Brewster-szög alatt reflektáló lapot, amely egy számított $\Theta_B(\varepsilon)$ szögön, vertikális polarizációjú hullámbeesést biztosított a szalagra.

A szalagba belépő és megtört, valamint a visszavert hullám energiaáramának összege egyenlő a beeső energiaárammal.

Az energiaáramot az elválasztó felület egységnyi területére vonatkoztatva ezt a feltételt (alkalmazva a 2.2. fejezet jelöléseit):

$$c_i E_i \cos \Theta_i = c_i E_r \cos \Theta_i + c_t E_t \cos \Theta_t \quad (193)$$

alakban írhatom, ahol c_i , c_t – a belépő és megtört hullám terjedési sebessége; E_i , E_r , E_t – rendre a beeső, visszavert és megtört hullámok energiasűrűsége; Θ_i , Θ_t – a belépő és megtört hullámok szögei a felület normálisához viszonyítva.

Bevezetve a $\Gamma = E_r/E_i$ -reflexiós tényezőt kapjuk, hogy:

$$E_t = \frac{c_i \cos \Theta_i}{c_t \cos \Theta_t} (1 - \Gamma) E_i \quad (194)$$

A c_i az elektromágneses hullám vákuumbeli terjedési sebessége, míg a c_t -sebesség anyagfüggő, azaz:

$$c_t = \lambda_t f, \quad \text{ahol } \lambda_t = \frac{\lambda_i}{\sqrt{\epsilon_t}} \quad (195)$$

A sugárnyomás az elektromágneses hullámimpulzus x-komponensének időegység alatti csökkenése (felületegységenként). Felhasználva az elektromágneses hullám impulzus-áramsűrűség-tenzorának kifejezéseit, kapom, hogy:

$$p_s = E_i \cos^2 \Theta_i + E_r \cos^2 \Theta_i - E_t \cos^2 \Theta_t \quad (196)$$

Behelyettesítve a reflexiós tényezőt és a

$$\frac{\sin \Theta_i}{\sin \Theta_t} = \frac{c_i}{c_t} \quad (197)$$

összefüggést, elvégezve a műveleteket kapom:

$$p_s = E_i \sin \Theta_i \cos \Theta_i [(1 + \Gamma) \operatorname{ctg} \Theta_i - (1 - \Gamma) \operatorname{ctg} \Theta_t] \quad (198)$$

Az egyszerűsítések után pedig:

$$p_s = E_i \cos^2 \Theta_i (1 + \Gamma) - E_i \cos \Theta_i \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2 \Theta_i} (1 - \Gamma) \quad (199)$$

Ha a beeső hullám polarizációja vertikális, akkor:

$$\Gamma = \frac{\varepsilon_t \cos \Theta_i - \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2 \Theta_i}}{\varepsilon_t \cos \Theta_i + \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2 \Theta_i}} \quad (200)$$

Amennyiben $\Theta_i = \Theta_B$ (Brewster-szög), ahol

$$\Theta_B = \arctg \sqrt{\varepsilon_t} \quad (201)$$

akkor a szalagban teljes elnyelődés jön létre és nincs reflektált vertikális polarizációs hullám. A Θ_B értéke anyagfüggő szög, amely szárítás közben a pillanatnyi $\varepsilon(t)$ dielektromos állandótól és $\rho(t)$ sűrűségtől függ.

Amennyiben a beesési szög kielégíti a:

$$\tg^2 \Theta_i = \frac{\rho_t^2 c_t^2 - \rho_i^2 c_i^2}{\rho_i^2 (c_i^2 - c_t^2)} \quad (202)$$

feltételt, a reflexiós tényező nulla.

A (195) összefüggés alapján a (202) így átalakítható:

$$\Theta_B = \Theta_i = \arctg \sqrt{\frac{\rho_t^2 - \varepsilon_t \rho_i^2}{\rho_i^2 (\varepsilon_t - 1)}} \quad (203)$$

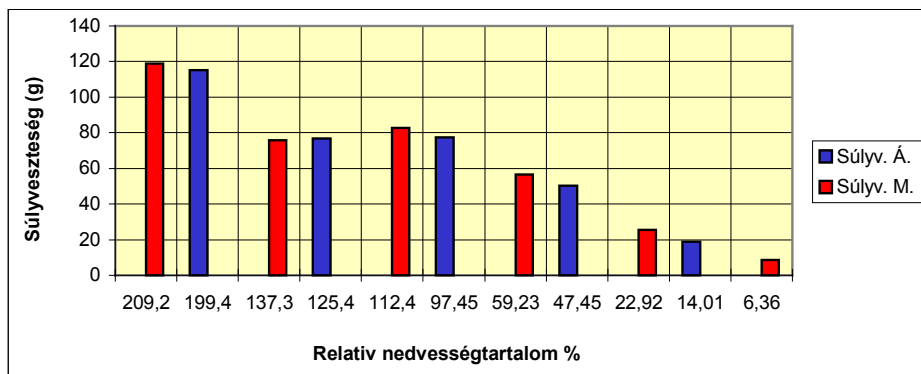
A (202) feltétel teljesülésekor $c_i > c_t$ (és ez nyilvánvaló, mivel $\lambda_i > \lambda_t$), de ugyanakkor $\rho_t c_t > \rho_i c_i$, azaz $\rho_t \gg \rho_i$, hiszen a hullám szabadtérből esik a nagyobb sűrűségű szalagra.

Tehát behelyettesítve a (203) egyenletet a (200)-ba, majd ezt a (199)-be végezve megkapom a dielektromos állandó- és sűrűségfüggő sugárnyomást.

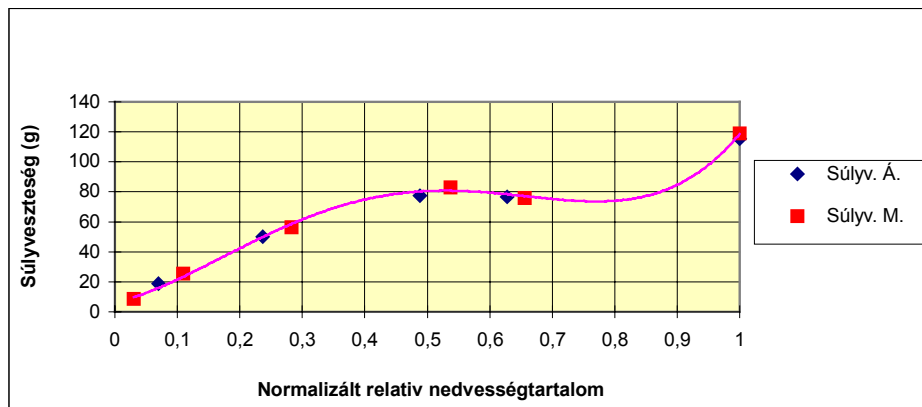
Az összefüggések alapján megállapítható, hogy:

- sűrűségfüggő szélsőértékei vannak a függvényeknek;
- kis sűrűségnél a dielektromos állandó csökkenése szélsőértékig növekvő sugárnyomást eredményez;
- a sugárnyomás negatív előjele vertikális polarizációnál a nullaértékű reflexiós tényező miatt van, azaz az anyagból kifelé irányuló nyomásgradiens jön létre.

A már korábban említett mérőrendszerbeli hiányosságok miatt a sugárnyomás létezésének bizonyítása csak teoretikus lehet, de egyfajta közvetett bizonyíték az 53. és 54. ábra mérései:



53. ábra: Súlyvesztések különböző induló nedvességtartalomnál és szárítási üzemmódoknál



54. ábra: Súlyvesztés a különböző szárítási üzemmódok normalizált relatív nedvességtartalmainak függvényében

A méréseknél abból indultam ki, hogy mozgó szalagú üzemmódoknál valószínűleg a nagy nedvességtartalom miatt (p_s -sugárnyomás plusz a víz saját súlya) jön létre az állókkal azonos nedvességelvonás.

Így az újabb szárítások induló nedvességtartalmait 6%-tól 209%-ig állítottam be, arra gondolván, hogy kis nedvességtartalomnál a termikus hatás miatt nagyobb lesz a vízvesztés. A mért adatok nem igazolták ezt, amelyet valószínűsíthetően a (199) összefüggés megmagyaráz.

Végezetül a sugárnyomás kialakulása mellett szólhat még a mozgó szalagú üzemmódok lengési tulajdonsága. Az időben folytonosan, harmonikus lengések formájában változó $\varepsilon''(t)$, $P_v(t)$, illetve $P_d(t)$, valamint a szárítandó közeg $T(t)$, $\rho(t)$, $q(t)$ változásai létrehozhatják a sugárnyomást az anyagban.

Ennek minden igényt kielégítő bizonyítása azonban az anyagtudományok alapkutatási szintű feladata.

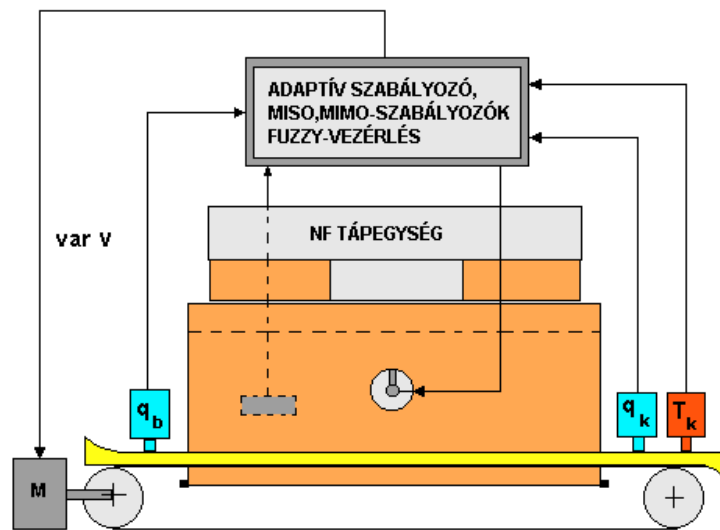
7. ALKALMAZÁSI ÉS TOVÁBBFEJLESZTÉSI LEHETŐSÉGEK

A 6. részben elemzett vizsgálatok egyik eredménye, hogy mozgó szalagú üzemmódnál a szalag kimeneti hőmérséklete alacsony, illetve állandónak tekinthető.

Ugyanakkor a nedvesség-eltávolító hatás megegyezett az állóéval. Ezekből több előnyös tulajdonság származtatható:

- mivel a kimeneti hőmérséklet állandó, a szárítás automatizálása szempontjából a szabályozást nem q és T , hanem csak a q -nedvességtartalom függvényében kell végezni;
- az eljárás hőre érzékeny anyagok szárításánál kedvező;
- mivel a szárítás a gőzfázis kikerülésével folyadék-fázisban történik, így megtakarítható a párolgáshőre fordítandó energia.

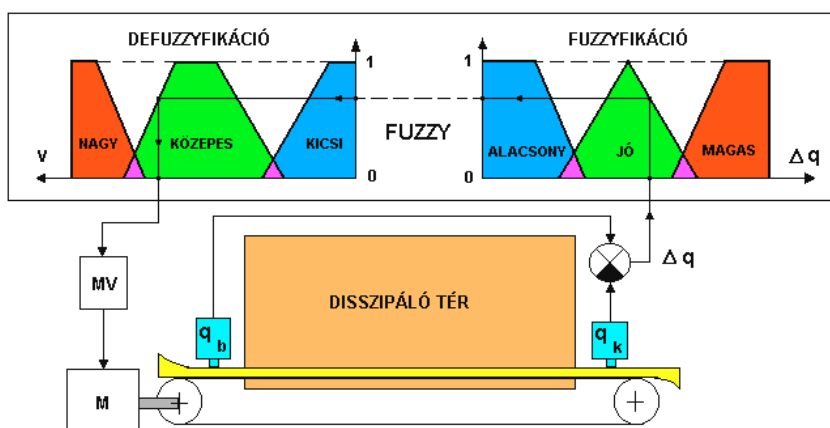
Ennél a szárítási eljárásnál (az 5.1. részben tárgyalt nehézségek miatt) a szárítmány q_b -bemeneti és q_k - kimeneti nedvességtartalmi paramétereit a disszipáló téren kívül mérhetjük (55. ábra):



55. ábra: A mikrohullámú szárítókamra szabályozási lehetőségei

Ha adott a szárítmány-függő $\Delta q(t)$ -idősor, ahol $\Delta q(t) = q_b(t) - q_k(t)$, a szabályozás a $v = f[\Delta q(t)]$ -függvény alapján elvégezhető. A túlszáradás (és az esetleges lavinaszerű hőfelfutás) megakadályozására, védelemként szolgál a T_k kimeneti hőmérséklet érzékelő.

Ha nem az idősorokat alkalmazzuk, a szabályozás igazság-függvényekkel, Fuzzy-vezérléssel is megoldható (56. ábra):



56. ábra: A szalagsebesség szabályozása Fuzzy-vezérléssel

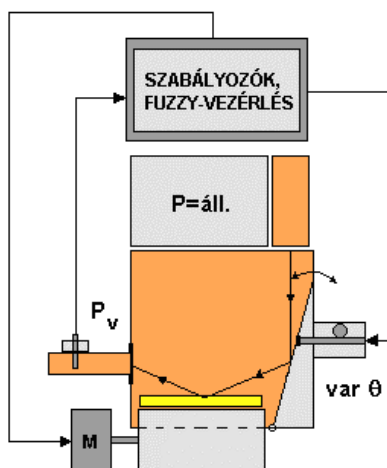
A klasszikus szabályozástechnika a változók számszerű értékeit használja fel a szabályozási feladat elvégzésére, modellként differenciálegyenleteket vagy mintavételes rendszereknél differenciaegyenleteket alkalmazva.

A minősítő (Fuzzy) szabályozástechnika milyenségükkel jellemzett változókat használ. A milyenségükkel adott bemeneti és kimeneti változók között feltételeket tartalmazó szabályokat alkot és ez alapján végzi a szabályozást.

A módszer matematikai alapja a fuzzy-halmazok elmélete (melynek speciális esete a Boole-algebra).

A Fuzzy-elv különösen olyan rendszerek leírására használható, amelyek matematikai módszerekkel nehezen modellezhetők, mert vagy megfelelő adatok nem állnak rendelkezésre, vagy hiányosak, esetleg a leírandó rendszer túl összetett.

A szárítás szabályozásához felhasználható a mért P_v teljesítmény is. Mivel a mikrohullám elnyelődése Brewster-szög és ugyanakkor $\varepsilon''(t)$ -függő, a P_v mérőárvonal kimenete egy teljesítménymérő és amplitúdó-diszkriminátoron keresztül egy változtatható szögű reflektáló lapot mozgat (57. ábra):

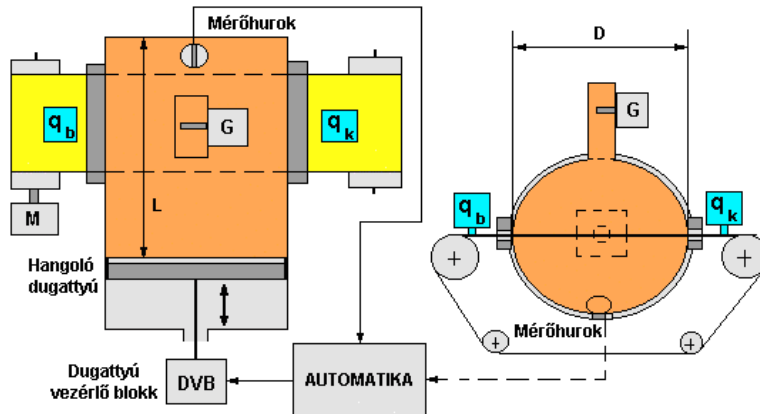


57. ábra: A $\Theta_B(\varepsilon)$ Brewster-szög szerinti szabályozás elvi vázlata

Ezt úgy kell végeznie, hogy a P_v teljesítmény a minimum-érték környezetében legyen. A minimumhoz tartozó szög a Brewster-szög, így folyamatosan biztosítható a teljes elnyelődés.

A folyamatos üzemű szárítókamra megvalósítható, hangolható mikrohullámú üregrezonátorként is. A 2. részben vizsgáltuk az üregrezonátor perturbációját, azaz azt a jelenséget, amikor a kamra elhangolódik a terheletlen rezonanciafrekvenciáról a szárítványfüggő rezonanciafrekvenciára.

A disszipáló tér ezen káros tulajdonságát ugyanakkor fel lehet használni a szárítás szabályozására. Nyilvánvalóan ehhez a kamra méretének az alapmódushoz tartozó méretekhez kell közelítenie. Ha a kamra hengeres üregrezonátorként van kialakítva, biztosítható az utánhangolás (58. ábra):



58. ábra: Mikrohullámú szárítókamra, mint utánhangolható hengeres üregrezonátor

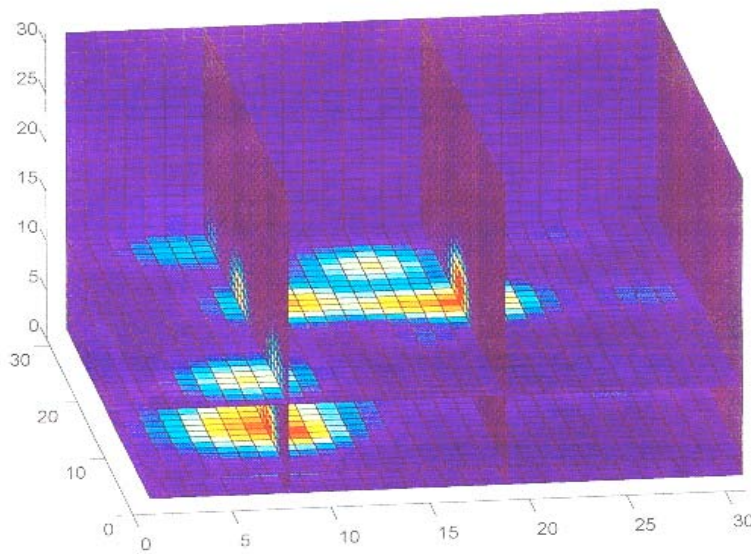
Amíg a négyszögletes üregrezonátor utánhangolása az m , n , p -módusok miatt minimum két koordinátatengely mentén történhet, addig a hengeres üregrezonátor utánhangolása a D/L -viszony változtatásával lehetséges, ahol D - az üregrezonátor átmérője, L - a hangolható hengermagasság.

Az utánhangolással egyrészt biztosítani lehet a rezonátor és a generátor folyamatos illesztését, másrészt adatokat kapunk a szárítmány (mint dielektrikum) állapotáról. A térlengés (és ezzel együtt a hurok által kicsatolt jel lengése) itt is létrejön, de megfelelő mérőegységgel és automatikával a hangolás megvalósítható.

8. AZ ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA, TÉZISEK

Egy szakaszos üzemű mikrohullámú szárítóberendezés kifejlesztése számos problémát vetett fel, melyet vizsgálni kezdtem. Kutatásaim kezdetben a mikrohullámú tér struktúrájára és a szárítási paraméterek mérhetőségére vonatkoztak. Kutatásaimat később kiterjesztettem a folyamatos üzemű mikrohullámú szárításra. Az ismertetett, önmagukban is önálló, de ugyanakkor szervesen összetartozó két vizsgált kutatási téma megállapításait a következőkben foglalom össze:

- 1. Az elektromágneses tér eloszlásának vizsgálata szakaszos és folyamatos üzemű mikrohullámú szárítókamrákban. A kapott eredmények értékelése**
- 1.1. Megállapítottam, hogy a mikrohullámú szárítókamrákban az elektromágneses tér az energiaeoszlás szempontjából nem homogén, abban geometriafüggő energiamaximumok és minimumok alakulnak ki. Ennek bizonyítására mérőeszközt fejlesztettem ki és alkalmaztam a mérések során.
- 1.2. Matematikai modellt készítettem az elektromágneses tér 2D-s és 3D-s ábrázolására, bebizonyítottam a modell és a mérések hasonlóságát (59. ábra):



59. ábra: Az elektromágneses tér 3D-s szimulációja a mérések adatai alapján

A kidolgozott modell összefüggése:

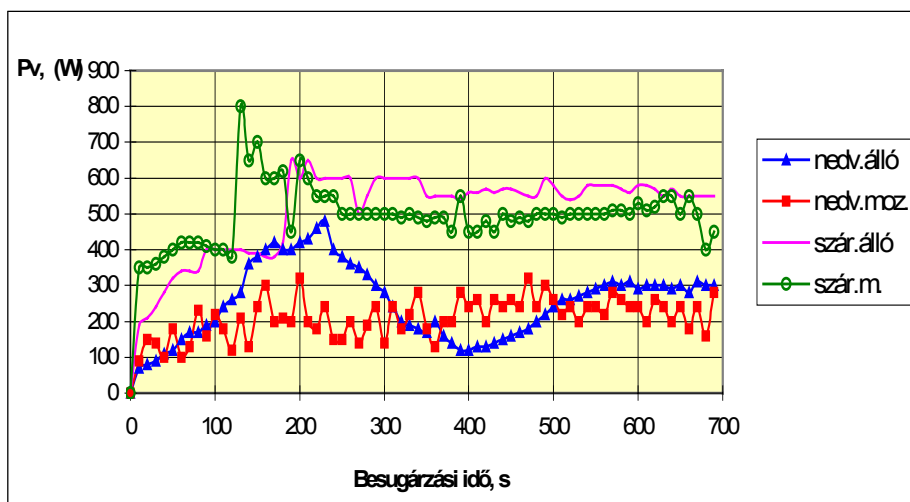
$$W(x, y, z) = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n P_i \exp \left[-\alpha_{ix}(x - x_i)^2 - \alpha_{iy}(y - y_i)^2 - \alpha_{jz}(z - z_j)^2 \right] \quad (204)$$

ahol P_i – színskála alapján mért normált teljesítmények; α – szórási faktor; n – a mérési szintek összes értékelt foltjainak száma; m – a z -tengely mentén végzett mérések száma;

x_i, y_i, z_j – a teljesítménysűrűség maximumainak koordinátái.

2. A folyamatos üzemű mikrohullámú szárítókamra vizsgálata. A kapott eredmények értékelése.

- 2.1. A folyamatos üzemű mikrohullámú szárításhoz terveztem és készítettem egy változtatható forgássebességű és irányú futószalagos mikrohullámú szárítókamrát. Megállapítottam, hogy a szárítási folyamat mérhető és elemezhető egy mikrohullámú paraméterrel, a mért P_v -visszavert teljesítménnyel (60. ábra):



60. ábra: Mikrohullámú szárítás $P_v(t)$ idősorai nedves, száraz, álló és mozgó szalagoknál

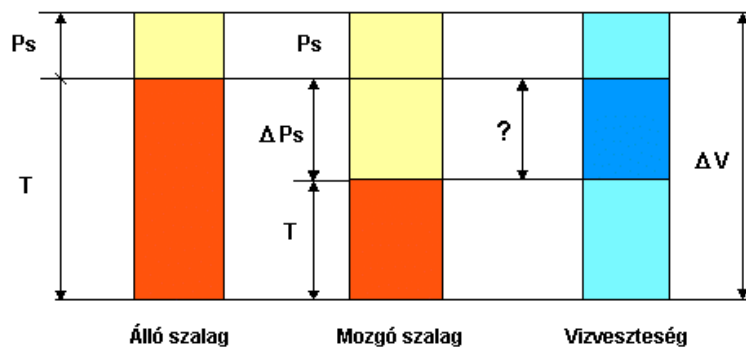
- 2.2. Mérésekkel bizonyítottam, hogy álló szalagú üzemmódnál a $P_v(t)$ idősor jellemzi a szárítmány állapotát, amely nagy periódusidejű $P_v(t)$ lengésben nyilvánul meg és ez a tulajdonság a nedvességtartalom és a hőmérséklet diszkrét állapotváltozásaiból adódik.

- 2.3. Megállapítottam, hogy mozgó szalagú üzemmódnál a mért $P_v(t)$ idősor fokozott lengési tulajdonsága (az álló üzemmódhoz viszonyítva) nem a szárítmány mechanikai lengésétől, hanem a mozgó szárítmány, mint dielektrikum tömegáramától függ.

3. A mikrohullámú sugárnyomás hatása a szárítmányra. A hatás vizsgálata, a kapott eredmények értékelése

- 3.1. Megállapítottam és mérésekkel bizonyítottam, hogy mozgó üzemmódú szárításnál a nedvességtartalom-vesztés azonos az állóéval, de jóval kisebb kimeneti hőmérséklet mellett.

A vizsgálatokból arra a következtetésre jutottam, hogy a mikrohullámú térnek nemcsak termikus, hanem nemtermikus hatása, sugárnyomása van és a mozgó szárítmánynál az állóéval azonos nedvességeltávolítás a sugárnyomás növekedése miatt jön létre (61. ábra):



61. ábra: Problémafelvetés a sugárnyomás létezésének elemzéséhez

- 3.2. Megállapítottam és mérésekkel bizonyítottam, hogy a sugárnyomás a mikrohullámú szárítókamrában alkalmazott vertikális polarizációnál Θ_B Brewster-szög, ρ -sűrűség és ε -dielektromos állandó függő.
- 3.3. Összefüggést állítottam fel p_s -sugárnyomás meghatározására, vertikális polarizáció esetére:

$$p_s = E_i \cos^2 \Theta_i (1 + \Gamma) - E_i \cos \Theta_i \sqrt{\varepsilon_t - \sin^2 \Theta_i} (1 - \Gamma) \quad (205)$$

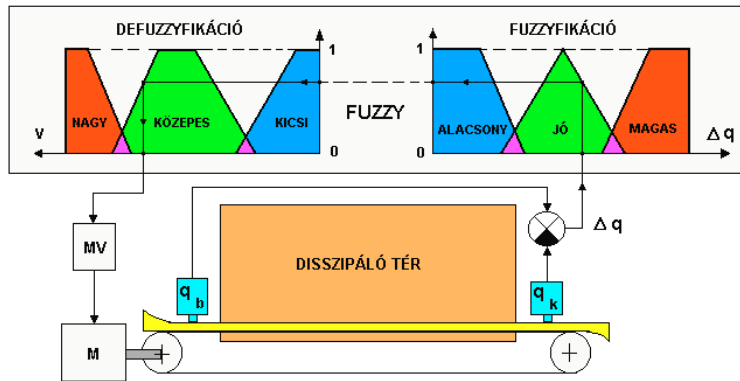
és ha $\Theta_i = \Theta_B$, akkor $\Gamma = 0$

ahol $\Theta_B = \arctg \sqrt{\frac{\rho_t^2 - \varepsilon_t \rho_i^2}{\rho_i^2 (\varepsilon_t - 1)}}$ -Brewster-szög; ρ_t – a szárítmány sűrűsége;

ρ_i – a beeső közeg sűrűsége; ε_t – a szárítmány dielektromos állandója; Γ – reflexiós tényező; E_i – a beeső hullám elektromos térerőssége. A vizsgálatok során a (205) összefüggés alapján meghatározott Θ_B beesési Brewster-szöggel sugároztam be a szárítmányt.

- 3.4. Megállapítottam, hogy a mozgó üzemmódú mikrohullámú szárítás az állóhoz viszonyítva
- jobban mérhető, automatizálható;
 - hőre érzékeny anyagok szárítására alkalmazható technológia;
 - energiatakarékos.
- 3.5. Megállapítottam és mérésekkel bizonyítottam, hogy a mozgó üzemmódú szárítás kimeneti hőmérséklete gyakorlatilag állandó és a szárítás szabályozásához elegendő a nedvességtartalmi paraméterek mérése.

Ennek megfelelően különböző megvalósítható szabályozási elvekre tettem utalást (62. ábra):



62. ábra: Fuzzy-szabályozás alkalmazása mikrohullámú szárítónál

9. KÖVETKEZTETÉSEK ÉS JAVASLATOK

1. A konvektív szárítási eljárásoknál az információhordozó és egyben energiaközlő közeg a szárítólevegő. A mikrohullámú disszipáló tér (a szárító kamra) azonban nem teszi lehetővé a szárításban alkalmazott hagyományos szenzorok felhasználását.
2. A mikrohullámú szárítókamrában a szárítás priori paramétereit nem a levegő állapotváltozói, hanem az elektromágneses tér villamos paramétereit biztosítják.

3. Ugyanakkor a mikrohullámú tér inhomogenitása, a geometria-függő rezonanciafrekvenciák, az energia-eloszlás egyenetlensége nagymértékben befolyásolja, és gyakorlatilag lehetetlenné teszi a nagy méretű, multimódusú disszipáló terekben a szárítási paraméterek mérhetőségét.
4. A multimódusú jelleg és a mérési problémák redukálhatók kisebb méretű, folyamatos üzemű disszipáló terekkel.
5. A folyamatos üzemű mikrohullámú szárítóknál a szárítmány besugárzás-közbeni viselkedését vizsgálni lehet egy mikrohullámú paraméterrel, a mérhető $P_v(t)$ -visszavert teljesítménnyel.
6. A szárítás különböző üzemmódjaiban a mért $P_v(t)$ idősor egyértelműen azonosította a száraz, a nedves és a különböző hőmérsékletű szárítmányokat.
7. Szakaszos üzemmódú mikrohullámú szárításnál nagy periódusidejű és amplitúdójú lengés következik be a $P_v(t)$ -idősorában, amely a szárítmány ugyanilyen jellegű dielektromos állandó változásából adódik, magas kimeneti hőmérséklet mellett.
8. A folyamatos üzemű mikrohullámú szárításnál a $P_v(t)$ -visszavert teljesítmény idősorában fokozott a lengési tulajdonság, kis periódus

időkkel, kisebb átlagos visszavert (és nagyobb disszipált) teljesítménnyel.

9. A folyamatos üzemű mikrohullámú szárítások kimeneti hőmérsékletei átlagban 50%-kal kisebbek a szakaszos üzemmódúakéhoz viszonyítva, ugyanakkor a víztávoltítás mértéke a két üzemmódnál gyakorlatilag megegyezik.
10. A kisebb kimeneti hőmérséklet mellett bekövetkezett azonos mértékű víztávoltító hatás a mikrohullámú sugárnyomásnak tulajdonítható.
11. A sugárnyomás mértéke és ezzel együtt a víztávoltító hatás növelhető, amennyiben a szárítás vertikálisan polarizált, Brewster-szöggel reflektált mikrohullámmal történik.
12. A folyamatos üzemű mikrohullámú szárításnál a kimeneti hőmérséklet egy bizonyos értékű szalagsebesség fölött már független a szalag haladási sebességétől és állandónak tekinthető, így az automatizáláshoz elegendő a be- és kimeneti nedvességtartalmi paraméterek mérése.

10. ÖSSZEFOGLALÁS

A mikrohullámú vízelvonás interdiszciplináris kutatási terület. A téma jelentőségét a nem konvektív szárítási eljárások fokozódó elterjedése indokolja.

Az eljárást az teszi lehetővé, hogy a szárítmány – anyagi tulajdonságából eredően – dielektrikum. A szárítmányban mikrohullámú besugárzáskor különböző polarizáció jön létre. Az elektromágneses energia bizonyos hányada hőt fejleszt, amely alkalmas a szárítmány nedvességének eltávolítására.

A szárítás folyamatszabályozása a szárítandó anyag beltartalmi értékeinek mérésével kell, hogy történjen.

A mikrohullámú disszipáló tér (a szárító kamra) azonban nem teszi lehetővé a szárításban alkalmazott hagyományos szenzorok felhasználását.

A konvektív szárítási eljárásoknál az információhordozó (és egyben energiaközlő) közeg a szárítólevegő. A mikrohullámú szárítókamrában a szárítás priori paramétereit nem a levegő állapotváltozói, hanem az elektromágneses tér villamos paraméterei biztosítják.

A mikrohullámú tér inhomogenitása, a geometria-függő rezonanciafrekvenciák, az energiaeloszlás egyenetlensége nagymértékben befolyásolja, bonyolítja a szárítási paraméterek mérhetőségét.

Ez a probléma különösen jelentős nagyméretű, szakaszos üzemű mikrohullámú kamráknál. Ezért célszerűen a vizsgálatokat folyamatos üzemű, kisebb méretű disszipáló terekre is kiterjesztettem.

Lényeges szempont volt, hogy a szárítmány besugárzás-közbeni viselkedését olyan villamos paraméter mérésével kellett vizsgálni, amely mikrohullámú paraméter, könnyen mérhető és megfelelő adatokat biztosít az elemzésekhez.

A vizsgálatokat két nagy szakaszra bontottam: állószalagos (szakaszos üzemű) és mozgószalagos (folyamatos üzemű) szárításokra.

Ezekben belül is további méréseket végeztem:

- szakaszos üzeműnél száraz, illetve nagy induló nedvességtartalmú anyaggal;
- folyamatos üzeműnél pedig különböző haladási iránnyal és sebességekkel.

A vizsgálatok során megállapítottam, hogy szakaszos üzem esetén nagy periódusidejű és amplitúdójú lengés következik be a mért $P_v(t)$ idősorában, amely az anyag ugyanilyen jellegű dielektromos állandó változásából adódik. A szárítmány kimeneti hőmérséklete magas volt.

A folyamatos üzem során a lengési tulajdonság fokozódott, kis periódus időkkel, kisebb átlagos visszavert (és nagyobb disszipált) teljesítménnyel, sokkal kisebb kimeneti hőmérséklet mellett.

Ugyanakkor a vízveszteség azonos volt a szakaszos üzeműével. A kisebb kimeneti hőmérséklet mellett bekövetkezett azonos mértékű vízel távolítási hatást a mikrohullám sugárnyomásának tulajdonítottam.

Ennek bizonyítására és a sugárnyomás meghatározására matematikai modellt állítottam fel és az ebből adódó Brewster-szöggel sugároztam be a szárítmányt.

A folyamatos üzemű mikrohullámú szárítás lehetővé teszi a szárítási paraméterek könnyebb mérhetőségét. Mivel a vizsgálatok során bebizonyosodott, hogy a kimeneti hőmérséklet egy bizonyos érték fölött már

nem függ a szalagsebességtől és állandónak tekinthető, így az automatizáláshoz elegendő a be- és kimeneti nedvességtartalmi paraméterek mérése.

11. SUMMARY

Microwave drying needs to be considered an interdisciplinary research work. The use of non-convective drying techniques has increased dramatically over the past years and thus the topic has also become very important.

Drying with microwaves is possible because the product to be dried is dielectric due to its substantial properties. Microwave radiation causes the spatial separation (polarization) of charges of opposite sign in dielectrics. A certain percentage of the electromagnetic energy generates heat, which is suitable for eliminating the water content of humid materials.

For the automatization of the drying process the inner qualities of the material to be dried must be measured.

The microwave dissipation field (i. e. the electromagnetic cavity) does not allow the application of traditional sensors.

In convective drying techniques the information bearing (i.e. the energy-transmitting) medium is the drying air. In the microwave drying chamber the main parameters of drying are ensured by the electrical parameters of the electromagnetic field, and not by the changes of state of the air.

The parameters of drying are not easy to measure due to the inhomogeneity of the microwave field, the geometry-depending resonance frequencies and the irregularity of energy distribution.

This problem is specially important in the case of large-size, intermittent microwave chambers. Thus investigations have been made using continuous-type, smaller-size dissipation fields as well.

An important point was to test the response of the humid material to microwave radiation by measuring such an electric parameter that is of microwave character, can be measured easily and provides suitable data for analyses.

Investigations have been made concerning drying: in intermittent dryers equipped with a stationary conveyor belt and in continuous dryers equipped with a running conveyor belt.

Further measurements have been taken concerning the drying of dry material as well as that of material with high input moisture content: in an intermittent dryer and in a continuous dryer with running the conveyor belt in different directions and at different rates.

It has been concluded that in the case of intermittent-running oscillation with high period time and high amplitude occurs in the measured range of $P_r(t)$ (reflected power). It is the result of a similar change in the dielectric constant of the material. The output temperature of the dried material was high.

During continuous running the oscillation increased with short period times and smaller average reflected (and bigger dissipated) power and with much lower output temperature.

The moisture loss, however, was the same in both types of dryers. The same moisture-eliminating effect occurring at lower output temperature can be caused by the radiation pressure of the microwaves.

In order to prove the above and to determine the radiation pressure a mathematical model was set up and the material to be dried was radiated at the resulting Brewster-angle.

With continuous running microwave drying the parameters of drying can be measured easily. Since investigations have proved that above a certain value the output temperature is independent of the speed of the conveyor belt and can be taken constant, thus in order to automatize the drying process it is enough to measure only the parameters of the input and output moisture contents.

12. MELLÉKLET I.

12.1. Hivatkozott irodalmak jegyzéke

- Akyel C., Bosisio R., Chahine R. Bose T.(1983): Measurement of the Complex Permittivity of Food Products During Microwave-power Heating Cycles. J. Microw. Power 18. № 4. pp. 355-360.
- Almássy, Gy.(1973): Mikrohullámú kézikönyv. Budapest, Műszaki Könyvkiadó.
- Almássy Gy.(1961): Mikrohullámú mérőműszerek és mérések. Budapest, Műszaki Könyvkiadó.
- Almássy Gy.(1967): Mikrohullámú tápvonalelemek és üregrezonátorok szerkesztése. Budapest, Műszaki Könyvkiadó.
- Altschuler H.(1972): Dielectric Constant. Handbook of microwave measurements, Vol. 2. Brooklyn, Polytechnic Press.
- Attema E., Haan C., Krul L.(1978): Modelling of Microwave Heating Processes. In: Proceedings of the IMPI Symposium, Ottawa, pp. 77-79.
- Sz. I. Baszkakova (1984): Elektrodinamika I Raszprosztranyenyije Radiovoln. Moszkva, Szvjaz.
- Becker G., Autler S.(1966): Water Vapor Absorption of Electromagnetic Radiation in the Centimeter Wavelength Range. Phys. Rev. 70., pp. 5-6.
- Beke J.(1988): Mikrohullámú energiaátvitel modellezése mezőgazdasági anyagok kezelésekor. Összefoglaló jelentés OTKA TO 17715 (4-5), Gödöllő.
- Beke J.(1997): Terményszárítás. Budapest, Agroinform.
- Beke J., Bihercz G.(2001): A mikrohullámú gabonaszárítási folyamat egyes jellemzői az elektromágneses paraméterek függvényében. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár.
- Beke J., Kurják Z.(2001): Energia-és anyagátviteli tapasztalatok egyes gyökér és gumós növények mikrohullámú szárításakor. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár.
- Bengtsson N., Risman P.(1971): Dielectric Properties of Foods at 3 GHz as Determined by a Cavity Perturbation Technique. II. Measurements on food materials J Microwave Power 6№-2, pp. 107-123
- Bengtsson, E. J.–Risman P. O.(1981): Microwave Power 6. (101-125)

- I. K. Bondarenko, Z. V. Magracsov (1985): Avtomatizacija izmerenyij parametrov. SZVCS Traktov, Moszkva, Radio.
- Cathey W.(1983): Approximate Expressions for Field Penetration Throught Circular Apertures. JEEE. Trans. Electromagn. Compat. EMC-25. Aug. pp. (339-345).
- Cheung W.(1985): Microwaves Made Simple: Principles and Applications. London, Adtech. Books Co. Ltd, 400p.
- Collin R., Zucker F.(1969): Antenna Theory. 2 vol. New York, McGraw-Hill Book Co.
- Corona P., Latmiral G. Paolini E., Piccioli L.(1976): Use of Reverberating Enclosure for Measurements of Radiated Power in the Microwave Range. JEEE. Trans. Electromagn. Compat. EMC-18, May, pp. 54-59.
- David M Pozar (1998) Microwave Engineering. John Wiley & Sons, INC. New York.
- O. J. Falkovszij (1978): Tehniceszkaja Elektrodinamika. Izd. Szvjaz, Moszkva.
- Füzessy Zoltán (1997): Fotonika optikai alapjai. Budapest, Műegyetemi Kiadó.
- Gardiol F.(1984): Introduction to Microwaves. London, Adtech. Book Co, Ltd. 425. p.
- Goldblith S.(1984): Dielectric Properties of Foods and Their Importance in Processing with Microwave Energy. Microw. Energy Appl. Newsl. 7. №-3, pp. 9-14.
- Ginzburg A.(1968): Szárítás az élelmiszeriparban. Budapest, Műszaki Könyvkiadó.
- Harrington R., Auckland D.(1980): Electromagnetic Transmission Trough Harrow Slots in Thick Conducting Screens. JEEE Trans. Autennas Propag. AP-28. Sept. pp. 616-662.
- Hauck H.(1970): Design Considerations for Microwave Oven Cavities. IEEE Trans. Ind. Gen. Appl. JGA-6 Jan-Feb. pp. 74-80.
- Hayt W.(1976): Engineering Electromagnetics. Tokyo, McGraw-Hill Kogakusha Ltd. International Student Edition, 435 p.
- Hippel, A. R.(1964): Dielectrics and Waves. The Mit Press, Cambridge.
- Jasik H.(1961): Antenna Engineering Handbook. New York, McGraw-Hill Co. 1009 p.
- V. G. Jampolszkij, O. P. Frolov (1983): Antenni EMSZ. Moszkva, Szvjaz.

- Jordan E., Blamain K.(1968): Electromagnetic Waves and Radiating Systems. 2nd ed. Englewood Cliffs (New Jersey) Prentice-Hall inc., 753 p.
- D. B. Kanarejkin, H. F. Pavlov (1979): Poljarizacija radiolokacionnih signalov. Moszkva, Radio.
- K. Kegel (1978): Villamos hőtechnikai Kézikönyv. Budapest, Műszaki Könyvkiadó.
- Liu B, Chang D., Ma M.(1983): Design Considerations of Reverberating Chambers for Electromagnetic Interference Measurements. IEEE International symposium on Electromagnetic compatibility, Washington, pp 508-512.
- Loupy, A., Petit, A., Hamelin, J. Texier-Boullet, F. and Mathe, D.(1998): Synthesis. 1213.
- Ludányi L.(2001): Mikrohullámú szárító-mérő berendezés kifejlesztés. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár.
- Ludányi L.(2000): A mikrohullámú technika, mint a korszerű szárítástechnológia eszköze. Mezőgazdasági Technika, XXXIX. évfolyam (2-4).
- Ludányi L.(1998): Mikrohullámú üregrezonátorok elektromágneses terének indikálása. Kutatási Jelentés (ZMNE VI./VSzTK/28. sz. Kutatási feladata), Budapest.
- L. Ludányi (1999): The 3D Visualization of the Electromagnetic Field of the Microwave Cavities. The Pamm's periodical Buletins for Applied & Computer Mathematics (BAM), Budapest, Augusztus.
- Ludányi L.(1999): A multimódusú mikrohullámú üregrezonátorok elemzése. Műszaki Kémiai Napok '99, Veszprém, április 27-29. (74-86).
- Ludányi L.(1999): A mikrohullámú szárítás hő- és nedvességmérési problémái. 3. Magyar Szárítási Szimpózium, Nyíregyháza, szept. 22-23., (10-16).
- Ludányi L.(2001): Szennyezett aktív szén regenerálása mikrohullámmal. Műszaki Kémiai Napok '01, Veszprém.
- Marcuvitz N.(1971): Waveguide Handbook. Massachusetts Institute of Technology, Vol. 10., New York, McGraw-Hill Book Co.
- P. F. Mariner (1965): Bevezetés a mikrohullámok gyakorlatába. Budapest, Műszaki Könyvkiadó.
- Nagy B. Sándor (1970): Dielektrometria. Budapest, Műszaki Könyvkiadó, (20-23).

- Okress, E. C. (1972): Microwave Power Engineering Applications. Academic Press, New York and London.
- Ország I.(2001): Mikrohullámú fizikai kémia. Műszaki Kémiai Napok '01, Veszprém.
- Ország I.(1997): Mikrohullámú aktiválás: elmélet és gyakorlat. I. Mikrohullámú Kémiai Szimpózium, Veszprém.
- Pallai I.-né, Szíjjártó E., Hadik P., Török M.(1999): Folyamatos és megszakításos mikrohullámú hevítés hatása a búza beltartalmi értékére. Műszaki Kémiai Napok '99, Veszprém.
- Pallai I.-né, Pavel Kadlec, Szíjjártó E.(2001): Borsó mikrohullámú hőkezelése minőségjavítás céljából. Műszaki Kémiai Napok '01, Veszprém.
- Pintér Andor (1970): Mikrohullámú mérések. Budapest, Tankönyvkiadó.
- Rajkó R., Harmati Zs.(2001): Kukorica nedvességtartalmának gyors meghatározása mikrohullámú kezeléssel. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár.
- Rigó K., Téren J., Szabó G.(1999): Gyors ergoszterin meghatározás gabonafertőzöttség mértékének megállapítására mikrohullámú eljárás alkalmazásával. Műszaki Kémiai Napok '99, Veszprém.
- Roussy G., Bennani A., Thiebaut J.(1985): Temperature Runaway of Microwave-irradiated Materials. In: Proceedings of the IMPI Symposium, Chicago, pp. 97-99.
- Saad S.(1981): Microwave Engineer's Handbook. Bedham, Artech House Inc., pp. 192-200.
- Smyth C.(1976): Dielectric Relaxation Times. In: Molecular relaxation processes, Proceedings of the Chemical Society Symposium, London, Academic Press, pp. 1-13.
- Smyth C.(1982): The Absorption of Microwaves by Molecules. In: Proceedings of the IMPI Symposium, Ottawa, pp. 60-62.
- Stuerga D. A. C., and Gaillard P. J. (1996): Microwave Power Electromagnetic Energy., pp. 31, 101 .
- Szabó G., Rajkó R.(2001): Csiperkegomba konvekciós és mikrohullámú szárításának összehasonlító vizsgálat. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár.

G. Szabó, L. Ludányi, E. Forgács (2003): Recent Developments of Combined Microwave-Assisted Hot-Air Vibrofluidised Bed Drier with Homogeneous Distribution of Electromagnetic Field. The 4th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids, Budapest, May 27-30.

D. M. Szazonov (1988): Antenni i usztrojsztva. SZVCS, Moszkva, Szvjaz.

Szentmarjay T., Pallai E.(2001): Mikrohullámú energia hatása gyógynövények mikrobiológiai szennyezettségére. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár.

Turner R., Voss W., Tinga W., Baltes H.(1984): On the Counting of Modes in Rectangular Cavities. J. Microw., Power 19. №3., pp. 199-208

A. Vass, J. Dudás, J. Csapláros, E. Pallai-Varsányi, M. Hasznos-Nezdei(1997): Simple and Effective Method for Mapping the Microwave Field Strength Distribution in Microwave Ovens. Proceedings of Microwave and High Frequency Heating, Fermo, Italy pp. 72-75.

V. A. Viktorov, B. V. Lunkin, A. Sz.(1989): Szovlukov Radiobolhovie izmerenyija parametrov tehnologiceszkih processzov. Moszkva, Energoatomizdat.

Y. S. Shi and Y. M. Zhao (1991): „Variations in Baking Characteristics of Wheat Treated by Heat.” Journal of the Chinese Cereals and Oils Association 11 (1) 5-11.

12.2 Felhasznált irodalmak jegyzéke

Almássy Gy.(1961): Mikrohullámú készülékek szerkesztése. Mérnöki Továbbképző Intézet, BME, Budapest.

Almássy Gy.(1976): Mikrohullámú konstrukció és technológia. Tankönyvkiadó, Budapest.

August W. Rihaczek (1996): Principles of High-Resolution Radar. Artech House, Inc., Norwood, MA 02062.

Bozsóki I., Frigyes I.(1966): Mikrohullámú berendezések. Mérnöki Továbbképző Intézet, BME, Budapest.

Charles A. Harper(1972): Elektronikus szerkezetek konstrukciója és gyártása. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

Csáki F.(1977): Irányítástechnikai Kézikönyv. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

A DOVER TECHNOLOGIES COMPANY: RF and Microwave Filters and Subassemblies. Excellence World-Wide, 408 Coles Circle, Salisbury.

V. N. Dulina, M. Sz. Zsuka (1977): Szpravocsnyik po elementam radioelektronih usztrojsztv. Energia, Moszkva.

Harmatha A.(1982): Termodinamika műszakiaknak. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

Hedvig P.(1969): Elektromos vezetés és polarizáció műanyagokban. Akadémiai Kiadó, Budapest.

D. Hofmann (1982): Az ipari mérés technika. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

Istvánffy E.(1967): Tápvonalak, antennák, hullámterjedés. Tankönyvkiadó, Budapest.

Jachimovits L., Völgyi F.(1971): Tápvonalak és antennák. Példatár. I. rész. Tápvonalak. Tankönyvkiadó, Budapest.

Jachimovits L.(1975): Elosztott paraméterű passzív hálózatok mátrixanalízise. Tankönyvkiadó, Budapest.

Kenderessy M.(1964): URH és mikrohullámú iránycsatolók. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

A. A. Kulikovszkava (1977): Radioelektronika. Energia, Moszkva.

Lukács Gy.(1977): Mikrohullámú mérések és műszerek. Kandó Kálmán Villamosipari Műszaki Főiskola, Jegyzet, Budapest.

The MathWorks, Inc. :MATLAB®, High-Performance Numeric Computation and Visualization Software for Microsoft Windows. User's Guide.

H. Meinke, F. W. Gundlach (1961): Rádiótechnikai Kézikönyv. Műszaki Könyvkiadó, Budapest.

Nagy J.(1979): Mikrohullámú alkatrészek és konstrukció. Kandó Kálmán Villamosipari Műszaki Főiskola, Jegyzet, Budapest.

Pintér A.(1976): Mikrohullámú mérési utasítás. Tankönyvkiadó, Budapest.

B. A. Prigoda, V. Sz. Kokunyko (1978): Obtyekatyeli antenn letatyelnih apparatov. Masinosztroenyie, Moszkva.

Romhányi M.(1971): Mikrohullámú elektroncsövek és félvezetők. Tankönyvkiadó, Budapest.

Schmideg I.(1966): Mikrohullámú aktív áramkörök. Mérnöki Továbbképző Intézet, BME, Budapest.

Siemens Matsushita Components GmbH and Co. KG (1993): Microwave Ceramics and Dielectric Resonators, Edition.

Steven J. Hershkowitz, August W. Rihaczek (1996): Radar Resolution and Complex-Image Analysis. Artech House, Inc. Norwood, MA 02062.

Török B., Molnár Á.(1996): Kémiai átalakulások mikrohullámú és szonokémiai aktiválással. Akadémiai Kiadó, Budapest.

Trans-Tech Products: Dielectric Resonators. Alpha Industries, Inc. 5520, Adamstown

12.3. Publikációs jegyzék Ludányi Lajos doktori értekezéséhez

Magyar nyelvű folyóirat cikk:

Ludányi L. (1988): Nagyteljesítményű mikrohullámú sugárzások élettani hatása, valamint a sugárzásintenzitás lehetséges csökkentési módszerei. Tudományos Kiképzési Közlemények, Szolnoki Repülőműszaki Főiskola, p. 45-51.

Ludányi L. (1998): A mikrohullámú technika ipari alkalmazási lehetőségei. Szolnoki Tudományos Közlemények, Szolnok, p. 30-40.

Ludányi L. (1999): A mikrohullámú technika, mint a korszerű szárítástechnológia eszköze. Mezőgazdasági Technika, XXXIX. Évfolyam, p. 2-4.

Ludányi L. (2001): Az elektromágneses összeférhetőség. Elektrotechnika, MEE központi kiadvány, Budapest, 38. évfolyam 5.sz.,p. 65-68.

Ludányi L. (2002): Mikrohullámú szárító-mérő berendezés kifejlesztése. Mezőgazdasági Technika, XLIII. Évfolyam, p.5-7

Idegen nyelvű folyóirat cikk:

Ludányi L. (1999): The 3D Visualization of The Electromagnetic Field of the Microwave Cavities., The Pamm's periodical Buletins for Applied & Computer Mathematics (BAM), Budapest, p. 18-26.

L. Ludányi - J. Beke (2000): Study of Intermittent and Continuous-mode Microwave Drying. Hungarian Agricultural Engineering, N°13/2000 Periodical of the Committee of Agricultural Engineering of the Hungarian Academy of Sciences, p. 41-43.

L. Ludányi - J. Beke (2002): Energetical Problems of Dissipation Heat Transfer by Means of Microwaves. Hungarian Agricultural Engineering, N°18/2002 Periodical of the Committee of Agricultural Engineering of the Hungarian Academy of Sciences, p. 40-43.

Magyar nyelvű konferencia kiadvány:

Ludányi L. (1999): A multimódusú mikrohullámú üregrezonátorok elemzése. Műszaki Kémiai Napok '99, Veszprém, ISBN 963 03 7406 4, p. 74-86.

Ludányi L. (1999): A mikrohullámú szárítás hő és nedvességmérési problémái. 3. Magyar Szárítási Szimpózium, Nyíregyháza, p. 10-16.

Ludányi L. (2001): Szennyezett aktív szén regenerálása mikrohullámmal. Műszaki Kémiai Napok '01, Veszprém, ISBN 963 00 6467 7, p. 183-187.

Ludányi L. (2001): Mikrohullámú szárító-mérő berendezés kifejlesztése. 4. Magyar Szárítási Szimpózium, Mosonmagyaróvár, ISBN 963 9364 355, p. 20-24.

Ludányi L., Szabó G., Forgács E. (2002): Aero-vibrofluidizációs agglomeráló berendezés mikrohullámú szárító-mérőegysége. Műszaki Kémiai Napok '02, Veszprém, ISBN 963 7172 95 5, p. 262-270.

Pallai I.-né, Göllei A., Ludányi L., Vass A., Szijjártó E. (2003): Mezőgazdasági magvak mikrohullámú energiaabszorpciójának mérése. Műszaki Kémiai Napok '03, Veszprém, ISBN 963 7172 998, p. 159-164.

Ludányi L., Göllei A., Pallainé V. E., Vass A., Szijjártó E. (2003): A mikrohullámú energia-abszorpció tanulmányozása mezőgazdasági magvak mikrohullámú és kombinált szárítása, hőkezelése kapcsán. 5. Szárítási Szimpózium, Szeged, ISBN 963 482 647 4.

Ludányi L., Szabó G., Forgács E., Beszédes S. (2003): Aero-vibrofluidizációs mikrohullámú szárító-mérőegység. 5. Szárítási Szimpózium, Szeged, ISBN 963 482 647 4.

Simon E., Ludányi L., Szabó G. (2003): Sterilizálás lehetősége mikrohullámú térben (hőmérséklet-eloszlás meghatározása). 5. Szárítási Szimpózium, Szeged, ISBN 963 482 647 4.

Idegen nyelvű konferencia kiadvány:

L. Ludányi (2001): Study of Intermittent and Continuous-mode Microwave Drying. Műszaki Kémiai Napok '01, Veszprém, ISBN 963 00 64677, p. 188-193.

I. Pallai, L. Ludányi, A. Vass, A. Gölle (2002): Investigations to Enforce Advantages of the Use of Microwave Energy at Heat Treatments of Food Products. V. Nemzetközi Élelmiszertudományi Konferencia, Szeged, ISBN 963 482 577 5.

G. Szabó, L. Ludányi, E. Forgács (2003): Recent Developments of Combined Microwave-Assisted Hot-Air Vibrofluidised Bed Drier with Homogeneous Distribution of Electromagnetic Field. The 4th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids, Budapest, May 27-30. ISBN 973 682 3344

Egyéb publikációk:

Ludányi L.(1990): A főiskola villamosenergia gazdálkodásának elemzése. Kutatási jelentés, Szolnoki Repülőműszaki Főiskola.

Ludányi L.(1985): Ciklikusan ismétlődő technikai folyamatok elemzése sztochasztikus (GERT) hálótervvel. HTI pályamunka, Budapest, p. 18-25.

Ludányi L.(1986): A gyakorlati foglalkozások megszervezése a repülőgépek rádiótechnikai berendezéseinek üzemeltetése tantárgy oktatása során. Katonai Felsőoktatási Közlemények, Budapest, p. 42-48.

Ludányi L.(1989): A laboratóriumok szerepe és alkalmazásai követelményei a repülőműszaki üzemeltető képzésben. Katonai Felsőoktatási Közlemények, Szolnok, p. 111-120.

Ludányi L.(1989): A repülőgép rádióelektronikai rendszerek üzemeltetésének optimalizálása. Tudományos Képzési Közlemények, Szolnok, p. 65-70.

Ludányi L.(1990): Nagyteljesítményű villamosberendezések energiaszükségletének számítása. Tudományos Képzési Közlemények, Szolnok, p. 42-47.

Ludányi L.(1991): Korszerű üzemeltetési stratégiák. Tudományos Képzési Közlemények, Szolnok, p. 32-40.

Ludányi L.(1994): A fedélzeti adatrögzítő paramétereinek elemzése korrelációs módszerrel. X. Magyar Repüléstudományi Napok, Szolnok, p. 96-102.

Ludányi L.(1996): A repülőgépvezetőre ható zavarjelek szűrése mátrixaritmetikai módszerrel. XI. Magyar Repüléstudományi Napok, Budapest, p. 38-46.

Ludányi L.(1996): Repülőfedélzeti zavaróeszközök I-II. MILITAIR Repülési Szakfolyóirat, Budapest, p. 28-36.

Ludányi L.(1996): A NATO AWACS ereje. MILITAIR Repülési Szakfolyóirat, Budapest, p. 16-21.

12.4. A szerzőnek a témával kapcsolatos mérnöki, fejlesztői tevékenységei

1992 – Teljes vizsgálatú szabadalmi bejelentés és vizsgálat 23140/1992 számon „Anyagformáló berendezés mikrohullám felhasználásával” – címen.

1993 – OMFB pályázatra hatcsatornás mikrohullámú kémiai reaktor tervezése és készítése a debreceni ATOMKI Spektrum 3D Kft-vel közösen, a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kémiai Tanszékének megrendelésére.

1996 – 12/1996. számú „Mikrohullámú antennamérő rendszer” kifejlesztése”

1996 – Elnyert 2133. számú FEFA pályázatnál mikrohullámú mérés technikai programvezető.

1996 – A szolnoki BOROVI Bt megbízása alapján mikrohullámú faszárító berendezés tervezése és készítése.

1997 – Mikrohullámú térindikálás megoldására tanulmány és berendezés tervezése és készítése a főiskola tudományos kutatási tervében bejegyzett 492/1996/6. számú téma alapján.

1997 – A Jász-Nagykun-Szolnok Megyei Vállalkozásfejlesztési alapítvány megbízásával mikrohullámú anyafeldolgozó berendezés tervezése és készítése.

2000 – Kaposvári Egyetem Műszaki Kémiai Kutató Intézetével közösen mikrohullámú anyagvizsgáló besugárzó kamra fejlesztése.

2001 - A Szent István Egyetem megbízásából mikrohullámú differenciál-üregrezonátor tervezése és készítése, dielektromos állandó meghatározására.

2001 - Nyugat-Magyarországi Egyetem Agrárműszaki Intézete megbízásából mikrohullámú szárító-mérő modul tervezése és készítése.

2002 - A Szent István Egyetem megbízásából mikrohullámú szárító-mérő modul tervezése és készítése.

2002 - A Szegedi Tudományegyetem Szegedi Élelmiszeripari Főiskolai Kar megbízásából szárító-mérő modul tervezése és készítése aero-vibrofluidizációs szárítóhoz.

13. MELLÉKLET II.



1. ábra

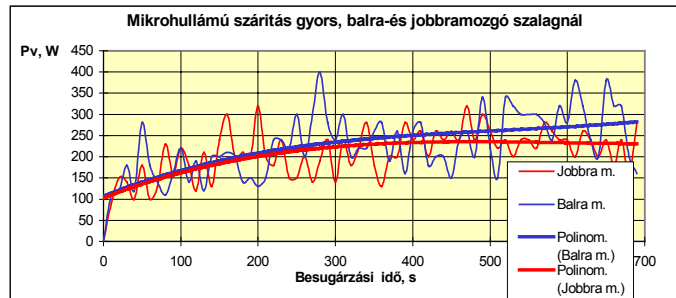


2. ábra

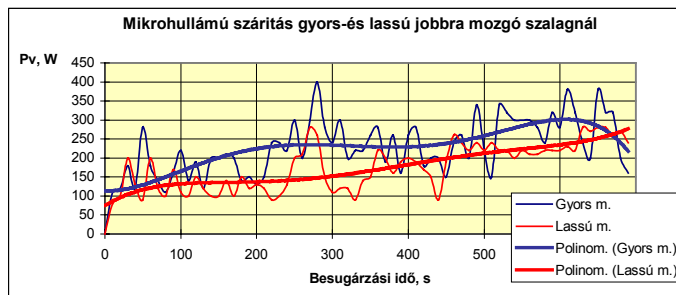


3. ábra

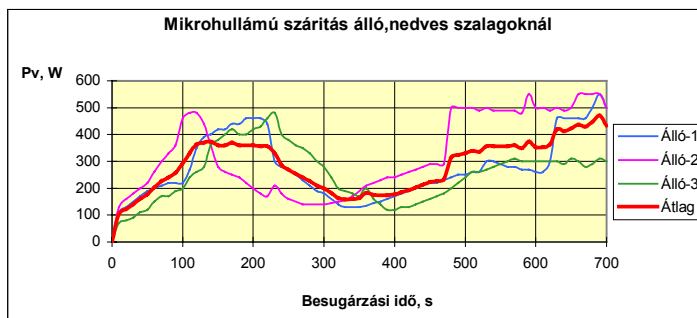
1., 2., 3. ábra: Folyamatos üzemű mikrohullámú szárító berendezés



4. ábra

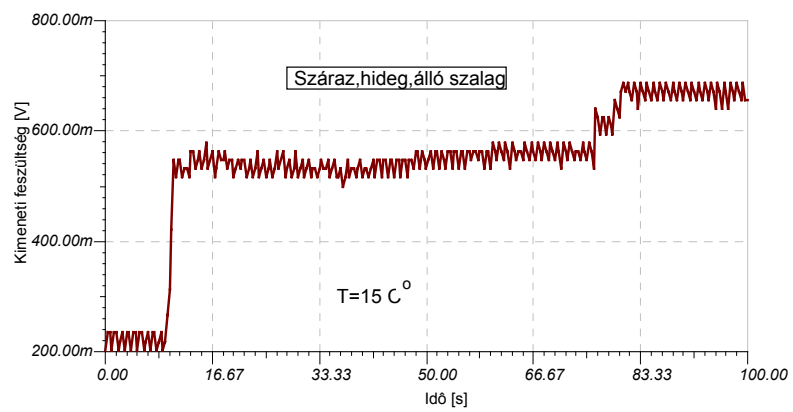


5. ábra

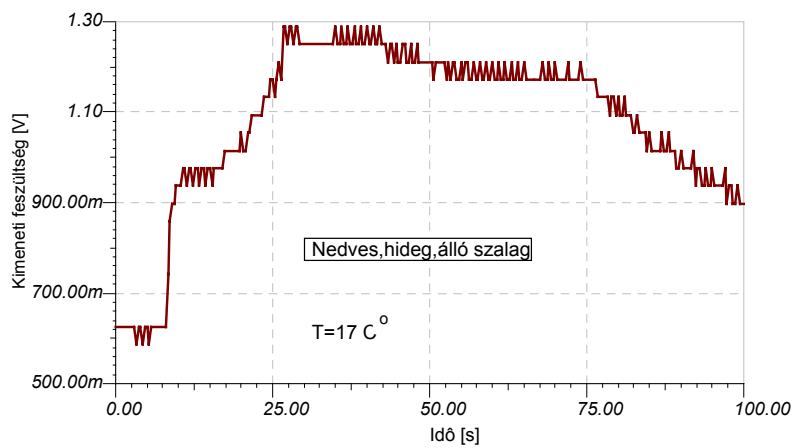


6. ábra

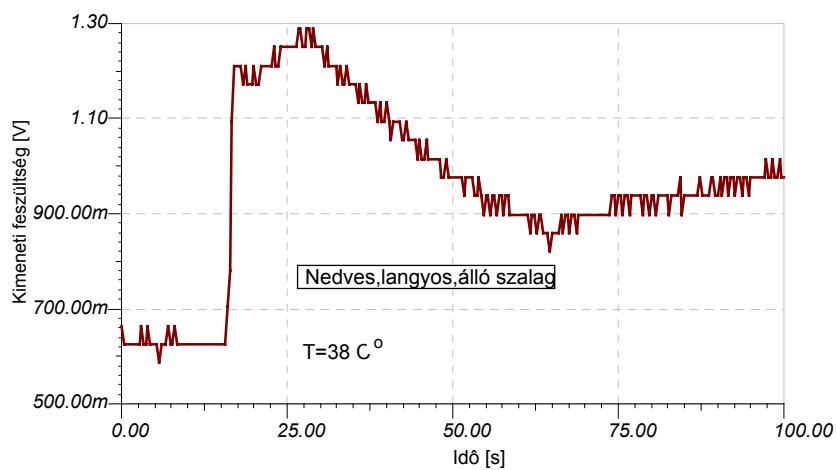
4., 5., 6. ábra: Mikrohullámú szárítás visszavert teljesítményeinek idősorai álló, gyors és lassú jobbra és balra mozgó szalagnál



7. ábra

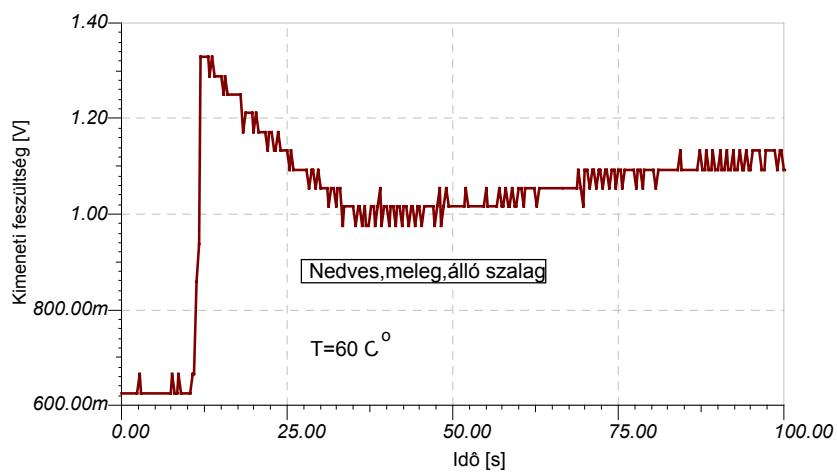


8. ábra

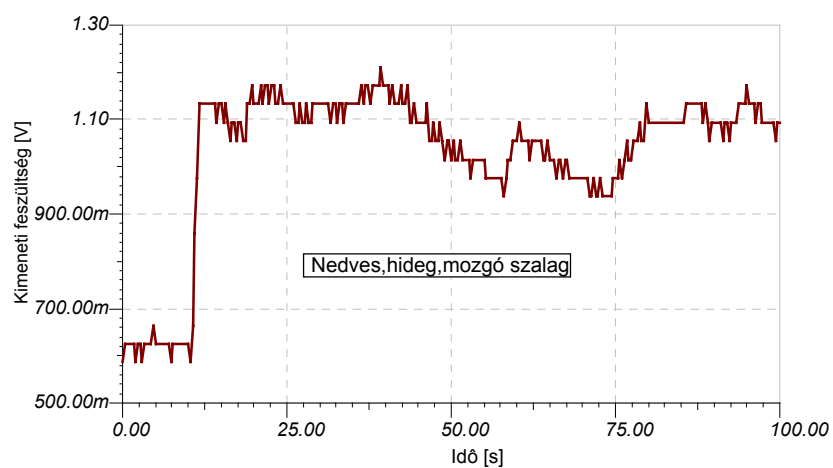


9. ábra

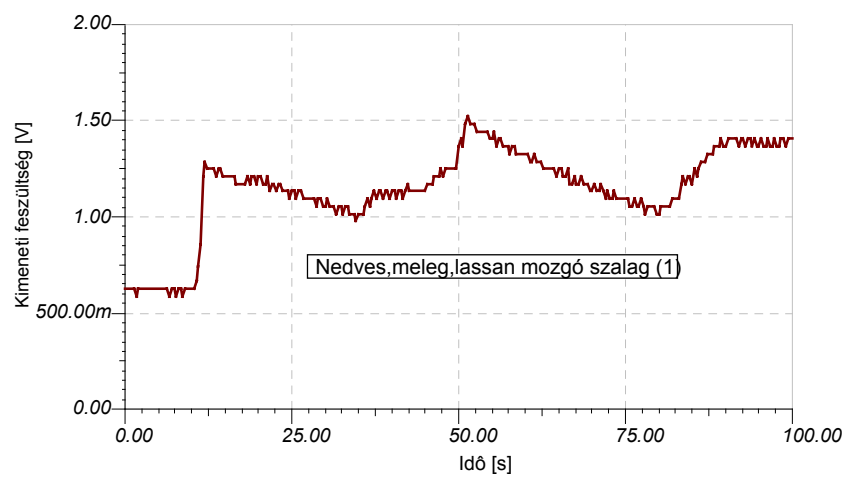
7., 8., 9. ábra: Bekapcsolás utáni idősorok különböző hőmérsékletű és nedvességtartalmú mikrohullámú szárításnál



10. ábra

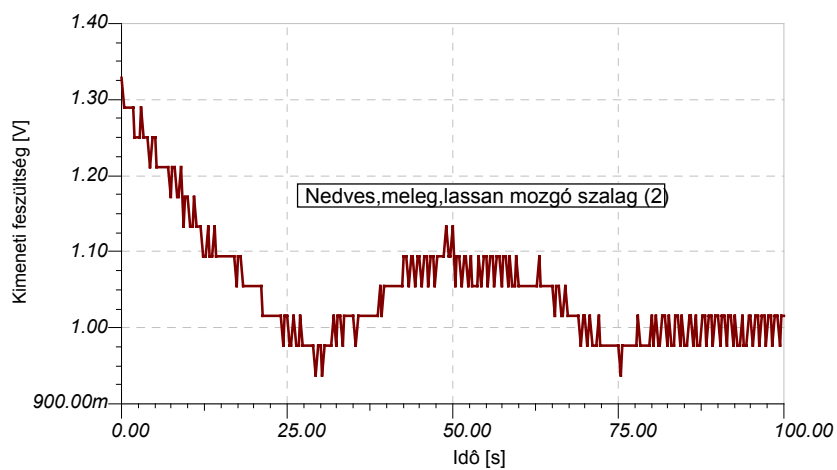


11. ábra

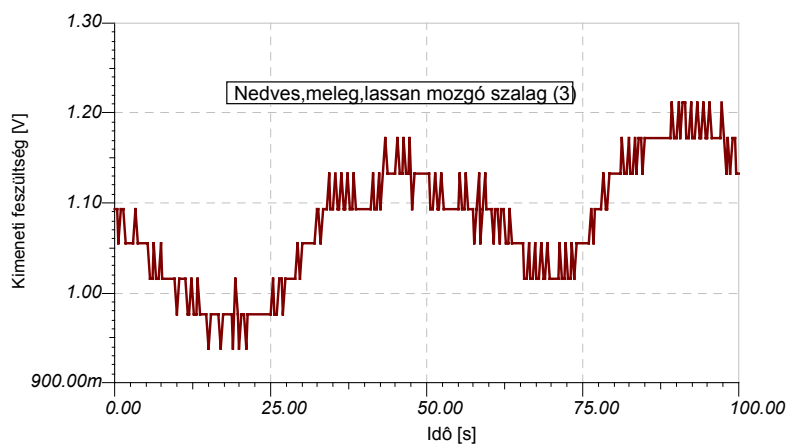


12. ábra

10., 11., 12. ábra: Bekapcsolás utáni idősorok különböző hőmérsékletű és nedvességtartalmú mikrohullámú szárításnál

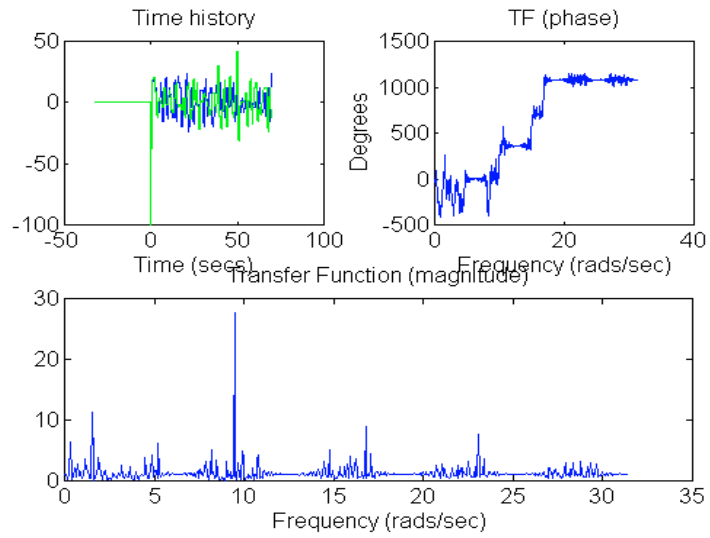


13. ábra

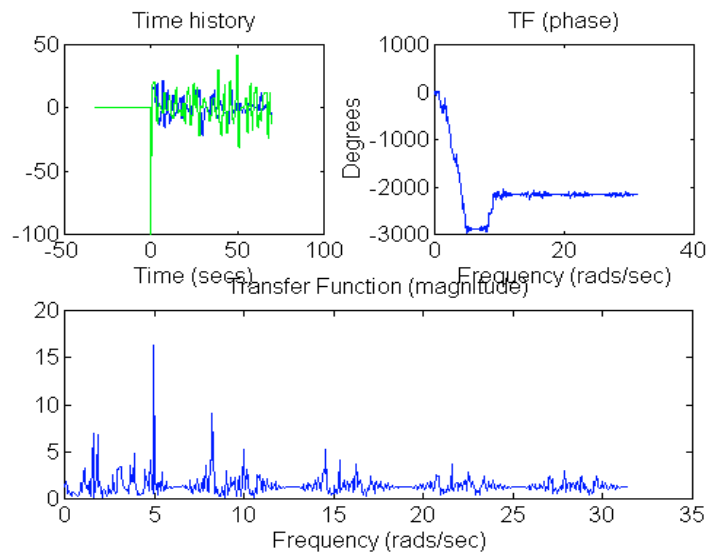


14. ábra

13., 14. ábra: Bekapcsolás utáni idősorok különböző hőmérsékletű és nedvességtartalmú mikrohullámú szárításnál

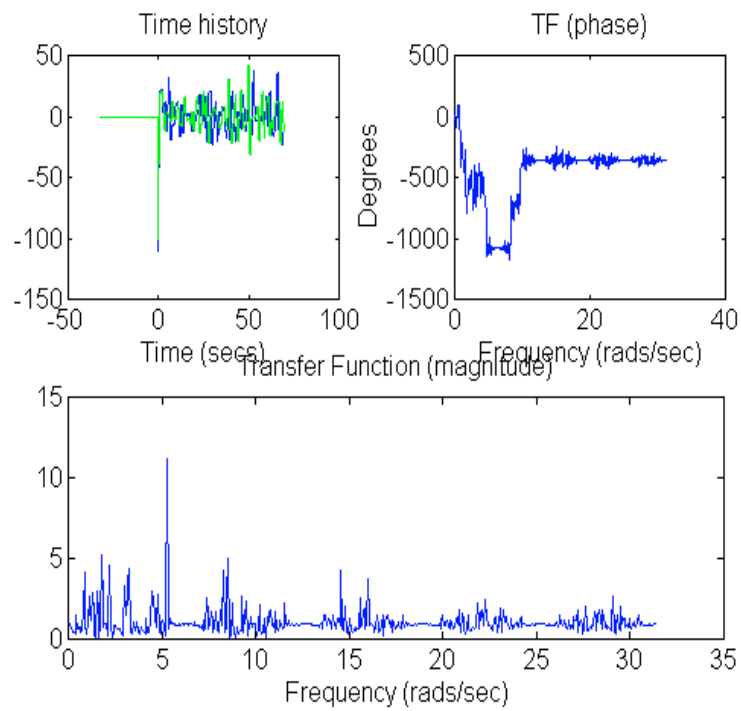


15. ábra



16. ábra

15., 16. ábra: MATLAB[®] spektrumanalízis-szimuláció különböző szarítási üzemmódoknál



17. ábra

17. ábra: MATLAB[®] spektrumanalízis-szimuláció különböző szarítási üzemmódoknál