

A P A I P Á L

Optikai vékonyréteg rendszerek szerkezetvizsgálata fény-  
szórásuk és spektrálkarakterisztikájuk hőmérsékletfüggése  
alapján

- egyetemi doktori dolgozat -

Témavezető: dr Lutter András

Budapest

1981.



## TARTALOM

Bevezetés	1
1. A vékonyréteg-optika korlátai	4
1.1. A vékonyréteg eszközök optikai veszteségei	4
1.1.1. Gyakorlati szempontok	4
1.1.2. Abszorpció	5
1.1.3. Fényszórás	10
1.2. Interferenciaszűrők spektrális instabilitása	24
2. A vákuumpárolgatatott vékonyrétegek szerkezeti tulajdonságai	30
3. Célkitűzés	39
4. A preparatív munka	41
4.1. A hordozók előkészítése	42
4.2. A vákuumpárolgató berendezés	44
4.3. A rétegvastagság és a növekedési sebesség ellenőrzése	47
5. Vékonyréteg rendszerek fényszórásának vizsgálata	48
5.1. Elméleti leírás	48
5.1.1. Szórási együtthatók származtatása	50
5.1.2. A karakterisztikus mátrix	59
5.1.3. A felület statisztikája a karakterisztikus mátrixban	66



5.1.4. Az intenzitásviszonyok és a felületi statisztika	68
5.2. A mérőrendszer	71
5.3. A fényszórás mérése	74
5.3.1. Különböző rétegrendszerek vizsgálata	75
5.3.2. Lézertükrök vizsgálata	80
5.4. Numerikus kiértékelés	88
5.5. Eredmények	90
5.6. Értelmezés	98
6. Interferenciaszűrők spektrális tulajdonságainak vizsgálata a hőmérséklet függvényében	103
6.1. Elméleti leírás	105
6.2. Kísérleti rész	114
6.3. Kiértékelés, eredmények	117
7. Az eredmények összefoglalása	120
7.1. A fényszórás méréssel kapcsolatos eredmények	120
7.2. A spektrálkarakterisztika hőmérséklet függésének méréssel kapcsolatos eredmények	121
Köszönetnyilvánítás	123
Hivatkozások	124

## 1. BEVEZETÉS

A vékony anyagrétegek optikai tulajdonságainak vizsgálata már a fény természetének felderítésére irányuló kutatások kezdetén is, de az optika, mint tudomány egész fejlődéstörténete során igen fontos szerepet játszott. A fény interferenciáját, ezt a fénytan, majd később az egész mikrofizika szempontjából alapvető jelentőségű effektust R.Boyle és R.Hooke a XVII. században a vékonyrétegek megvilágítása alkalmával megfigyelhető u.n. Fizeau-csikok tanulmányozása során ismerték fel. A fény hullámtermészetének bizonyításában, a koherencia fogalmának tisztázásában később is nagy jelentősége volt a hullámhossz nagyságrendjébe eső vastagságu rétegeken végzett optikai vizsgálatok eredményeinek. Közvetlenül ezek a tapasztalatok vezettek az interferométerek létrehozásához is.

Lord Rayleigh ismerte fel 1917-ben, hogy különböző törésmutatóju átlátszó anyagok negyed hullámhossz vastagságu rétegeiből álló rendszer az adott hullámhosszon tükröként viselkedik. Két ilyen dielektrikum tükröt adott vastagságu /a félhullámhossz egész számu többszöröse / átlátszó réteggel elválasztva igen jó Fabry-Perot rendszerű interferenciaszűrőt készíthetünk.

Az optikai vékonyréteg-eszközök előállítására az anyagoknak nagyvákuumban történő elpárologtatásának technológiáját már a második világháborút közvetlenül

megelőző években kidolgozták, a háboru utáni időkből pedig az interferenciassűrűk, reflexiómentesítő bevonatok lassanként az optikai ipar kommerciális termékivé váltak.

Az egész fizikát forradalmasította az 1960-as években a lézerek elterjedése. Az ezekhez szükséges rezonátor-tükrök készítése a vékonyréteg technológia elé is az eddigieknél jóval magasabb, minőségileg új követelményeket állított. Nemcsak a lézerek, hanem a lézereket felhasználó számtalan új mérési eljárás és eszköz is, melyek a tudományos kutatás, az ipari és mezőgazdasági termelés valamennyi területén ma már nélkülözhetetlenek, olyan vékonyréteg-rendszereket igényelnek, melyeknek valamennyi optikai és egyéb fizikai paramétere pontosan kézben tartható.

Részben ennek a következménye, hogy a 70-es években a vékonyrétegek szerkezeti tulajdonságainak kutatása ugrásszerű fejlődésen ment keresztül. Elválaszthatatlan azonban ez a változás attól, a fizikai kutatás mind szélesebb körében tapasztalható tendenciától, mely az ideális anyagi strukturák és perturbálatlan kölcsönhatások vizsgálatáról a hangsúlyt a természetes környezet túlnyomó részét jellemző összetettebb, realiztikusabb jelenségek megismerésére helyezte. A jórészt amorf vagy mikrokristályos, térfogatukhoz képest nagy felülettel rendelkező vékony anyagrétegek kutatásában például

az elméleti szilárdtestfizika új irányzatai és az alkalmazáscentrikus kísérleti-technológiai vizsgálatok egymást kölcsönösen feltételező és stimuláló hatása igen szembevető.

Napjainkban a vékonyrétegek alkalmazási területe rohamosan bővül, a tévlatokat pedig még felbecsülni is igen nehéz. Ennek érzékeltetésére elegendő az integrált optika potenciális lehetőségeire gondolnunk, de megemlíthetjük a nemlineáris optikai elemeket, az elemirész-fizika interferencia eszközeit, az interferencia-fotokatódokat, a napelemeket és hatásfok-növelő bevonataikat.

Dolgozatunkban néhány olyan eredményt ismertetünk, melyek az optikai vékonyréteg eszközök szerkezeti sajátágaiból adódó optikai tulajdonságok vizsgálatából erednek. Interferenciaszűrők spektrális karakterisztikájának hőmérsékletfüggése alapján a különböző anyagu rétegek térfogati kitöltési arányát határoztuk meg. Az egyes rétegek közti határfelületek érdekessége és a lézertükrökön mért fényszórás közti összefüggést Gourley és Lissberger szemléletes fizikai modellje alapján vizsgáltuk.

Reméljük, hogy munkánkkal sikerült némiképpen hozzájárulni a vékonyrétegek és vékonyréteg-rendszereknek az alkalmazhatóság szempontjából is alapvetően fontos fizikai sajátságainak mélyebb megértéséhez.

## 1. A VÉKONYRÉTEG-OPTIKA KORLÁTAI

### 1.1. A vékonyréteg eszközök optikai veszteségei

#### 1.1.1. Gyakorlati szempontok

Abban, hogy a világon először 1960-ban a Bell Telephone Laboratories munkatársai helyezték üzembe az első He-Ne lézert, igen lényeges szerepet játszottak az általuk használt kis veszteségű dielektrikum tükrök. Minden további kutatómunka a kis erősítésű lézerek terén azóta is elképzelhetetlen olyan vékonyréteg-rendszerek nélkül, melyeknek abszorpciója és szórása is a lehető legkisebb mértékű. A gyakorlatban elterjedt legtöbb lézer és a hozzájuk csatlakozó egyéb eszközök működésének is alapvető feltétele a kisveszteségű vékonyréteg eszközök léte. Például a lézeres giroszkópban, ahol egy zárt sokszög mentén két haladó hullám terjed ellentétes irányba, a rezonátorüregben fellépő mindennemű szórás az ellentétes irányú módusok közti csatolást eredményez, és ezáltal az eszköz érzékenységét rontja. Az érzékenység elvi határát az erősítő közeg molekuláinak fényszórása szabja meg, a gyakorlatban azonban az optikai elemek fényszórása dominál.

Az infravörös detektáló rendszerek érzékenységét a leképező tükrökről eredő szórás is korlátozza. Gyakori feladata az ilyen rendszereknek kis intenzitású sugárforrás detektálása valamely, esetleg nagyságrenddel nagyobb





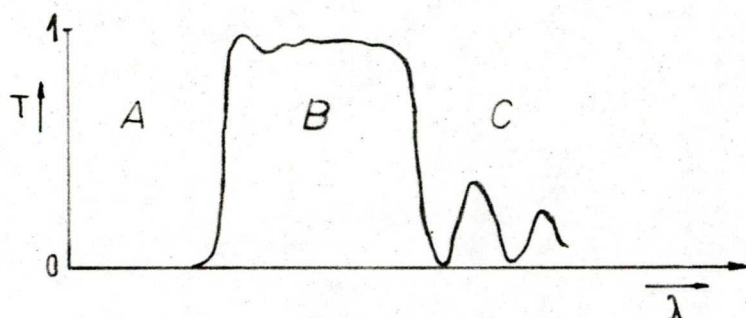
intenzitást sugárzó tárgy mellett. Ha a nagy fényességű tárgy képéről az optikai területeken szóródott sugárzás egyrésze egybeesik a halványabb tárgy képével, drasztikusan csökken a kontraszt.

Az interferenciaszűrők átviteli karakterisztikáját is befolyásolják az egyes rétegekben fellépő veszteségek. Az igen kicsi, de véges értékű abszorpció hatását többen vizsgálták elméleti úton. / [1], [2], [3], [4] / Különösen nagy szerepe van ezen a téren a modern számítógépeknek, melyek lehetővé teszik különböző extinkciós együtthatóju rétegekből felépített tetszőleges vékonyréteg strukturák modellezését. Ennek köszönhető, hogy az abszorpciós veszteségek szerepe ma már a vékonyréteg tudományban felderített, jól értett terület.

Ugyanez a szórási veszteségek értelmezéséről már kevésbé mondható el. Habár számos munka foglalkozik a vékonyréteg eszközök fényszórásának leírásával és magyarázatával / [5], [6], [7] / , az egységes értelmezés még nem alakult ki.

### 1.1.2. Abszorpció

Az optikai dielektrikum vékonyrétegek anyagainak jellemzője a nagyon kicsi abszorpció a spektrum releváns tartományában. Az első ábrán látható egy ilyen anyag sematikus transzmisszió görbéje a hullámhossz függvényében:



1. ábra: Optikai anyag sematikus transzmisszió-  
hullámhossz karakterisztikája

A kis abszorpciós tartományt a nagy frekvenciájú abszorpciós él /A/, amely az anyag elektron szerkezetétől függ/ és a hosszuhullámú limit /C/, amelyet a rácsrezgések, illetve félvezetők esetében a szabad töltéshordozók abszorpciója szab meg/ határolja. A B tartomány kiterjedését és minőségét a vékonyréteg konkrét, preparációfüggő tulajdonságai, elsősorban sztöchiometriája és tisztasága határozza meg.

A vékonyréteg-technikában használatos különböző anyagok abszorpciós tulajdonságainak mérésével igen sokan foglalkoztak / 1. például: [8], [9], [10] / Az 1. táblázatban Pulker 8 eredményeiből közlünk néhányat. A mérések során a vékonyrétegek és a hordozó fényabszorpcióból eredő felmelegedését vékony párologtatott aranyréteg-ellenálláshőmérő segítségével detektálta .

Amennyiben egy adott anyagra ismeretes az extinkciós együttható, ez felhasználható a vékonyréteg-eszköz tervezésénél. Braunstein [1], Lissberger[2] és Koppelman [3] interferenciaszűrőkben és tükrökben vizsgálta az abszorpció hatását a struktúra és a rétegszám függvényében. .

Anyag	O <sub>2</sub> nyomás /Torr/	extinkciós együttható	
		λ = 1060nm	λ = 515 nm
TiO <sub>2</sub>	6x10 <sup>-4</sup>	2,5x10 <sup>-4</sup>	7,5x10 <sup>-4</sup>
SiO <sub>2</sub>	6x10 <sup>-5</sup>	2x10 <sup>-6</sup>	1,5x10 <sup>-5</sup>
ZrO <sub>2</sub>	2x10 <sup>-4</sup>	2x10 <sup>-5</sup>	1,6x10 <sup>-4</sup>
ZnS		3x10 <sup>-6</sup>	2,7x10 <sup>-4</sup>
MgF <sub>2</sub>		6x10 <sup>-6</sup>	9x10 <sup>-5</sup>

1.táblázat: Vákuumpárolgatott vékonyrétegek  
extinkciós koefficiensei

A váltakozóan kis és nagy törésmutatójú, negyedhullámhossznyi optikai vastagságu rétegekből felépített dielektrikum tükör reflexiója a rétegszámmal növekszik, de az elérhető maximumot a rétegek fényelnyelése korlátozza.

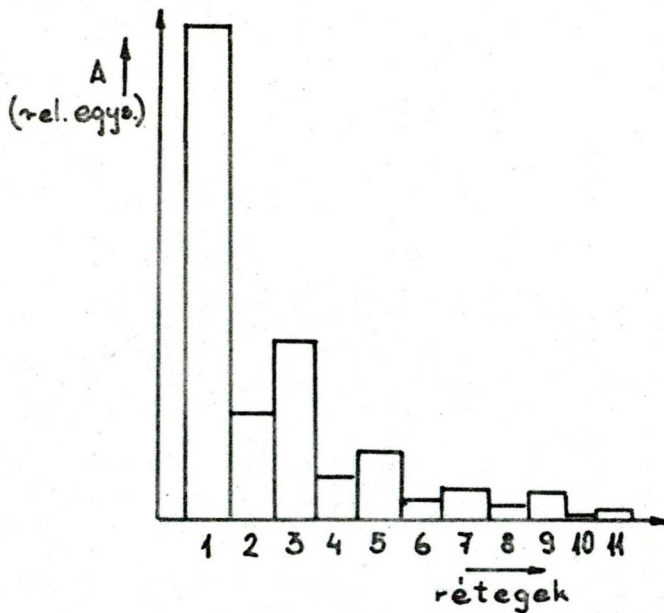
Loomis [4] szerint maximális reflexiójú /végtelen sok rétegű / dielektrikum tükör abszorpciója:

$$A = \frac{2\pi n_0}{n_H^2} (k_H + k_L) \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^m \quad /1.1./$$

Itt  $n_H$  és  $k_H$  a nagy törésmutatójú,  $n_L$  és  $k_L$  a kis törésmutatójú rétegre a törésmutató valós illetve képzetes része;  $n_0$  a megvilágított oldalon a környező közeg törésmutatója. Az összeg minden tagja a rétegrendszer egy-egy rétegében fellépő abszorpciót adja meg; például  $(2\pi n_0/n_H^2)k_H$

a legelső, nagy törésmutatójú rétegre vonatkozik. Az egyenlet alapján látható, hogy a hátrább levő rétegek csökkenő arányban járulnak hozzá a teljes abszorpciós veszteséghez. Ez annak a következménye, hogy a rétegrendszerben a megvilágító fény elektromos térerőssége a hordozó felé mutató irányban egyre csökken. Így azok a rétegek, melyek mélyen a rétegrendszerben vannak, már alig járulnak hozzá a tükör abszorpciójához.

Eastmen számításai alapján  $n_H = 2,3 - i0,01$ ,  $n_L = 1,38 - i0,002$  komplex törésmutatójú anyagokból felépített 11 rétegű tükörben az abszorpció térbeli eloszlása:



2. ábra: 11 rétegű  $(HL)^5H$  tükör abszorpciójának térbeli eloszlása [11]

Láthatóan a fényelnyelés zöme a legfelső rétegekben történik. Ezen eredmények alapján Lissberger [2] kimutatta, hogy az abszorpciós veszteségek jelentősen kisebbek olyan tükrökben, amelyekben a nagy törésmutatójú rétegek a negyedhullámhossznál vékonyabbak, a kis törésmutatójú rétegek pedig megfelelően vastagabbak.

A fényelnyelés a keskenysávú dielektrikum interferenciaszűrők minőségét is befolyásolja. Az ilyen szűrőket csúcstranzmissziójukkal és az áteresztési sáv félérték szélességével szokás jellemezni. Gyengén abszorbens anyagokból felépített szűrőkre Furman [12] analizálta ezen mennyiségeket.  $2n+1$  réteges szűrőre, melynek középső, u.n. spacer rétege nagy törésmutatójú, félhullámhossz optikai vastagságú, az elérhető maximális transzmisszió:

$$T_{\max} = T_0 (1 + ck_H + dk_L)^{-2} \quad /1.2/$$

ahol  $T_0$  az abszorpciómentes esetre számított transzmisszió, a  $c$  és  $d$  konstansok, itt

$$c = d = \left(1 - \frac{n_L^2}{n_H^2}\right)^{-1} \frac{\pi n_0}{(n_0 n_S + n_H n_L) (n_L/n_H)^m} \quad /1.3./$$

ahol  $n_0$  és  $n_S$  a szűrőt határoló két közeg /általában levegő és hordozó/ törésmutatója. A 2. táblázat az  $n_H = 2,3-i0,0002$ ,  $n_L = 1,35-i0,002$ ,  $n_0 = 1,0$  és  $n_S = 1,52$  paraméterekkel néhány

szűrőre a számított transzmissziós csucs csökkenését tartalmazza:

rétegszám	$T_{\max} / T_0$
9	0,987
13	0,964
21	0,474
25	0,472

2.táblázat: Különböző rétegszámú interferenciaszűrők transzmissziós csucsának csökkenése az abszorpció következtében. [11]

Nagy rétegszámú szűrők sávszélessége az abszorpció hatására hasonlóképpen drasztikusan megnő.

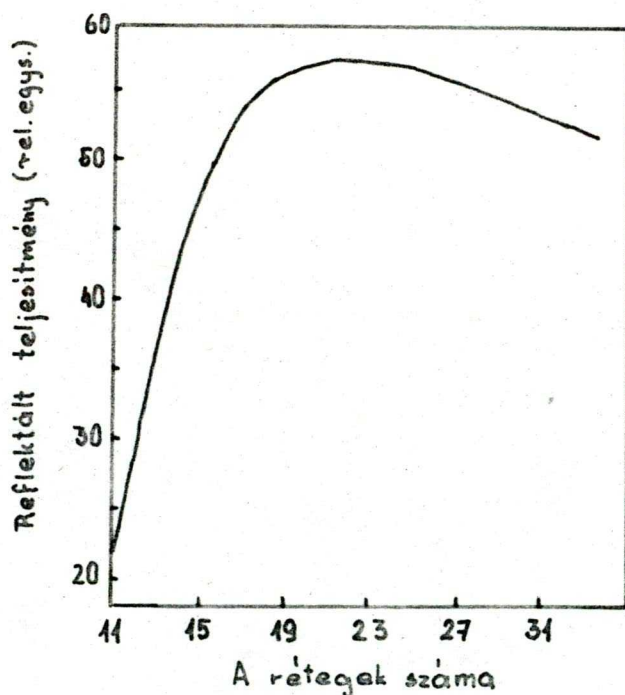
### 1.1.3. Fényszórás

A gyakorlati technológiai számára nagyon fontos tapasztalat, hogy a leg gondosabban előkészített és végrehajtott gyártási folyamat mellett is a fényszórásból eredő veszteségek vékonyréteg-eszközök esetében az abszorpciónál általában egy nagyságrenddel nagyobbak. [13]

Az optikai rendszerekben tapasztalható fényszórás alapvetően három különböző okra vezethető vissza:

- szennyezési centrumokon
- térfogatban
- határfelületeken történő fényszórás.

Behrndt és Daughlty [14] ZnS/ThOF<sub>2</sub> lézertükrök fényszórását vizsgálva azt találták, hogy a rétegszám növekedésével a fénymikroszkópon át kitűnően észlelhető szórócentrumok sűrűsége és az általuk okozott optikai veszteség rohamosan növekszik. Azt tapasztalták, hogy különleges hordozó tisztítási technikájú és a párologtató berendezés rendkívül gondos portalanítása mellett is 21-nél több réteg felpárologtatása után a tükör reflexiója a fényszórás miatt már csökken. A 3. ábrán az általuk közölt mérési eredmények láthatók.



3. ábra: ZnS/ThOF<sub>2</sub> tükrök reflexiója a rétegszám függvényében [14]

A térfogati szórásnak elsősorban a vastag /infravörös technológiában használatos/ rétegek, továbbá szórójéz alkalmazásával történő párologtatás esetében van jelentősége. A jelenség elméleti modelljét Debye és Bueche [15], valamint Debye, Anderson és Brumberger [16] dolgozta ki. A dielektrikumok térfogatában statisztikusan eloszló apróelektronokban végbemenő fényszórás a kis szögek tartományában jelentős:

$$I_s = A^3 B / (1 + k^2 A^2 s^2) \quad 1.4.$$

ahol  $s = 2 \sin(\theta_s/2)$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $B$  egy u.n. szórási faktor,  $A$  a közegot jellemző korrelációs hossz; az a távolság, ahol a törésmutató-irhomogenitások korrelációs függvénye  $1/e$  értékre csökken.

Ezt a képletet Debye és Bueche [15] plexiben és üvegben mért fényszórás kiértékelésénél használták.

Vékonyrétegek esetében a térfogati szórás a kevésbé ismert és kutatott területek közé tartozik. Günther, Gruber és Pulker [13] szögfüggő szórásmeréseiket értelmezték a Debye elmélet és Beckman egyetlen, vezető felületre levezetett felületi szórásmodelljének kombinálásával. A nyert eredményeket azonban megfelelő kritikával kell kezelnünk, mert a vékonyréteg-rendszer alapvető sajátosságait, például a soksugaras interferenciát, nem vették tekintetbe,

A szokásos vákuumpárologtatásos technológiával készült optikai vékonyréteg eszközök fényszórásában alapvető



jelentősége a határfelületeken végbemenő effektusoknak van. A hordozó felületek és az egyes rétegek határfelületei soha nem tökéletes geometriai síkok. Az ettől való eltérés perturbálja a fény hullámfrontját, amikor áthalad illetve részben visszaverődik a felületről. A deformált hullámfront ezután már magában hordozza a felület alapjára vonatkozó információkat.

Bennett [6] , Köpf [17] , Pulker [8] , valamint Beckman [5] kísérleti módszerekkel vizsgálták optikai hordozók, fém- és dielektrikum rétegek felületeit. Többek között elektronmikroszkópos felvételek elemzésével is kimutatták, hogy az ilyen felületek statisztikájához Gauss típusu autokorrelációs függvény kapcsolható. A felület két jellemző paramétere:

$\epsilon$  : az átlagsíktól való eltérések nagyságának átlaga  
és  $T$  : az eltérésekre jellemző korrelációs hossz.

Az elektromágneses hullámok nem sík felületeken történő szóródásának problémája először a radar technikában vetődött fel. Bennett és Porteus [18] olyan felületekre, melyeknek az ideális síktól való eltérésének mértéke a használt hullámhossznál sokkal kisebb, a tükrirányu reflexió nagyságára erőleges beesés mellett a következő összefüggést adták meg:

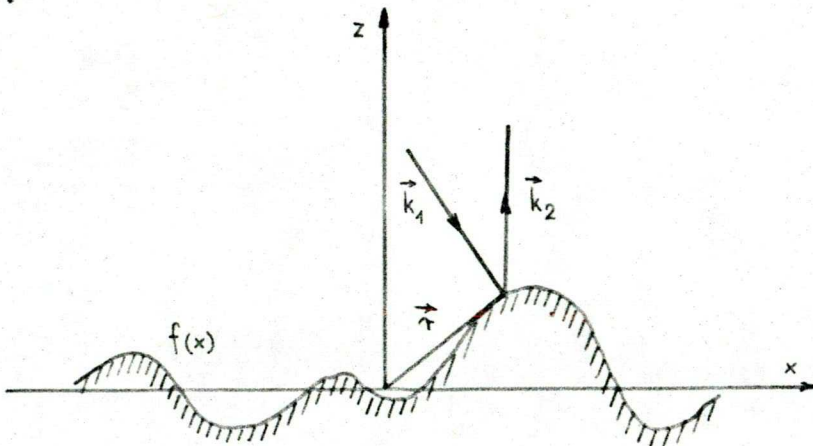
$$R_s = R_0 \exp(-4\pi\epsilon/\lambda)^2 \quad /1.5./$$

ahol  $R_0$  a tökéletes sík felületre számítható reflexió,  $\epsilon$  pedig az ideális siktól való eltérés átlagos mértéke.

Beckman [5] tökéletes vezetők érdes felületein történő fényszórás elméletét dolgozta ki. Modellje, mely a Helmholtz-Kirchhoff diffrakciós integrált használja, olyan felületekre érvényes, amelyekre  $\epsilon/\lambda \ll 1$ . A Fraunhofer zónában megfigyelhető szórt fényre definiálta a  $\Gamma$  amplitudószórási együtthatót, az adott detektálási pontban a szórt tér és a tökéletesen sima felületről számított reflektált tér hányadosaként. Egy dimenziós  $2L$  hosszúságú felületre

$$\Gamma = \frac{F_2}{2L} \int_{-L}^L e^{i \underline{v} \cdot \underline{r}} dx \quad /1.6./$$

ahol  $\underline{v} = \underline{k}_1 - \underline{k}_2$  a beeső és a reflektált fényhez tartozó hullámvektorok különbsége.  $F_2$  a  $\underline{k}_1$  és  $\underline{k}_2$  függvénye, míg  $\underline{r}$  a koordináta rendszer origójából az integrációs pontba mutató helyvektor. A koordináta rendszer a 4.ábrán látható:



4.ábra: Beckman számításaiban használt geometria

Ha a felületet leíró  $f/x/$  függvényt valószínűségi változó-  
nak tekintjük,  $w/z/$  valószínűségi sűrűséggel, akkor a  
várható értékéhez tartozó spekuláris reflexiós együttható:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \left\langle \frac{1}{2L} \int_{-L}^L e^{i v_x x} e^{i v_z f(x)} dx \right\rangle \\ &= \left\langle e^{i v_z f(x)} \right\rangle \frac{1}{2L} \int_{-L}^L e^{i v_x x} dx \quad /1.7./ \end{aligned}$$

$F_2=1$  a spekuláris /geometriai optikai/ irányban,  $v_x$  és  $v_z$   
pedig  $\underline{v}$  komponensei. Az  $\exp i v_z f/x/$  várható értéke:

$$\left\langle e^{i v_z f(x)} \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w(z) e^{i v_z z} dz = \chi(v_z) \quad /1.8./$$

Igy

$$\langle \Gamma \rangle = \chi(v_z) \operatorname{sinc} v_x L \quad /1.9./$$

Ha  $f/x/$  nulla átlagu  $\sigma^2$  paraméterű Gaus-eloszlást követ:

$$\chi(v_z) = \exp\left(-\frac{1}{2} \sigma^2 v_z^2\right) \quad /1.10./$$

Mérőleges beesésre

$$v_z = 4\pi n_0 / \lambda \quad /1.11./$$

Igy

$$\chi = \exp\left(-\frac{1}{2} \left(4\pi n_0 \frac{\sigma}{\lambda}\right)^2\right) \quad /1.12./$$



Ezzel az  $R_s$  spekuláris intenzitás reflexió:

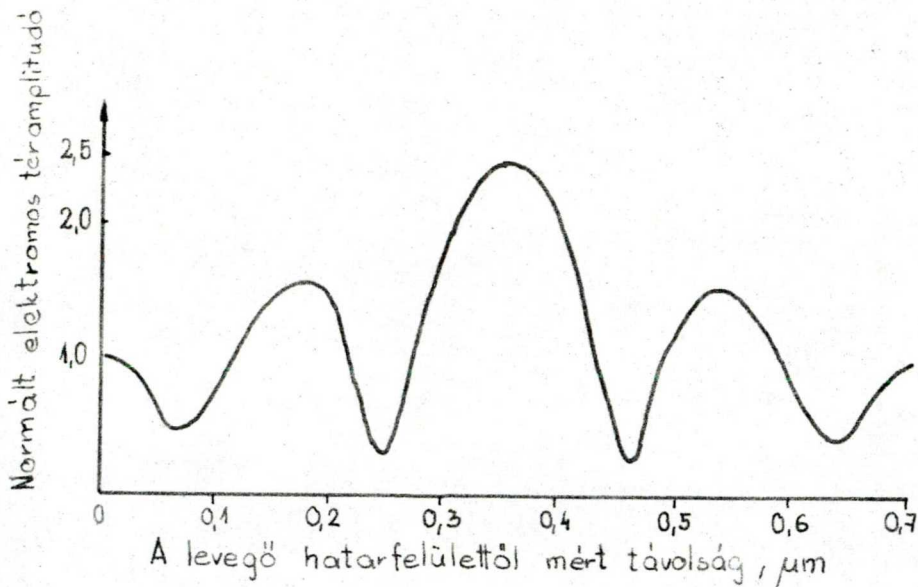
$$R_s = |\chi|^2 = \exp -(4\pi n_0 \sigma / \lambda)^2 \quad \Lambda.13./$$

A diffuz szórás szögfüggő levezetését bonyolultsága miatt itt nem kívánjuk ismertetni. A részletek [5]-ben megtalálhatók. Speciálisan merőleges beesésre:

$$R_s = \pi \left( \frac{T}{\lambda} \right)^2 g \Delta\omega \exp \left\{ -g - 2 \left( \frac{T}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \theta_s \right\} \quad /1.14./$$

ahol 
$$\sqrt{g} = 2\pi \frac{\sigma}{\lambda} (1 + \cos \theta_s) \quad /1.15./$$

Mint már említettük, ezt az eredményt többek között Günther, Gruber és Pulker [13] alkalmazta dielektrikum tükrök rezonanciafrekvencián mért szórásképének értelmezésére. Nem vették azonban figyelembe a tükörben levő sok határfelület és a közöttük fellépő interferencia hatását, ezért az általuk megadott statisztikus paraméterek fizikai tartalma nehezen meghatározható. Azt, hogy a vékonyrétegrendszer strukturája már csak a behatoló fénynyaláb intenzitás eloszlásának térbeli modulációja révén is mennyire meghatározza az egyes határfelületekről a detektorba jutó szórt fényteltjesítményt, az 5. ábrán értékeljük. Itt Braunstein [1] munkája alapján HLE2LHLH /ZnS/ThF<sub>4</sub>/ szerkezetű interferenciaszűrőre számolt elektromos téramplitúdó eloszlását láthatjuk.



5. ábra: Fényter elektromos amplitúdó eloszlása hét-  
rétegű interferenciaszűrőben  $\lambda = 0,633\mu\text{m}$  [1]

Elson és Ritchie az érdes felületeken végbemenő fény-  
szórás leírására jól alkalmazható elméleti leírást közöltek.  
[19] A határfelülethez nemortogonális koordináta rendszert  
illesztve ebben vizsgálták Green-függvényes technikával a  
perturbációszámítás első rendjében a hullámegyenlet megoldását.  
A kapott polarizációfüggő szórás-hatáskeresztmetszet  
formula a felületek statisztikus péréamétereit tartalmazó  
formfaktort szorzótényezőként tartalmazza.

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\pi^2}{\cos \theta_0} \frac{1}{\lambda_s^4} A_{p,s} F \quad /1.16./$$

ahol  $\theta_0$  a beesési szög,  $\lambda_s$  a szórt fény hullámhossza,  $A_{p,s}$  a vékonyréteg szerkezetétől és a polarizációtól /p vagy s/ függő paraméter. F a felületi érdességre jellemző mennyiség:

$$F = \frac{\sigma^2 T^2}{4\pi} \exp \left\{ -\left(\frac{\pi}{\lambda_s}\right)^2 (\sin \theta - \sin \theta_0)^2 T^2 \right\} / 1.17. /$$

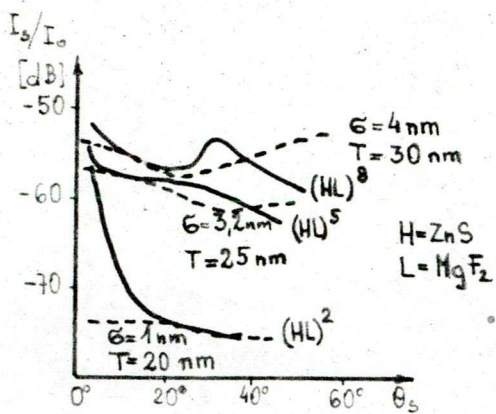
ahol  $\theta$  a beesési és szórási szög összege,  $\sigma$  és T pedig a korábbi statisztikus paraméterek jelölik.

A leírást Elson [20] tökéletesen korrelált illetve korrelálatlan határfelületeket tartalmazó rétegrendszerre is kiterjesztette.

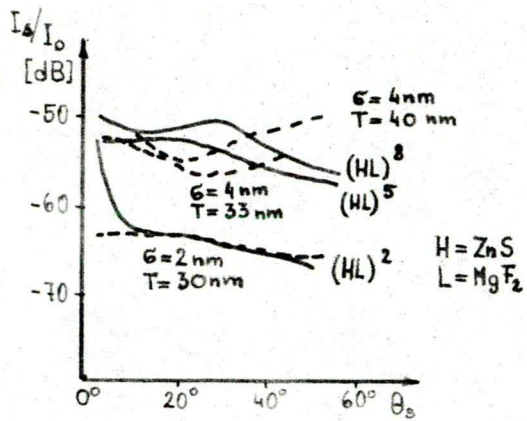
Elson módszere alapján Ferencz K. [21] számítógépes programot készített dielektrikum interferenciátükrök visszaszórásának kiszámítására. Lutter A. és Ferencz K. [22] szögfüggő fényszórás mérése és a számított eredmények illesztésével különböző rétegszámú ZnS/ $\text{MgF}_2$  illetve 11 rétegű  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  minták esetében a 6.-8. ábrákon látható statisztikus paraméter értékeket kaptak.

Homogén vékonyrétegeken valamint vékonyréteg rendszereken végzett szisztematikus szórásnézéseik eredményeit a 3., 4. táblázatokban közöljük.

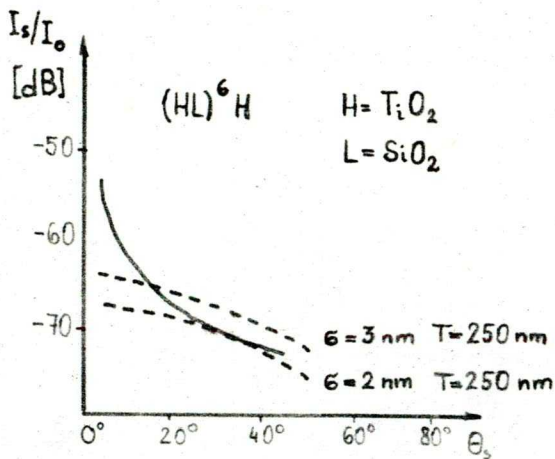
Megállapították, hogy a  $\text{CeO}_2$  rétegek kivételével jellemző a szórési veszteségek növekedése ha a hordozó hőmérsékletét emeljük, vagy a réteg növekedési sebességét csökkentjük.



6. ábra



7. ábra



8. ábra

Magyarázat: a 6.7. és 8. ábrákon különböző  $t_s$  hordozóhőmérséklet mellett párolgatott vékonyréteg-rendszerek visszaverésének mért        és számított - - - - - görbéit ábrázoltuk [22] nyomán.

4. táblázat: Dielektrikum tükrök szórási  
veszteségei [22]

Anyag	Szerkezet	Hordozó hőmérséklet	Teljes veszteség %/
H= ZnS L= MgF <sub>2</sub>	/HL/ <sup>2</sup>	20	0,13
	/HL/ <sup>2</sup>	300	0,62
	/HL/ <sup>5</sup>	20	1,65
	/HL/ <sup>5</sup>	300	6,72
	/HL/ <sup>8</sup>	220	4,71
	/HL/ <sup>8</sup>	300	10,66
H= TiO <sub>2</sub> L= SiO <sub>2</sub>	/HL/ <sup>5</sup> H	300	0,15



3. táblázat: Dielektrikum vékonyrétegek szórási veszteségei [22]

Anyag	Hordozó hőmérséklete /°C/	Vastagság /nm/	Növekedési sebesség /nm,sec <sup>-1</sup> /	Nyomás /Torr/	Teljes veszteség /%/
ZnS	20	543	0,57	5 x 10 <sup>-6</sup>	0,114
	20		0,48	10 <sup>-3</sup>	0,36
	300		0,48	10 <sup>-5</sup>	1,36
MgF <sub>2</sub>	300	906	1,89	5 x 10 <sup>-6</sup>	0,11
SiO <sub>2</sub>	250	856	0,31	10 <sup>-3</sup>	0,05
			0,34	10 <sup>-4</sup>	0,06
			0,68	10 <sup>-5</sup>	0,08
TiO <sub>2</sub>	100	279	0,23	8 x 10 <sup>-4</sup>	0,10
	250	558	0,21		
	400	558	0,17		
CeO <sub>2</sub>	50	284	1,2	8 x 10 <sup>-5</sup>	0,40
	50		0,32	5 x 10 <sup>-5</sup>	1,8
	200		0,95	10 <sup>-5</sup>	0,43
	200		0,24	10 <sup>-5</sup>	0,10
	400		0,63	3 x 10 <sup>-5</sup>	0,12
	400		0,18	3 x 10 <sup>-5</sup>	0,15

A  $\text{CeO}_2$  rétegeknél ennek ellenkezőjét tapasztalták. A  $\text{SiO}_2$  rétegek szórása jelentősen kisebb, mint a többi anyagé. Érdekes tapasztalat volt a  $\text{TiO}_2$  homogén rétegeken és a  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  rétegrendszeréken hőkezelés hatására megfigyelt szórásnövekedés.

Gourley és Lissberger [7] a vékonyréteg-optikai számítások hagyományos és jól bevált mátrix formalizmusának továbbfejlesztésével az optikai vékonyréteg-eszközökre igen jól alkalmazható fényszórás modellt alkottak. A leírás hatékonyságát vizsgálva keskenysávu interferenciaszűrőkre a spacer réteget határoló két effektív határfelületet figyelembe vevő közelítéssel kapott kvalitatív kép a Giacomo [23] által közölt szórt fény spektrummal igen jó egyezést mutatott. Gourley és Lissberger azt a Kroeger és Kretschmann által [24] felületi plazmonkeltés mechanizmusának vizsgálata során felvetett egyszerű fizikai képet használták, amely a nem sík határfelületekről szórt fényt mint egy fiktív vékony vákuumrétegben statisztikusan elosztott elektromos dipólusok sugárzási terét tekinti. Ennek alapján a Fresnel-együtthatókkal analóg szórési együtthatókat vezettek be. A Kirchhoff féle diffrakciós vektorintegrált kiindulópontul használt elmélettel való összehasonlítás érdemleges eltérést csak a nagy szórési szögek tartományában mutatott ki. A szórési és Fresnel-együtthatókból egy-egy vékonyréteg átviteli függvénye u.n. karakterisztikus mátrix alakjában állítható elő.

A teljes rétegrendszer átviteli mátrixa az egyes karakterisztikus mátrixok szorzata. A szórt intenzitás szögfüggő kifejezésében az /1.16./-tal azonos formában a határfelület statisztikus paramétereitől függő  $F/\sigma, T$  mennyiség független szorzótényezőként jelenik meg.

Dolgozatunkban a vékonyrétegrendszerek fényszórásának mért értékeihez tartozó  $\sigma$  és  $T$  paramétereket ezen elmélet alapján határoztuk meg.

## 1.2. Interferenciaszűrők spektrális instabilitása

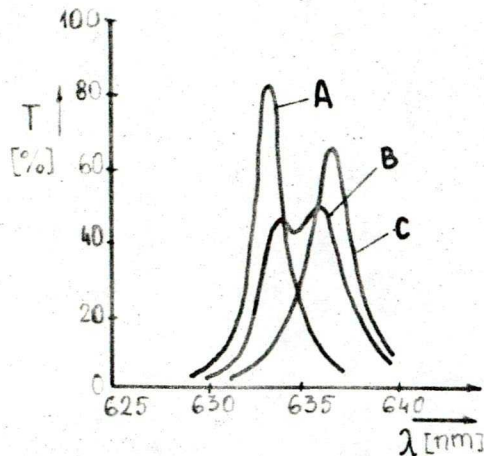
A keskenysávu interferenciaszűrő gyártása és alkalmazása során mindennemű instabilitás nyilvánvalóan nagyon komoly problémákat okoz. A spektrális karakterisztika megváltozásával kapcsolatos jelenségeket a kiváltó fizikai körülmények szempontjából az alábbiak szerint csoportosíthatjuk:

- a gőzölés végén a fellevegőzés során gyors elhangolódás
- a felhasználás illetve tárolás alatti lassu elhangolódás
- a hőmérséklet és a légköri nedvességtartalom változásait követő elhangolódás.

Különösen a folyamatos optikai vastagságkontroll mellett készített szűrők esetében jól detektálható, hogy amikor a vékonyréteg-eszköz szabad levegőre kerül, transzmissziós csúcsa a hosszuhullámu tartomány felé tolódik el. A 9. ábrán ZnS/MgF<sub>2</sub> szűrőn tapasztalt, de általában is tipikusnak mondható spektrum változást láthatunk Macleod és Richmond [25] mérései alapján.

Meaburn [26] /LH/<sup>7</sup>2L/LH/<sup>7</sup> felépítésű ZnS/NaAlF<sub>6</sub> szűrőknél 300 napon át folyamatos elcsuszást észlelt a transzmissziós csúcs pozíciójában. Azt tapasztalta, hogy a különböző hordozóhőmérséklet befolyásolja az elhangolódást, és a gőzölés utáni hőkezelés majd igen lassu hűtés stabilabb szűrőket eredményez. Az igen nagy /15 cm átmérőjű!/ minták különböző helyein mérve az elhangolódást különböző mértékűnek találta.





9. ábra:  $/HL/4H/LH/4$  szerkezetű keskenysávu interferenciaszűrő transzmissziós spektrumának megváltozása : A - eredeti állapot

B - 3 nap után

C - 4 nap után

25

Mark és mts-i [27] szélsőséges hőmérsékleti viszonyok között  $/-20^{\circ}\text{C}$ -tól  $+70^{\circ}\text{C}$ -ig/ használt többüreges Fabry-Perot típusu szűrők stabilizálását az eszköz állandó hőmérsékleten tartásával oldották meg. Nagyon lényegesnek bizonyult, a szűrők hőmérsékletének homogenitása a transzmissziós sáv deformációjának elkerülésére.

Schild és mts-i [28] a légköri parciális vízgőznyomás és a transzmissziós csucs pozíciója közti összefüggést vizsgálták  $\text{ZnS}/\text{MgF}_2$  anyagu szűrőkre. Azt tapasztalták, hogy a maximális transzmisszióhoz tartozó hullámhossz eltolódása a vízgőznyomás logaritmusának közel lineáris függvénye. 10 Hgmm parciális vízgőznyomáson az eredetileg a  $4995 \text{ \AA}$  hullámhosszra készített szűrő mintegy  $80 \text{ \AA}$ -öt csuszott a

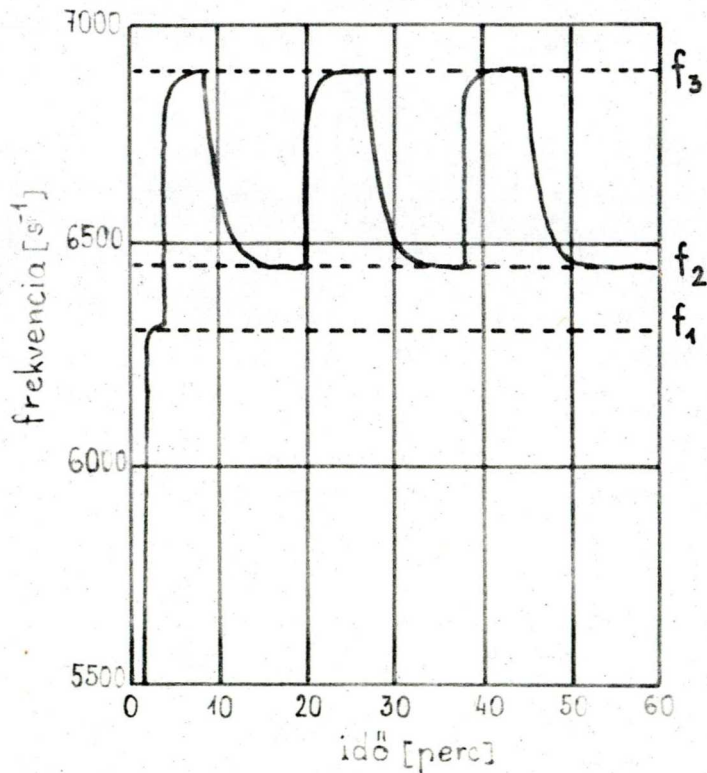
hosszuhullámu tartomány felé. 25% relatív nedvességtartalom mellett atmoszférikus nyomáson a szűrők 5181 Å központi hullámhosszra hangolódtak.

Furman és Levina [29] hermetikus tokozással stabilizáltak interferenciaszűrőket. A lezárt szűrőknél egy év alatt sem tapasztaltak egy-két Å-nél nagyobb elhangolódást.

A vékonyréte-eszközök spektrális instabilitásával kapcsolatos tapasztalatok kielégítő magyarázata meglehetősen sokáig váratott magára. Meaburn [26] a spacer réteg lassu átkristályosodását tette felelőssé a tapasztalt változásokért. Elképzelését azonban semmilyen direkt módon nem sikerült igazolni. Végülis a réteget szerkezetének elektronmikroszkópos vizsgálata és a vákuumpárolgató berendezés fellevegőzésével kapcsolatos jelenségek részletes elemzése vezetett arra a felismerésre, hogy az interferenciaszűrő elhangolódását a rétegek többé-kevésbé laza szerkezetében kondenzálódó atmoszférikus vizgőz törésmutatót módosító hatása fokozza. Bradford és mts-i [30] a 3µm-s vizabszorpciós sávon spektroszkópiai módszerekkel közvetlen módon mutatták ki a víz jelenlétét SiO<sub>2</sub> és MgF<sub>2</sub> rétegekben.

Ritter és Hoffmann [31] MgF<sub>2</sub> réteg tömegét mérték a párolgatótechnikában a rétegvastagság ellenőrzéséhez használt kvarckristályos oszcillátorral a légköri atmoszférának a párolgató térbe való első beeresztése és ismételt leszívások alkalmával. Eredményeiket a 10. ábrán láthatjuk.

A porózus szerkezetű vékonyréteggel borított kvarckristály frekvencianövekedése jól magyarázható a mikroüregekbe kondenzálódó vizgőz következtében végbement tömegnövekedéssel.



10. ábra: Kvarckristály vékonyréteg vastagságmérő frekvencaváltozása a vákuumrendszer fel-levegőzése illetve többszöri leszívása alatt. A kristály felületét  $MgF_2$  réteg borítja.

$f_1$ :  $MgF_2$  réteg tömege

$f_2 - f_1$ : tömegnövekedés levegő beeresztésre

$f_2 - f_3$ : tömegcsökkenés leszíváskor

Vékonyrétegek vákuumban mért törésmutatójának és a tömbanyag törésmutatójának viszonyából a Clausius-Mosotti formula alapján többen is meghatároztak rétegekre kitöltési arányokat. A kitöltési arány a vékonyréteg sűrűségének és a 100%-os kitöltöttségű tömbanyag sűrűségének a hányadosa:

$$\alpha = \rho_f / \rho_b$$

Az  $n_f$  réteg-törésmutatót vákuumban mérve:

$$\alpha = \frac{n_f^2 - 1}{n_f^2 + 2} \cdot \frac{n_b^2 + 2}{n_b^2 - 1} \quad /1.18./$$

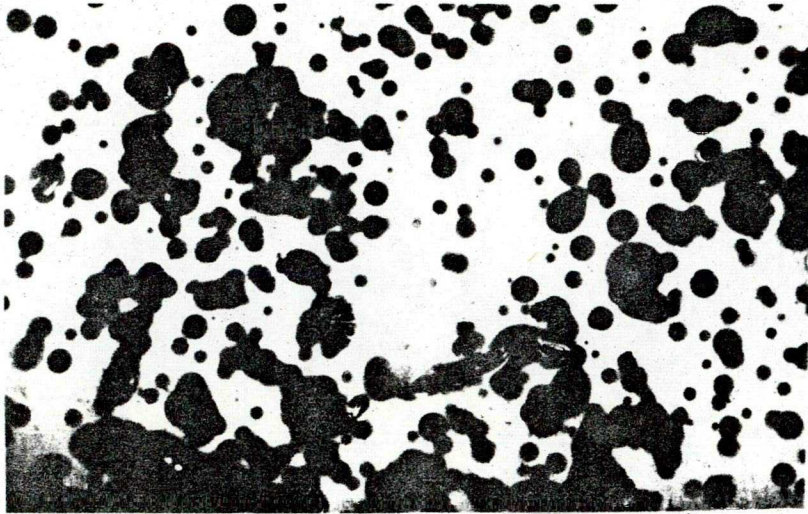
ahol  $n_b$  a tömbanyag törésmutatója. Néhány jellemző eredményt az alábbiakban közlünk:

anyag		$n_f$ /vákuumban/	$n_b$	hivatkozás
MgF <sub>2</sub>	0,82	1,32	1,38	[32]
AlF <sub>3</sub>	0,64	1,23	1,38	[33]
ZrO <sub>2</sub>	0,67	1,82	2,23	[34]

A víz behatolási mechanizmusát direkt módon vizsgálta Macleod és Richmond [25]. MgF<sub>2</sub>/ZnS szűrőket a transzmissziós sáv szélére hangolt monokromatikus fénnel világit-



tottak meg, és mikroszkópon át fényképezték. Egy tipikus felvételt mutatunk be a 11. ábrán. Jól látható, hogy a víz eloszlása nem homogén a szűrőben.



11. ábra:  $\text{MgF}_2/\text{ZnS}$  szűrőbe behatoló nedvesség képe 633,5 nm-s fényvel fényképezve. A szűrő hangolási hullámhossza 632,8nm, az ábrázolt terület hossza 5mm. [25]

Megfigyeléseik alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a víz az alsóbb rétegekbe nagyméretű a pórusokon át jut el, melyek a szűrők egész keresztmetszetén át húzódnak. Ezen pórusok jelenléte valószínűleg a hordozóra vagy a rétegekbe került porszemek vagy egyéb nagyméretű szerkezeti hibák következménye. Ezen vertikális csatornákból azután a lazán kitöltött  $\text{MgF}_2$  rétegekben fokozatosan szétterjed a víz. Emiatt láthatók a fényképen a vízzel telt térfogatrészek általában korong alakúnak. Valószínűnek látszik, hogy egyéb rétegszerkezetekben a vízbehatolás teljesen hasonló módon játszódik le.

## 2. A VÁKUUMPÁROLOGTATOTT VÉKONYRÉTEGEK SZERKEZETI TULAJ- DONSÁGAI

Az optikai vékonyrétegek vastagsága a felhasználási területnek megfelelő elektromágneses szinképtartományra jellemző hullámhosszaknál általában kisebb. Emiatt a szerkezetük közvetlen vizsgálata fénymikroszkóppal már nem lehetséges. A néhányszor 10-100 nm-es rétegvastagságokra azonban jól alkalmazhatók a különböző elektronmikroszkópos kutatási technikák. Igen szemléletesek és nagyon sok információt tartalmaznak a pásztázó és esetenként a transzmissziós elektronmikroszkópos felvételek.

A legérdekesebbek a néha egész rétegrendszerek keresztirányú törésfelületeiről készített nehézfémmei árnyékolt szénreplikák feldolgozásai. Az elektronmikroszkópos vizsgálatok területén Guenther és Pulker [35], [36] végzett alapvető munkát.

A kristályszerkezet, a koherensen szóró tartományok méretének és arányának kutatása a röntgen- és elektrondiffrakciós vizsgálatok feladata. Sok információ nyerhető a modern mikroanalitikai módszerekkel /Auger-spekroszkópia, SIMS, ESCA / is.

Egy adott vékonyréteg tulajdonságait igen sok paraméter egyidejűleg határozza meg: elsősorban a réteg anyaga, a gőzsugár sűrűsége és sebességének nagysága, valamint a

hordozó felületéhez viszonyított iránya, a környező maradék-gáz-atmoszféra összetétele és nyomása, a hordozó anyaga, felületének minősége és hőmérséklete, a rétegnövekedés sebessége és a réteg vastagsága. Ezen alapvető körülményeken kívül sok egyéb, esetenként változó paraméter is befolyásolhatja a kialakuló vékonyréteg sajátosságait. Érdekes megfigyelés például ezüstrétegek szerkezetének a gőzölögtetés alatti megvilágítástól való függése.

Vákuumpárolgatatás során a rétegek kialakulásának folyamata általánosan a következő szakaszokra bontható:

1. A gőzsugár és a hordozó felület anyagi minősége által meghatározott, de a fentiekben felsorolt egyéb paraméterek által esetenként igen nagy mértékben befolyásolt valószínűséggel először kondenzációs magok képződnek. Ezeknek kialakulásában a felületen megkötött atomoknak illetve molekuláknak a hordozó felületén való felületi diffúziója játsza a legnagyobb szerepet. Igen fontos azonban a felületi szennyeződések, hibahelyek továbbá a felületen adszorbeált gázok jelenléte is. Ez különösen a reaktivenpárolgatatott anyagok /pl  $TiO_x$ ,  $SiO_x$  / továbbá a párolgatatás során disszociálódó majd ismét egyesülő vegyületmolekulák / $ZnS$ ,  $ZnSe$  / esetében lényeges.
2. A kialakult kondenzációs magok a további atomok megkötésére kedvező energetikai feltételeket biztosítanak, ezért növekedésnek indulnak. A növekedés különböző irányokba eltérő sebességű lehet, amit az anyagi minőség,

de esetlegesen oxidréteg jelenléte illetve hiánya is megszab. Itt különös jelentősége van a gőzsugárnak a hordozófelülethez viszonyított irányának.

3. A megnövekedett térfogatu anyagszemcsék a további párologtatás során összenőnek, de az így kialakult szerkezet többkevesebb folytonossági hiányt tartalmaz. A szigetszerű, cstonákra emlékeztető kitöltetlen helyekkel szabdalt képződmény végülis összefüggő, zárt réteggé fejlődik, azonban a kezdeti homogenitás nyomait a legtöbb esetben mindvégig megőrzi.

Végeredményben a kialakult vékonyrétegek polikristályos vagy amorf szerkezetűek. A két állapot között igen nehéz az elvi határvonalat meghuzni. Ehhez a legalkalmasabb a vizsgálati módszerek eredményeitől elindulni. A szokásos röntgen-illetve elektrondiffrakciós mérések alapján a gyakorlatban legelterjedtebb meghatározás az, amely szerint amorf-nak a 2nm-nél nagyobb koherensen szóró tartományokat nem tartalmazó anyagokat tekintjük. [37]

Az amorf rétegek metastabil állapotúak, általában hőkezeléssel kristályos fázisba vihetők át, A róluk készített elhajlási képeken szélesgyűrűk láthatók. A polikristályos rétegek diffrakciós gyűrűinek kontrsztja a szemcsemérettel növekszik. Dudenhausen és Möllenstedt [38]  $TiO_2$  vékonyrétegeken végzett elektrondiffrakciós vizsgálatokat. Kimutatták, hogy a hordozó hőmérsékletétől függően a rétegekben különböző texturák vannak jelen.  $280^\circ C$  alatti hordozó hőmérsékleten

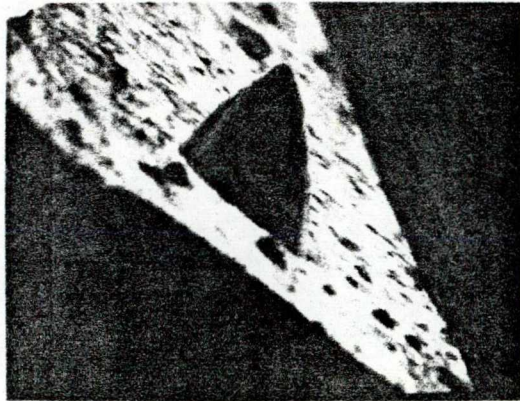
amorf  $\text{TiO}_2$ ,  $310^\circ\text{C}$  és  $380^\circ\text{C}$  között anatáz-rutil vegyes fázis,  $380^\circ\text{C}$ -nál magasabb hordozóhőmérsékleten pedig rutil-szerkezet volt észlelhető a rétegben.

A rétegek szerkezetéről a legszemléletesebb információt a törésfelületekről készített elektronmikroszkópos felvételek nyújtják. Ezek alapján azt mondhatjuk, hogy a párolgatatott optikai vékonyrétegek legtöbbször anizotrop, és u.n. oszlopos szerkezetet mutat. Az oszlopos szerkezet és a párolgatatási paraméterek kapcsolatát replika felvételeken többen is vizsgálták.

Pearson [39] ezüstrétegeket is tartalmazó u.n. indukált transzmissziós szűrők optikai tulajdonságai és szerkezeti inhomogenitásai közötti kapcsolatot kutatta. Kimutatta, hogy  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  rétegekben az alattuk levő ZnS réteg oszlopos szerkezete mintegy 150 nm vastagságban nyomon követhető. A felvételeken látszik, hogy a hordozó felületén a tisztítás után is óhatatlanul jelen levő porszemek az adott helyen a rétegrendszer teljes vastagságában eltörzítják.

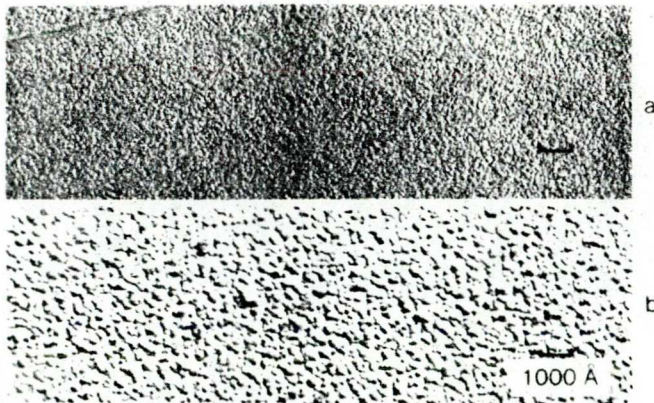
A hordozó felületén megtapadt szennyeződés felett kialakuló alakzatról Jansen [40] által készített elektronmikroszkópos felvételt közlünk. /12. ábra/ Jól látható a ferdén beeső gőzsugárnak megfelelő, a kiemelkedés árnyékoló hatása következtében fellépő aszimmetrikus növekedés. Bloemberger [41] kimutatta, hogy a nagyteljesítményű lézerek tükreinek roncsolódása leggyakrabban éppen az ilyen hibahelyeken indul meg.

Ritter [42], Guenther és Pulker [35] valamint Pulker [36] elektronmikroszkóppal  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZnS}$ ,  $\text{MgF}_2$ ,  $\text{ThF}_4$ ,  $\text{SiO}_2$  és  $\text{Al}_2\text{O}_3$  rétegek szerkezetét vizsgálták. A 13-15. ábrákon az ő felvételeikből mutatunk be néhányat.



10 μm

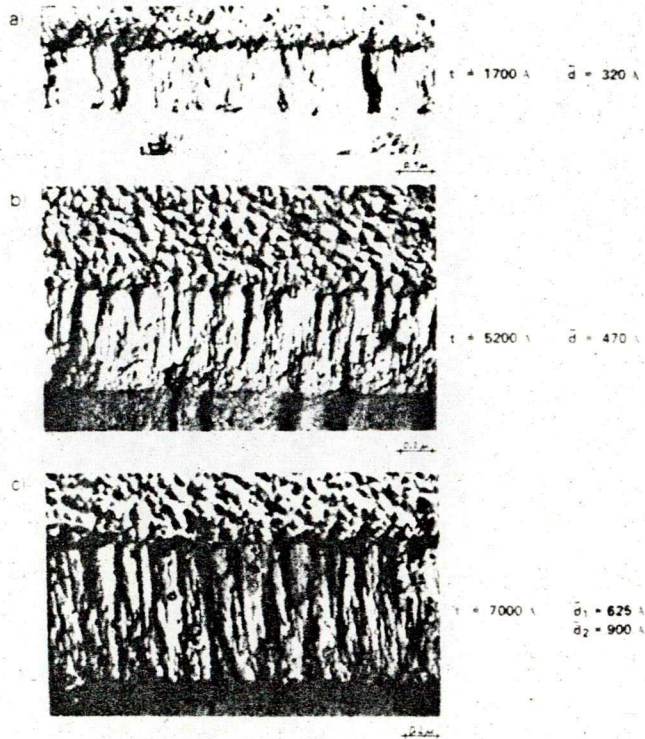
12. ábra:  $\text{As}_2\text{Se}_3$  rétegben a hordozó felületén levő szennyezés miatt kialakult hibahelyek [40]



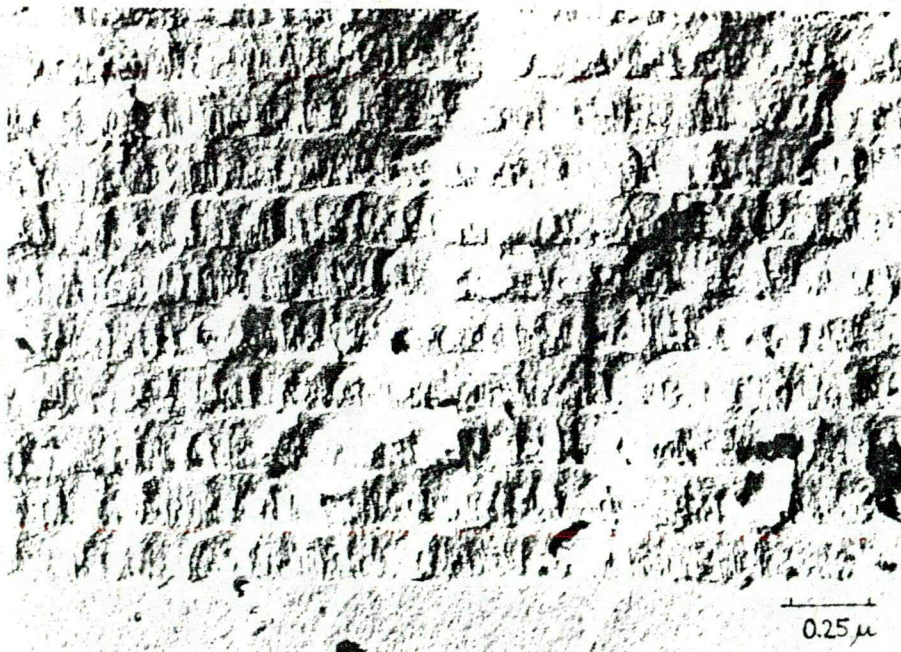
13. ábra: 100 nm vastag  $\text{MgF}_2$  rétegek felülete:

a hordozó hőmérséklete: a/  $30^\circ\text{C}$

b/  $350^\circ\text{C}$  [36]



14. ábra: Különböző "t" vastagságu és "d" oszlopát-  
mérőjű  $\text{TiO}_2$  rétegek keresztmetszete [42]



15. ábra:  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  rétegrendszer keresztmetszete [35]

A felvételek elemzéséből a rétegek oszlopátmérője és a réteg vastagsága között szoros kapcsolatot találtak.  $TiO_2$  rétegek esetében:

rétegvastagság / $\mu m$ /	Oszlopátmérő / $nm$ /
170	32
520	47
700	62

Pulker és Jung [43]  $ZnS$ ,  $Na_3AlF_6$  és  $MgF_2$  rétegek kitöltési aránya /az anyaggal betöltött térfogathányad és a teljes térfogat viszonya/ és vizabszorpciós képessége közötti összefüggést értelmezték az oszlopos szerkezet feltételezésén alapuló modellel.  $ZnS$  esetén is kimutatták, hogy az oszlopátmérő a vastagság függvényében növekszik. Ezt a tényt a réteg növekedése közben a hordozó hőmérséklettől függő mértékben végbemenő átkristályosodással magyarázták. Hasonló effektust tételezett fel Meaburn [26] a vékonyrétegeknél gyakran tapasztalt lassu törésmutató változások értelmezése során is.

Jansen [40]  $As_2Se_3$  rétegek fedeszögű párologtatása során kialakult szerkezetét vizsgálta. A hordozó felületi normálisához képest  $40^\circ$ -nál kisebb beesési szög mellett oszlopos szerkezetet nem tapasztalt. Nagyobb szögekre megfigyelései jól egyeztek a Dirks és Leamy [44] által állított empirikus " tangens szabállyal" . Ennek értelmében az oszlopos szerkezet átlagos hossz tengelyének a felületi normálissal bezárt  $\varphi$  szöge és az anyaggöz  $\theta$  szöge





közötti összefüggés:

$$\varphi = \arctg \frac{1}{2} \operatorname{tg} \theta \quad /1.19/$$

Ugyanezek a szerzők a fenti eredményt a rétegnövekedés számítógépes szimulációjával is megkapták. A gőzfázisból a felületre érkező atomok felületi relaxációját és a geometriai önárnyékolást figyelembe véve, oszlopos szerkezetet kaptak és a tangens szabályt is sikerült reprodukálni. A szimuláció szerint a rétegek kitöltöttsége és az oszlopátmérők a hordozóhőmérséklettel nőnek, az üregek betöltődési sebessége a nagyobb felületi mozgékonyság következtében elérheti vagy túl is lépheti az üregképződés sebességét. A kitöltési arány utólagos hőkezeléssel növelhető az üregeknek a felületi diffúzióval történő feltöltése révén. A gőzsugar beesési szögének csökkentése az önárnyékolási effektus csökkenése révén hasonló eredményre vezet, mint a hordozóhőmérséklet emelése.

Itt említjük meg, hogy Austin és mts-i ZnS/ThF<sub>4</sub> lézertükrök vizsgálata során a roncsolási küszöb jelentős csökkenését tapasztalták a ferdeszögű párologtatással készített minták esetében. [45]

A fentieket összefoglalva az optikai vékonyrétegek anyaga általában amorf vagy polikristályos. A rétegekben a hordozó felületi hibái vagy a párologtatás során beépült porszemek és egyéb hibahely centrumok környezetében esetenként erős torzulások lépnek fel. A térfogati kitöltöttség soha nem

100 %-os és nagyon gyakran jellemző az oszlopos szerkezet. Elsősorban ennek következtében a vékonyrétegek határfelületei mikroszkópiusan soha nem tökéletes geometriai síkok, hanem egy átlagsík körül statisztikusan ingadoznak.

A fenti tulajdonságokat az anyagi jellemzőkön túl a preparációs paraméterek határozzák meg, és ily módon befolyásolhatók.

Az optikai vékonyrétegek illetve vékonyréteg eszközök gyakorlati szempontból jelentős makroszkópius tulajdonságai, így a mechanikai, kémiai, nedvességgel és hőmérséklet változással szembeni stabilitás: a törésmutató és az abszorpciós együttható nagysága valamint a fényszórás mértéke a fenti mikroszkópius szerkezeti sajátosságok által meghatározott.

### 3. CÉLKITÜZÉS

Az optikai vékonyréteggel szemben a felhasználási területeken támasztott igen magas követelmények miatt az ilyen eszközök fejlesztése és gyártása során ma már nélkülözhetetlen a másodlagos optikai tulajdonságok ismerete és közben tartása. A gyakorlatban a spektrális tulajdonságok hőmérsékletfüggése illetve stabilitása és a fényszórás mértéke ezek közé a másodlagos, de semmiképpen sem elhanyagolható paraméterek közé tartozik. Ugyanakkor ezeket a rétegek szerkezeti tulajdonságai határozzák meg, és így fontos információt tartalmaznak a mikrostrukturára vonatkozóan. A vékonyréteg-eszközök fejlesztésében és gyártásában pedig a rétegek fizikai tulajdonságainak pontos ismerete nélkülözhetetlen.

Munkánk célja az volt, hogy ezeket az információkat hozzáférhetővé tegyük. Célul tűztük ki a spektrális karakterisztika hőmérsékletfüggésének, illetve a rezonáns fényszórás irányfüggésének kísérleti vizsgálatát és szemléletes fizikai modellek alapján mindkét esetben olyan kiértékelési eljárás kidolgozását, amely lehetővé teszi a mért eredményeknek statisztikus jellegű anyagi paraméterekhez történő illesztését. A fentieket pontosítva kitűzött feladatainkat a következőkben foglaljuk össze:

1. Mérési összeállítás létrehozása vékonyréteg interferenciaeszközök spektrális karakterisztikájában termikus

hatásokra bekövetkező változások vizsgálatára.

2. Mérőberendezés létrehozása, amely alkalmas az optikai vékonyréteg laboratóriumban szükséges szögfüggő fény-szórás-mérések rutinszerű elvégzésére.
3. Kiértékelési eljárás kidolgozása a termikus instabilitás mérése eredményeiből a vékonyrétegeszközök anyagainak térfogati kitöltési arányának meghatározására.
4. Statisztikus térbeli eloszlású dipólusok sugárzási terét leíró elméleti modellre építve numerikus számítógépes kiértékelési eljárás kidolgozása, amellyel megfelelő paraméterekkel számított térbeli szóráseloszlási képeket a mért eredményekhez illeszthetjük.
5. A leggyakrabban használt interferenciaszűrő komponensekből felépített szűrők termikus instabilitásának vizsgálata, és az anyagi szerkezetre vonatkozó következtetések levonása.
6. A lézertükörként leggyakrabban használt  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  rétegsziszterek fény-szórásának vizsgálata, és az anyagi struktúrára vonatkozó következtetések levonása.
7. Az eredmények alapján a gyártási technológia fejlesztési lehetőségeinek vizsgálata.

#### 4. A PREPARATIV MUNKA

Kísérleti munkánk első fázisa a minták előállítása volt. Ez magában is több lépéses folyamat; a hordozók megmunkálása, a vékonyréteg-rendszerek vákuumpárologtatással történő felvitele és az esetleges utólagos hőkezelés tartozik ide. Mindez igen nagy körültekintést és pontosságot igényel.

Különösen ügyelni kell a tisztaságra. A hordozók vagy a berendezések legkisebb mechanikus vagy vegyi szennyezettsége a kialakított vékonyrétegek tulajdonságait olyan mértékben befolyásolhatja, hogy nemcsak a szórásmérések válnak illuzórikussá, de az ilyen lézertükrük a gyakorlatban is használhatatlanok. A rétegekbe beépült szennyező centrumo környékén maga a vékonyréteg struktúra is erősen deformálódik és ilyen nagy mechanikai feszültségek léphetnek fel. Ennek következménye az, hogy az optikailag is megfigyelhető szórócentrumok a nagyteljesítményű lézerek tükreinél mindig az elsődleges roncsolódási helyekkel esnek egybe.

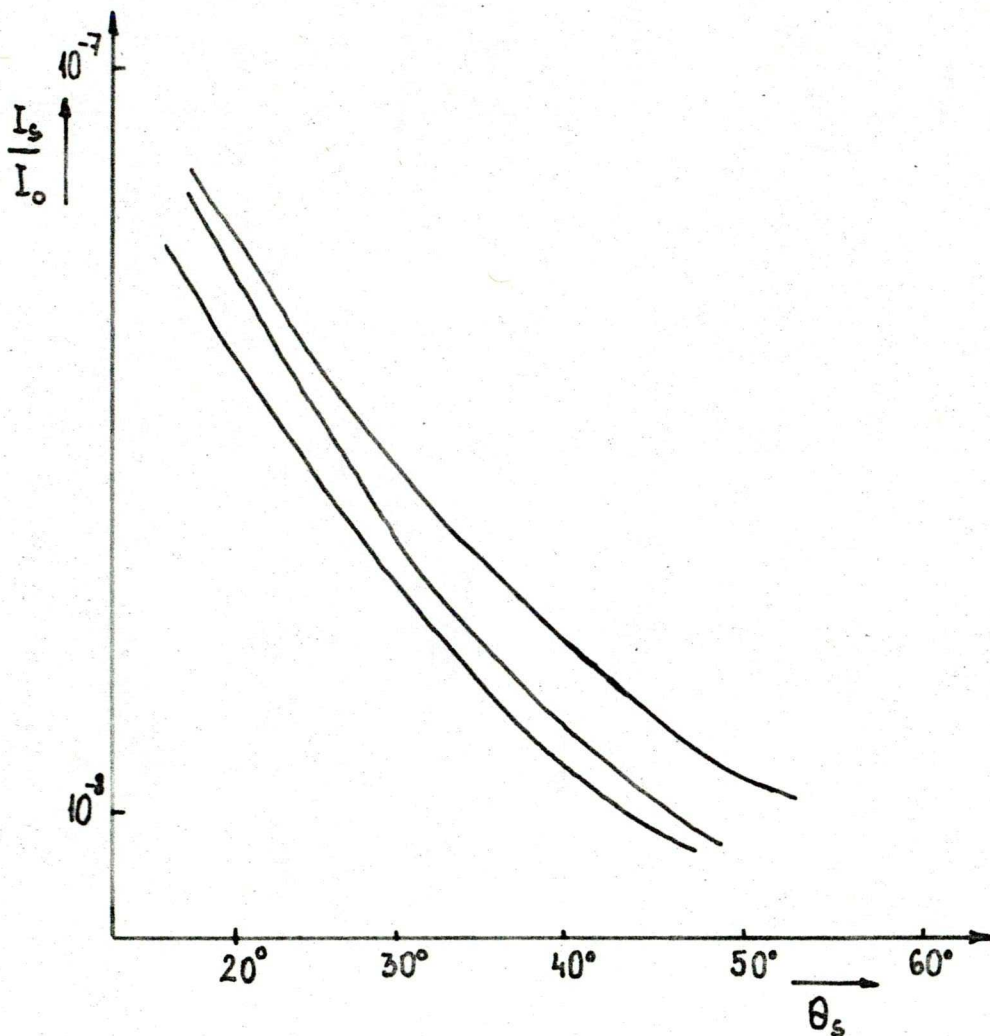
A vékonyrétegek párologtatása során a kívánt optikai tulajdonságok elérése csak akkor lehetséges, ha valamennyi paraméter pontosan kontrollált. Az irodalomban a vékonyrétegekre vonatkozó adatok közti gyakori eltéréseket a legtöbb esetben az esetleg igen kis mértékben különböző preparációs körülményekkel magyarázhatjuk.

A rétegnövekedés mechanizmusának áttekintésekor érintett szempontok alapján itt a hordozófelület anyagának, minő-

ségének, tisztaságának és hőmérsékletének, a párologtató berendezésben jelenlevő gázok minőségének és nyomásának, az anyag elgőzöltetési körülményeinek, a hordozó helyén a gőzsugár sűrűségének, sebességének, de sok esetben a gőzsugárnak a hordozó felületéhez viszonyított irányának is igen fontos szerepe van. Ezért a preparációs folyamatok pontos technológiai szabályok szerinti végrehajtása egész munkánk legkényesebb fundamentális részét képezi.

#### 4.1. A hordozók előkészítése

A mérendő vékonyréteg rendszereket BK-7 üvegből a lézertechnika követelményei szerinti minőségben sík felületre csiszolt és polírozott 22 mm átmérőjű, 12 mm vastag hordozókra párologtattuk. A csiszolás a szokásos módon több lépésben történt, a megmunkálás utolsó fázisában a csiszolópor minősége 1200-as volt. Ezt követően szuroktárcsán 20 áras polírozással alakult ki a jó minőségű optikai felület. A fényszórási méréseink céljára a hordozókat szórásképük alapján minősítettük és szelektáltuk. További felhasználásra csak karc- és üregmentes, egyforma szórásképet mutató minták kerültek. Az üres hordozókról készült néhány szórásgörbét mutatunk be a 16. ábrán. Az üveghordozók kvantitatív minősítése a Ferencz [21] által leírt módon, vékony alumíniumréteg felpárologtatása utáni szórásméréssel történt.



16. ábra: Üres üveghordozók fényszórásának szögfüggése reflexióban /merőlegesen beeső mérőfénynél/

A görbéket a Beckman által levezetett / 1.14./ egyenlet alapján értékeltük ki. Jó minőségű hordozókra a Ferencz által mértekkel [21] megegyező eredményeket kaptunk. Ennek alapján azzal a feltevással élve, hogy az alumínium réteg felülete mindenütt hűen követi az üvegfelület profilját, a használt hordozóknál a tökéletes siktól való átlag eltérés 0,3 nm, a karakterisztikus korrelációs hossz pedig 300 nm volt.

Az interferenciaszűrők esetében a felület simaságának nincs olyan döntő szerepe, mint a lézertükréknél. Ezért itt elegendő volt a karcmentes, homogén felületű hordozók vizuális megfigyelésen alapuló kiválogatása és a termikus instabilitásra vonatkozó méréseinkhez szükséges rétegeket ezekre párologtattuk fel.

Különös gonddal végeztük a hordozók tisztítását. Közvetlenül felhasználás előtt a felületeket alkohollal, majd Balzers gyártmányu speciális hordozó tisztítószerrel két lépésben /Balzers Substrat Reiniger I,II / a használati utasítás pontos betartásával benedvesítettük, és tisztára töröltük. Ehhez nagyon tiszta pelenkaanyagot használtunk, mely szálait nem hullajtja. A vákuumkamrába helyezés után optikai porecsettel levegőráfujással igyekeztünk a közben lerakódott port eltávolítani. Az emberi test közelében végzett munkafolyamatok során a párával együtt óhatatlanul szerves szennyeződések kerülnek az üvegfelületre. Ezeket utolsó lépésként a vákuumtérben leszívás közben létrehozott mintegy tíz perces glimmkisüléssel távolítottuk el.

#### 4.2. A vákuumpárologtató berendezés

Mintáinkat a 17. ábrán keresztmetszetében vázlatosan ábrázolt UVN-2M2 típusu szovjet gyártmányu nagyvákuumgőzölő



berendezésben párologtattuk. Az elővákuumot  $30 \text{ m}^3/\text{h}$  szivási sebességű rotációs, a nagyvákuumot  $2000 \text{ liter/másodperc}$  szivási sebességű olajdiffúziós szivattyúval állítottuk elő. A diffúziós szivattyú DC 702 szilikonolajjal volt töltve, többlépcsős hűtőrendszert, külön olajkifagyasztó csapdát tartalmazott, így olajvisszárama minimális volt. Kifagyasztás nélkül egy órán belül  $1,3 \times 10^{-4} \text{ Pa}$  végvákuum volt elérhető. A nyomást  $0,13 \text{ Pa}$ -ig termokeresztes elővákuummérő műszerrel,  $7 \times 10^{-2} \text{ Pa}$  és  $1,3 \times 10^{-4} \text{ Pa}$  között Penning vákuummérővel ez alatt pedig ionizációs műszerrel mértük.

A berendezésben egyszerre öt forrás u.n. csónak helyezhető el. Ezek mechanikus mozgatással vihetők abba a pozícióba, ahonnan a párologtatás történik. A források hőmérséklete  $kW$  nagyságrendű elektromos fűtőteljesítmény betáplálásával emelhető a kívánt szintre. A fűtőáram folyamatosan változtatható.

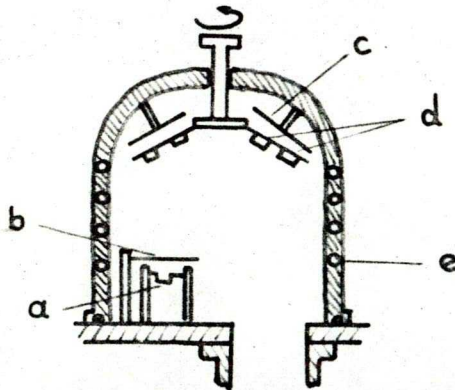
A hordozókat tartó szerszám villanymotorral a tengelye körül forgatható, így a megfelelő geometriai viszonyok beállításával biztosítható a forgástengelyen rögzített mérőhordozón mérhetővel megegyező rétegnövekedési sebesség a szerszám viszonylag nagy területén. A hordozók távolsága az aktív csónak helyétől mintegy  $50 \text{ cm}$ .

A hordozók fűtése a vákuumtér tetején elhelyezett ellenálláshuzalból kialakított hálózat segítségével történt. A betáplált fűtőteljesítmény folyamatos változtatásával  $400^{\circ}\text{C}$ -ig

tetszőleges hordozóhőmérséklet érhető el. A hőmérsékletet termoelemmel ellenőriztük.

Párolgatatás közben a vákuumtér falát a beépített csőrendszerben áramoltatott hidegvíz segítségével hűtöttük, fellevegőzéskor pedig a szennyeződés megakadályozására forróvizet áramoltatásával fűtöttük.

Oxidrétegek reaktív párolgatatása során a szükséges parciális oxigén nyomást a diffúziós torok keresztmetszetének leszűkítésével és túszelepen keresztül tiszta oxigén gáz adagolásával állítottuk be.



17. ábra: A vákuumgőzölő berendezés vázlata

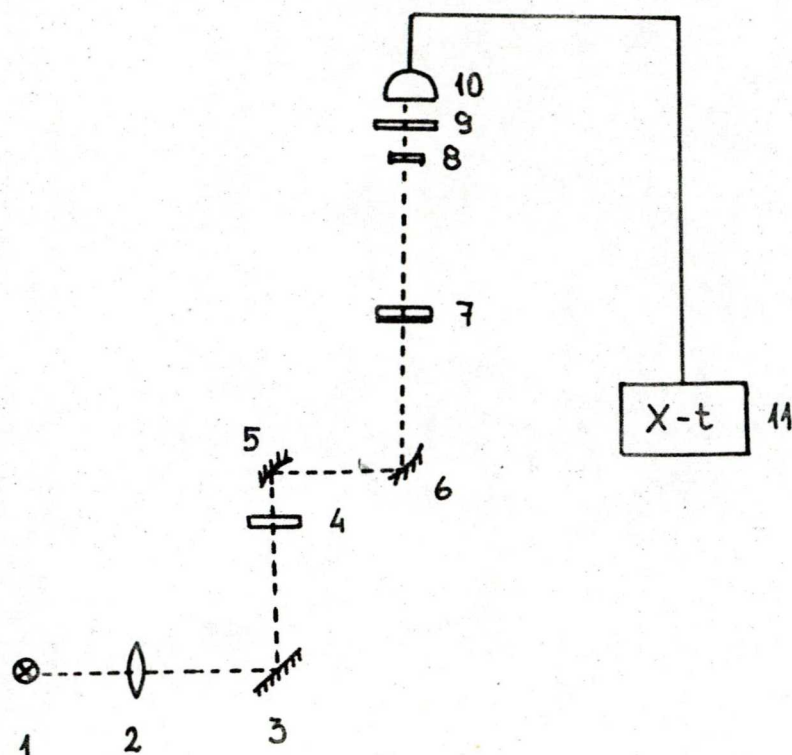
- a: ellenálláscsónak
- b: takarólemez
- c: fűtőtest
- d: hordozók
- e: csővezeték

#### 4.3. A rétegvastagság és a növekedési sebesség ellenőrzése

A vékonyrétegek párologtatása során a rétegvastagság és a réteg növekedési sebességének ellenőrzésére két független módszert alkalmaztunk. A rezgőkvarcos vastagságmérő berendezés /KIKI MSV-1841-1 tip. Measuring Oscillator/ kvarc-kristály-oszcillátornak a kristály felületére rakódott réteg tömege miatti elhangolódását méri. Az anyag sűrűségének ismeretében a rétegvastagság illetve a növekedési sebesség meghatározható. A sűrűség és a törésmutató azonban a legtöbb esetben a gőzölési körülményeknek függvénye, így ezzel a műszerrel a réteg optikai szempontból optimális vastagságát meghatározni nem lehet.

A rétegnövekedés gyártás közbeni direkt optikai ellenőrzése szükséges ahhoz, hogy a kívánt optikai tulajdonságokat elérjük. A mérés technikának az az alapja, hogy negyed hullámhossz optikai vastagságu rétegek felpárologtatása során a rétegeken áteresztett illetve az azokról tükrözött fény intenzitása szélsőértéket vesz fel. Így adott hullámhosszon a  $\lambda/4$  rétegek párologtatása addig tart, amíg a detektor az éppen soron következő minimum vagy maximum értéket nem mutatja. Nagy előnye ennek a mérés technikának, hogy párologtatás közben is képes információt adni a vékonyréteg-eszköz optikai tulajdonságairól. Ily módon lehetőség van az esetleg szükséges korrekciók végrehajtására. Az optikai vastagság-

mérő berendezés vázlata a 18. ábrán látható.



18. ábra: A vákuumpárológató berendezésbe épített optikai vastagságmérő vázlata

Fényforrásként Xe-ivlámpát /1./használtunk. A mérőfényt egy lencsével /2/ és egy tükörrel /3/ kvarcablakon /4/ keresztül a párológató térbe vetítettük. Itt két alumíniumozott felületű görbült tükrön /5,6/ történő reflexió után a mintatartó szerszám forrástengelyébe halad, átme- gy a mérőhordozón /7/, majd egy kvarcablakon /8/ át a minta- tartó szerszámot meghajtó csőtengelyen keresztül elhagyja a vákuumteret. Ezután a fénytutban megfelelő interferencia- szűrő /9/ van, és így a kívánt hullámhosszon detektálunk

a /10/ szilícium PIN diódában. A detektorjel X-t irón kényelmesen figyelhető és rögzíthető /11/.

## 5. VÉKONYRÉTEGRENDSZEREK FÉNYSZÓRÁSÁNAK VIZSGÁLATA

### 5.1. Elméleti leírás

Az alábbiakban Gourley és Lissberger [7] által kidolgozott elméleti modellt vázoljuk és alkalmazzuk a kísérleti körülményeknek megfelelően. Az eredeti cikk általános ferdeszögű beesés esetére a vékonyrétegrendszer hátoldalán észlelhető fényszórásra tartalmazza a számításokat. Mi a levezetést a mintára merőlegesen beeső fénynyaláb esetére ismertetjük, végeredményképpen pedig a visszaszórt fényre is megadjuk a szórási szög-szórási hatáskeresztmetszet összefüggését. Ennek az eltérésnek egyik oka az, hogy a felületi alak statisztikai paramétereinek meghatározására irányuló munkánk során mérés-technikai szempontból ez az elrendezés bizonyult a legelőnyösebbnek. Ezért valamennyi eredményünk merőlegesen beeső fénynyalábból visszaszórt fény intenzitásának mérésén alapszik, így a kiértékelés során is a fenti eredményeket alkalmaztuk. Ugy gondoljuk továbbá, hogy a szórásmodell fizikai képét a ferdeszögű beesést is

tartalmazó számítások lényegesen nem gazdagítják, viszont az általunk alkalmazott specializálás remélhetőleg segíti a könnyebb áttekintést.

### 5.1.1. Szórési együtthatók származtatása

A vékonyréteg-rendszerek határfelületi érdekességek-ből eredő fényszórásának leírásához első lépésként megvizsgáljuk, hogy mi a kapcsolat két átlátszó közeg nem-sík határfelületén a beeső fénytér és a szórt fénytér között. A mennyiségi összefüggések feltárása végett a Fresnel-koefficiensek analógiájára transzmissziós és reflexiós szórési együtthatókat vezetünk be, melyek adott irányba szórt fény elektromos vektorának a direkt fénynyaláb elektromos vektorához való viszonyát fejezi ki. Az alkalmazott elméleti modell azon az egyszerű és szemléletes fizikai képen alapul, mely szerint a fény terjedésével kapcsolatos jelenségek valamely közegben a primer fénytér és az általa gerjesztett elemi atomi vagy molekuláris dipólusok sugárzásának interferenciájával magyarázható.

Két homogén, izotrop közeg határfelületén, amennyiben az tökéletesen sík, a dipólusoktól származó szórt fény és a beeső fény koherens csatolásából csak a geometriai optikából jól ismert irányokba /visszavert illetve megtört fénynyaláb/ adódik zérustól különböző elektromágneses tér.

A valóságban a közegek határfelületein soha nem teljesülnek a fenti idealisztikus feltevések. Érdes felületek esetében, amikor az ideális sík környezetében a két közeg mikroszkópikus kiemelkedések és bemélyedések révén mintegy egymásba hatol, a gerjesztett dipólusok térbeli eloszlása véletlenszerű, így várhatóan az eredő sugárzási térnek a geometriai optikai irányokon kívül is lesz zérustól különböző intenzitása. Köznapi értelemben is ezt a jelenséget nevezzük fényszórásnak, az alábbi modell pedig éppen ezt, a határfelületi statisztikus anyagi inhomogenitásból származó elektromágneses sugárzást írja le.

Általános esetben tehát a tér tetszőleges pontjában a fény és két érintkező közeg kölcsönhatásának következményeképpen jelenlevő  $\underline{E}$  elektromos térerősség a beeső sugárzás  $\underline{E}_i$  és a dipólusok sugárzásából eredő  $\underline{E}_d$  térerősségek összege.

$$\underline{E} = \underline{E}_i + \underline{E}_d \quad /5.1./$$

Tökéletesen sík határfelületeknél az eredő  $\underline{E}_g$  tér pedig a geometriai optika szerint:

$$\underline{E}_g = \underline{E}_i + \underline{E}_{ds} \quad /5.2./$$

ahol  $\underline{E}_{ds}$  a dipólusok sugárzása terét jelöli. A reális, szórt fényt is tartalmazó egyenletben a dipólusoknak statisztikus

térbeli eloszlásából származó elektromos terét az  $\underline{E}_{ds}$  térhez képest perturbációnak tekinthetjük, azaz:

$$\underline{E}_d = \underline{E}_{ds} + \underline{E}_p \quad /5.3./$$

ahol  $\underline{E}_p$  a határfelület perturbáltságából származó tér.

A fenti három egyenlet alapján:

$$\underline{E} = \underline{E}_g + \underline{E}_p \quad /5.4./$$

Az előbbieket alapján tehát, miután a sík határfelület esetében a visszavert és megtört elektromágneses hullámokon kívül nincs jelen más elektromos tér, a szórt fény megjelenése egyértelműen a felület perturbációjából származtatható.

A dipólusok eredő sugárzási terének számításánál három lényeges feltevéssel élünk:

1. A határfelületen levő dipólusok gerjesztettségét ugyanolyannak tekintjük, mint a megfelelő közegek belsejében levőkéit, tehát a makroszkópikus polarizációs vektor:

$$\underline{P}_j = \epsilon_0 / K_j - 1 / \underline{E}_j \quad /5.5./$$

ahol  $j=1$  vagy  $m$  a közegeket jelölő index,

$K_j$  = a  $j$  közeg dielektromos állandója

$\underline{E}_j$  = a gerjesztő elektromos tér

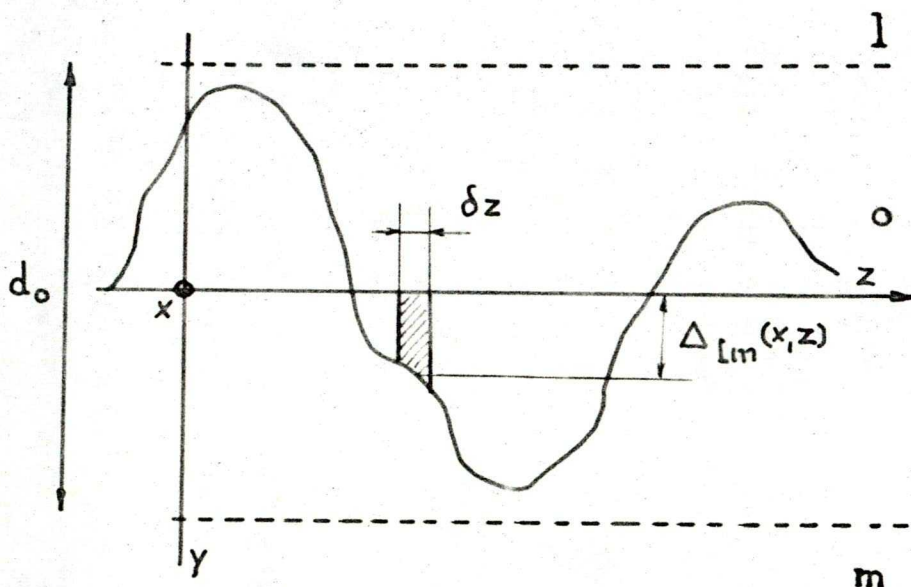
2. A dipólusokat gerjesztő  $\underline{E}_j$  elektromos teret azonosnak tekintjük azzal, amely a tökéletesen sík határfelületek



esetében az adott közegben és helyen a Maxwell-egyenletekből valamint az anyagi egyenletekből számítható.

3. Az elemi dipólusokat úgy tekintjük, hogy a két közeg határán levő fiktív, igen vékony vákuumrétegben sugároznak, a sugárzási teret pedig az ismert soksugaras összegzési eljárással transzformáljuk a két közegbe.

A 19. ábra szemlélteti két, l és m indexszel jelzett közeg határán a geometriai viszonyokat.



19. ábra: A határfelületi fényszórás geometriai viszonyai

A vákuumréteget o-val jelöltük; a tökéletes siktól való eltérés:  $\Delta_{lm} / x, z/$ . Az /5.5./ egyenlet és az ábra alapján bevezetjük a  $\delta p_{lm}$  elemi felületi dipólmomentumot, melyre :

$$\delta p_{lm} = \epsilon_0 \left[ (K_l - 1) \underline{E}_{lma} - (K_m - 1) \underline{E}_{mla} \right] \Delta_{lm}(x, z) \delta x \delta z \quad /5.6./$$

Itt az "a" index a térerősségek perturbálatlan voltára utal; itt és a következőkben "a" -val mindig a geometriai optikai fényterjedési irányokra utalunk, míg a "b" index a detektor helyzete által meghatározott, a szórt fényre vonatkozó, az adott közegben értendő terjedési rányt jelenti.

$\underline{E}_{1m}$  az 1 közegben a gerjesztő térerősség a határfelületen,  $\underline{E}_{m1}$  pedig az m közegben értendő.

Az /5.6./ egyenlet implicite tartalmazza azt is, hogy ha adott pontban az 1 közeg a fiktív ideális sík határfelületen túl terjed, a megfelelő térfogatban az m közeg dipólusaiból származó effektus hiányát is figyelembe kell venni. Az y,z síkban polarizált fénynyaláb esetén, merőleges beesésre:

$$\underline{E}_{1ma} = \underline{E}_{1ma}^+ / 1 + r_{1ma} / \underline{k} e^{-i\omega t} \quad /5.7./$$

és

$$\underline{E}_{m1a} = \underline{E}_{m1a}^+ \underline{k} e^{-i\omega t} \quad /5.8./$$

ahol  $\underline{k}$  a z tengely irányába mutató egységvektor, a + felső indexszel a beeső fény haladási irányához tartozó elektromos térerősség vektort különböztetjük meg a reflektált nyalábhoz tartozó térerősségvektortól. /- felső index/.

$r_{1ma}$  a reflexiós Fresnel-együttható:

$$r_{1ma} = \frac{n_1 - n_m}{n_1 + n_m} \quad /5,9./$$

Itt, hasonlóan a Fresnel-együttható számításakor szokásos eljáráshoz a két közegét fél-végtelen kiterjedésűnek tekintjük.

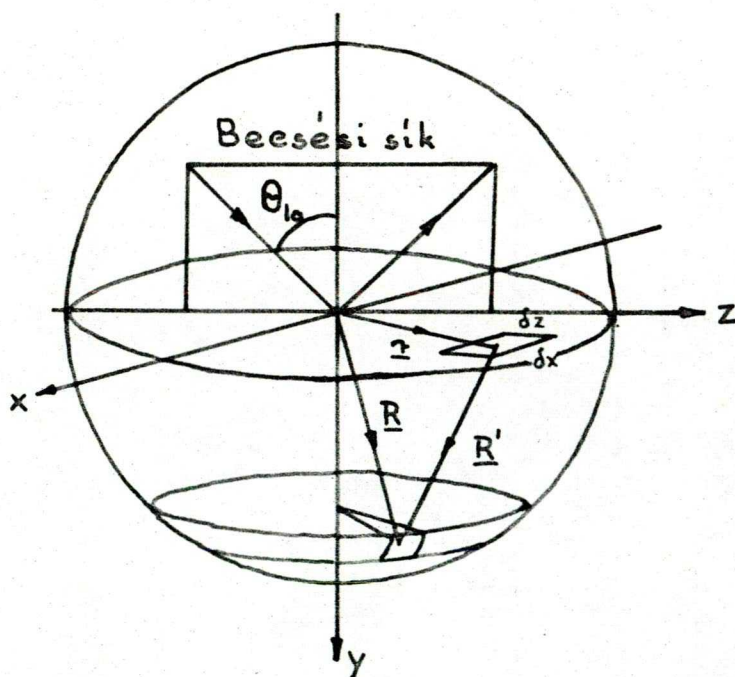
Az /5.6./-/5.8./ egyenletekből

$$\delta \underline{p}_{1m} = \epsilon_0 E_{1ma}^+ e^{-i\omega t} \chi_{1m} \underline{k} \Delta_{1m}(x, z) \delta x \delta z \quad /5.10./$$

ahol  $\chi_{1m} = /K_1 - 1/ / 1 + r_{1ma} / - /K_m - 1/ t_{1ma} \quad /5.11./$

A  $\delta \underline{p}_{1m}$  rezgő elektromos dipólus sugárzási tere a 20. ábra szerinti geometriai jelölésekkel:

$$\underline{E}_{ob} = (\hat{R}' \times \delta \underline{p}_{1m} \times \hat{R}') \cdot k^2 \exp(ik|\underline{R}'|) \cdot (4\pi \epsilon_0 |\underline{R}'|)^{-1} \quad /5.12./$$



20. ábra: Geometriai viszonyok dipólus sugárzási terének számításához



Az /5.12./ egyenletben  $\hat{\quad}$  az egységvektorokat jelöli, az ob alsó index pedig a vákuumban, b irányban mérhető térerős-  
sége utal. Feltéve, hogy a reális mérési körülményeknek  
megfelelően  $|\underline{R}| \gg |\underline{r}|$ , könnyen belátható, hogy

$$|\underline{R}'| = |\underline{R}| - \underline{rR}$$

Ezzel a feltevással élve  $\underline{R}'$  és  $\hat{\underline{R}}$  eltérése igen kicsi marad,  
míg  $\underline{r}$  a megvilágított felületet befutja, ugyanakkor  
 $|\underline{r}| \gg 2\pi/k$  a terület határain, így az  $\exp(-ik\underline{rR})$  függvény  
nagyon gyorsan változik.

A fenti megfontolások alapján valamint a  $\delta p_{1m}$   
/5.10./ egyenletbeli alakjának behyettesítése után /5.12./-  
ből

$$\delta E_{ob} = g(k, |\underline{R}|) \cdot (\hat{\underline{R}} \times \hat{\underline{k}}) \times \hat{\underline{R}} \cdot E_{1ma}^+ \chi_{1m} \exp(-ik\underline{rR}) \Delta_{1m} \delta x \delta z \quad /5.13./$$

ahol

$$g(k, |\underline{R}|) = k^2 \exp(ik|\underline{R}|) / 4\pi |\underline{R}|$$

Az  $\exp(-i\omega t)$  időfüggést pedig, miután a mérhető intenzitásra  
nincs befolyással, már nem vettük figyelembe.

A megvilágított felületre integrálva

$$E_{ob} = g \Delta_{1m}^* (\hat{\underline{R}} \times \hat{\underline{k}}) \times \hat{\underline{R}} E_{1ma}^+ \chi_{1m} \quad /5.14./$$

ahol  $\Delta_{1m}^*$  a  $\Delta_{1m}$  Fourier transzformáltját jelöli:

$$\Delta_{1m}^* = \iint_A \exp(-ik \underline{r} \underline{R}) \Delta_{1m} x, z \, dx dz \quad /5.15./$$

A mérési elrendezésnek megfelelően a polarizációs, tehát az  $y, z$  síkban detektálva

$$\hat{\underline{R}}^{\pm} = \pm \beta_{ob} \underline{j} + \gamma_{ob} \underline{k} \quad /5.16./$$

ahol  $\beta_{ob}$  a megfigyelési irány és az  $y$  koordináta tengely,  $\gamma_{ob}$  pedig a megfigyelési irány és a  $z$  tengely közti szög koszinuszát jelöli. Mivel  $\underline{r}$  az  $x, z$  síkban van,

$$\Delta_{lm}^* = \iint_A \exp(-ik \gamma_{ob} z) \Delta_{lm} dx dz \quad /5.17./$$

A megvilágított felület normálisa és a detektálási pont meghatározta síkban polarizált szórt fény mérése a detektor elé helyezett analízátor segítségével történik, az ezen áthaladó fény elektromos vektorának iránya

$$\underline{e}^{\pm} = \mp \gamma_{ob} \underline{j} + \beta_{ob} \underline{k} \quad /5.18./$$

A polarizátor mögött detektálható fény elektromos terének amplitudója

$$\underline{E}_{mob} = \hat{e} \underline{E}_{ob} \quad /5.19./$$

A detektálás levegőben történik, ez a mi szempontunkból teljesen megfelel a vákuumbeli detektálás körülményeinek. Ily módon az  $\underline{R}$  egységvektor a valódi detektálás irányába mutat. /5.14., 5.18. és 5.19./ alapján

$$\underline{E}_{ob}^{\pm} = g \Delta_{lm}^* \underline{E}_{lma}^{\pm} \chi_{lm} \beta_{ob} \quad /5.20./$$

$$E_{mlb}^+ = \frac{E_{ob}^+ t_{omb} + E_{ob}^- r_{olb} t_{omb}}{1 - r_{omb} r_{olb}} \quad /5.21./$$

ahol  $t_{oj}$  és  $r_{oj}$  /  $j = 1$  vagy  $m$  / a vákuum és a  $j$  anyag határfelületén a Fresnel együtthatók.

Elegendően vékony vákuumrétegre

$$t_{lmb} = t_{lob} t_{omb} / (1 - r_{omb} r_{olb}) \quad /5.22./$$

/5.21./, /5.20./ és /5.22./ alapján

$$t_{lmab} = g \Delta_{lm}^* \beta_{ob} \chi_{lm} t_{lmb} (1 + r_{olb}) / t_{lob} \quad /5.23./$$

ahol  $t_{lmob} = E_{mlb}^+ / E_{lma}^+$  az  $l, m$  közegek határfelületére vonatkozó transzmissziós szórási együttható.

Hasonlóan számítható /5.21./ után a reflexiós szórási együttható:

$$r_{lmab} = g \Delta_{lm}^* \beta_{ob} \chi_{lm} r_{lmb} (1 + r_{omb}) / t_{lob} r_{omb} \quad /5.24./$$

Definíciója  $r_{lmab} = E_{lmb}^- / E_{lma}^+$  /5.25./

Ezen a ponton ismételten hangsúlyozzuk, hogy ezek a szórási együtthatóknak speciális alakjai, melyek csak a korábban rögzített optikai körülmények között érvényesek,

tehát merőleges beesés mellett, a felületi normális és a detektálási pont által meghatározott síkban poláros sugárzásra.

### 5.1.2. A karakterisztikus mátrix

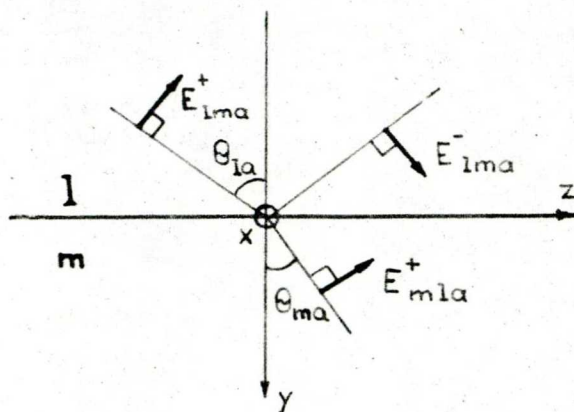
Dielektrikumok határfelületeinek két oldalán az elektromágneses hullámok térerősség vektorainak komplex amplitudói között a kapcsolatot a Fresnel együtthatók segítségével írhatjuk le. Az együtthatók értéke a beesési síkban, illetve arra merőlegesen polarizált sugárzásra különböző lesz, azonban a felírható lineáris egyenletek alakja megegyezik. A korábbiaknak megfelelő jelölésekkel a tökéletesen sík határfelületek esetében felírható csatolt egyenletrendszer /1. 21. ábra /:

$$E_{mla}^+ = t_{lma} E_{lma}^+ + r_{mla} E_{mla}^- \quad /5.26./$$

$$E_{lma}^- = r_{lma} E_{lma}^+ + t_{mla} E_{mla}^+ \quad /5.27./$$

Ismert összefüggés:

$$t_{lma} t_{mla} - r_{lma} r_{mla} = 1 \quad /5.28./$$



21. ábra: A téramplitudók sík határfelület két oldalán

Az /5.28./ egyenlet felhasználásával az /5.26./-/5.27./ egyenletrendszer a következő mátrix alakba rendezhető:

$$\begin{pmatrix} E_{1ma}^+ \\ E_{1ma}^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{1ma}} \begin{bmatrix} 1 & -r_{mla} \\ r_{1ma} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{mla}^+ \\ E_{mla}^- \end{pmatrix} \quad /5.29./$$

Az /5.29./ egyenletünk a vékonyréteg-optikai számításoknál jól bevált mátrix formalizmus egyik lehetséges alakja. A térerősség amplitudókat tartalmazó vektor neve határtér-oszlop mátrix, a közöttük kapcsolatot létesítő mátrix a felület karakterisztikus mátrixa.

További számításainkhoz az alábbi feltevésekre lesz szükségünk:

1. A közegek közti határfelületeket továbbra is tökéletes sikként kezeljük, de felruházzuk őket azzal a tulajdonsággal, hogy a geometriai optika szerinti "a" irányo-



kon kívül tetszőleges "b" irányba is kisugároznak fényt. Az "a" irányu, direkt és "b" irányu, szórt sugárzáshoz tartozó komplex amplitudó közti kapcsolatot a korábban bevezetett szórási együtthatók írják le.

2. Az "a" irányu direkt sugárzást a szórás ténye egyáltalán nem befolyásolja.

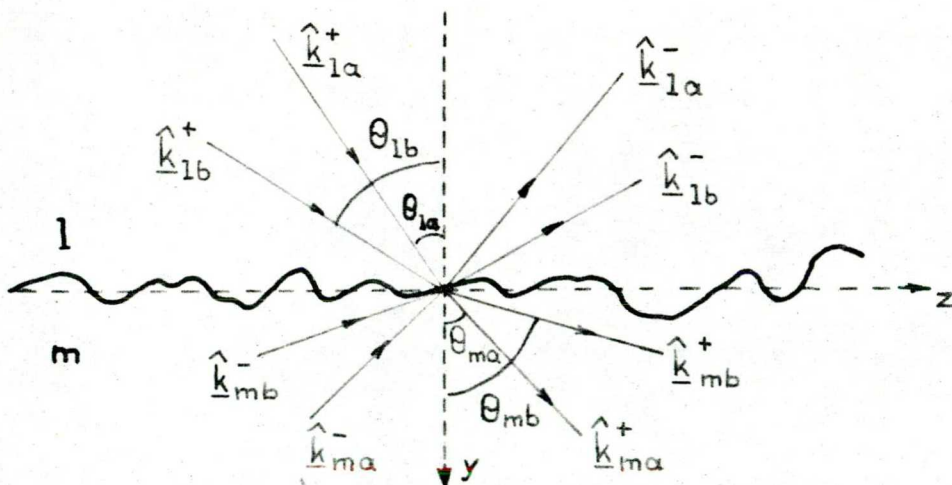
3. A "b" irányu sugárzás másodszori és magasabb rendű szóródását nem vesszük figyelembe.

Ezek alapján a 22. ábrán szemléltetett geometriában a következő egyenletrendszer írható fel:

$$E_{mlb}^+ = t_{mlb} E_{lmb}^+ + r_{mlb} E_{mlb}^- + t_{lmab} E_{lma}^+ + r_{mlab} E_{mla}^- \quad /5.30./$$

$$E_{lmb}^- = r_{lmb} E_{lmb}^+ + t_{mlb} E_{mlb}^- + r_{lmab} E_{lma}^+ + t_{mlab} E_{mla}^- \quad /5.31./$$

Az /5.26./, /5.27./, /5.30./ és /5.31./ egyenletek némi algebrai átalakítás után szintén mátrix egyenletté rendezhetők.



22.ábra: A felületi fényszórás nyálábirányai

Az áttekinthetőség kedvéért definiáljuk a következő mennyiségeket:

$$(E_{lm}) = \begin{pmatrix} E_{lma}^+ \\ E_{lma}^- \\ E_{lmb}^+ \\ E_{lmb}^- \end{pmatrix} \quad /5.32./$$

$$[M_{lma}] = t_{lma}^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -r_{mla} \\ r_{lma} & 1 \end{bmatrix} \quad /5.33./$$

$$[M_{lmb}] = t_{lmb}^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -r_{mlb} \\ r_{lmb} & 1 \end{bmatrix} \quad /5.34./$$

$$[M_{lmab}] = t_{lma}^{-1} t_{lmb}^{-1} [X]$$

ahol  $X_{11} = -t_{lmab}$

$$X_{12} = t_{lmab} r_{mla} - r_{mlab} r_{mla}$$

$$X_{21} = r_{lmab} t_{lmb} - r_{lmb} t_{lmab}$$

$$X_{22} = t_{lmb} (t_{lma} t_{mlab} - r_{lmab} r_{mla})$$

$$+ r_{lmb} (r_{mla} t_{lmab} - r_{mlab} t_{lma}) \quad /5.35./$$

Ezekkel:

$$(E_{1m}) = [M_{1m}] (E_{m1}) \quad /5.36./$$

ahol

$$[K_{1m}] = \begin{bmatrix} [M_{1ma}] & [0] \\ [K_{1mab}] & [M_{1mb}] \end{bmatrix} \quad /5.37./$$

2 x 2 -es mátrixokból felépített 4 x 4 -es mátrix.

Ahhoz, hogy a sugárzás elektromos terét az m réteg másik határfelületénél le tudjuk írni, a rétegvastagságának és a hullámvektor irányának megfelelő fázisváltozást kell figyelembe vennünk. Válasszuk a koordináta rendszer origóját az 1,m határfelületben, a felületi merőleges essen egybe az y tengellyel! Ekkor  $E_{m1}$  a megfelelő amplitudómátrixszal azonos :

$$(E_{m1}) = (\xi_m) \quad /5.38./$$

ahol

$$(\xi_m) = \begin{pmatrix} \xi_{ma}^+ \\ \xi_{ma}^- \\ \xi_{mb}^+ \\ \xi_{mb}^- \end{pmatrix} \quad /5.39./$$

Az m,n. határfelületen pedig:

$$(E_{mn}) = [\Phi_m] (\xi_m) \quad /5.40./$$

$$[\Phi_m] = \begin{bmatrix} \exp(i\delta_{ma}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta_{ma}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(i\delta_{mb}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(-i\delta_{mb}) \end{bmatrix} \quad /5.41./$$

$$\delta_{ma} = \frac{2\pi}{\lambda} \beta_{ma} n_m d_m \quad /5.42./$$

$$\delta_{mb} = \frac{2\pi}{\lambda} \beta_{mb} n_m d_m \quad /5.43./$$

Ilymódon /5.36./, /5.38./ és /5.40./ alapján

$$(E_{1m}) = [L_{1m}] (E_{mn}) \quad /5.44./$$

ahol  $[L_{1m}]$  a réteg átviteli mátrixa:

$$[L_{1m}] = [M_{1m}] [\Phi_m]^{-1} \quad /5.45./$$

Valamely N számú rétegből álló rendszer elülső és hátsó határfelületén levő elektromos terek kapcsolata:

$$(E_{01}) = [M] (E_{N+1,N}) \quad /5.46./$$

$$\text{ahol } [M] = [L_{01}] [L_{12}] [L_{23}] \dots [L_{N-1,N}] [M_{N,N+1}] \quad /5.47./$$

a rendszer karakterisztikus mátrixa, továbbá



$$\begin{pmatrix} E_{01} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{01a}^+ \\ E_{01a}^- \\ 0 \\ E_{01b}^- \end{pmatrix} \quad /5.48./$$

a beesési oldalon,

$$\begin{pmatrix} E_{N+1,N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{N+1,Na}^+ \\ 0 \\ E_{N+1,Nb}^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad /5.49./$$

pedig a kilépési oldalon a határfelületi térerősség mátrix, annak megfelelően, hogy a "0" közegből a rendszerbe szórt sugárzás nem érkezik, illetve az N+1 közeg felül semmilyen fény sem éri a vékonyréteg rendszert.

Az  $E_{N+1,N}$  vektor alakjából az is látszik, hogy az  $M$  mátrix elemei közül csak az első és a harmadik oszlopban levőknek van jelentőségük.

### 5.1.3. A felület statisztikája a karakterisztikus mátrixban

A szórási együtthatóknak /5.23./ és /5.24./ alatti alakjából látható, hogy a  $g\Delta_{lm}^*$  faktort mindkettő tartalmazza.

Ezért az  $[M_{lmab}]$  mátrix valamennyi eleméből, így magából a mátrixból is, mint skaláris szorzót kiemelhetjük. Az  $[M]$  karakterisztikus mátrix /5.37./ analógiájára definiált almátrixai a mátrixszorzás szabályai szerint a következő módon állíthatók elő:

$$[M_a] = \prod_{i=0}^{N-1} \left( [L_{i(i+1)a}] \right) \cdot [M_{N(N+1)a}] \quad /5.50./$$

$$[M_b] = \prod_{i=0}^{N-1} \left( [L_{i(i+1)b}] \right) \cdot [M_{N(N+1)b}] \quad /5.51./$$

$$\begin{aligned} [M_{ab}] &= [L_{01ab}] [L_{12a}] \cdots [L_{(N-1)Na}] [M_{N(N+1)a}] \\ &+ [L_{01b}] [L_{12ab}] \cdots [L_{(N-1)Na}] [L_{N(N+1)a}] \\ &\vdots \\ &+ [L_{01b}] [L_{12b}] \cdots [L_{(N-1)Nb}] [M_{N(N+1)ab}] \quad /5.52./ \end{aligned}$$

/5.52./-ből látható, hogy az  $N+1$  tagu mátrix összeg  $k$ -ik tagjának skaláris szorzója a  $g \Delta_{k(k+1)}^{\mathbb{K}}$  mennyiség. Ha felte vesszük, hogy ez valamennyi határfelületen megegyezik, az  $[M_{ab}]$  mátrix valamennyi eleméből  $g \Delta^{\mathbb{K}}$  kiemelhető.

Az /5.36./ és /5.46./ egyenletek analóg jelentése alapján az  $[M]$  és  $[M_{lm}]$  mátrixok egyes elemeinek fizikai

tartalma azonos, azzal a különbséggel, hogy míg az  $[M_{lm}]$  mátrix elemei az adott l,m határfelület két oldalán írják le a téreramplitudók kapcsolatát, az  $[M]$  mátrix elemei ezt a kapcsolatot az egész vékonyréteg-rendszert határoló két közegben teszik. Hasonlóképpen értelmezhetjük a rendszernek, mint egésznek az elektromos téreramplitudóra vonatkozó szórási transzmissziós és reflexiós együtthatóit is, mint azt egyetlen határfelületre tettük:

$$t_{ab} = \frac{E_{N+1 Nb}^+}{\xi_{0a}^+} \quad /5.53./$$

$$r_{ab} = \frac{E_{0b}^-}{\xi_{0a}^+} \quad /5.54./$$

Az /5.33./ - /5.35./ szerinti explicit kifejezések alapján ezen együtthatók a mátrixelemekkel könnyen kifejezhetők:

$$t_{ab} = - \frac{M_{31}}{M_{11} M_{33}} \quad /5.55./$$

$$r_{ab} = \frac{M_{41}}{M_{11}} - \frac{M_{43} M_{31}}{M_{33} M_{11}} \quad /5.56./$$

Az /5.55./ illetve /5.56./ kifejezések törjeiben egy és csakis egy  $[M_{ab}]$  mátrixelem szerepel, az is mindig a

számlálóban, ezért a  $g \Delta^{\#}$  ezekben a szórási együtthatókban is egyszerű szorzófaktorként jelenik meg. Ezt célszerű a következő jelölések bevezetésével figyelembe venni:

$$t_{ab}^o = \frac{t_{ab}}{g \Delta^{\#}} \quad /5.57./$$

$$r_{ab}^o = \frac{r_{ab}}{g \Delta^{\#}} \quad /5.58./$$

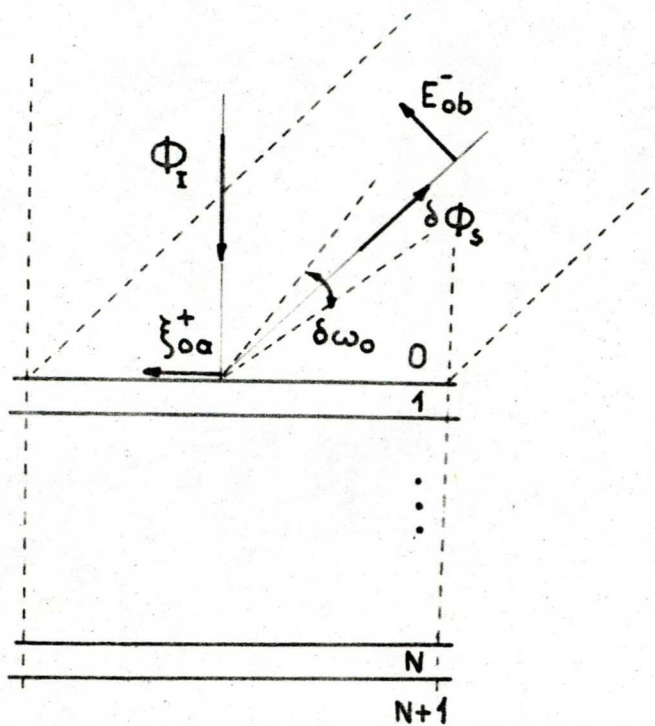
#### 5.1.4. Intenzitásviszonyok és a felületi statisztika

Tekintsük a 23. ábrát! A jelölések értelmezéséhez hivatkozunk a korábbi, 20. ábrára.  $\Phi_1$  a beeső fény energiafluxusát,  $\delta \Phi_s$  pedig a  $\delta \omega_0$  kis térszögbe a szórás következtében kisugárzott fluxust jelöli. A beeső fény amplitúdója az origót tartalmazó  $O,1$  határfelületen  $\xi_{0a}^+$ , a szórt fény amplitúdója a detektor  $\underline{R}$  vektorral definiált helyén  $E_{0b}^-(\underline{R})$

A megvilágított területet  $A$ -val jelölve, és feltéve, hogy a detektor felülete legalább ekkora,

$$\delta R_s = \frac{\delta \Phi_s}{\Phi_1} = |r_{ab}|^2 |\underline{R}|^2 \delta \omega_0 / A \quad /5.59./$$





23. ábra: A fényszórás geometriai viszonyainak szemléltetése az intenzitás számításához

/5.58./ értelmében:  $r_{ab} = r_{ab}^0 g \Delta^{\#}$  /5.60./

$g$  konkrét alakja pedig /5.13./-ből ismert.

Az /5.15./-ben definiált  $\Delta^{\#}$  tartalmazza a felületek minőségére vonatkozó összes információt.  $\Delta(z, x)$  statisztikus jellegéből és abból, hogy az  $\exp(ik\chi_{ob}z)$  faktor gyorsan, de szisztematikusan változik a megvilágított felületen, következik, hogy felírható:

$$|r_{ab}|^2 = |g|^2 A C^* |r_{ab}^0|^2 \quad /5.61./$$

$$\text{ahol } C^* = \iint_{-\infty}^{\infty} C(r_x, r_z) \exp(-ik r_{ob} r_z) dr_x dr_z \quad /5.62./$$

és a  $C(r_x, r_z)$  autokorrelációs függvény:

$$C(r_x, r_z) = \frac{1}{A} \iint_A \Delta(x, z) \Delta(x+r_x, z+r_z) dx dz \quad /5.63./$$

Tegyük fel, hogy ez Gauss-alaku:

$$C = \sigma^2 \exp\left\{-\frac{(r_x^2 + r_z^2)}{T^2}\right\} \quad /5.64./$$

ahol  $\sigma^2$  a  $\Delta$ , átlagsiktól való eltérés középértéknégyszete:

$$\sigma^2 = \frac{1}{\Delta_x \Delta_z} \int_x^{x+\Delta x} \int_z^{z+\Delta z} \Delta^2 dx dz \quad /5.65./$$

T pedig a karakterisztikus korrelációs hossz.

Ekkor

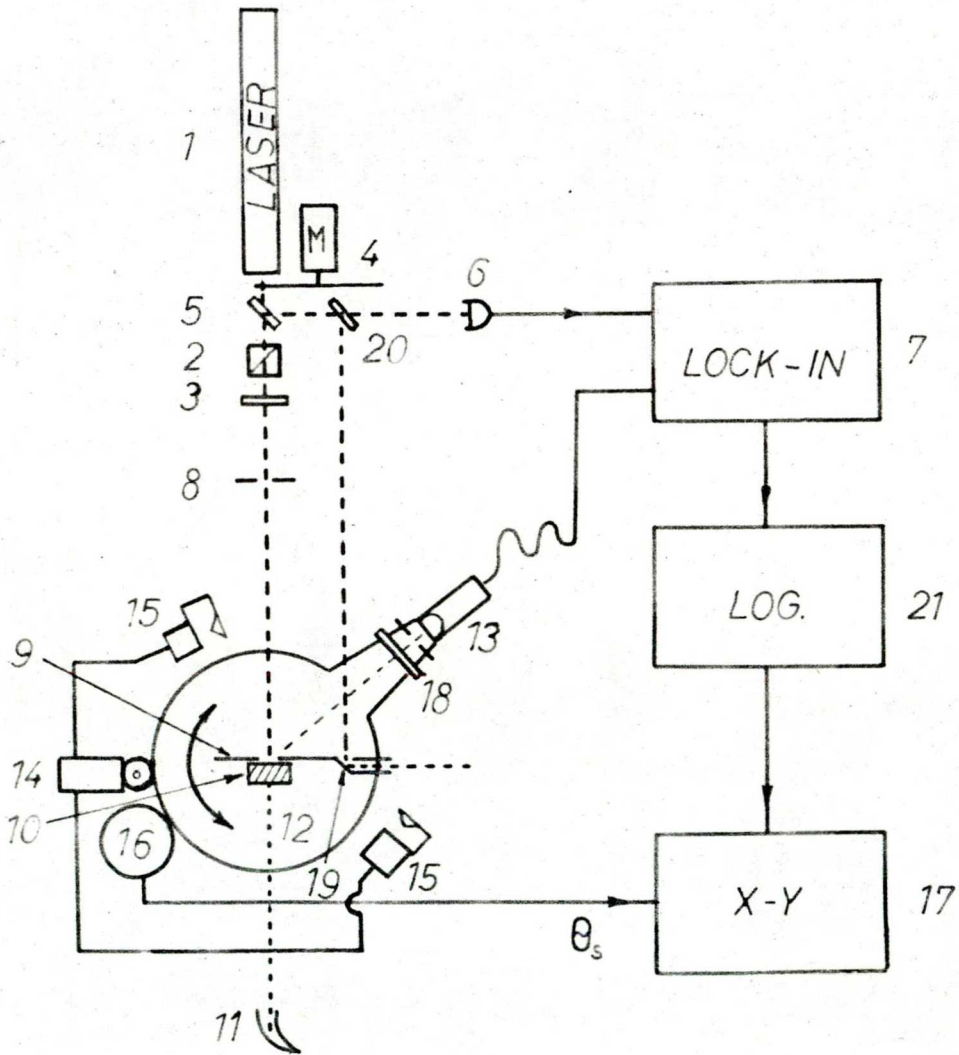
$$C^* = \pi \sigma^2 T^2 \exp\left\{-\left(k r_{ob} T/2\right)^2\right\} \quad /5.66./$$

Az /5.59./ kifejezés /5.61./, /5.13. és /5.66./ felhasználásával:

$$\delta R_s = \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^4 \delta \omega_0 \sigma^2 T^2 \exp\left\{-\left(\frac{\pi}{\lambda} r_{ob} T\right)^2\right\} \cdot |r_{ob}^0|^2 \quad /5.67./$$

5.2. A mérőrendszer

Méréseinkhez a 24. ábrán látható berendezést állítottuk össze:



24. ábra: Szórásmérő berendezés vázlata

A fényforrás /1/ KFKI gyártmányu He-Cd lézer, melynek fénye 441,6 nm hullámhosszu, polarizált, kb 3 mm átmérőjű kis divergenciájú nyalábban terjed. A megfelelő polarizációs síkot Spectra Physics gyártmányu polarizációs forgatóval /2/ és polarizációs szűrővel /3/ állítottuk be.

A fénynyalábot villanymotor tengelyére szerelt forgószeaktor segítségével  $333 \text{ s}^{-1}$  frekvenciával szaggattuk /4/. A szaggatott nyalábból vékony plánparallel üveglemezzel /5/ kicsatolt fényt ejtettünk egy Si-fényelemre /6/, ami a fázisérzékeny erősítő /7/ referencia-bemenete számára szolgáltatott jelet.

A minta előtt a fénynyaláb alakját blendével /8/ korigáltuk. A mintatartó /9/ vékony lemezből készült előlapjához illesztettük az általában 12 mm vastag üveghorodozók rétegrenszerrel borított felületét /10/. A mintatartó egy, kb 8 mm széles csik kivételével eltakarja a mintákat, ezzel a hátsó felületről és az üveg térfogatából szórt fénynek a detektorba kerülését akadályoztuk meg. A mintán áthaladt fénysugarat belülről feketére festett, ivben meghajlitott és hegyesre huzott üvegcsőben nyelettük el, hogy a környezeti háttérzajt csökkentsük. /11/

A mintatartót egy goniométer /12/ közepére helyeztük. A detektorfejet, amely Hitachi PIN-diódát tartalmaz, a goniométer karjára rögzítettük /13/. A detektor látószöge  $6 \times 10^{-5}$  str, az érzékelő felület egy 32 cm sugaru körív mentén mozog.

A goniométer karját arretálható fogaskerék áttételen keresztül kis villanymotor hajtotta /14/. A mérni kívánt szögtartomány két végpontjának megfelelően a goniométer asztalán két mikrokapcsolót /15/ rögzítettünk. Ezeket a goniométer karja nyomta meg a végállásokban. A mikrokapcsolók egy jelfogót vezéreltek, mely polaritásváltással a meghajtómotor forgásirányát megváltoztatja.

A goniométer forgatómechanikája egy helipotot /16/ is meghajtott, melyről az elfordulási szöggel arányos feszültségjelet vittünk az X-Y író /17/ egyik bemenetére. A detektor elé alkalmanként polarizációs-sík analizátort /18/ helyeztünk. A detektor kimenőjele egy KFKI gyártmányú NV-250 típusú LOCK-IN erősítőre /7/ került. Ennek jelét egy logaritmikus erősítőként használt Keithley gyártmányú 26 000 típuszámú műszeren /21/ keresztül vittük az X-Y író másik bemenetére.

A mérőrendszert fénygyengítő eszközök segítségével hitelesítettük. A mérések során a kalibrációt két módon végeztük el. Minden mérési sorozat elején és végén egy etalonként használt alumíniumozott felületű polírozott hordozó szórásgörbéjét is felvettük. Minden mérési ciklusban pedig amikor a detektor a  $90^{\circ}$ -os szögön tulfordult, látóterébe a mintatartón kialakított érdes fémfelületről /19/ szórt fény került. A fémfelület megvilágítása a /20./ vékony üveglemezekkel a direkt fénynyalábból kicsatolt fénnel a mintatartón kialakított diafragmán keresztül történt.

### 5.3. A fényszórás mérése

Méréseink során  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  rétegrendszerek térbeli szórás képét vizsgáltuk. Lézertükrök készítésénél a látható és közeli infravörös tartományra ma már ez a legelterjedtebb anyagkombináció és laboratóriumunkban is zömmel ezt használjuk. Ezen kívül egyéb célokat szolgáló dielektrikumtükrök, interferenciaszűrők, polarizációs osztók, napelemek és detektorok reflexiómentesítő bevonatai is gyakran készülnek  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  rétegek kombinálásával. Magát a  $\text{SiO}_2$  réteget gyakran használják szürkutatásban fémfelületek termikus emissziójának növelésére, de gyakran védőréteggént is.

Azt, hogy a felhasználási skála ilyen széles, elsősorban a rétegek igen nagy mechanikai, kémiai és termikus stabilitása, ellenálló képessége okozza. Emellett az optikai tulajdonságok / törésmutató, abszorpció, fényszórás/ különböző módszerekkel befolyásolhatók és így a gyártási technológiában viszonylag jól kézben tarthatók.

Kísérleti munkákat éppen ezért erre, a gyakorlatban is fontos rétegekombinációra koncentráltuk. Méréseinket úgy terveztük meg, hogy információt kapjunk a rétegek szerkezetére és felületi morfológiájára vonatkozóan a rétegszám, a rétegvastagság függvényében, valamint a gyártási folyamatokban nagyon gyakori hőkezelés hatásáról.

### 5.3.1. Különböző rétegrendszerek vizsgálata

Méréssorozatot végeztünk annak megvizsgálására, hogy az üveghordozótól mért távolság függvényében milyen a  $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$  rétegrendszer határfelületeinek morfológiája. Miután kis rétegszámú bevonatoknál a hordozó térfogatából eredő szórt fény a visszaszórási képet erősen befolyásolhatja, ezeknél a vizsgálatoknál a vékonyrétegrendszer külső felületére vékony alumínium réteget párologtattunk, és az erről szóródó fényt mértük. Az eredményeket Beckman formulája alapján /1.14./ egyenlet értékeltük ki.

Valamennyi mintán az üvegfelületre közvetlenül egy negyedhullámhossznyi optikai vastagságú  $\text{TiO}_2$  réteget párologtattunk, amint az a lézertükrök esetében is van. A hangolási hullámhossz 550 nm volt. A hordozók hőmérsékletét a minták párologtatása alatt  $200^\circ\text{C}$ -on tartottuk. Az A, D, E illetve B, C, F mintákat egyszerre készítettük úgy, hogy a kisebb rétegszámú mintákat egy takarólemez megfelelő szakaszos mozgásával a már nem kívánt rétegek felvitele idején leárnyékoljuk a gőzsugár elől. Ezáltal biztosítottuk a preparációs körülmények maximális azonosságát és ennek következtében a mintasorozat úgy tekinthető, mintha egyetlen,  $(\text{HL})^5$  szerkezetű, azaz 5  $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$  rétegszérióból álló minta különböző határfelületeiről készítettük volna a szóráskép vizsgálatokat.

Minta jele	Szerkezete
A	G H
B	G HL
C	G /HL/ <sup>2</sup> H
D	G /HL/ <sup>3</sup>
E	G /HL/ <sup>4</sup> H
F	G /HL/ <sup>5</sup>

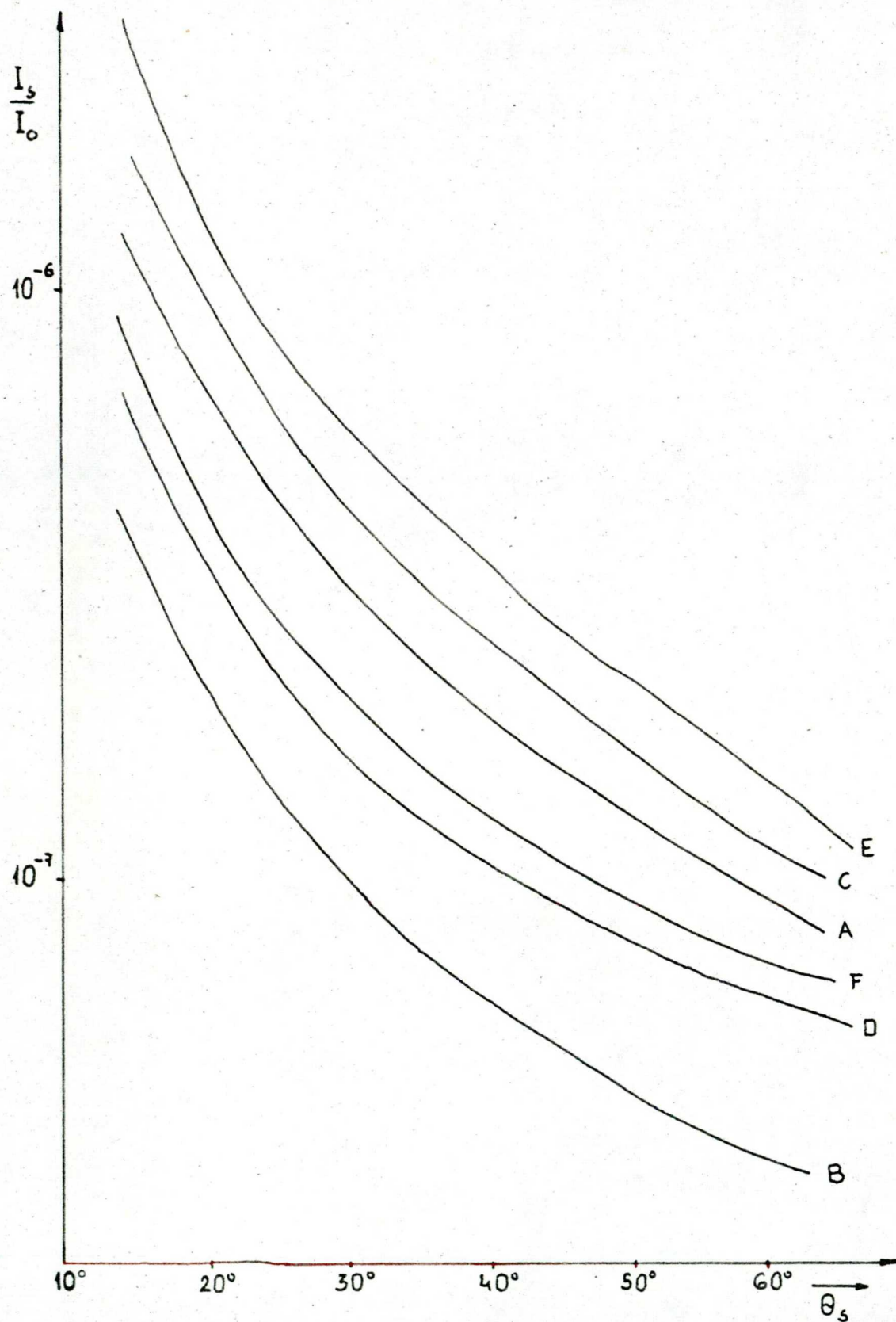
5. táblázat: Alumínium réteggel fedett minták szerkezete

Magyarázat: H:  $\lambda_0/4$  vastagságu  $\text{TiO}_2$  réteg  
L:  $\lambda_0/4$  vastagságu  $\text{SiO}_2$  réteg  
G: üveghordozó  
a /HL/<sup>x</sup> jelölés x darab egymásra következő HL periódust jelent.

A  $\text{TiO}_2$  rétegeket a technológiai gyakorlatnak megfelelően  $8 \times 10^{-4}$  Torr, a  $\text{SiO}_2$  rétegeket  $7 \times 10^{-4}$  Torr nyomáson oxigén atmoszférában gőzöltük. A rétegnövekedés átlagos sebessége  $\text{TiO}_2$  rétegeknél  $2 \text{ \AA}/\text{sec}$ , a  $\text{SiO}_2$  rétegeknél  $3 \text{ \AA}/\text{sec}$  volt. A 25. ábra az alumínium réteggel fedett minták visszaszórás méréseinek eredményeit tartalmazza.

A Beckman formula szerinti kiértékelés alapján látszik, hogy a  $\text{SiO}_2$  rétegek felületén a karakterisztikus korrelációs hossz a  $\text{TiO}_2$  rétegre kapott értékekkel megegyező. Az ideális siktól való eltérés négyzetes átlaga a  $\text{SiO}_2$  rétegekre szisztematikusan kisebb, mint a  $\text{TiO}_2$  rétegekre.

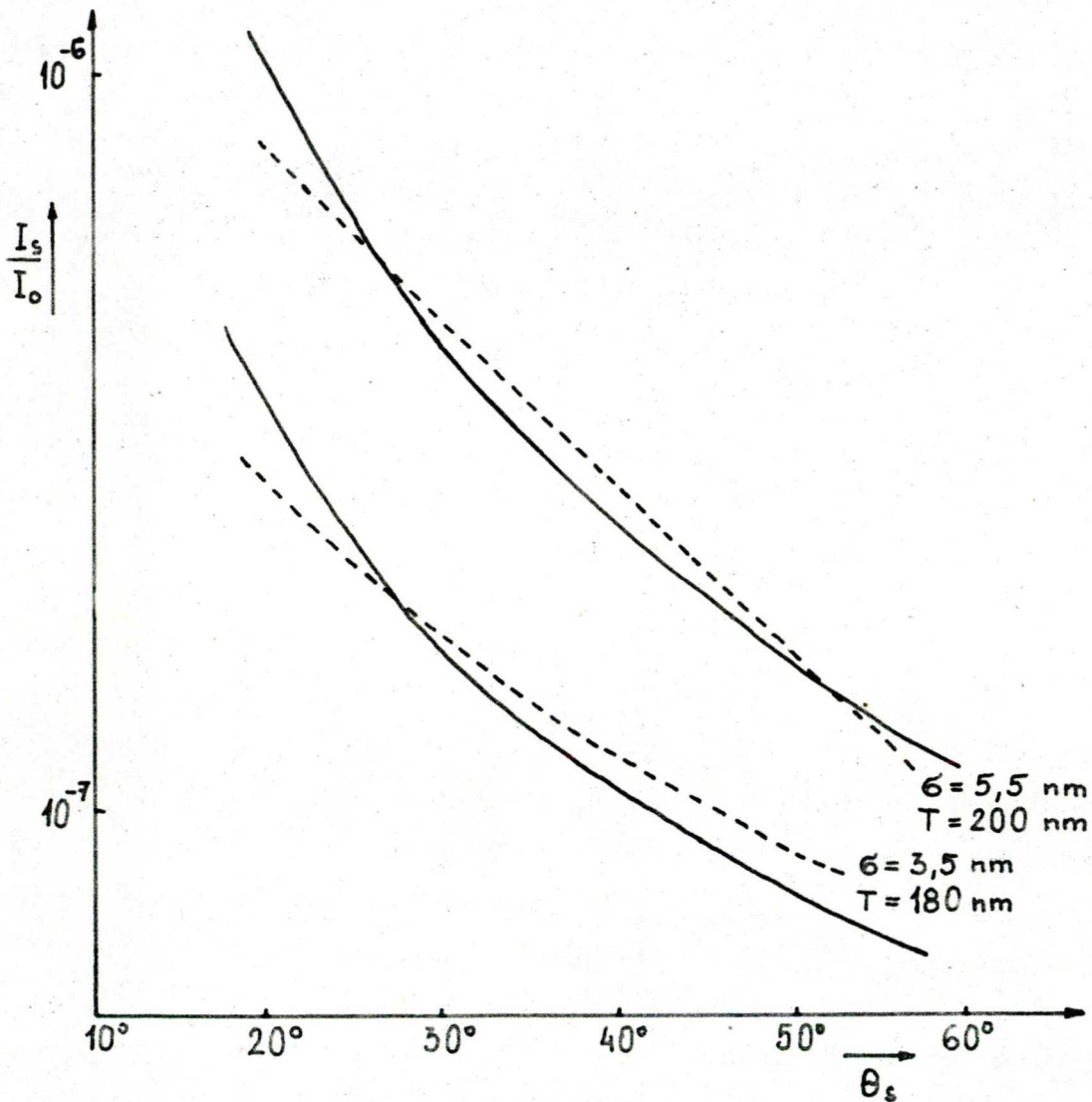




25. ábra: Az 5. táblázatban felsorolt minták visszaszórása



Mindkét rétegfajtánál a hordozófelülettől mért távolsággal az ideális siktól való eltérés átlagértéke növekszik. A 26. ábra a mérési és az elméleti görbék illeszkedését mutatja.



26. ábra: Alumíniummal fedett határfelületekre számított /- - - - - / és mért /———/ szórási adatok. A jelölések magyarázata az 5. táblázatban és a szövegben található.

6. táblázat:  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  rétegrendszerek statisztikus paramétereit a Beckman-formula alapján

Linta	$\sigma$	T
A	4,8	200
B	2,5	200
C	5,5	200
D	3,5	180
E	6,4	200
F	4,0	180

/ A minták szerkezete az 5. táblázatban található./

### 5.3.2. Lézertükrök vizsgálata

He-Ne lézerhez készített 632,8 nm központi hullámhosszra hangolt zárótükrökön végeztünk fényszórásméréseket. A tükrök  $\lambda_0/4$  optikai vastagságú  $\text{TiO}_2$  /nagy törésmutatójú, H / és  $\text{SiO}_2$  / kis törésmutatójú, L komponens/ rétegek egymásra párologtatásával készültek, tehát a tükrök optikai szerkezetét  $(\text{HL})^{10}$  H képlettel jelölhetjük. A mintákat egyszerre párologtattuk, A 22 mm átmérőjű 12 mm vastag üveg-hordozókat forgó targettartó szerszámba rögzítettük a forgástengelytől egyenlő távolságra. Így, mint azt Zeiss-gyártmányu Specord UV-VIS spektrofotométe ren felvett transzmissziós spektrumokon ellenőriztük, a felhasznált négy minta optikai szempontból egyforma volt.

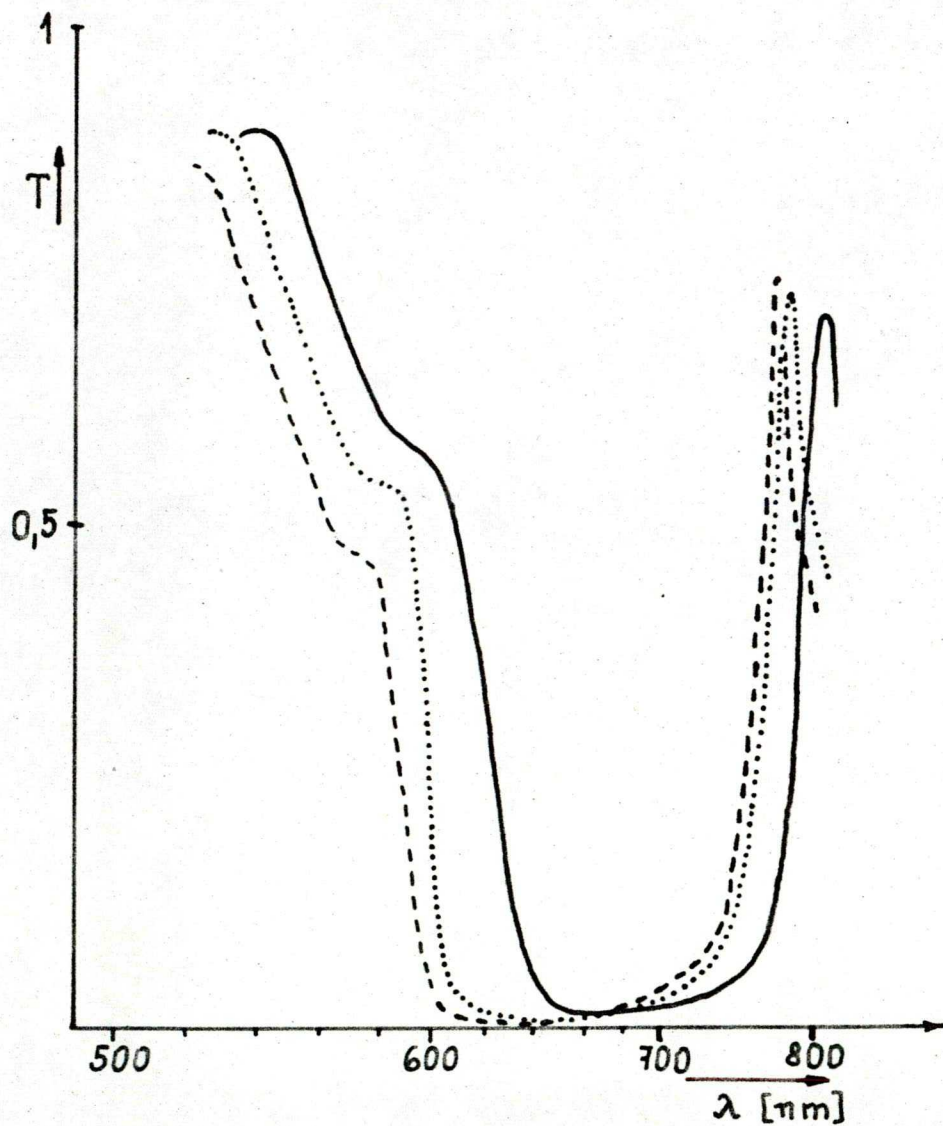
A  $\text{TiO}_2$  rétegek  $7 \times 10^{-5}$  Torr, a  $\text{SiO}_2$  rétegek  $8 \times 10^{-5}$  Torr parciális oxigénnyomáson,  $2 \text{ \AA}/\text{sec}$ , illetve  $3 \text{ \AA}/\text{sec}$  átlagos rétegnövekedési sebességgel készültek. A hordozók hőmérséklete  $200^\circ\text{C}$  volt.

Két mintát öt óra hosszat  $400^\circ\text{C}$ -os hőkezeltünk, majd ismét elvégeztük a szórásmeréseket.

Ezt követően a még hőkezeletlen minták egyikét és a már hőkezelt minták egyikét 8 órás,  $400^\circ\text{C}$ -os hőkezelésnek vetettük alá, és ezután is megmértük fényszórásukat. A tükrök transzmissziós spektruma a 27. ábrán látható hőkezelés előtti és utáni állapotban. A folytonos vonallal jelölt eredeti állapothoz képest láthatóan a hőkezelés első öt órás szakaszában történt meg a lényeges változás; a tükrök a  $632,8 \text{ nm}$  hullámhosszon minimális transzmissziót ért el, ami részint rövidebb hullámhosszra hangolódásának, részint a reflexiós maximumában megfigyelhető növekedésnek következménye. A további nyolc órás hőkezelés a tükrök karakterisztikáját már kevésbé befolyásolta.

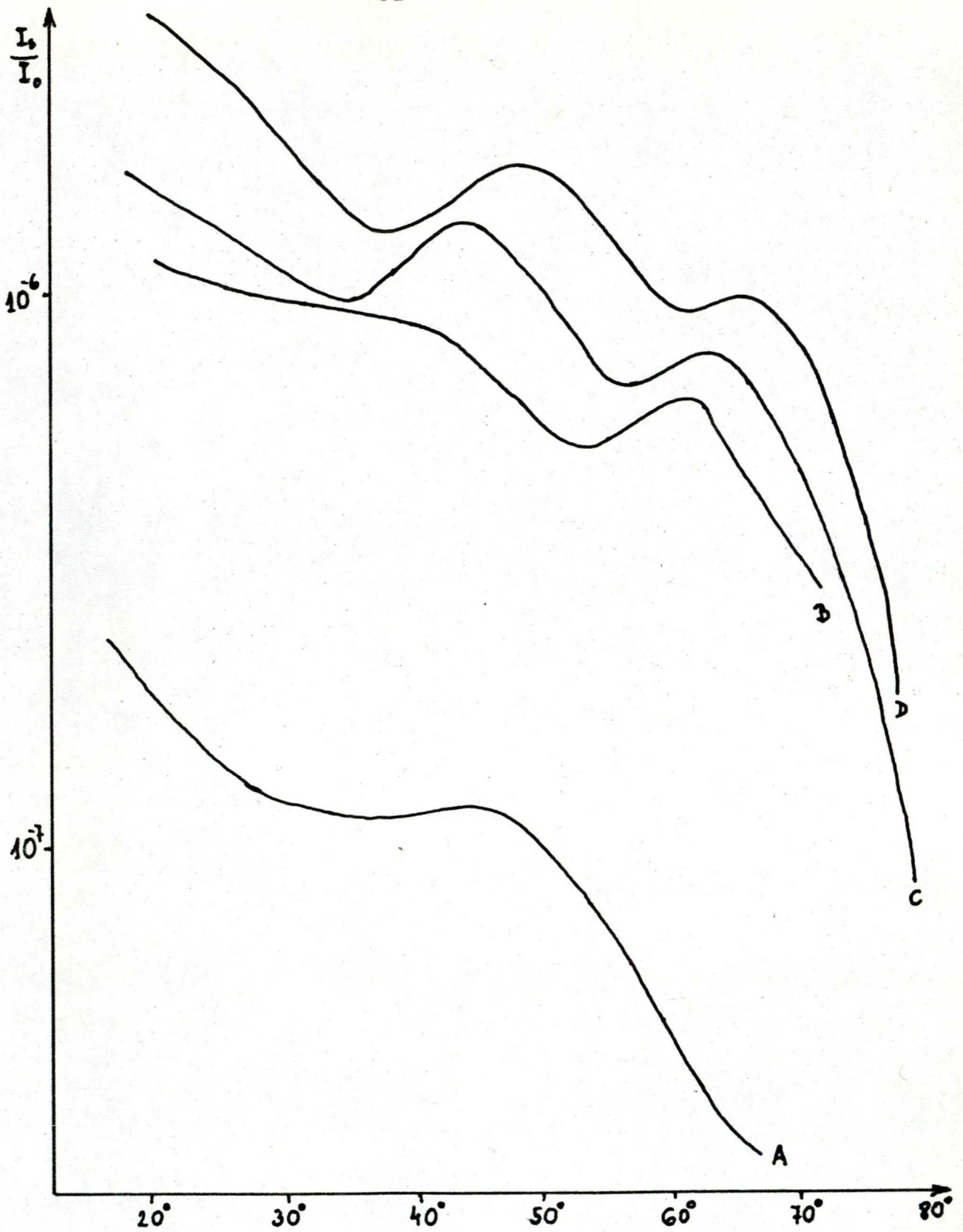
A szórásmerést minden esetben a detektálási, valamint az arra merőleges síkban poláros beeső fény mellett is elvégeztük. Felvettük a szórásgörbéket analizátor nélkül, továbbá a beeső fény polarizációs síkjával párhuzamos, illetve erre merőleges analizátor állásnál is. A He-Cd lézer nyalábja a mintára mindig pontosan merőlegesen esett.

A 28. ábra nem hőkezelt, illetve különböző ideig hőkezelt tükrök szórásmeréseinek eredményeit hasonlítja össze.



27. ábra : 21 rétegű  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  tükör transzmissziós spektruma:

- párologtatása után
- ..... öt órás hőkezelés után
- - - tizenhárom órás hőkezelés után



28. ábra: Hőkezeletlen /A/

5 órán át hőkezelt /B/

8 órán át hőkezelt /C/

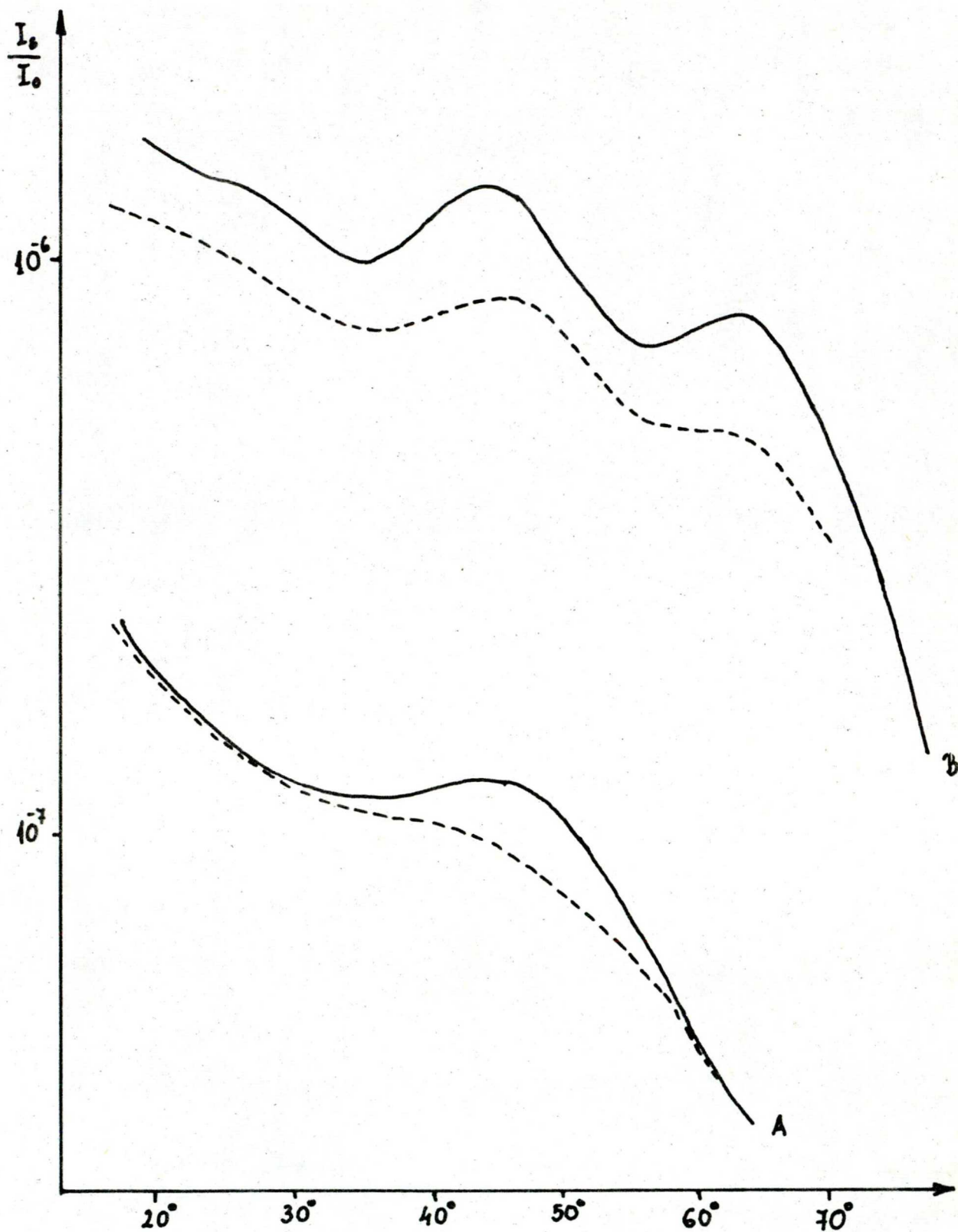
13 órán át hőkezelt /D/ lézertükör visszászórása "p" polarizált fényben

A görbék analizátor nélküli mérések eredményei, "p" , azaz a detektálási síkban polarizált, merőlegesen beeső fénynél készültek. Láthatóan a hőkezelés első öt órája majdnem egy nagyságrenddel megnövelte a tükör szórását. A további hőkezelés ehhez viszonyítva már kisebb, de továbbra is jelentős változást okoz. Jól látszik az ábrán, hogy a hőkezeléssel párhuzamosan bizonyos irányokban extrém nagy szórásintenzitás jelenik meg. Két ilyen csucs figyelhető meg,  $45^\circ$  és  $65^\circ$  táján.

A detektálási síkra merőleges, azaz "s" polarizációjú fény visszaszórása kisebb mértékű, mint az "p" polarizációban tapasztalható. A 29. ábra hőkezeletlen és nyolc órán át hőkezelt tükrök kétféle polarizációban mért szórását ábrázolja. A görbék azonos helyein hőkezelt mintákon mind a "p", mind pedig "s" polarizációjú méréseknél megjelennek a csucspok, jóllehet ez utóbbi esetben relativ nagyságuk jóval kisebb: a nem hőkezelt tükrön az "s" polarizációban mért görbe sokkal simább, mint ha a fénynyaláb a detektálás síkjában polarizált.

A szórt fény polarizációs állapotát vizsgálva, azt tapasztaltuk, hogy nem hőkezelt tükrökről kiszórt fény ugyanabban a síkban polarizált, mint a megvilágító fénynyaláb, ha van is depolarizáció, a depolarizált komponens több, mint két nagyságrenddel kisebb, és berendezésünk érzékenységi tartományán kívül esik.

Egészen más a helyzet a hőkezelt minták esetében. Itt, méréseink szerint a szórt fény igen nagy mértékben



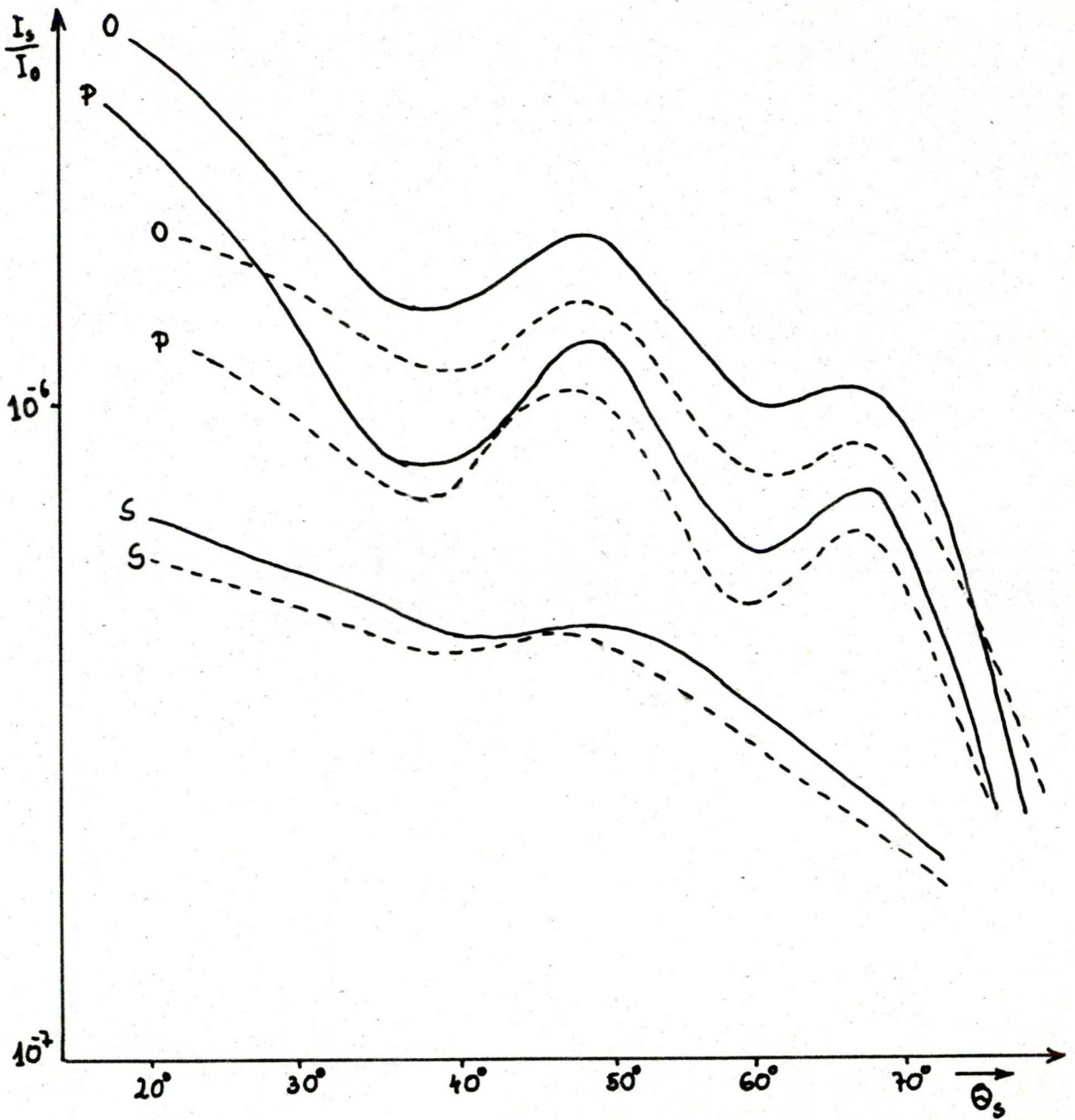
29. ábra : Nem hőkezelt /A/ és 8 órán át hőkezelt /B/ tükör  
visszaszórása a beeső fénynyaláb polarizációja  
szerint

———— "p" polarizáció  
- - - - "s" polarizáció



depolarizált. A 30. ábrán 8 illetve 15 órán át hőkezelt tükrök visszaszórt fényének polarizációs tulajdonságait tükröző mérési eredményeinket összegeztük. A görbéket az analizátor csillapításának megfelelően korrigáltuk. A megvilágító fénynyaláb a detektálási síkban volt poláros. Feltűnő, hogy a szórt fény "p" illetve "s" komponensének karaktere egészen más. Utalunk itt a 28. ábrára, ahol a még nem hőkezelt tükör szórásgörbéje is látható. Igen nagy a hasonlóság ezen görbe és a 30. ábrán a depolarizált /s/ komponens között. Az ábrán látható, hogy a teljes szórt fényben megjelenő csucok a "p" polarizált komponensből származnak, és ilyen analizátor használata mellett felvett görbén még kifejezettebben jelentkeznek.

A detektálási síkra merőlegesen polarizáltan a mintára beeső lézernyaláb visszaszórását láthatjuk a 31. ábrán. Itt még szignifikánsabban megmutatkozik az, az elmélet alapján előre látható fény, hogy a teljes szórt fényben a hőkezelt tükrök esetén megjelenő csucok mindig a "p" polarizált komponensből származnak, még akkor is, ha ez, mint ebben az esetben is, a szórt fény kisebb hányadát kitevő depolarizált hányad. A két komponens aránya tehát, a szórt fény polarizációfoka szabja meg végül is, hogy a teljes szórt fényben észlelhető csucok mennyire élesek. Ez a különbség a 30. és a 31. ábra összehasonlításából jól látszik.



30. ábra: /HL/<sup>10</sup>H TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> He-Ne lézertükörről visszaszórt fény polarizációs tulajdonságai

P: P polarizált komponens

S: S polarizált komponens

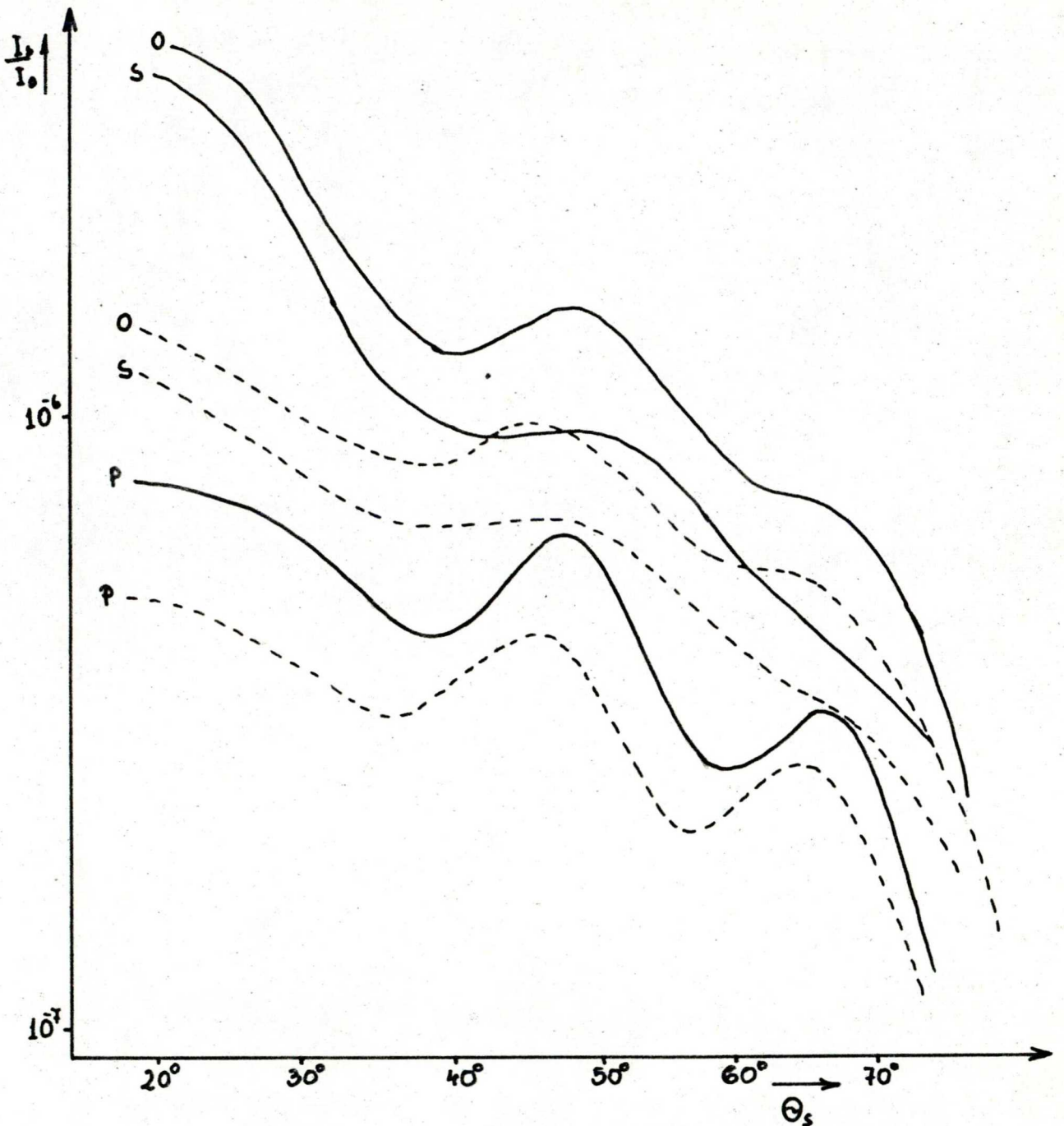
O: analizátor nélküli mérés

———— 13 órán át hőkezelt

----- 8 órán át hőkezelt

a megvilágító nyaláb "p" polarizált





31. ábra: "s" polarizáltan beeső fénynyalábból visszaszórt

fény polarizációs tulajdonságai

———— 13 órás hőkezelés után

- - - - - 8 órás hőkezelés után

"o" : Analizátor nélkül

"p" : "p" polarizált komponens

"s" : "s" polarizált komponens

#### 5.4. Numerikus kiértékelés

A szórásmerések eredményeihez Gourley és Lissberger dipolközelítésen alapuló elméleti modellje szerint számítógéppel számolt görbékkel illesztettünk. Az elméleti leírás végeredményében merőleges megvilágítás esetére adott  $\theta_s$  detektálási szögben egy  $\delta\omega_0$  térszögű detektor által észlelt fényintenzitásra kapott formula: /1./5.67./

$$I_s(\theta_s) = I_0 \cdot \text{const} \cdot \lambda^{-4} A_i \cdot G(\epsilon, T) \quad /5.68./$$

ahol  $G(\epsilon, T)$  a rétegszisztem határfelületeinek morfológiai statisztikai paramétereitől függő tényező, /5.67./ egyenlet alapján egyszerűen számolható.  $A_i$ -t a vékonyréteg-rendszer szerkezete határozza meg:  $A_i = A_s$  vagy  $A_p$  a detektálási síkban illetve arra merőleges beeső fény polarizációra különböző. A formulát részletesebben az 5.1. fejezetben ismertettük, levezetésével együtt.

A numerikus kiértékelés a számolt  $A_i$  és  $G$  görbéseregekből a mért szórásgörbékkel legjobban megközelítő kombináció kiválasztásával történt.

Az  $A_i$  paraméter kiszámítására PL/1 programnyelven számítógépes programot szerkesztettünk. A program mitegy 250 soros, 60 K memóriaigényű lyukkártya-csomag. A végeredményeket konzol írógép nyomtatja ki. Az R-40 számítógépen a program egyetlen bemenő paraméter kombinációval a  $2 - 80^\circ$  közötti szögtartományban két fokos lépésközökkel való

futtatása kb 16 percet vesz igénybe. A program kezelése és változtatása igen egyszerű, néhány lyukkártya kicserélésével a tekintetbe vett polarizáció, vagy bármely más kiindulási adat megváltoztatható.

A program bemenő paraméterei:

- a tükör hangolási hullámhossza,
- a mérési hullámhossz,
- a kiértékelendő szögtartomány alsó és felső határa,
- a szög szerinti futtatás lépésköze,
- a tükör anyagainak és a hordozó törésmutatója,
- a tükör szerkezete.

E két utóbbi adat tömbváltozóként kerül a programba, a törésmutató esetében ez egy egydimenziós, háromelemű tömb.

A tükör szerkezetét végülis a benne levő határfelületekkel jellemezzük. Minden határfelület-fajta /levegő-TiO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub>, stb / egy numerikus kódot ad, ezek a kódszámok alkotják a strukturát leíró egydimenziós, n+1 elemű tömb elemeit, / n a rétegszám / abban a sorrendben, ahogyan a határfelületek egymást a valóságban is követik. A kódszámokhoz egy szubrutin kapcsolja a törésmutató-tömb megfelelő két-két elemét.

A program futása során kiszámítja a merőleges beeséshez illetve az adott detektálási szög szerinti fényuthoz tartozó Fresnel és szórási koefficienseket a kívánt határfelületeken, majd előállítja minden rétegre a 4 x 4 -es

komplex karakterisztikus mátrixát. Ezeket a mátrixokat összeszorozza egy szubrutin segítségével és a szorzatmátrix elemeiből kiszámítja az  $A_i$  értéket. Ez az eljárás az egyes határfelületekről szóródott elektromágneses hullámok amplitudó szerinti, koherens összegzését jelenti, aminek fizikai alapja az összes felület teljes korreláltsága. A program ugyanakkor kiszámítja minden egyes  $j$  felületre külön az  $A_{ij}$  együtthatót is, amit úgy kapunk meg, ha az  $j$ -ik kivételével az összes többi felületet tökéletesen síknak tekintjük. Ezen együtthatók összege adja a tökéletesen korrelálatlan felületekre érvényes  $A_i$  paraméter, ami lényegében az egyes határfelületekről szórt fény intenzitás szerinti összegzésének megfelelő paraméter az /5.68./ formulában. A számítás végén output utasítással úgy a korrelált, mint a korrelálatlan esetnek megfelelő  $A_i$  értékeket, valamint az összes  $A_{ij}$  értékeket kinyomtatjuk valamennyi szórási szög esetében.

### 5.5. Eredmények

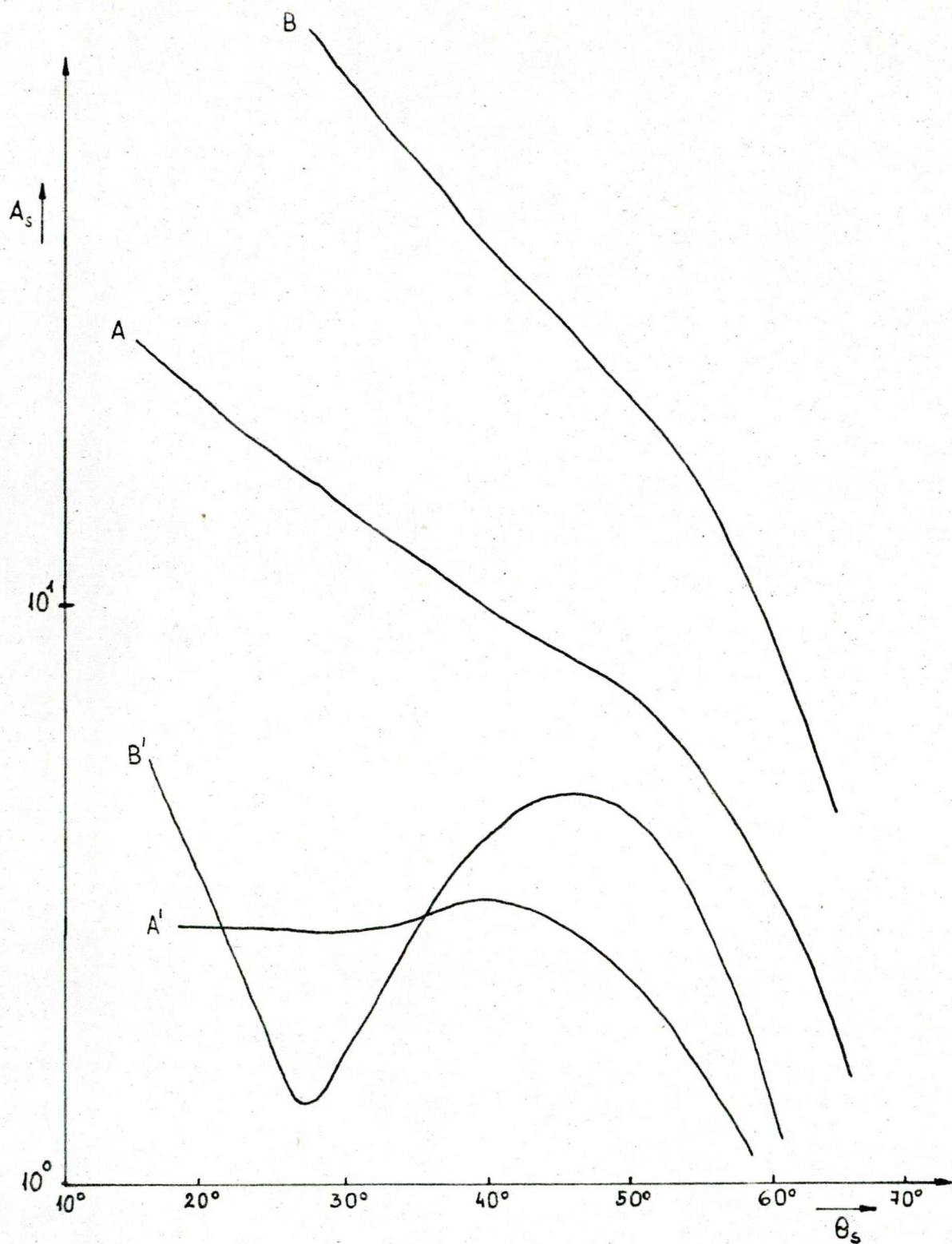
A számítógép szolgáltatott eredmények azt mutatják, hogy a szórás kép igen erősen függ attól, hogy a beeső fénynyaláb polarizációs síkja és a detektálási sík egybeesik-e, vagy merőleges egymásra. Lényeges különbség van ezen belül a korreláltak illetve a korrelálatlannak tekintett felületek szórása között. "s" polarizált fényre

kapott adatokat rajzoltunk a 33. ábrára. Láthatóan a korrelálatlan esetben a visszaszórt intenzitás jóval nagyobb, mint a korrelált felületek esetében. Extrémum helyek csak a korrelált esetnek megfelelő görbén vannak.

A 34. ábrán arra az esetre vonatkozó számítások eredményeit ábrázoltuk, amikor a lézerfény-nyaláb polarizációs síkja és a detektálási sík egybeesik, tehát eddigi szóhasználatunknak megfelelően "p" polarizált. Itt ugyanugy, mint az "s" polarizált esetben a nem-korrelált felületekre kapott  $A_i$  együttható tendenciózusan több, mint egy nagyságrenddel nagyobb, mint a korrelált felületekre számolt  $A_i$  paraméter.

Mindkét görbén  $54^\circ$  és  $66^\circ$  detektálási szögnél igen nagy maximumok látszanak, a csúcok mintegy két nagyságrenddel emelkednek ki környezetükből. Ezek a maximumok a "p" polarizációban végzett mérések esetében valóban megfigyelhetők / 1. 28-31. ábrák/ , de közel se olyan élesek, mint az elméleti görbén.

Tapasztalataink szerint sem az "s", sem pedig a "p" polarizált megvilágító nyaláb esetében nem lehet csupán a korrelált vagy a korrelálatlan összegzésnek megfelelő görbék alapján a mérési eredményekkel jól egyező függvényt előállítani. Azonban a két elméleti görbe megfelelően súlyozott összege alkalmasnak bizonyult a méréseinkkel jó egyezést mutató szórt fényintenzitások előállítására az /5.68./ egyenlet szerint.



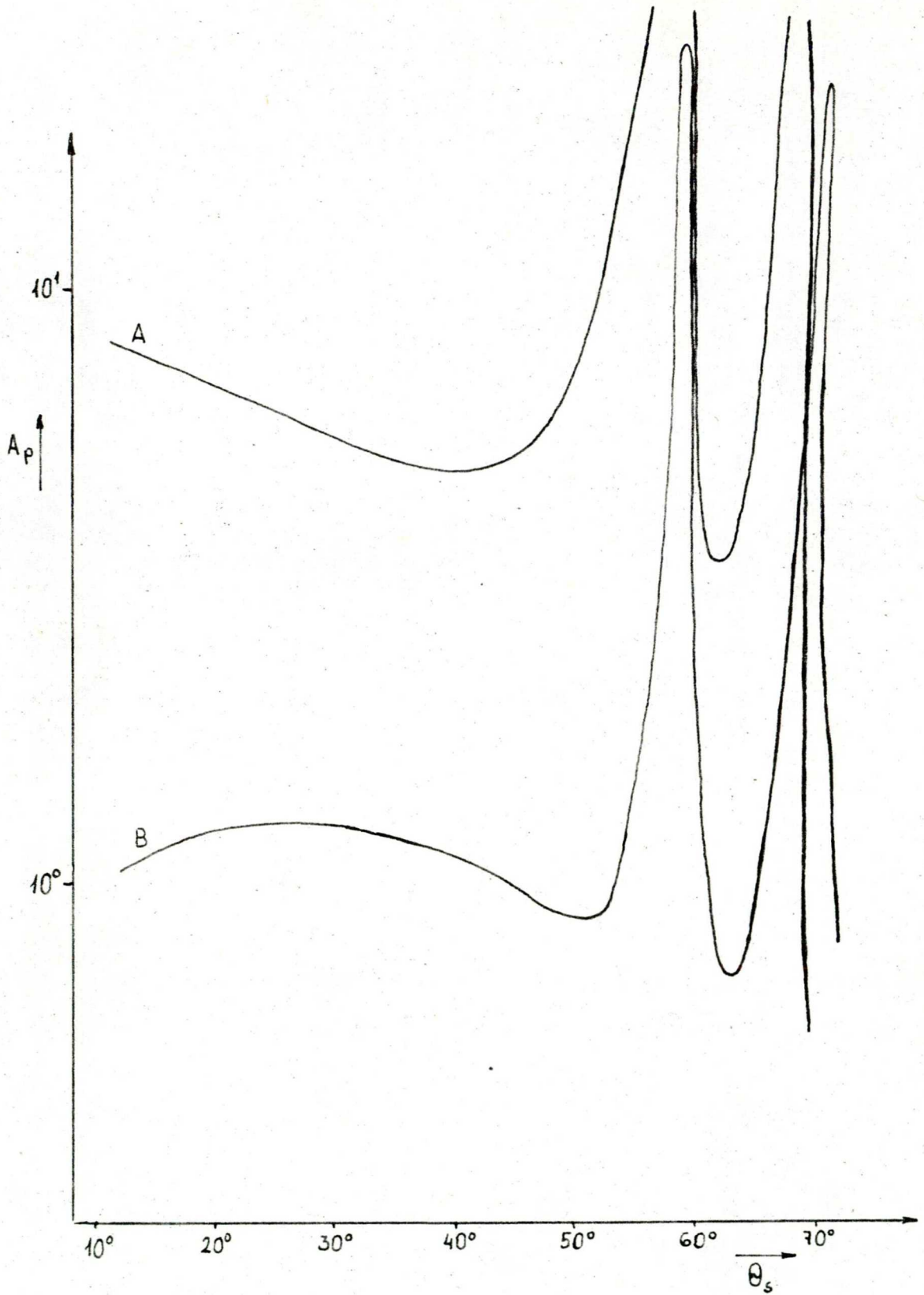
33. ábra: "s" polarizált fény szórására kapott elméleti

görbék: A , A' :  $n_H = 2,3$        $n_L = 1,6$

B , B' :  $n_H = 2,3$        $n_L = 1,4$

A , B nem korrelált, A' , B' korrelált





34. ábra: "p" polarizált fényre számolt görbék

$$n_H = 2,3 \quad , \quad n_L = 1,5$$

A: korrelálatlan,

B: korrlált felületek

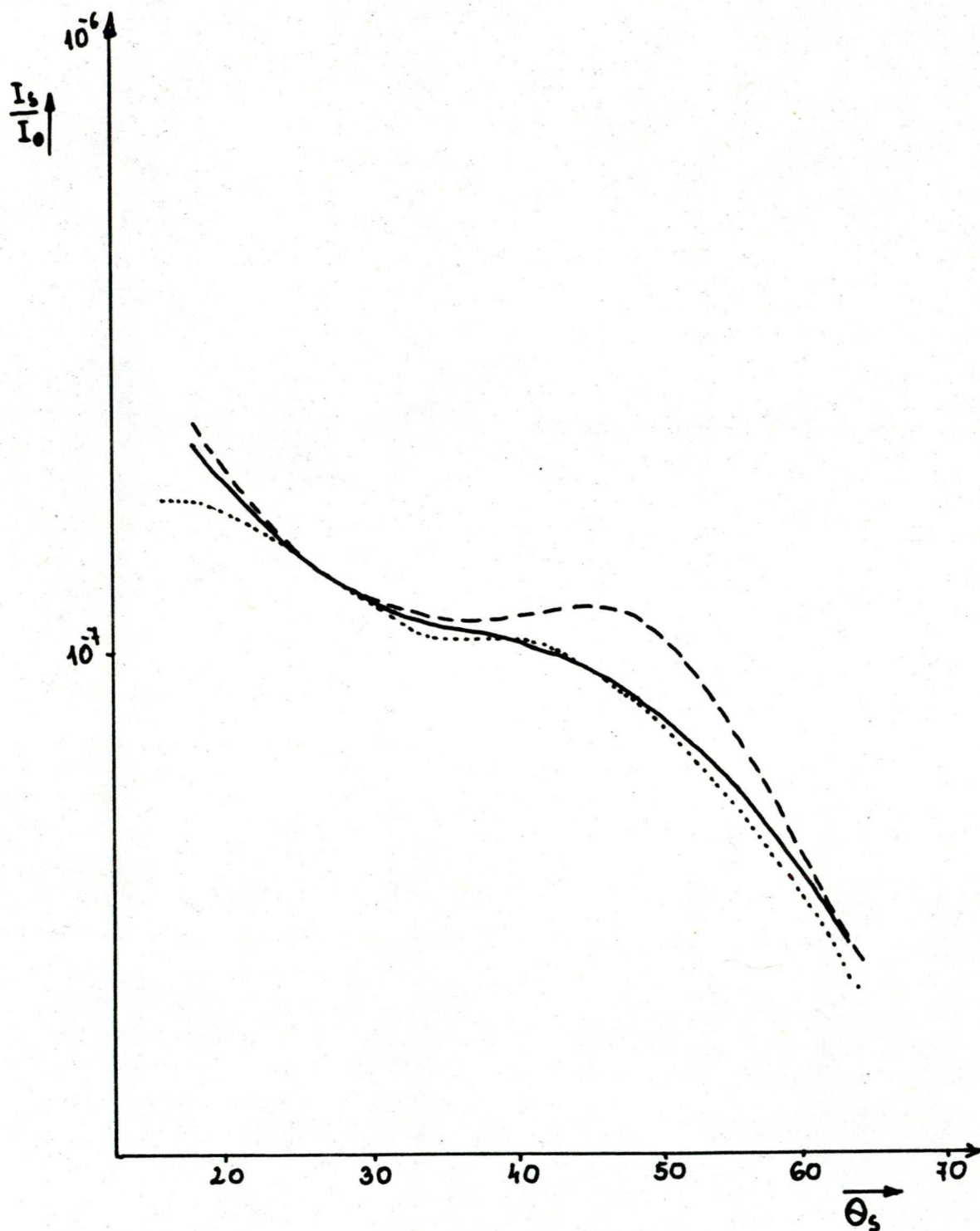
A 35., 36., 37. ábrákon látjuk a kísérleti és a hozzájuk illesztett elméleti görbéket. Az extrémum helyek kivételével az egyezés igen jónak mondható. Azon elméleti görbék paramétereit, melyek a mért adatokat legjobban megközelítik a 7. táblázatban foglaltuk össze.

A mért és számított eredmények összhangja bizonyítja, hogy a Gourley és Lissberger által kidolgozott modell alkalmas a vékonyréteg-rendszerek felületi fényszórásának leírására.

7. táblázat

$/HL/^{10}H$   $TiO_2-SiO_2$  lézertükrök fényszórásmérésből  
nyerhető paraméterei

Hőkezelés ideje órában	Korrelált szórás aránya az össz- szóráshoz	T /nm/	$\sigma$ /nm/
0	0,7	60	4
5	0,6	180	7
8	0,6	200	7,5
13	0,6	240	8

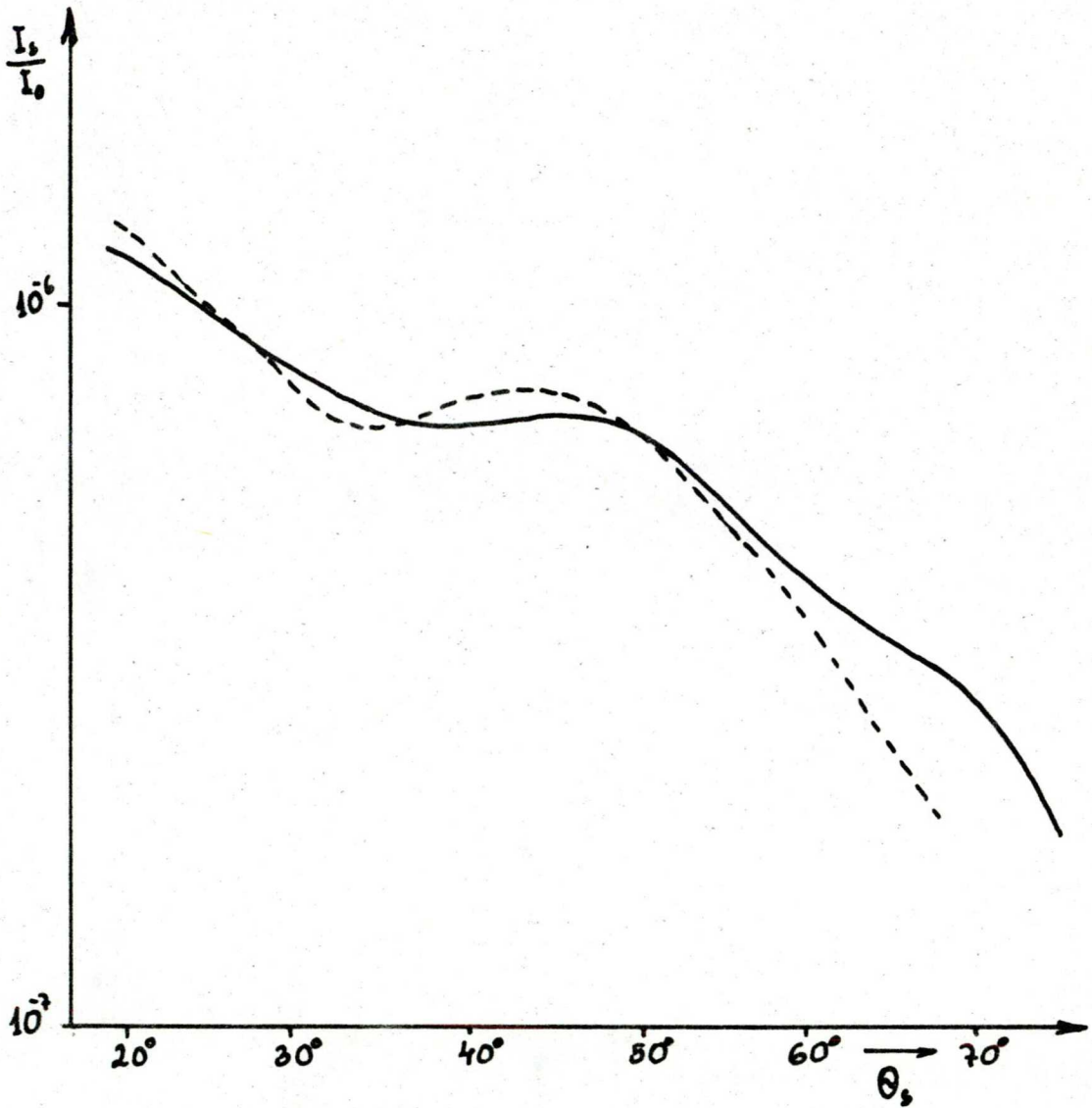


35. ábra: Hőkezelés előtti fényszórásgörbék

- - - - "p" polarizációban mért
- "s" polarizációban mért
- ..... "s" polarizációban számított

$\delta = 6,2 \text{ nm}$

$T = 60 \text{ nm}$

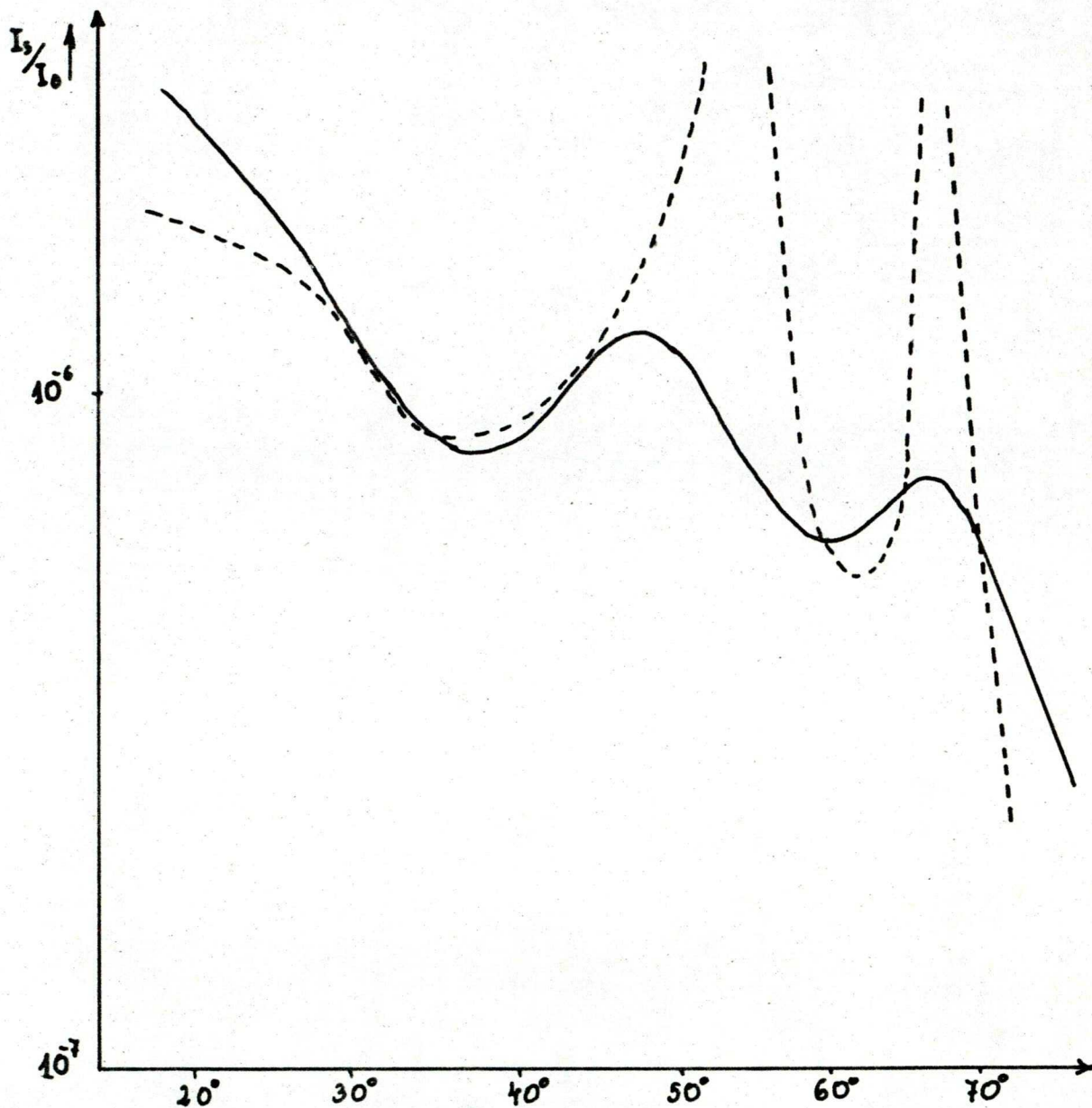


36. ábra: Lézertükrök fényszórása "s" polarizált fényben

8 órás hőkezelés után

— mért adatok

- - - - számított görbe



37. ábra: Lézentükör fényszórása "p" polarizált fényben

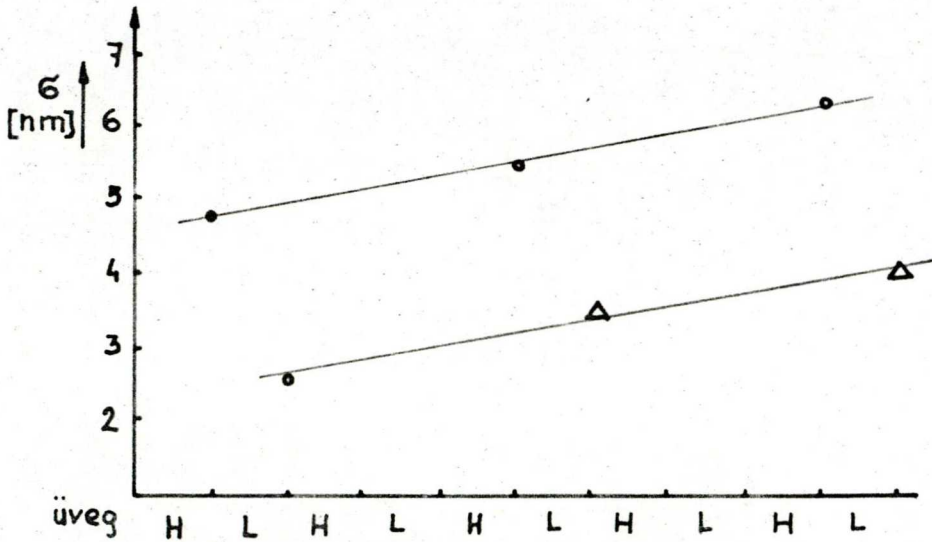
13 órás hőkezelés után

— mért adatok

- - - - - számított görbe

### 5.6. Ertelmezés

A különböző rétegszámú alimuniuzott felületű minták szórásmérése alapján a morfológiai paraméterekre kapott eredményeket a 38. ábrán látható grafikonon mutatjuk be.



38. ábra:  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  rétegrendszer határfelületeinek morfológiai paraméterei a rétegszám függvényében

H :  $\text{TiO}_2$  réteg /60 nm/

L :  $\text{SiO}_2$  réteg /90 nm/

$\sigma^2$ : az átlagsiktól való eltérés négyzetes átlaga

autokorrelációs hossz: o : 200 nm

Δ : 180 nm

Látható, hogy a hordozótól mért távolsággal a rétegek felületi érdessége növekszik, de a  $\text{SiO}_2$  rétegek felülete mindig simább a  $\text{TiO}_2$  rétegekénél. Ezek az eredmények azt mutatják, hogy minden  $\text{SiO}_2$  réteg bizonyos mértékben átörökli az alatta levő  $\text{TiO}_2$  réteg felületének alakját. A réteg növekedése közben azonban ez a hasonlóság egyre csökken, a  $\text{SiO}_2$  rétegek felülete egyre simább lesz. A 90 nm vastag rétegen azonban még mindig nyomon követhető annak a rétegnek az alakja, melyre ránőtt. Ez a nem sima felület a következő  $\text{TiO}_2$  réteg alapja, amely viszont az átlagsíktól való eredeti eltéréseket egyre jobban kiemeli saját oszlopos szerkezete következményeképpen. Ezt az értelmezést a 15. ábrán látható elektronmikroszkópos felvételek, melyeken kivehető a  $\text{SiO}_2$  strukturálatlan és a  $\text{TiO}_2$  rétegek kifejezetten oszlopos szerkezete, szintén alátámasztani látszanak.

Mérési eredményeink tehát azt mutatják, hogy a vékonyréteg-rendszer egyes határfelületei nem függetlenek egymástól, de identikusnak sem monthatók. Az egymást követő rétegek mintegy tökéletlen replikát alkotnak, és a határfelületek korreláltságának mértéke egymástól való távolságuk függvényében erősen csökken.

Ezzel a következtetéssel összhangban vannak a 21 réteges zárótükrök fényszórási adatainak numerikus kiértékelése során leszűrt tapasztalataink: az a tény, hogy a részben korreláltak tekintett felületeknek megfelelően számított szórásadatok mutatnak jó egyezést a kísérleti eredményekkel.

A hőkezelés hatására vonatkozó mérési eredmények egyértelműen mutatják a jelentős szerkezetmódosító hatást. A 7. táblázatban összefoglalt adatok alapján a felületi érdesség növekedése nyilvánvaló a hőkezelés teljes időtartama alatt. Egyértelműen ennek tudható be a visszaszórás folyamatos növekedése, amely tartott még akkor is, amikor a tükrök transzmissziós spektrumában már lényeges változást nem tapasztaltunk, vagyis a hőkezelés első öt óráját követően.

A hőkezelés célzott hatása a rétegekbe fizikailag beépült, de kémiaiilag nem kötött oxigén, valamint az atmoszférikus oxigén révén a rétegek tökéletes feloxidálása. A gyengén oxidált centrumok jelenléte okozza a tükör kismértékű abszorpcióját a látható, de jelentős fényelnyelését az ibolyántuli tartományban. Ezzel az abszorpcióval magyarázható az a tény is, hogy a hőkezeletlen tükör szórásképe a detektálási síkban illetben arra merőleges polarizációjú mérőfény esetében csaknem azonos, és nem tapasztalható a dielektrikum rétegekre számított csucok megjelenése sem a "p" polarizációban végzett méréseknél. Ugy gondoljuk, hogy a feltehetőleg főként a határfelületeken jelen levő magas hibahely-koncentráció következtében ott fellépő abszorpció miatt a tiszta dielektrikum-rétegekre érvényes Fresnel-formulák már nem alkalmazhatók, és így ennek következményei - pl a Brewster-szögnél csak "p" polarizált fényre jellemző zérus reflexió - ,melyek az alapvető különbséget okozzák a kétféle polarizációs állapotú elektromágneses sugárzás terjedési viszonyai között, szintén nem léphetnek fel.



A hőkezelés következtében a rétegek abszorpciója szinte teljes egészében megszűnik, és az ily módon feloxidált tükrökön "p" polarizációs méréseknél is az elmélet alapján várható szórás kép tapasztalható. Mindazonáltal a  $45^\circ$  és  $65^\circ$  környékén mért csúcok nem olyan élesek, mint az elméleti görbéken. Ennek magyarázata valószínűleg a rétegekben levő lokális törésmutató-fluktuációkban és inhomogenitásokban valamint a detektáló rendszer integráló hatásában rejlik. Utalunk itt arra a tényre, hogy a vékonyréteg interferenciaszűrőknél sem lehet az elméleti százszázalékos transzmissziót elérni.

Rendkívül érdekes, és tudomásunk szerint az irodalomban még sehol nem közöl megfigyelés az, hogy a  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  lézertükrőknél hőkezelés után a szórt fény igen nagy mértékben depolarizált. A depolarizációt másodrendű szórási folyamatok, és anizotrop szórócentrumokon történő szórás is okozhatja. Jóllehet az előbbi ok is feltétlenül jelen van a szórási mechanizmusban, nehéz volna a hőkezeléssel való kapcsolatát a kísérleti tapasztalatokkal összhangban megmagyarázni.

Értelmezésünk szerint a depolarizáció annak a következménye, hogy a fény olyan közegek határfelületén szóródik, melyeknek legalább egyike az elektromos polarizálhatóság szempontjából anizotrop. Ekkor a közegben másodrendű dipólusok is gerjesztődnek, és ezekből származik a szórt fény depolarizált komponense.

Esetünkben a  $\text{TiO}_2$  rétegekben a  $300^\circ\text{C}$  feletti hőkezelés hatására kialakuló polikristályos szerkezet hozható kapcsolatba a szórt fényben tapasztalható depolarizációval. Ferencz K. nem publikált röntgendiffrakciós mérései során a hőkezeletlen  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  lézertükrök amorf szerkezetre utaló diffúz szórás képével szemben a hőkezelt mintákban anatózra, a  $\text{TiO}_2$  egyik kristálytani módosulatára jellemző diffrakciós gyűrűket mutatott ki. Az anatóz kristály optikailag anizotrop, törésmutatója a kristálytani irányokban:  $n_a = n_b = 2,56.$ ,  $n_c = 2,49$ . Ezek az eredmények egyértelműen alátámasztják saját kísérleti adatainkat, és azok fenti értelmezését.

## 6. Interferenciaszűrők spektrális tulajdonságainak vizsgálata a hőmérséklet függvényében

A keskenysávu interferenciaszűrők csúcstranzmissziójának hőmérsékletváltozás hatására bekövetkező megváltozását vizsgáltuk. Ez a jelenség jól magyarázható azon egyszerű fizikai kép alapján, amely szerint a párologtatott vékonyrétegben több-kévesebb mikroüreg van, melyeket a légkör páratartalmától függő mértékben kondenzálódott víz tölt ki. Adott fizikai körülmények között a vékonyréteg egy szilárd anyag-víz-levegő három fázisból álló rendszert alkot. Ennek megfelelően törésmutatóját is a komponensek aránya szabja meg. A Clausius-Mosotti összefüggésnek megfelelően adott "n" komponensű anyagkeverék polarizációja a benne levő fázisok polarizációinak súlyozott összege:

$$P = \sum_{i=1}^n \alpha_i P_i \quad /6.1./$$

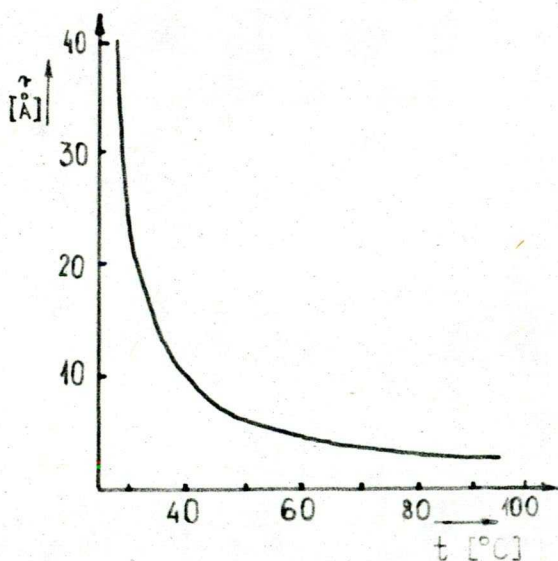
ahol  $\sum_{i=1}^n \alpha_i = 1$  és  $P_i = \frac{n_i^2 - 1}{n_i^2 + 2}$ ,  $n_i$  az i-edik komponens törésmutatója. Vékonyrétegek porózus szerkezetében a szilárd fázis arányát kifejező  $\alpha_s$  mennyiséget a réteg kitöltési arányának nevezzük.

A víz kondenzációs mechanizmusa az igen kis méretű pórusokban és kapillárisokban ma még nem tisztázott kérdés, sőt nemrégiben a mikroüregekben feltételezett "anomális,

vagy poliviz" körül a tudományos közéletben egészen szokatlanul éles viták folytak. A klasszikus elméletet a Kelvin-egyenlet reprezentálja:

$$p_r = p_0 \exp \left( - 2 \gamma v / r k T \right) \quad /6.2./$$

ahol  $p_r$  az  $r$  sugaru üregek feletti vízgőznyomás,  $v$  a víz molekulák térfogata,  $\gamma$  a víz felületi szabadenergiája,  $p_0$  pedig az egyensúlyi vízgőznyomás  $T$  hőmérsékleten. A vékonyrétegekben levő mikropórusok mérettartományában /6.2./ már nem írja le helyesen a mennyiségi összefüggéseket; a vékonyrétegek "kiszáradása", azaz víztartalmuk teljes elvesztése jóval magasabb hőmérsékleten megy végbe, mint az a klasszikus elmélet szerint várható. A 39. ábrán a vízzel töltött pórusok sugarát ábrázoltuk a hőmérséklet függvényében 80 % szobahőmérsékleti relatív páratartalom esetére.



39. ábra: A legnagyobb vízzel tert pórusok sugara a hőmérséklet függvényében /6.2./ szerint

### 6.1. Elméleti leírás

Vékonyrétegek párologtatása során a hordozó hőmérséklete általában folytonosan emelkedik a rácsapódó forró gőzök, illetve az ellenálláscsónakokból kisugárzott hő hatására. A változó hőmérsékleten történő párologtatásnak keskenysávu interferenciaszűrő optikai tulajdonságait befolyásoló hatását vizsgálta Roche, Bertrand és Pelletier

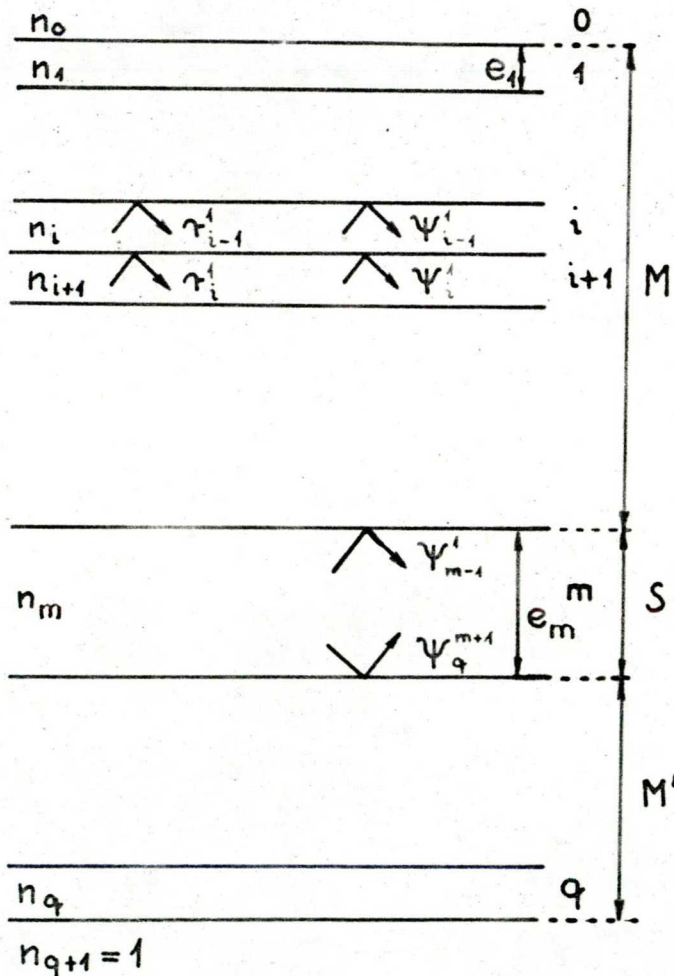
46. Munkájukban a csucstranzmisszió hullámhosszfüggését megadó egyenletet analizálták. Az alábbiakban részben az ő gondolatmenetüket követjük, és alkalmazzuk az interferenciaszűrők vizsgóz beépülésével járó elhangolódásának leírására.

A Fabry-Perot típusu keskenysávu interferenciaszűrőket két tükör és az ezeket elválasztó u.n. spacer réteg alkotja. A két tükör maga is dielektrikum rétegekből áll, melyek optikai vastagsága egyenként a hangolási hullámhossz negyedrésze. A spacer réteg vastagsága a félhullámhossz egészszámu többszöröse. Az interferenciaszűrőket általában kétféle, egy nagy és egy kis törésmutatójú anyag felváltva történő egymásra párologtatásával készítik. Egy, összesen  $q$  rétegből álló szűrő keresztmetszetét a 40. ábrán rajzoltuk fel. A továbbiakban az ott alkalmazott jelöléseket használjuk.

Az M illetve M' sokrétegű dielektrikum tükörnek a spacer belsejében számított amplitudó reflexiók együtt-hatója:

$$|r_{m-1}^1| \exp(-i \Psi_{m-1}^1) \quad /6.3./$$

illetve  $|r_q^{m+1}| \exp(-i \Psi_q^{m+1}) \quad /6.4./$



40. ábra : Fabry-Perot interferenciaszűrők elvi felépítése

- M , M' : dielektrikum tükrök
- S : spacer réteg
- n<sub>i</sub> : törésmutatók
- Ψ<sub>i</sub> : fázisugrások



A maximális transzmisszió feltétele:

$$\frac{4\pi n_m e_m}{\lambda} + \Psi_{m-1}^1 + \Psi_q^{m+1} = 2\pi \varrho \quad /6.5./$$

ahol  $\varrho$  az interferencia rendje.

A  $\Psi_{m-1}^1$  és  $\Psi_q^{m+1}$  fázisváltozások függnek:

- valamennyi határfelület Fresnel-együtthatóitól, tehát az  $r_i^{i+1}$ ,  $r_{i+1}^i$ ,  $t_i^{i+1}$ ,  $t_{i+1}^i$  mennyiségektől, valamint
- a komponens rétegek optikai vastagságaitól, fázisban kifejezve:

$$\Phi_i = 4\pi \frac{n_i e_i}{\lambda} \quad /6.6./$$

A csucshullámhossz és a hőmérséklet kapcsolata a /6.5./ egyenlet hőmérséklet szerinti deriválásával:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_m}{\partial \theta} + \sum_{i=1}^{i=m-1} & \left( \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial r_i^{i+1}} \frac{\partial r_i^{i+1}}{\partial \theta} + \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial r_{i+1}^i} \frac{\partial r_{i+1}^i}{\partial \theta} + \right. \\ & \left. + \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial t_i^{i+1}} \frac{\partial t_i^{i+1}}{\partial \theta} + \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial t_{i+1}^i} \frac{\partial t_{i+1}^i}{\partial \theta} \right) + \\ & + \sum_{j=m+1}^{j=q} \left( \frac{\partial \Psi_q^{m+1}}{\partial r_j^{j+1}} \frac{\partial r_j^{j+1}}{\partial \theta} + \frac{\partial \Psi_q^{m+1}}{\partial r_{j+1}^j} \frac{\partial r_{j+1}^j}{\partial \theta} + \right. \\ & \left. + \frac{\partial \Psi_q^{m+1}}{\partial t_j^{j+1}} \frac{\partial t_j^{j+1}}{\partial \theta} + \frac{\partial \Psi_q^{m+1}}{\partial t_{j+1}^j} \frac{\partial t_{j+1}^j}{\partial \theta} \right) + \\ & + \sum_{i=1}^{i=m-1} \left( \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial \Phi_i} \frac{\partial \Phi_i}{\partial \theta} \right) + \sum_{j=m+1}^{j=q} \left( \frac{\partial \Psi_q^{m+1}}{\partial \Phi_j} \frac{\partial \Phi_j}{\partial \theta} \right) = 0 \quad /6.7./ \end{aligned}$$

Ha speciálisan  $\theta_0$  hőmérsékleten a rétegek  $\lambda_0$  hullámhossz negyedrészenek  $\mu_i$  egész számú többszöröse, azaz

$$n_i^0 e_i^0 = \mu_i \lambda_0 / 4 \quad /6.8./$$

akkor megmutatható, hogy a  $\Psi_{m-1}^1$  és  $\Psi_q^{m+1}$  fázisok  $k\pi$  - vel egyenlő és a Fresnel-koefficiensektől függetlenek [47]. Ezzel a /6.7./ egyenlet:

$$\left(\frac{\partial \Phi_m}{\partial \theta}\right)_0 + \sum_{i=1}^{i=m-1} \left(\frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial \Phi_i}\right)_0 \left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial \theta}\right)_0 + \sum_{j=m+1}^{j=q} \left(\frac{\partial \Psi_q^{m+1}}{\partial \Phi_j}\right)_0 \left(\frac{\partial \Phi_j}{\partial \theta}\right)_0 = 0 /6.9./$$

A "o" indexszel a  $\theta = \theta_0$  és  $\lambda = \lambda_0$  -nál vett deriváltakat jelöltük.

/6.9./ tulajdonképpen a  $\left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial \theta}\right)_0$  kifejezések összege  $i = 1$ -

től  $q$ -ig, mindegyik a  $P_i = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \Phi_i}\right)_0$  súlyfaktorral szorozva.

Speciálisan  $i=m$  -re azaz a spacerre  $P_m = 1$  . Tehát /6.9./ felírható tömörebb alakban:

$$\sum_{i=1}^{i=q} P_i \left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial \theta}\right)_0 = 0 \quad /6.10./$$

Vezessük be a csucshullámhossz-változás hőmérsékleti együtt-hatóját:



$$k = \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{\partial \lambda}{\partial \theta} \right)_0 \quad /6.11./$$

illetve az egyes rétegek optikai vastagságának  $/n_i e_i/$  dilatációs együtthatóját:

$$\gamma_i = \frac{1}{n_i^0 e_i^0} \left( \frac{\partial (n_i e_i)}{\partial \theta} \right)_0 \quad /6.12./$$

Ha eltekintünk az "e" fizikai rétegvastagság hódilatációjától:

$$\gamma_i = \frac{1}{n_i} \left( \frac{\partial n_i}{\partial \theta} \right)_0 \quad /6.13./$$

/6.10./-ből /6.8./-cal

$$\sum_{i=1}^q p_i P_i (\gamma_i - k) = 0 \quad /6.14./$$

Kétkomponensű, A és B anyagokból álló szűrőre:  $\gamma_i = \gamma_A$  vagy  $\gamma_B$ . Ekkor a /6.14./ egyenletben levő összegzés három tagra osztható:

$$\sum_A u_i P_i \gamma_A + \sum_B u_i P_i \gamma_B - \sum_{A,B} u_i P_i k = 0 \quad /6.15./$$

$\sum_A$  az A anyagu,  $\sum_B$  a B anyagu,  $\sum_{A,B}$  pedig az összes rétegre

való összegzést jelent.

A  $P_i$  súlyfaktorok definíciójuk alapján az alábbiak szerint számíthatók:

$\Psi_{m-1}^1$  valamennyi fázis függvénye, így

$$P_i = \left( \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial \Phi_i} \right)_0 = \left( \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial \Psi_{m-2}^1} \right)_0 \dots \left( \frac{\partial \Psi_i^1}{\partial \Phi_i} \right)_0 \quad /6.16./$$

Analóg kifejezés írható fel  $\Psi_q^{m+1}$ -ra is.

A  $\left( \frac{\partial \Psi_i^1}{\partial \Phi_i} \right)_0$  derivált számításánál az első  $i$  réteget

tartalmazó rétegrenszer amplitudó reflexiós együtthatójára vonatkozó rekurziós formulát használjuk fel:

$$r_i^1 = \frac{r_i^{i+1} + |r_{i-1}^1| \exp \{ -i(\Psi_{i-1}^1 + \Phi_i) \}}{1 + r_i^{i+1} |r_{i-1}^1| \exp \{ -i(\Psi_{i-1}^1 + \Phi_i) \}} \quad /6.17./$$

ahol  $r_i^{i+1}$  a Fresnel együttható:

$$r_i^{i+1} = \frac{n_{i+1} - n_i}{n_{i+1} + n_i} \quad /6.18./$$

Az  $r_i^1$  argumentuma  $-\Psi_i^1$  és a  $\left( \frac{\partial \Psi_i^1}{\partial \Phi_i} \right)_0$  derivált

tg  $\Psi_i^1$  felírása után számolható. A további részletek Pelle-  
tier [48] munkájában találhatók meg.

A kétféle anyagból készült szűrőben az intenzitásra vonatkozó reflexiós együtthatók:

$$R = (r_i^{i+1})^2, \quad R_{i-1}^1 = |r_{i-1}^1|^2 \quad /6.19./$$

Ezzel

$$\left( \frac{\partial \Psi_i^1}{\partial \Phi_i} \right)_0 = \left( \frac{1+R}{1-R} + \sqrt{\frac{R}{R_{i-1}^1} \frac{1+R_{i-1}^1}{1-R}} \right)^{-1} \quad /6.20./$$

A  $\left( \frac{\partial \Psi_p^1}{\partial \Psi_{p-1}^1} \right)_0$  számítása  $p = i + 1$  -től  $m - 1$  -ig a fentivel analóg számítás, hiszen /6.17./-ben  $\Psi_{i-1}^1$  és  $\Phi_i$  analóg tagok. Így /6.16./ számítása egyszerű:

$$P_i = \left( \frac{\partial \Psi_{m-1}^1}{\partial \Phi_i} \right)_0 = \prod_{j=m-1}^{j=i} \left( \frac{\partial \Psi_j^1}{\partial \Phi_j} \right)_0 \quad /6.21./$$

Analóg számítás végezhető el  $\Psi_q^{m+1}$  -re is.

Nem túl nagy hőmérséklet változásokra /6.15./ -ből

$$\frac{\Delta n_A}{n_{A0}} \sum_A u_i P_i + \frac{\Delta n_B}{n_{B0}} \sum_B u_i P_i = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \sum_{A,B} u_i P_i \quad /6.22./$$

ahol  $\Delta n_A$  és  $\Delta n_B$  a szűrő  $\Delta \lambda$  hullámhossz változásához tartozó törésmutató változások. /6.22./ a  $\theta_0$  hőmérséklet olyan környezetében érvényes, ahol a rétegek optikai állandóinak aránya nem szenved túlságosan nagy változást; ez esetenként numerikusan vizsgálható.

Ha két különböző szerkezetű, de azonos anyagokból felépített szűrő csucshullámhosszának hőmérsékletét mérjük, a felírható két, /6.22./ alakú egyenletből a  $\Delta n_A / n_{A0}$  és a  $\Delta n_B / n_{B0}$  mennyiségeket ki lehet számítani. Így a  $\theta_0$  hőmérséklethez tartozó törésmutató ismeretében az  $n_A(\theta)$  és  $n_B(\theta)$  törésmutatók is meghatározhatók.

Tegyük fel, hogy a  $\theta_0$  hőmérsékleten a szűrők anyagában levő valamennyi pórus megtelik vízzel,  $\theta$  hőmérsékleten pedig valamennyi kiürül. Ekkor a Clausius-Mosotti egyenlet szerint bármelyik komponens polarizációjára felírható:

$$P(\theta_0) = \frac{n_b^2 - 1}{n_b^2 + 2} + \frac{n_v^2 - 1}{n_v^2 + 2} (1 - \alpha) \quad /6.23./$$

$$\text{és } P(\theta) = \frac{n_b^2 - 1}{n_b^2 + 2} \quad /6.24./$$

ahol  $n_b$  a 100% -os kitöltöttségű /bulk/ anyag törésmutatója  
 $n_v$  a víz törésmutatója,  
 $\alpha$  pedig az adott anyagból álló rétegek kitöltési aránya.

Másrészt viszont

$$P(\theta_0) = \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} \quad /6.25./$$

és

$$P(\theta) = \frac{n^2(\theta) - 1}{n^2(\theta) + 2} \quad /6.26./$$

ahol  $n(\theta) = n_0 + \Delta n$  a /6.22./ alapján  $\Delta \lambda$  és  $n_0$  ismeretében számítható.

A /6.23./ - /6.26./ egyenletekből kifejezhető az  $\alpha$  kitöltési arány és az  $n_b$  törésmutató is.

$$\alpha = \left( \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} - \frac{n_v^2 - 1}{n_v^2 + 2} \right) \left( \frac{n^2(\theta) - 1}{n^2(\theta) + 2} - \frac{n_v^2 - 1}{n_v^2 + 2} \right)^{-1} \quad /6.27./$$

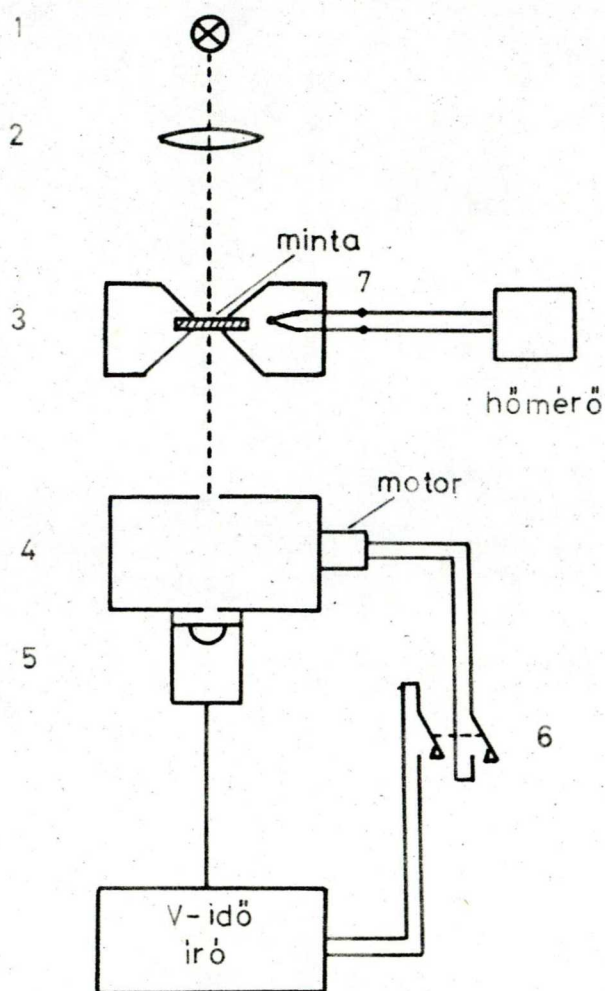
$$n_b = \left( \frac{(n^2(\theta) + 2)\alpha + 2(n^2(\theta) - 1)}{(n^2(\theta) + 2)\alpha - (n^2(\theta) - 1)} \right)^{1/2} \quad /6.28./$$

## 6.2. Kísérleti rész

Méréseink során különböző körülmények között párologtatott ZnS,  $MgF_2$ ,  $SiO_x$  és  $ZrO_2$  rétegeket tartalmazó interferenciaszűrők spektrális karakterisztikájának hőmérsékletfüggését vizsgáltuk. A lényeges preparációs paraméterek a 8. táblázat tartalmazza.

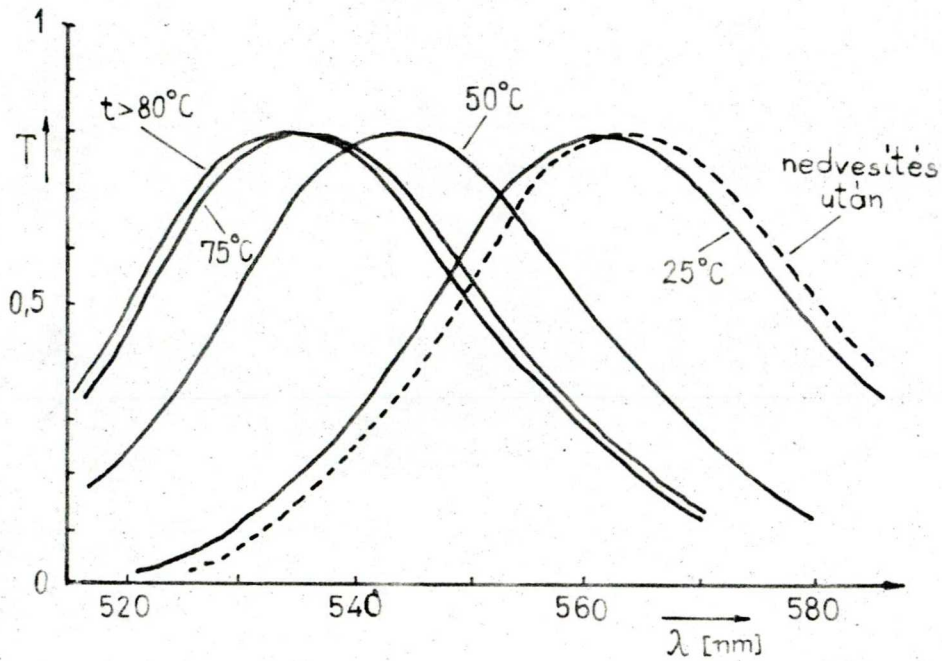
A mérési összeállítás elvi vázlata a 41. ábrán látható. Fényforrásul halogén izzót /1/ használtunk. Az izzólámpa fényét gyűjtőlencse /2/ segítségével a fűtendő mintatartón át /3/ az Oriel gyártmányú monokromátor belépő részére vetítettük. A monokromátor rácsa villanymotorral mozgatható /4/. A monokromátor kilépő rése mögé PIN-diódát tartalmazó detektorfejet /5/ illesztettünk. A detektor nyelét egy regisztráló Y bemenetére vezettük. A regisztráló X-Y koordináta rendszerben ábrázolta a detektor jelét, az X tengely mentén az író toll idővel arányosan mozdult el. A regisztráló és monokromátor motorját közös kapcsolóval /6/ indíthattuk.

A szűrőket  $150^\circ C/óra$  sebességgel fűtöttük. A hőmérsékletet a mintatartóban elhelyezett réz-konstantán termoelemmel /7/ mértük. A szűrők spektrumát  $5^\circ C$ -onként a monokromátor adott hullámhosszról való újraindításával rögzítettük.



41. ábra: A kísérleti elrendezés interferenciszűrők transzmissziós spektrumának hőmérséklet függésének vizsgálatához.

A 42. ábrán HLH4L' HLH szerkezetű szűrő transzmissziós spektrumának hőmérséklet függését ábrázoltuk. Ezek a görbék már a lámpa spektrumának megfelelően korrigált értékek.



42. ábra: Tipikus transzmissziós spektrumváltozás a hőmérséklet függvényében /a 8.táblázatban 4.sorszámú szűrőn végzett mérések eredményei/

A transzmissziós spektrumokat több fűtés-hűtés ciklus során felvettük. A szűrőket addig melegítettük, míg további változást már nem tapasztaltunk. Az első melegítés során némi irreverzibilitás volt megfigyelhető, a további hűtési ciklusokban azonban csak reverzibilis változásokat tapasztaltunk.



### 6.3. Kiértékelés, eredmények

PL/1 programnyelven számítógépes programot írtunk, mellyel tetszőleges interferenciszűrő esetében kiszámíthatók a  $\mu_i P_i$  paraméterek, illetve ezeknek az egyes anyagkomponensekre az összege.

Feltételeztük, hogy szobahőmérsékleten a rétegekben levő üregek teljesen megteltek vízzel. Ennek alapján a mérésekkel meghatározott  $\Delta\lambda/\lambda_0$  értékekből és a számítógépes program eredményeiből a /6.27./ és /6.28./ egyenletek segítségével számoltuk ki az egyes rétegek kitöltési arányait és bulk törésmutatóit.

A 8. táblázatban 4., 5. és 6. sorszámmal jelölt szűrők esetében felhasználtuk a ZnS, MgF<sub>2</sub> illetve SiO<sub>2</sub> rétegekre az 1., 2. és 4. sorszámú szűrők mérése alapján kapott eredményeket.

Eredményeinket a 8. táblázatban foglaltuk össze. Láthatóan a ZnS nagyon stabil rétegek alkot: 99%-os kitöltöttsége következtében hőmérséklet változás hatására törésmutatója gyakorlatilag nem változik. A MgF<sub>2</sub> és SiO<sub>2</sub> rétegek kitöltési aránya erősen függ a gőzölési paraméterektől. Az MgF<sub>2</sub> esetében a nagyobb rétegnövekedési sebesség következménye a nagyobb kitöltési arány, SiO<sub>2</sub> rétegben pedig a nyomás növekedése eredményez lazább szerkezetet.

A kapott  $n_b$  és  $\alpha$  értékek jó egyezést mutatnak az irodalmi adatokkal.

8. táblázat

S z ű r ő				S p a c e r r é t e g				
sor- száma	Szerkezete	Gőzölési adatok	$\lambda/\lambda_0$	$n/n_0$	$n_{\text{réteg}}$		$n_{\text{bulk}}$	$\alpha$
					25°C- on	viz- mentes		
1.	HLH4LHLH H = ZnS L = MgF <sub>2</sub>	v=15 A/s t=30°C	0,955	0,94	1,38	1,30	1,4	0,77
2.	HLH4LHLH H = ZnS L = MgF <sub>2</sub>	v=8 A/s t=30°C	0,945	0,93	1,38	1,27	1,4	0,72
3.	HL4HLH H = ZnS L = MgF <sub>2</sub>	v=8 A/s t=30°C	0,996	0,99	2,31	2,30	2,33	0,99
4.	HLH4LHLH H = ZnS L = MgF <sub>2</sub> L' = SiO <sub>2</sub>	v=5 A/s p=5x10 <sup>-4</sup>	0,952	0,93	1,52	1,42	1,6	0,75
5.	HLH4LHLH H = ZnS L = MgF <sub>2</sub> L' = SiO <sub>2</sub>	v=4 A/s p=10 <sup>-5</sup>	0,979	0,97	1,57	1,52	1,6	0,89
6.	HL <sup>6</sup> 2HLH <sup>6</sup> H = ZrO <sub>2</sub> L = SiO <sub>2</sub>	v=1 A/s p=10 <sup>-5</sup>	0,974	0,97	2,00	1,94	2,1	0,90

Magyarázat: v : párologtatási sebesség  
t : a hordozó hőmérséklete  
p : nyomás torr-ban  
H : nagy törésmutatójú komponens  
L : kis törésmutatójú komponens

## 7. AZ EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA

### 7.1. A fényszórás mérésével kapcsolatos eredmények

1. Berendezést hoztunk létre, mely alkalmas optikai vékonyrétegekről és vékonyréteg-rendszerekről szórt fény szórásszög szerinti intenzitásának rutinszerű fél-automatikus mérésére.
2. Kidolgoztunk egy kiértékelési eljárást, amellyel dielektrikum-vékonyrétegrendszerek szórásképe alapján a rétegek határfelületi morfológiájára vonatkozó adatok nyerhetők. Az eljárás lényege egyszerű fizikai modell alapján számítógépen számolt elméleti görbék megfelelő kombinációjának a mért szórásgörbékhez való illesztése. A számított és mért adatok általában jól egyeznek, az eltérések pedig magyarázhatók. Ezzel sikerült igazolnunk, hogy a Gourley és Lissberger [7] által kidolgozott elméleti modell alkalmas a vékonyréteg rendszerekben tapasztalható Rayleigh típusu felületi fényszórás leírására.
3. A létrehozott szórásmérő berendezéssel vákuumpárolgott  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  rétegrendszereken végeztünk vizsgálatokat.
  - a/ Különböző rétegszámú minták felületére vékony alumínium réteget párolgattunk, és mértük az erről szórt fény intenzitásának szögfüggését. A kiértékelést Beckman elmélete alapján végeztük el. Megállapítottuk, hogy a hordozótól való távolsággal a rétegek felületi érdes-

sége növekszik, de a  $\text{SiO}_2$  rétegek felülete mindig simább a  $\text{TiO}_2$  rétegekénél. Eredményeink azt mutatják, hogy minden réteg bizonyos mértékben átörökli z alatta levő réteg felületének alakját. A réteg növekedése közben ez a hasonlóság egyre csökken. Végül is az egész rétegrendszer valamennyi határfelülete bizonyos - az egymástól való távolságuk növekedésével csökkenő - mértékben korrelált lesz.

b/ 632,8 nm hullámhosszra hangolt 21 réteges  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  lézertükrök fényszórását vizsgáltuk hőkezelés előtti valamint különböző időtartamu hőkezelések utáni állapotban. Megállapítottuk, hogy a hőkezelés alatt a minták fényszórása jelentősen növekszik. Ebből a tényből az, a gyártási technológia számára nagyon fontos következtetés adódik, hogy a lézertükrök optikai tulajdonságainak javítása céljából végzett hőkezelés idejét a minimálisra kell csökkenteni. Tapasztalataink szerint a rétegek feloxidálásából eredő abszorpciócsökkenés és a tükör reflexiójának növekedése a  $400^\circ\text{C}$ -on végzett hőkezelés első öt órájában a kívánt mértékben végbemegy, a további hőkezelés során a fényszórás növekedése a tükör paramétereinek romlásához vezethet.

c/ Kimutattuk, hogy lineárisan poláros megvilágítás esetén a hőkezelt  $\text{TiO}_2$ - $\text{SiO}_2$  lézertükröknél a szórt fény

jelentősen depolarizált. Nem hőkezelt minták esetében ezt nem tapasztaltuk. A jelenséget a  $\text{TiO}_2$  rétegekben  $300^\circ\text{C}$  felett kialakuló optikailag anizotrop polikristályos anatóz fázis megjelenésével magyaráztuk.

d/ A fentiekkel összhangban a lézertükrök szórási adatainak és az elmélet alapján számolt értékeknek az összehasonlításából megállapítottuk, hogy a  $\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$  lézertükrökben  $400^\circ\text{C}$ -os hőkezelés hatására a  $\text{TiO}_2$  rétegek lassu amorf-polikristályos fázisátalakuláson mennek keresztül. Ennek következtében a határfelületeknek az ideális siktól való eltérése valamint a felületek morfológiájára jellemző korrelációs hossz a hőkezelés alatt folytonosan növekszik.

## 7.2. A spektrálkarakterisztika hőmérsékletfüggésének mérésével kapcsolatos eredmények

1. Kidolgoztunk egy olyan mérési és kiértékelési eljárást, mellyel keskenysávu interferenciaszűrők anyagi komponenseinek térfogati kitöltési arányát egyszerű optikai vizsgálatok alapján meg lehet határozni.
2. Vizsgálataink egyértelműen igazolják azt az elképzelést, mely a vékonyréteg eszközök termikus instabilitását a

rétegekbe történő vizgóz behatolással hozza összefüggésbe.

3. Ennek az effektusnak a gyakorlati gyártási technológiában két helyen van szerepe. Egyrészt a vékonyréteg eszközök tervezése során figyelembe lehet és kell venni a vákuumpárolgató berendezés fellevegőzése során bekövetkező törésmutatóváltozásokat. Másrészt eredményeink alapján a kész interferenciaszűrők hangolását bizonyos mértékben korrigálni lehet a megfelelő hőmérsékleten történő hermetikus tokozással.
4. Kimutattuk, hogy a ZnS rétegek szinte teljesen kitöltöttek, míg ez más optikai vékonyréteg anyagokra nem áll fenn, hanem a kitöltési arány a különböző preparációs paramétereiktől függ.
5. Eredményeink azt mutatják, hogy a tömbanyagok és a párolgatózott vékonyrétegek törésmutatója közötti különbséget a vizsgált anyagok esetében alapvetően a rétegek lazább szerkezete, kisebb térfogati kitöltöttsége okozza.

Köszönetnyilvánítás

Munkámat a MTA Szilárdtest Fizikai Kutató Intézet Fizikai és Optikai Főosztály szinte egész kollektívájának segítőkész támogatása mellett végeztem. Ezért valamennyiüknek szeretnék köszönetet mondani.

Külön köszönöm dr Kroó Norbertnek az intézet igazgatójának és dr Jánossy Mihálynak a Lézerfizikai Osztály vezetőjének támogatásukat és munkám egészére vonatkozó tanácsaikat.

Témavezetőmnek, dr Lutter Andrásnak köszönettel tartozom sokrétű segítségéért.

Az egyes preparatív munkafázisok elvégzéséért Horváth Károlynét és Kaspari Jánosnét illeti köszönet.

Dr Bergou Jánosnak, dr Rózsa Károlynak, dr Ferencz Kárpátnak és dr Varró Sándornak az igen hasznos konzultációkért és tanácsokért szeretnék köszönetet mondani.

Irodalomjegyzék

1. A.I. Braunstein, Thin Solid Films 37, 181 /1976/
2. P.H. Lissberger Optica Acta 25, No4, 291 /1978/
3. G. Koppelman Ann.Physik 7 388 /1960/
4. J.S. Loomis: J.Opt. Soc. Am. 63 494 /1973/
5. P.Beckman, A.Spizzichino: The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces /Pergamon Press, Inc. New York 1963./
6. J.N. Bennett, J.Opt. Soc.Am. 64 1362. /1974./
7. S. J. Gourley, P.H. Lissberger, Optica Acta 26 117./1979/
8. H.H. Fulker, Thin Solid Films 34 343 /1976/
9. R.T. Kersten, H.F. Mehlein, W. Rauscher, Thin Solid Films 28 369. /1975./
10. P.K. Tien, R.Ulrich, R.J. Martin, Appl. Phys Lett. 14 291. /1969./
11. J.E. Eastman: Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers V.50. /1974/ Edited by Gary W. DeBel D.H. Harrison
12. Sh.A. Furman Opt. Spectrosc 36. 242 /1974./
13. Günther, Gruber, Fulker Thin Solid Films 34 /1976./363
14. K.H. Lehrndt, D.W. Doughty, J.Vac. Sci. Techn. 4 No4 199
15. F.Debye, A.L. Bueche, J. Appl. Phys. 20 518. /1949./
16. F.Debye, H.R. Anderson, H.Brumberger, J. Appl. Phys. 28. 679. /1957./



17. U. Köpf, Zeitschrift für angewandte Physik 31 3.p.156.  
/1970./
18. Bennett, Porteus, J. Opt. Soc. Am. 51. 123. /1961/
19. Elson, Ritchie, Phys. stat. sol. /b/ 62 461. /1974./
20. Elson, J. Opt. Soc. Am. 66 682 /1976/.
21. Ferencz K. Doktori disszertáció Eötvös Loránd Tudomány-  
egyetem, Budapest 1978.
22. A. Lutter, K. Ferencz Thin Solid Films 57 185. /1979./  
KFKI-1980-06.
23. Giacomo, P. Revue Opt. theor. instrum. 35 317. /1956./
24. Kroeger, B., Kretschmann E., Z. Phys. 237. 1. /1970./
25. H.A. MacLeod, D. Richmond. Thin Solid Films 34 163. /1976./
26. J. Meaburn Appl. Opt. V.5. P.11 1757 /1966/
27. T. Mark, D. Morand, S. Waldstein Appl. Opt. 9 2305. /1970./
28. J. Schild, A. Steudel, H. Walther Journal de Physique C 2  
Tom. 28 No 3-4 p. 276. /1967./
29. S.A. Furman, M.D. Levina Opt. Spectrosc. 30 /1971./ 404
30. F. Bradford, G. Hass, M. McFarland Appl. Opt. 11. 2342 /1972./
31. E. Ritter, R. Hoffmann, J. Vac. Sci. Technol. 6 733 /1969./
32. S. Ogura, Thin Solid Films 30 3 /1975./
33. W. Heitmann Thin Solid Films 5 61. /1970./
34. B. Hiraga Jap. J. Appl. Phys. Suppl. 2, Pt1. p.689. /1974./
35. H.H. Günther, H.K. Fulker Appl. Opt. V. 15. No 12 2992 /1976./
36. H.K. Fulker Appl. Opt. V. 18. No 12 1969 /1979./
37. Fazekas B., Gázsó J., Kósa S.I., Amorf félvezetők p. 28.  
Akadémiai Kiadó Budapest, 1977.
38. Dudenhausen, Wöllenstedt, Z. angew. Phys. 27 191. /1969./

39. Pearson , Thin Solid Films, 6 349. /1970./
40. T.Jangsen Thin Solid Films 30 227. /1961./
41. N. Bloemberg, Appl. Opt. V.12. p. 661. /1973./
42. Ritter Appl. Opt. 15.2318. /1976./
43. Pulker , Jung, Thin Solid Films 9 57 /1971./
44. Dirks, Leamy Thin Solid Films , 47 219. /1977./
45. R.R. Austin, R. Michaud, A.H. Guenther, J. Putman  
Appl. Opt. 12 665. /1973./
46. Roche, Bertrand, Peltier Optica Acta 23 433. /1976./
47. Giacomo, Rev. Opt. 35 317 /1956./
48. Pelletier , Optica Acta 21 927. /1974./

