

TDK Dolgozat

OPTIKAILAG ÁTLÁTSZÓ, SZUBMIKROMÉTERES VASTAGSÁGÚ LÉZERES CÉLTÁRGYAK VASTAGSÁGÁNAK MÉRÉSE

Készítette:
Gilinger Tibor,
Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezetők:
Dr. Füle Miklós Jenő egyetemi docens,
SZTE TTIK Kísérleti Fizikai Tanszék
Dr. Kovács Attila Pál adjunktus,
SZTE TTIK Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged

2022

Tartalomjegyzék

1	Absztrakt	3
2	Elméleti összefoglaló	4
2.1	Céltárgyak készítése, jellemzői.....	4
2.1.1	Deuterizált PET céltárgy	4
2.1.2	Folyadék mikrojet.....	5
2.2	Céltárgyak vastagságának mérési módszere.....	8
2.2.1	A fény viselkedése a határfelületen, a Fresnel-formulák.....	8
2.2.2	Kétsugaras interferencia	10
2.2.3	Soksugaras interferencia.....	13
2.2.4	A két- és soksugaras interferencia összevetése	14
2.2.5	A mérés elve	15
2.3	A Filmetrics F20 készülék leírása	16
3	Célkitűzések.....	18
4	Mérési eredmények	19
4.1	Mérési elrendezés megépítése, spektrumok szimulációja	19
4.1.1	A mérési elrendezés	19
4.1.2	Spektrumok szimulációja.....	21
4.2	Deuterizált PET céltárgy elkészítése.....	24
4.3	A kiértékelő program megírása	26
4.4	Mérések elvégzése, kiértékelése.....	28
4.4.1	Gyári 500 nm-es PET fólia mérése.....	28
4.4.2	A dPET céltárgy mérése.....	33
4.4.3	Folyadékhártya mérése a reflektált fénynyaláb segítségével	34
4.4.4	Folyadékhártya mérése a transzmittált fénynyaláb segítségével	36
5	Összefoglaló	40
6	Irodalomjegyzék	42
	Köszönetnyilvánítás.....	43
I.	Függelék	44
II.	Függelék	49

1 Absztrakt

A Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratóriumban folyó kutatások célja a nukleáris hulladékok lézeres technológián alapuló transzmutációjának kifejlesztése. A kutatás része többek között a nagy ismétlési frekvenciájú lézeres részecskegyorsítás, a lézer-anyag kölcsönhatás termékeként létrejövő ionokból álló nyaláb, valamint az ezen ionnyaláb segítségével kelthető neutronsugárzás tanulmányozása.

A nagy ismétlési frekvencia megköveteli olyan céltárgyak kifejlesztését, melyekkel ez a tulajdonság kihasználható. Ezek a céltárgyak lehetnek szilárd, folyadék, illetve gáz halmazállapotúak. Részecskegyorsítás szempontjából a céltárgyak rendkívül fontos tulajdonsága a vastagságuk^{[1][2]}, az e célnak megfelelő vastagság a 100 nm-es tartományon, illetve ez alatt helyezkedik el.

Jelen dolgozatomban ismertetem azon eredményeimet, melyet az optikailag átlátszó vékonyrétegek, fóliák, valamint a folyadékjetek által létrehozott folyadékhártyák, mint lehetséges céltárgyak vastagságának mérése terén eddig elértem. Kifejlesztettem egy eljárást, mely a vékonyrétegekről reflektált / transzmittált, modulált spektrum vizsgálatán alapul, és segítségével a réteg vastagsága meghatározható. Megépítettem a mérésekhez szükséges kísérleti elrendezéseket, valamint megírtam az adatok kiértékeléséhez szükséges Python programot, s elvégeztem a szükséges méréseket. Vizsgálataimat normál és saját készítésű deuterizált PET fóliákon, valamint nagy tisztaságú vízzel működő folyadék mikrojetek által létrehozott folyadékhártyán végeztem. A munkám során sikeresen elvégeztem többek között 200 nm-es vastagságú, folyadék mikrojetek által létrehozott folyadékhártya vastagságának valós idejű mérését is, mely nemzetközi viszonylatban is egyedi eredménynek számít.

2 Elméleti összefoglaló

2.1 Céltárgyak készítése, jellemzői

A lézeres céltárgyak alatt értünk minden olyan szilárd vagy folyékony (esetlegesen gáz), vékony réteget, amelyet az adott paraméterű lézerrel meglőve az előállítani kívánt részecskék jönnek létre. Céltárgyak lehetnek vékony polimer rétegek, fémfóliák, különböző folyadékokból előállított rétegek. Jelen dolgozatomban ezek közül a PET illetve deuterizált PET, valamint a desztillált vízből előállított céltárgyakat fogom vizsgálni.

2.1.1 Deuterizált PET céltárgy

Az általam előállított deuterizált céltárgy deuterizált polietilénből, ún. „solvent casting” metódus egy változatával készült^[3]. Az eredeti módszer lényege, hogy egy lemezt vagy mintát belemerítünk a polimer valamilyen oldószerrel készített oldatába, és az oldószert megfelelő úton (pl. párologtatással) eltávolítjuk, így a lemezen rátapadva ottmarad a polimer réteg.

Az eljárás első lépése az oldat elkészítése, melyhez deuterizált polietilén (ún. dPET) és xilol szerves oldószer szükséges. Ezt követően kétszintes forraló berendezés segítségével melegíteni kell az oldatot, egészen a xilol forráspontjáig, mely izomerkeverék esetén $\sim 140^\circ\text{C}$. A közvetett melegítés lényege, hogy az oldatot tartalmazó üvegcsét vagy főzőpoharat egy kémcsőfogó segítségével egy nagyobb főzőpohárban lévő xilolba mártjuk úgy, hogy az üvegcsé érintse a folyadék felszínét. Az alsó főzőpoharat hot plate segítségével forrásig hevítjük, s így a forralt oldószer éppen forrásponton melegíti a felső főzőpohárban lévő oldatot, amely azért fontos, mert az oldat melegítési hőmérsékletének stabilitása egy kritikus pontja az eljárásnak. A melegítés közben a felső főzőpoharat le kell fedni alufóliával, hogy az oldószer ne párologjon el az oldatból.

A melegítést addig kell végezni, amíg a dPET teljesen fel nem oldódik az oldószerben. Ezt követően a felső főzőpoharat ki kell emelni a berendezésből, és az oldatot egy üvegrúd segítségével megkeverni. A keverés után az oldatot az előre elkészített hordozó(k)ra, például egymás mellé helyezett mikroszkóp tárgylemezekre kell önteni. A melegítés befejezését követő egy percen belül az oldatot a lemezekre kell juttatni, másként a csökkenő hőmérséklet hatására a polietilén elkezd kiválni a főzőpohár oldalán.

A tárgylemezeken az oldószer elpárolgásával kialakul a vékony dPET réteg, amely tetszőleges mintatartóra vagy felületre áthelyezhető. Az áthelyezéshez először el kell távolítani a tárgylemezről, amely a következőképpen lehetséges: a tárgylemezeket rövid időtartamig hőhatásnak tesszük ki, s az üveg és a PET eltérő hőtágulási együtthatójának következtében a

réteg viszonylag könnyen eltávolítható pl. a tárgylemez vízbemerítésével. Ezt követően pedig a víz felszínén úszó, immár önhordó céltárgy ráusztatható a kívánt hordozóra, és száradás után használható.

2.1.2 Folyadék mikrojet

A. Folyadék mikrojet létrehozása

A folyadék céltárgyak létrehozásának alapeleme^{[4][5]} a nagy sebességű, lamináris áramlású folyadék mikrojet. Ennek a mikrojetnek a létrehozásához egyrészt szükséges az, hogy a Reynolds-szám (Re) értéke 2000-nél alacsonyabb legyen. A Reynolds-szám a következőképpen definiálható^[6]:

$$Re = \frac{\rho v d}{\eta}, \quad (2.1)$$

ahol ρ a folyadék sűrűsége, v az áramlás sebessége, d a folyadéksugár átmérője, és η a viszkozitás. Ezen érték felett a folyadék áramlása turbulenssé válik, és ez a folyadéksugár széteséséhez vezethet.

A lamináris áramlás feltételének teljesülése esetén sem lesz a jet teljesen stabil az ún. Plateau-Rayleigh instabilitásnak köszönhetően. A jelenség lényege, hogy a folyadéksugár perturbációja során a folyadék törekszik a felületi energia csökkentésére, melynek elérése érdekében a jet cseppekre esik szét. Az a távolság, amelynek megtétele után a folyadéksugár cseppekre bomlik, a következő összefüggéssel számítható^[4]:

$$L = 12v \left(\sqrt{\frac{\rho d^3}{\sigma}} + \frac{3\eta d}{\sigma} \right), \quad (2.2)$$

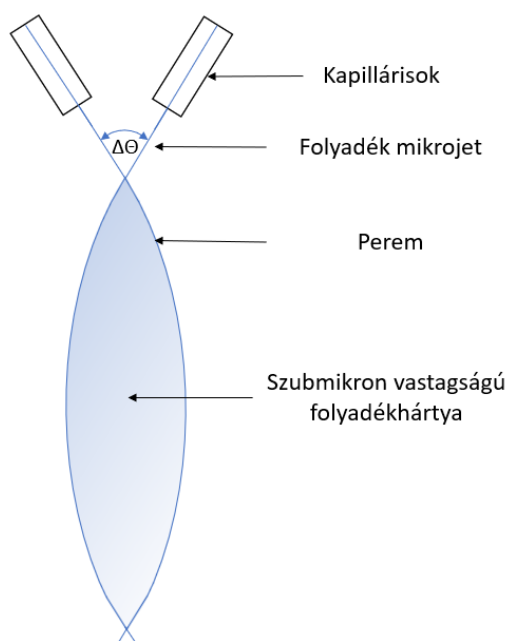
ahol σ a felületi feszültség.

A szubmikron vastagságú folyadékhártya létrehozásához és fenntartásához stabil mikrojetre van szükség, emiatt figyelembe kell venni az előzőekben ismertetett feltételeket a kísérleti elrendezés paramétereinek megválasztása során. A mikrojetek létrehozásához szükséges berendezés alapvető komponense a fűvóka, amely általában egy vékony, kicsiny (jellemzően 200 μm alatti) belső átmérőjű üvegapilláris, a folyadékot a kapilláris(ok)hoz eljuttató csövek, valamint a folyamatos lamináris áramlást biztosító nagynyomású folyadékpumpa nyomásstabilizációval.

B. Folyadék jetek segítségével létrehozható szubmikron vastagságú folyadékhártya

A vékony folyadékhártyák létrehozására számos módszer ismert, melyek közül a *George és munkatársai* által kidolgozott eljárást^[4] választottam, amikor is két laminárisan áramló folyadék mikrojetet ütköztetnek össze. A megfelelő stabilitás és vastagság eléréséhez először is biztosítani kell, hogy az egymás útját keresztező folyadék jetek azonos átmérőjűek és sebességűek legyenek. Ekkor az ütköző jetek alatt levél vagy lándzsa formájú vékony réteg keletkezik.

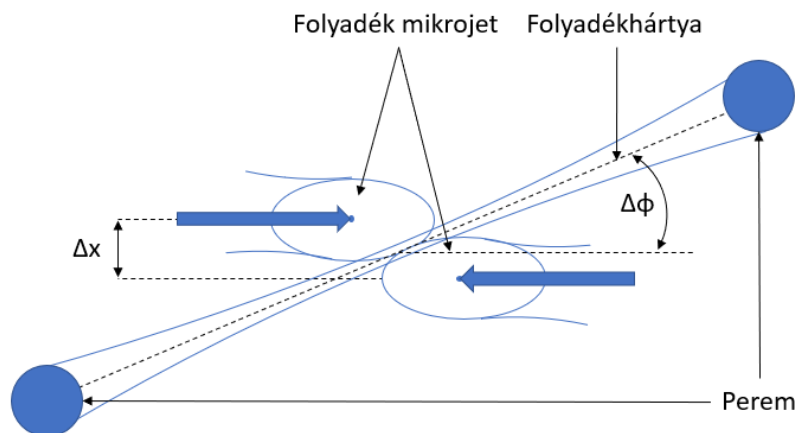
Egy fontos paraméter a jetek keresztezése során a két jet által bezárt szög ($\Delta\theta$, lásd 2.1. ábra), amelynek értéke 60° esetén ideális^[4]. Egy másik fontos paraméter a két folyadéksugar átfedésének a mértéke (Δx , lásd 2.2. ábra), amely különböző eszközökkel, pl. piezo kontrollerekkel precízen beállítható. Az átfedés a két mikrojet között meghatározza a folyadék „levelecske” minimális vastagságát. A Δx érték egy bizonyos mértékig csökkenthető, ezáltal a hártya vastagsága is csökken, míg el nem érjük azt a távolságot, amelynél a vékony hártya már instabillá válik.



2.1. ábra: A folyadék - jetek által létrehozott „levelecske” alakú folyadékhártya ([4] alapján).

Fontos jelenség az így létrehozott folyadékhártya alkalmazása és a vastagságának mérése szempontjából, hogy a hártya síkja „elfordul” az ütköző jetek síkjához képest (lásd 2.2. ábra). Az elfordulás mértéke a két jet átfedésének mértékétől függ. A létrehozott legvékonyabb, még stabil folyadékhártya esetén *George és munkatársai* az elfordulás szögére $\Delta\phi \approx 15^\circ$ kaptak.

Amikor a szöget ezen érték alá csökkentették, a „levelecske” instabillá vált, és a hártya alsó fele a végpontja közelében szétnyílt.



2.2. ábra: A folyadékjetek ütközésének, illetve a folyadékréteg legszélesebb szakaszának felülnézeti keresztmetszeti képe ([4] alapján).

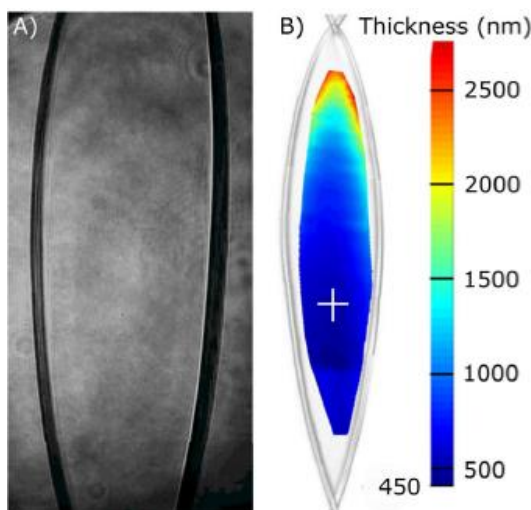
A folyadékréteg geometriai tulajdonságait nagyban befolyásolja a folyadék-jetek áramlási sebessége. Ha növeljük a sebességet, nő a „levelecske” hossza és szélessége. A fizikai méreteknek korlátot szab a pumpa teljesítménye, a Reynolds-szám felső korlátja, és a spontán szakadási távolság. Mindezek mellett kiemelten fontos szerepet tölt be a használt folyadék anyagi minősége is, hiszen az anyag tulajdonságai nagyban befolyásolják a viszkozitást.

A megfelelően stabil folyadék „levelecske” létrehozása esetén az első ilyen alakzat alatt továbbiak jelennek meg. Ezek a rétegek az elsőhöz képest vastagabbak, valamint rövidebbek és keskenyebbek, továbbá elfordulnak a felsőhöz képest. Adott távolságot túllépve nem jön létre több másodlagos folyadék hártya, ugyanis a folyadéksugarak cseppekké alakulnak a Plateau-Rayleigh instabilitás következtében.

C. Folyadék mikrojetek és az általuk létrehozott folyadék hártya jellemzői^[4]

A folyadék-jet létrehozásához George és munkatársai 30 μm belső átmérőjű kapillárist használtak, és $\Delta\theta = 60^\circ$ -os választás mellett, 23,6 m/s-os áramlási sebességgel a lehető legkisebb vastagságot elérve 2,6 mm hosszú, 0,56 mm széles „levelecske” képződött, amelynek minimális vastagságát 450 nm-nek mérték. A folyadék hártyáról készített kép, valamint 2D-s vastagság-térkép a 2.3. ábrán látható.

A mérések során etilén-glikolt használtak. A közönséges vízzel elvégzett mérések esetén sikerült 275 nm-es minimális vastagságot is elérniük, azonban a folyadék hártya stabilitása nem volt megfelelő.



2.3. ábra:

A) Mikroszkóppal készített felvétel a folyadékrétegek által létrehozott folyadékhártyáról.

B) Térbeli vastagság-térkép, amely egy Filmetrics fehérfény-interferencia profilozó készülékkel készült. (Forrás: [4])

2.2 Céltárgyak vastagságának mérési módszere

Az általam alkalmazott mérési módszer a céltárgyra, mint síkpárhuzamos, optikailag átlátszó rétegre bocsátott fény reflektált/transzmittált hullámainak interferenciáját használja ki a vastagság értékének meghatározásához. A plánpárhuzamos rétegre eső fénynyaláb egy része visszaverődik a felületről, egy része pedig behatol a közegbe^{[7][8]}. A közegben tovaterjedő nyaláb a második határfelülethez érve ismét két részre bomlik, s a reflektált nyaláb a felső határfelülethez érve szintén két nyalábra oszlik. Az így leírt módon a két határfelületen a visszaverődések és törések következtében a transzmittált és a reflektált fény esetén is azonos irányban terjedő hullámok keletkeznek. A két eset közül első körben a reflektált hullámokat használtam fel a méréseim során, ennek okát a 2.2.5 alfejezetben fogom bővebben kifejteni.

Fontos megjegyezni, hogy a következő alfejezetekben ismertetett elméleti eredmények síkhullám megvilágításra vonatkoznak.

2.2.1 A fény viselkedése a határfelületen, a Fresnel-formulák

Első lépésként vizsgáljuk meg a fény viselkedését két optikailag eltérő közeg határán^[7]. A beeső, visszavert és átengedett fényhullámok elektromos térerősségét jelölje rendre

$$\vec{E}_b = \vec{A}e^{i\varphi_b}, \quad \vec{E}_r = \vec{R}e^{i\varphi_r}, \quad \vec{E}_t = \vec{T}e^{i\varphi_t}, \quad (2.3)$$

ahol az $\vec{A}$, $\vec{R}$, $\vec{T}$ komplex vektorok az amplitúdókat jelölik, valamint

$$\varphi_b = \omega \left(t - \frac{\vec{r} \vec{s}_b}{c_b} \right), \quad \varphi_r = \omega \left(t - \frac{\vec{r} \vec{s}_r}{c_b} \right), \quad \varphi_t = \omega \left(t - \frac{\vec{r} \vec{s}_t}{c_t} \right) \quad (2.4)$$

a megfelelő térerősséghez tartozó fázisok. Itt $\vec{s}$ a hullámnormális, c pedig az adott közegben a fény terjedési sebessége.

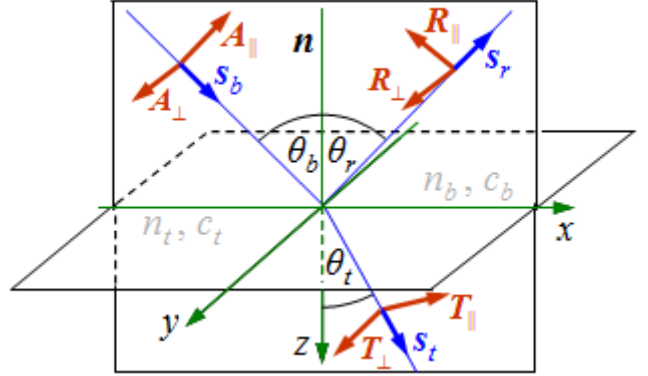
A térerősségeket érdemes felbontani a beesési síkra merőleges (s) és a síkkal párhuzamos (p) komponens összegére. Ekkor definiálhatóak a következő egységvektorok:

$$\vec{e}_b = \cos \theta_b \vec{e}_x - \sin \theta_b \vec{e}_z, \quad (2.5a)$$

$$\vec{e}_r = -\cos \theta_r \vec{e}_x - \sin \theta_r \vec{e}_z, \quad (2.5b)$$

$$\vec{e}_t = \cos \theta_t \vec{e}_x - \sin \theta_t \vec{e}_z. \quad (2.5c)$$

Ezen vektorok segítségével az amplitúdók felírhatóak s és p irányú komponensek segítségével:



2.4. ábra: A beeső síkhullám visszaverődése és törése. (Forrás: [7])

$$\vec{A} = \vec{A}_\perp + \vec{A}_\parallel = A_s \vec{e}_y + A_p \vec{e}_b, \quad (2.6a)$$

$$\vec{R} = \vec{R}_\perp + \vec{R}_\parallel = R_s \vec{e}_y + R_p \vec{e}_r, \quad (2.6b)$$

$$\vec{T} = \vec{T}_\perp + \vec{T}_\parallel = T_s \vec{e}_y + T_p \vec{e}_t. \quad (2.6c)$$

A Maxwell-egyenletek segítségével és a határfeltételek felhasználásával a reflektált és transzmittált amplitúdó komponensekre a következő összefüggéseket nyerjük:

$$R_p = \frac{n_t \cos \theta_b - n_b \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_b + n_b \cos \theta_t} A_p, \quad (2.7a)$$

$$R_s = \frac{n_b \cos \theta_b - n_t \cos \theta_t}{n_b \cos \theta_b + n_t \cos \theta_t} A_s, \quad (2.7b)$$

$$T_p = \frac{2n_b \cos \theta_b}{n_t \cos \theta_b + n_b \cos \theta_t} A_p, \quad (2.7c)$$

$$T_s = \frac{2n_b \cos \theta_b}{n_b \cos \theta_b + n_t \cos \theta_t} A_s. \quad (2.7d)$$

Ezeket az egyenleteket szokás Fresnel-féle formuláknak nevezni.

A p és s amplitúdó komponensek segítségével definiálhatóak a felület amplitúdókra vonatkozó reflexió (r) és transzmisszió (t) tényezői:

$$r_p = \frac{R_p}{A_p}, \quad r_s = \frac{R_s}{A_s}, \quad t_p = \frac{T_p}{A_p}, \quad t_s = \frac{T_s}{A_s}. \quad (2.8)$$

Ezen tényezők a Snelliuss-Descartes törvény és különböző trigonometrikus azonosságok felhasználásával a következő formában írhatóak:

$$r_p = \frac{\tan(\theta_b - \theta_t)}{\tan(\theta_b + \theta_t)}, \quad (2.9a)$$

$$r_s = -\frac{\sin(\theta_b - \theta_t)}{\sin(\theta_b + \theta_t)}, \quad (2.9b)$$

$$t_p = \frac{2 \cos \theta_b \sin \theta_t}{\sin(\theta_b + \theta_t) \cos(\theta_b - \theta_t)}, \quad (2.9c)$$

$$t_s = \frac{2 \cos \theta_b \sin \theta_t}{\sin(\theta_b + \theta_t)}. \quad (2.9d)$$

Figyelembe véve az átmenő fénynyaláb keresztmetszetének a beesőhöz viszonyított változását, valamint a két közeg eltérő hullámellenállását, a fényteljesítményekre a következő reflexiós és transzmissziós együttható adódik:

$$\mathcal{R} = |r|^2, \quad \mathcal{T} = \frac{n_t \cos \theta_t}{n_b \cos \theta_b} |t|^2. \quad (2.10)$$

Ezen felül megmutatható, hogy az abszorpciót elhanyagolva

$$\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1 \quad (2.11)$$

teljesül, amely az energia megmaradást fejezi ki.

2.2.2 Kétsugaras interferencia

Ha a környezetéhez képest eltérő törésmutatójú plánpárhuzamos rétegre beeső fénycsugár esetén csupán az első két hullámot vesszük figyelembe, mely a felső, illetve az alsó határfelületről verődik vissza, kétsugaras interferenciáról beszélünk. Az eredő intenzitást az

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.12)$$

összefüggés adja meg, ahol I_1 és I_2 a két találkozó hullám intenzitása, δ pedig a két hullám közötti fáziskülönbség, mely kifejezhető az optikai úthosszkülönbség (Δ) segítségével:

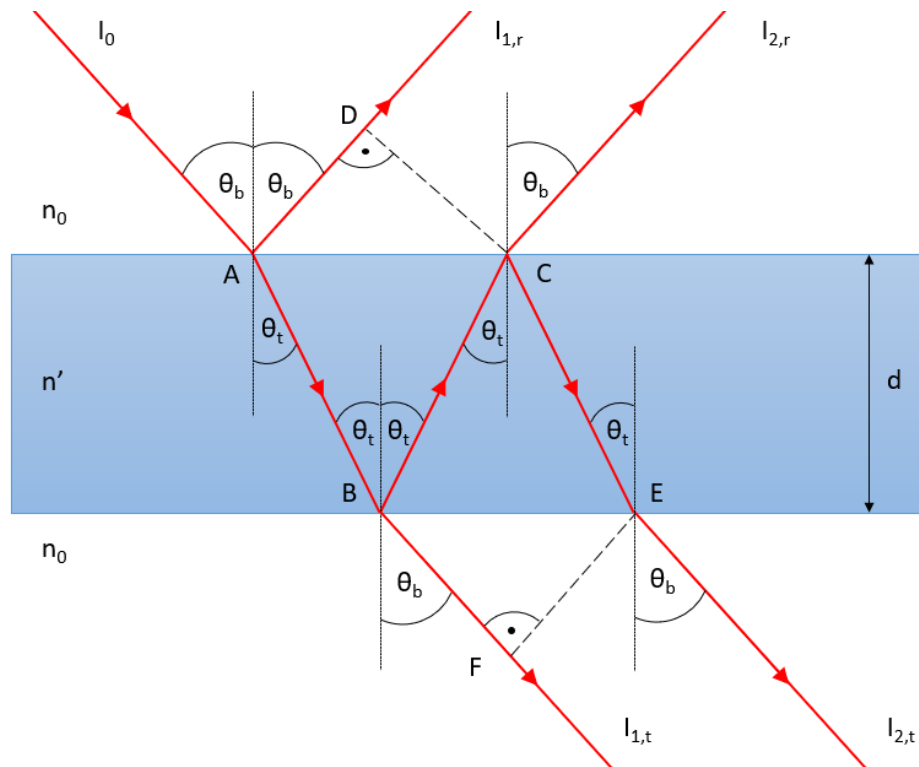
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta + \Delta\varphi. \quad (2.13)$$

Itt λ a vizsgált fénycsík hullámhossza, $\Delta\varphi$ pedig a fázisugrás, melynek értéke 0 vagy π attól függően, hogy a visszaverődés sűrűbb vagy ritkább oldalról történik.

Az optikai úthosszkülönbséget a 2.5. ábrán látható jelölések segítségével a következő módon tudjuk kiszámolni: A beeső hullám normálisa zárjon be θ_b szöget a beesési merőlegessel, ekkor a visszavert nyaláb szintén θ_b szöget zár be a beesési merőlegessel, a törési szög pedig a Snellius-Descartes törvény szerint

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{n_0 \sin \theta_b}{n'}\right), \quad (2.14)$$

ahol n_0 a réteget körülölelő közeg, míg n' a réteg anyagának törésmutatója.



2.5. ábra: A beeső fénycsík első és hátsó határfelületről való visszaverődése, valamint a közeg hátsó felületén kilépő fénycsíkok.

A megtört nyaláb egy része a második határfelületen visszaverődik a visszaverődés törvényének megfelelően, és így az első felületre szintén θ_t szög alatt esik. Az optikai úthosszkülönbség a következőképpen adható meg:

$$\Delta = n'(AB + BC) - n_0 AD. \quad (2.15)$$

A szögfüggvények, valamint a Snellius-Descartes törvény felhasználásával az optikai úthosszkülönbségre a következő összefüggés adódik:

$$\Delta = 2n'd \cos \theta_t . \quad (2.16)$$

Az úthosszkülönbség felhasználásával a két hullám közötti fáziskülönbség:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n'd \cos \theta_t + \pi . \quad (2.17)$$

Itt feltételeztük, hogy $n' > n_0$, mivel ekkor az első felületről visszaverődésnél fellép egy extra π fázisugrás.

Az intenzitások kiszámításához tételezzük fel, hogy a vizsgált jelenség esetén fény nem szóródik, és nem is nyelődik el a közegekben, azaz a teljes energia a határfelületen csupán egy transzmittált és egy reflektált komponensre válik szét. Ekkor a (2.10) transzmissziós és reflexiós együtthatót véve a beeső I_0 intenzitású hullám esetén a reflektált hullám intenzitása:

$$I_{1,r} = \mathcal{R}I_0 . \quad (2.18)$$

A hátsó határfelületről visszaverődő fény intenzitása pedig:

$$I_{2,r} = \mathcal{R}\mathcal{T}^2 I_0 . \quad (2.19)$$

A (2.16), (2.18), (2.19) összefüggések felhasználásával az eredő intenzitás a (2.12) alapján:

$$I_r = \mathcal{R}I_0 \left(1 + \mathcal{T}^2 + 2\mathcal{T} \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} n'd \cos \theta_t + \pi \right] \right) . \quad (2.20)$$

A transzmittált hullámok intenzitása hasonlóan megkapható a beeső I_0 intenzitású hullám függvényében:

$$I_{1,t} = \mathcal{T}^2 I_0 , \quad I_{2,t} = \mathcal{R}^2 \mathcal{T}^2 I_0 \quad (2.21)$$

Ekkor az eredő intenzitás az első két transzmittált hullámra (felhasználva a szimmetriát, valamint, hogy ebben az esetben nem történik π fázisugrás):

$$I_t = \mathcal{T}^2 I_0 \left(1 + \mathcal{R}^2 + 2\mathcal{R} \cos \left[\frac{4\pi}{\lambda} n'd \cos \theta_t \right] \right) . \quad (2.22)$$

Esetünkben azonban szükséges a soksugaras interferencia vizsgálata is, amely során nem csak az első két reflektálódó/transzmittálódó nyalábot, hanem a továbbiakat is figyelembe vesszük. Ennek okáról, illetve arról, hogyan dönthető el, mely modellt szükséges alkalmazni, a későbbiekben ejtek szót.

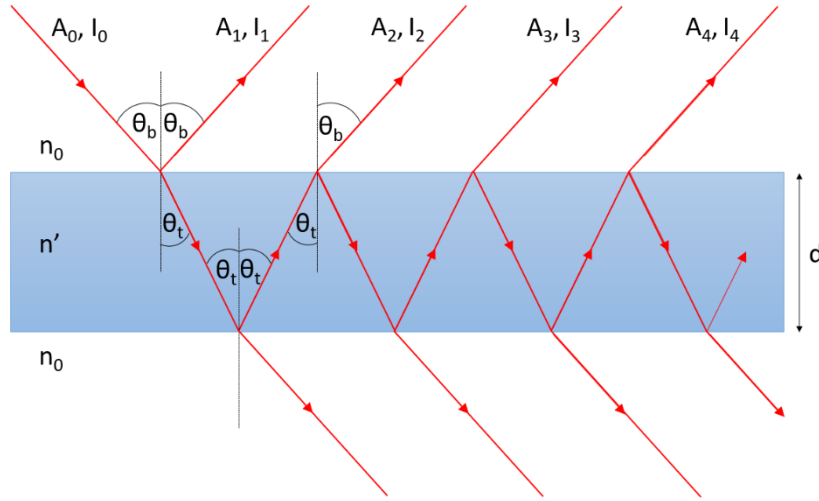
2.2.3 Soksugaras interferencia

Ha a plánpárhuzal rétegre eső fénycsugár reflektált vagy transzmittált komponensei közül nem csupán az első kettőt, hanem többet is figyelembe veszünk, soksugaras interferenciáról beszélünk.

Vizsgáljuk most a visszavert komponenseket az elektromos térerősség amplitúdóinak segítségével^{[7][8]} (2.6. ábra). Az első reflektált hullám amplitúdója, amely nem jut be a közegbe:

$$A_1 = \sqrt{\mathcal{R}}A_0e^{i\pi} = -\sqrt{\mathcal{R}}A_0, \quad (2.23)$$

itt A_0 a közegre beeső hullám amplitúdója, $\mathcal{R}$ pedig az intenzitásra vonatkozó reflexiós tényező, melyből (2.10) szerint következik a térerősség amplitúdóra érvényes tényező.



2.6. ábra: A reflektált hullámok soksugaras interferencia esetén.

A második visszavert hullám amplitúdója (felhasználva a (2.11) összefüggést) pedig

$$A_2 = \sqrt{\mathcal{R}\mathcal{T}}A_0e^{i\delta} = (1 - \mathcal{R})\sqrt{\mathcal{R}}A_0e^{i\delta}. \quad (2.24)$$

Könnyen megmutatható, hogy a visszavert hullámkomponensek amplitúdóinak összege

$$A = -\sqrt{\mathcal{R}}A_0 \left(1 - (1 - \mathcal{R})e^{i\delta} \sum_{m=0}^{p-2} \mathcal{R}^m e^{im\delta} \right), \quad (2.25)$$

mely kellően kiterjedt réteg esetén (ahol $p \rightarrow \infty$):

$$A = -\sqrt{\mathcal{R}}A_0 \frac{1 - e^{i\delta}}{1 - \mathcal{R}e^{i\delta}} \quad (2.26)$$

Az eredő amplitúdó segítségével a reflektált fény intenzitása felírható a következő alakban:

$$I_r = \frac{4\mathcal{R} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}{(1 - \mathcal{R})^2 + 4\mathcal{R} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} I_0. \quad (2.27)$$

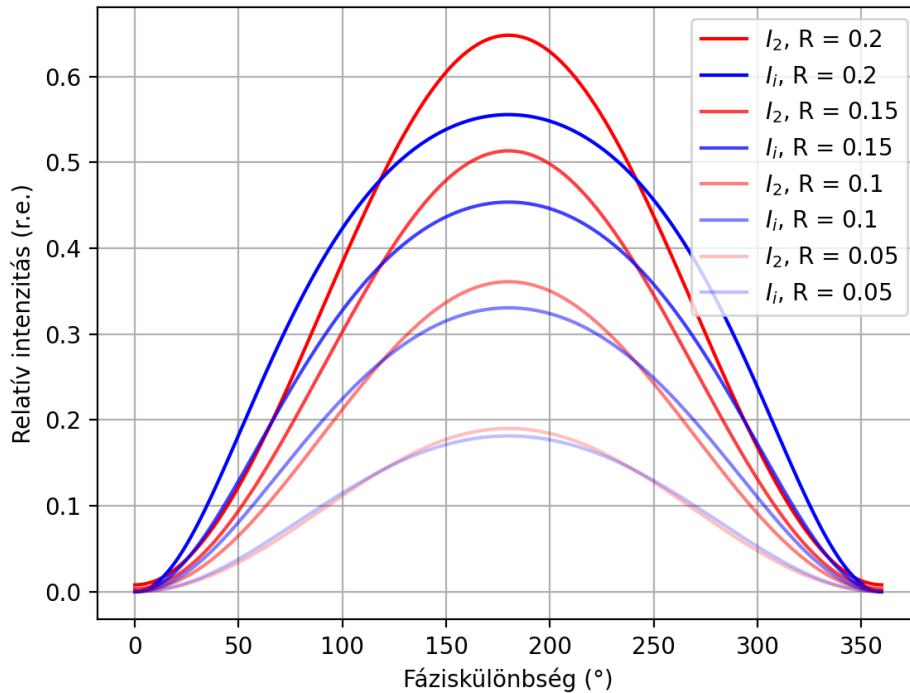
Mivel az abszorpciót elhanyagoljuk, (2.11)-ből következik, hogy $I_t = 1 - I_r$, azaz:

$$I_t = \frac{(1 - \mathcal{R})^2}{(1 - \mathcal{R})^2 + 4\mathcal{R} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} I_0. \quad (2.28)$$

2.2.4 A két- és soksugaras interferencia összevetése

A (2.20) és (2.27), valamint a (2.22) és (2.28) összefüggések alapján látható, hogy a gyakorlatban interferenciajelenség vizsgálatánál azt, hogy mely modell írja le helyesen a jelenséget, a reflexiós tényező nagysága határozza meg.

Először tekintsük a reflektált nyalábot. Kicsiny reflexió esetén elegendő csupán két sugár figyelembevétele, hiszen az egymást követő amplitúdók térerőssége $\mathcal{R}$ -rel, az intenzitás $\mathcal{R}^2$ -tel arányosan csökken. Ennek szemléltetésére tekintsük a 2.7. ábrát, melyen látható, hogy $\mathcal{R} \leq 0,05$ esetén a két modell alapján kiszámított intenzitásértékek elhanyagolható mértékben különböznek.



2.7. ábra: A két (I_2)-, illetve soksugaras (I_i) modellel leírt intenzitásgörbék a fáziskülönbség függvényében, különböző reflexiós tényezők esetén.

Nagyobb reflexiós tényező esetén az eltérés jelentős, ekkor célszerű a soksugaras interferencia intenzitásképletével végezni a számításokat.

A transzmittált nyalábok vizsgálata esetén is hasonló eredményre jutunk: kicsiny reflexiós tényező esetén a két- és soksugaras interferencia lényegében azonos eredménnyel szolgál, azonban nagyobb reflexiós tényezők esetén a soksugaras esettel célszerű számolni.

2.2.5 A mérés elve

A vastagságmérés általam választott módja a következőképpen működik^[9]: A mérendő mintát, amelynek mindkét oldalán levegő van, széles spektrumú fényforrással világítjuk meg, majd a mintáról reflektálódó fényt egy spektrométerbe vezetjük. Mivel az eredő intenzitás a fáziskülönbség hullámhosszfüggése miatt maga is hullámhosszfüggő, így a különböző hullámhosszak esetén különböző intenzitásértéket kapunk. A detektált jel így egy széles, modulált spektrum lesz, amelyet ha leosztunk a fényforrás spektrumával, akkor egy normált görbét, az ún. reflektancia görbét nyerjük. Ezen görbe alakját az egymást követő visszavert fényhullámok közötti fáziskülönbség jelentősen befolyásolja.

Abban az esetben, ha a reflexió elegendően alacsony, s így az első két visszavert fényhullám amplitúdója közelítőleg megegyezik, a normált spektrum minimumai közelítőleg zérusok lesznek. Ekkor ugyan a detektált interferenciagörbe maximális intenzitása kicsi, azonban a közelítőleg zérus minimumok miatt a láthatóság egységnyi.

Ha a transzmittált fényt vizsgáljuk, ugyanúgy modulált spektrumot kapunk, azonban az első két fényhullám esetén az amplitúdók nem közel azonosak, hanem $1:\mathcal{R}$ arányúak. Ennek következtében az intenzitás szélsőértékei közel lesznek egymáshoz, amely csökkenti a láthatóságot, így nem célszerű az átmenő fény vizsgálata olyan esetekben, amikor a mérendő planparallel réteg reflexiója alacsony. A vizsgálataim során azonban bebizonyosodott, hogy a folyadékhártya esetén a transzmittált fény vizsgálata a célravezetőbb, ennek okait a (4.4.4) alfejezetben tárgyalom részletesen.

A modulált spektrumra az elmélet alapján görbe illeszthető, melynek egyetlen illesztési paramétere a réteg törésmutatójának és a beesési szögnek az ismeretében a réteg vastagsága lesz. A mérés során kritikus pont a törésmutató pontos ismerete, illetve a megfelelő illesztést végző program. Az elméleti és a gyakorlati megvalósítás között az a különbség, hogy mivel a fényt fókuszáljuk, így már nem érvényes a síkhullám közelítés a rétegre beeső fényhullámok esetén, amelyből némi eltérés adódhat a kiértékelés során.

Fontos megjegyezni, hogy a mérési eljárás elméletileg működik úgy is, ha a mérendő minta alsó és felső határfelülete különböző szubsztrátumokkal érintkezik, például a felső réteg

levegővel, az alsó pedig alumínium- vagy szilícium-oxiddal. Azonban a mérési eljárás egyszerűsítése érdekében olyan mintákat fogok mérni, melyek alsó és felső határfelülete is levegővel érintkezik.

2.3 A Filmetrics F20 készülék leírása

Már gyárilag is kapható olyan készülék, mellyel optikailag átlátszó vékony rétegek vastagságát lehet mérni az előző alfejezetben leírt módszer segítségével. A Filmetrics által gyártott Filmetrics F20 modellek széles spektrumú halogén fényforrást használnak, s a fényt egy optikai szálkötegen keresztül juttatják a mintára (lásd 2.8. ábra). A készülékek merőleges beesésben világítják ki a mintát, és az első és hátsó felületről visszavert fényt továbbítják egy spektrométerbe, szintén optikai szál segítségével.

Az általam is használt készülék egy Filmetrics F20-UVX volt, mely a gyári adatok szerint^[10] 190 – 1700 nm széles spektrumú fényforrással dolgozik, és 1 nm – 250 μ m tartományon belül képes meghatározni a vizsgált minta vastagságát. Az egyik probléma ezzel a készülékkel a mobilitás hiánya, azaz, hogy a mintát a berendezéshez tartozó mérőállomásban kell elhelyezni, és így csak olyan rétegek mérésére alkalmas, melyeket a mérőállomás sík lapjára, közel a laphoz le lehet tenni. Az adott optikai szál – minta távolságtól nem lehet eltérni, így az általam mérendő folyadék céltárgyak vastagságának a mérése meglehetősen nehezen oldható meg ezzel a berendezéssel.

Egy másik jelentős probléma, hogy a méréshez használt kör alakú fényfolt átmérője ≈ 5 mm, amely esetemben túl nagy a különböző céltárgyak méréséhez. Egyrészt a nagy fényfolt miatt a készülék csak az adott területre vonatkozó átlagos vastagságot tudja meghatározni, másrészt pedig, különösen a folyadékjet esetében maga a folt mérete jóval nagyobb a mérendő réteg felületénél. A céloom az volt, hogy a laterális felbontás ne legyen 100 μ m-nél rosszabb.

Mindemellett sajnos az volt a tapasztalatom a készülék használatakor, hogy az 500 nm-nél vékonyabb céltárgyak vizsgálatánál egyszerűen nem kaptam értékelhető eredményt a vastagságra vonatkozóan. Tehát úgy tűnik, hogy a berendezésnek szűkebb mérési korlátjai vannak, mint amit a gyári adatok közölnek. Azonban az 500 nm-nél vastagabb rétegek esetén alkalmas a saját mérési elrendezésemmel kapott eredmények ellenőrzésére, mint független mérési eljárás, és így a segítségével meggyőződhetek a vastagabb minták esetén a méréseim pontosságáról.



2.8. ábra: Filmetrics F20 készülék képe: a spektrométer és fényforrás, az osztott optikai szálköteg és a mérőállomás. (Forrás: [10])

3 Célkitűzések

- Első lépésként megtervezem majd megépítem a megfelelő mérési elrendezést.
- Ezt követően Python programnyelven egy programot készítek a várt normált, modulált spektrumok szimulálására, melyek segítségével megvizsgálom a mérési módszer elméleti és technikai korlátait.
- A mérések megkezdése előtt elkészítem a mérendő deuterizált PET mintát az elméleti összefoglalóban leírtak alapján.
- A normált, modulált spektrum kiértékeléséhez Python nyelven programot készítek, mely az adatfájlok beolvasásával és a megfelelő paraméterek megadásával, illesztés segítségével meghatározza a mért minta vastagságát.
- Végül a megépített elrendezéssel megmérem különböző vékonyréteg minták (PET fólia, deuterizált PET réteg, folyadékjet) esetén a minták vastagságát 100 μm alatti térbeli felbontással.

4 Mérési eredmények

4.1 Mérési elrendezés megépítése, spektrumok szimulációja

4.1.1 A mérési elrendezés

Első lépésként sorra vettem, mely kritériumai, fontos paraméterei vannak a mérés fizikai megvalósításának:

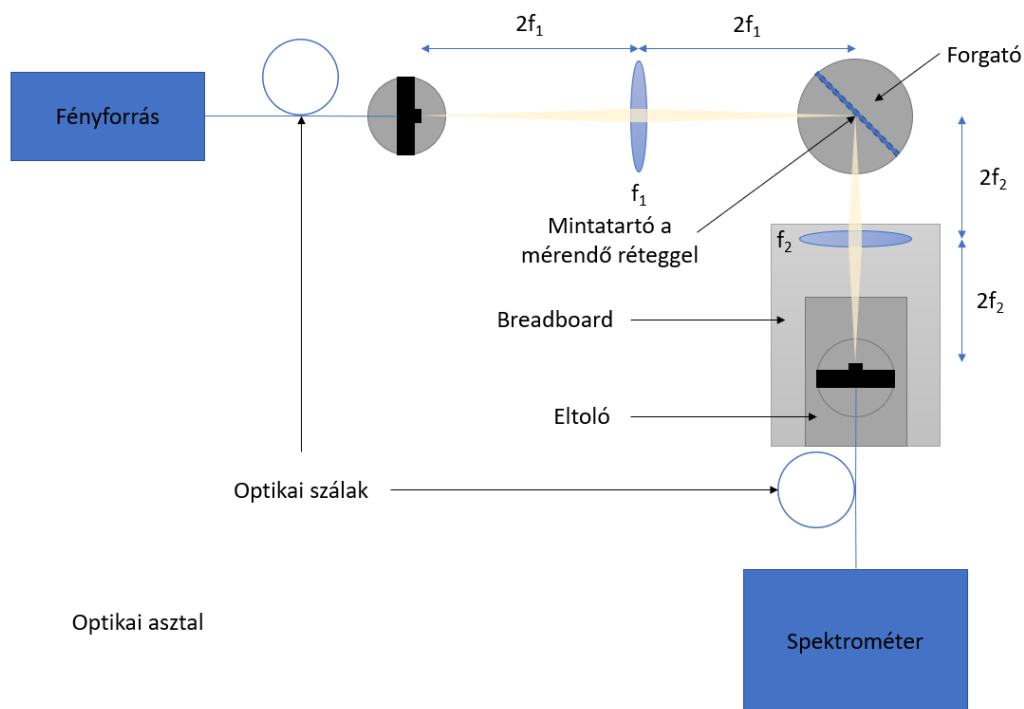
- Törekedni kell arra, hogy a mérendő céltárgyat több beesési szögben is meg lehessen világítani, ezáltal több különböző szögben felvehető a modulált spektrum.
- A céltárgyra eső fényfolt méretét megfelelő tartományban kell tartani, hogy a mérés térbeli felbontása az elvárásokkal egyezzen.
- Mivel a folyadékjet esetén a mérési elrendezést kell a jet köré építeni, így fontos szempont a mobilitás.
- A folyadékjetek ütköztetésével létrejövő folyadékhártya vastagságának mérésénél figyelembe kell venni, hogy a cél a hártya vastagságának folyamatos monitorozása. Mivel a folyadékcéltárgyat nagyvákuumban használják a neutronok és egyéb részecskék forrásaként, így a tervezett elrendezésnek vákuumkompatibilisnek kell lennie.

A fenti szempontok figyelembevételével a 4.1. ábrán látható elrendezés mellett döntöttem. A mobilitás végett a fényforrástól egy optikai szál segítségével juttattam el a fényt a mintára, mégpedig úgy, hogy egy hosszabb fókusz távolságú lencsével 1:1 arányú leképezést végeztem. Ekkor a mintán kialakuló fényfolt mérete közelítőleg megegyezett az optikai szál magjának méretével.

A szilárd céltárgyat tartalmazó mintatartót egy forgatóra rögzítettem, hogy eltérő beesési szögek esetén is tudjak méréseket végezni. A spektrométerbe való becsatolást szintén egy optikai szálon keresztül végeztem, és az optikai szálba 1:1 arányú leképezés segítségével juttattam be a reflektált fényt. A leképezéshez itt egy rövidebb fókusz távolságú lencsét használtam, az alacsony fényvesztés érdekében.

Mivel különböző beesési szögekkel kellett dolgoznom, így a spektrométer optikai szálát, a becsatoló optikával együtt egy kisebb breadboard-ra tettem a könnyebb mozgathatóság érdekében. Így az optikai szál vége és a lencse egy vonalban maradt, amely egyszerűbb és gyorsabb beállítást tett lehetővé. Emellett a reflektált fény optikai szálba csatolását

megkönnyítendő, a szál tartóját egy eltolóra rögzítettem, amellyel könnyedén mozgathattam az optikai tengely mentén a szál kivezetését.



4.1. ábra: A mérési elrendezés elvi felépítése.

A tervezett elrendezés megépítése során fényforrásnak kezdetben egy OceanOptics HL2000 halogén fehérfényforrást választottam, melynek spektruma 360 nm-től 2400 nm-ig terjed. Az eszköz kimenetére csatlakoztatható az optikai szál, így a fény becsatolása egyszerű. Három különböző, egy 400 μm -es, egy 100 μm -es, valamint egy 8 μm -es magátmérőjű optikai szálát választottam a minták megvilágítására. Ezek közül a két nagyobb magátmérőjű szál multimódusú, a legkisebb pedig kváziegymódusú szál. A különböző méretek azt a célt szolgálják, hogy a különböző foltméret esetén össze tudjam hasonlítani a mérési eredményeket.

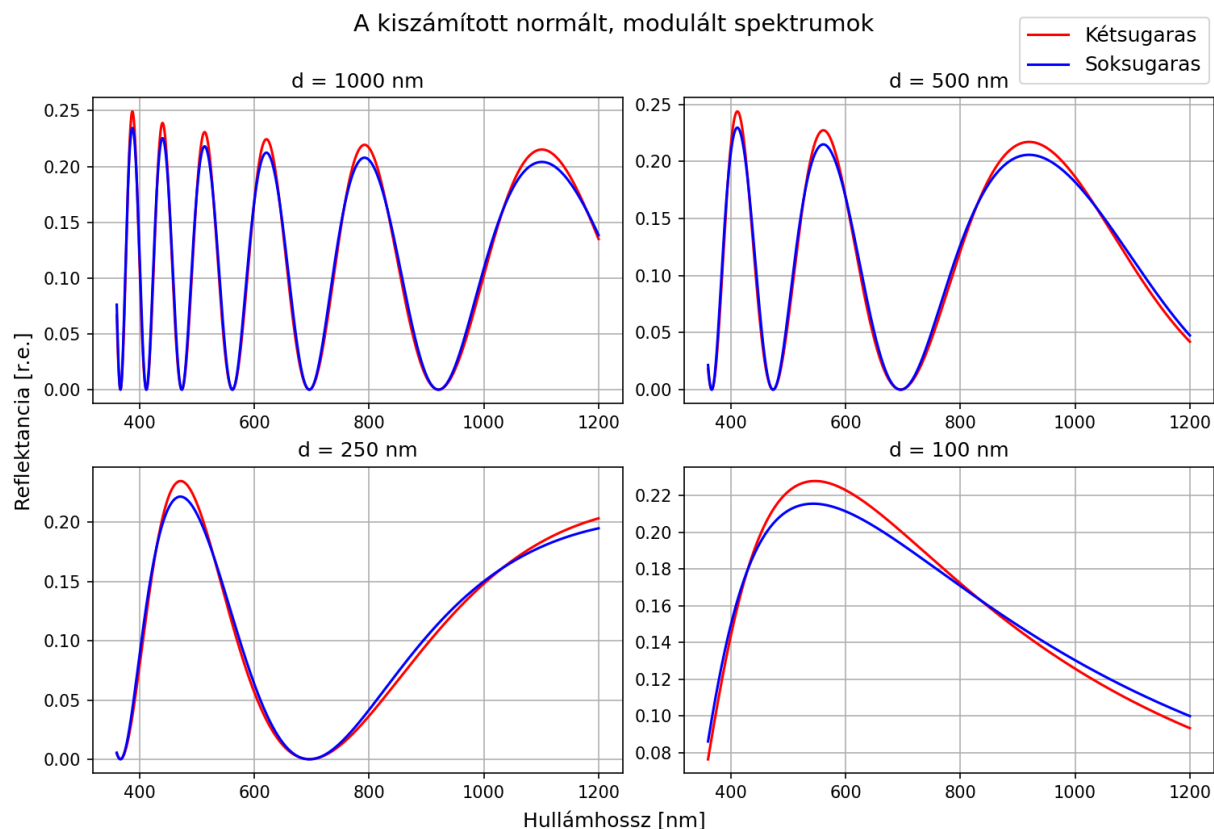
A lencsék kiválasztásánál látható fényre akromát, lencsék mellett döntöttem, hogy a kromatikus hiba ne befolyásolja számottevően a mérést. A minta megvilágításához egy 1 inch átmérőjű, $f_1 = 75\text{ mm}$ fókusz távolságú lencsét, míg a reflektált fénynek a spektrométerbe juttatásához szintén egy 1 inches, de rövidebb, $f_2 = 35\text{ mm}$ -es fókusz távolságú lencsét választottam.

A spektrométer 50 μm magátmérőjű optikai szálát egy 25 mm-es eltolást biztosító eltolóra rögzítettem. Az általam használt spektrométer egy Avantes 3648 típusú volt, melynek mérési tartománya 360 – 1200 nm.

4.1.2 Spektrumok szimulációja

A szimulációt Python programnyelvben, a Spyder szerkesztőprogram segítségével készítettem el^{[11][12]}. Első lépésként kikerestem a közönséges víz és a PET törésmutató polinomját^[13], s ezeket használtam a számítások során. Az utóbbi esetében polinomot nem találtam, csupán a kimért törésmutató-hullámhossz adatsort, így végül erre illeszttem egy Sellmeier-polinomot, a számomra fontos 0,4 – 2 μm -es hullámhossztartományon. Az elkészített program kódja az *I. Függelékben* található.

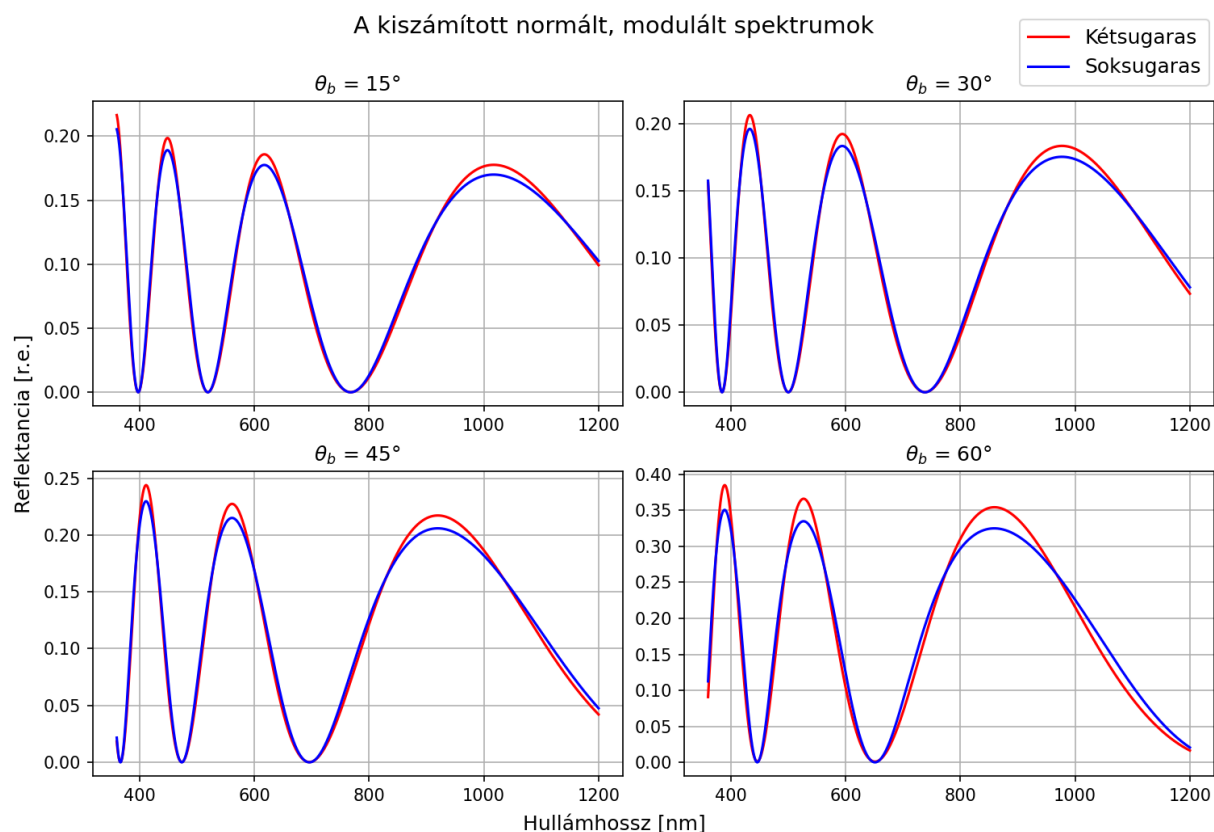
Először a reflektanciát vizsgáltam a különböző esetekben. Első körben a PET törésmutatóját használva, 45°-os beesési szög mellett, $d = 1000; 500; 250; 100 \text{ nm}$ mintavastagságot választva futtatam le a szimulációt, és a 4.2. ábrán látható grafikonokat kaptam.



4.2. ábra: Különböző vastagságú PET minták esetén várt (számolt) spektrumok 45°-os beesési szögnél. Látható, hogy a kisebb vastagságok felé haladva a minimumok és maximumok száma egyre csökken a vizsgált hullámhossztartományon. Ez az illesztés szempontjából nem előnyös, hiszen 100 nm környékén már szinte csak a függvény menetére támaszkodhatunk, és a biztosabb pontoknak számító szélső értékek közül csak a maximum, illetve a mérési tartomány szélén esetlegesen egy minimum található. A grafikonokról az is leolvasható, hogy PET esetén a két-

és sokszugaras interferencia modell nem különbözik számottevően, azonban a vékonyabb rétegek vizsgálata esetében már jelenthet problémát ez az eltérés.

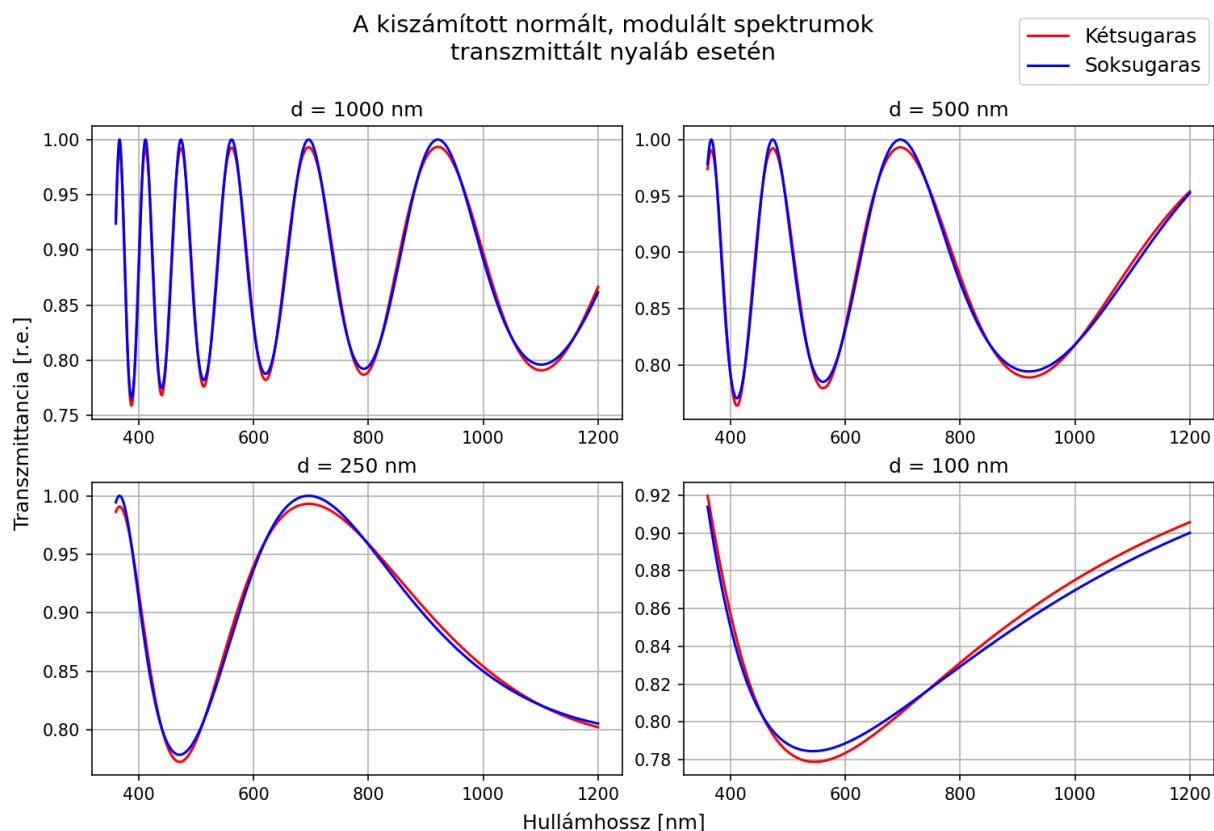
Második lépésként szintén a PET törésmutatóját alkalmazva, 500 nm-es vastagságot választva, $\theta_b = 15; 30; 45; 60^\circ$ beesési szögek esetén futtattam le a szimulációt, melynek eredményeként a 4.3. ábrán látható reflektancia görbéket kaptam.



4.3. ábra: Szimulált reflektancia görbék 500 nm-es rétegvastagságú PET minta esetén különböző beesési szögeknél.

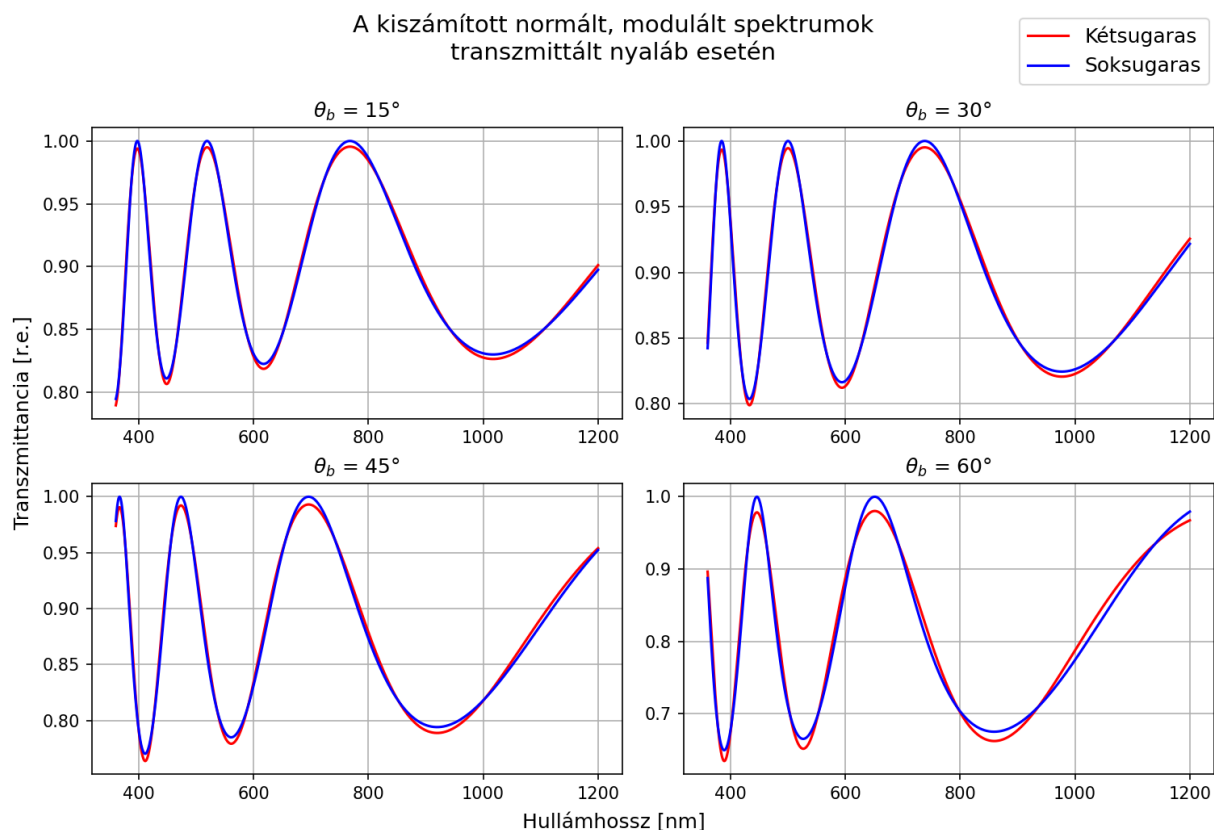
Az ábra alapján látható, hogy a beesési szög növelésével a spektrum szélső értékei az alacsonyabb hullámhosszak felé tolódnak, így egy részük kilép a mérési tartományból. Azonban a nagyobb beesési szöghöz nagyobb reflexió tartozik, s ez látható is a grafikonok összehasonlítása esetén: 60° -os beesési szög esetén a maximális intenzitás értéke közelítőleg kétszerese a 15° -os beesési szög esetében számítottnak. Tehát ezek szerint kisebb beesési szög használatával több szélsőértékünk lesz a detektált modulált spektrumon, viszont cserébe kisebb jelszintet kapunk. Ez a kisebb jelszint különösen a $8\ \mu\text{m}$ -es optikai szál esetén lesz problémás, hiszen a fényforrás fényintenzitásából jelentős mennyiség elveszik a becsatolás során, és a mintára jóval kisebb intenzitás esik ebben az esetben. Ha a két- és sokszugaras interferencia modellt vizsgáljuk, azt látjuk, hogy kicsiny beesési szög mellett az eltérés elhanyagolható, azonban a szög növelésével a két görbe között némileg nő az eltérés.

A transzmittált intenzitás vizsgálata során azonos beesési szög és eltérő rétegvastagság esetén a 4.4. ábrán látható görbéket kaptam. A grafikonokról leolvasható, hogy a reflektált nyalábhoz hasonlóan csökken a szélsőértékek száma az adott tartományon, és 100 nm-es vastagság esetén már csupán egyetlen minimuma van a görbének. A két- és soksugaras eset közötti különbség ebben az esetben is a vékonyabb rétegek esetén okoz nagyobb eltérést.



4.4. ábra: Különböző vastagságú PET minták esetén, 45° -os beesési szög mellett számolt transzmittancia értékei.

A transzmittált intenzitás változását adott rétegvastagság és eltérő beesési szög esetén a 4.5. ábrán figyelhetjük meg. Hasonlóan a reflektanciához, a transzmittancia görbe szélső értékei ugyancsak a rövidebb hullámhosszak felé tolódnak el. A nagyobb beesési szögek esetén a minimum és maximum értékek különbsége nő, azaz a mérendő jel láthatósága nő. Ez egy fontos szempont a mérés során. A két- és soksugaras interferencia közötti különbség a beesési szög növelésével ugyancsak növekszik.



4.5. ábra: Szimulált transzmittancia görbék 500 nm-es rétegvastagságú PET minta esetén különböző beesési szögeknél.

Az elkészített ábrák alapján a mérés elvégzésekor a modulált spektrumra való illesztést célszerű a soksugaras interferenciaképlet felhasználásával elkészíteni, hogy minél pontosabb eredményt kapjunk.

4.2 Deuterizált PET céltárgy elkészítése

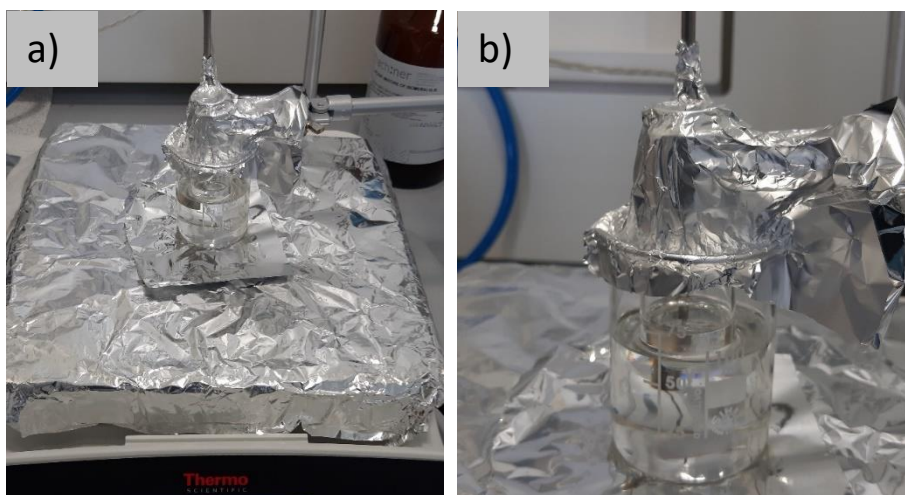
A mérések megkezdéséhez először el kellett készítenem a deuterizált PET céltárgya(ka)t az *Elméleti összefoglaló 2.1.1 fejezetében* leírtak alapján.

Az eljárás első lépése az oldat elkészítése. A céltárgykészítés során deuterizált polietilént (dPET - C_2D_4) használtam, mely $\geq 98\%$ -os tisztaságú, porított állagú volt (a megfelelő oldhatóság érdekében), oldószerként pedig xilol izomerkeverék szolgált. A vékonyréteg vastagságát alapvetően két tényező határozza meg: a felhasznált polietilén, valamint az oldószer mennyisége. Egy Sartorius Secura125-1S mérleg segítségével 10,5 mg deuterizált polietilént mértem ki egy 20 ml-es üvegcsébe, melyhez az általam felhasznált cikknek megfelelően^[3] 5 ml oldószert adtam pipetta segítségével.

Második lépésként az oldat melegítéséhez elkészítettem a kétszintes melegítő elrendezést: Egy nagyobb, 100 ml-es főzőpohárba kb. 50 ml xilolt mértem ki, majd mágneses keverőbabot

helyeztem bele (a melegítésnél ez megkönnyíti az egyenletes hőmérsékleteloszlást). Ezt a főzőpoharat tettem rá a melegítő berendezésként szolgáló Thermo Scientific Super-Nuova+ hot plate-re. Az oldatot tartalmazó üvegcsét kémcsőfogó segítségével a főzőpohár fölé rögzítettem úgy, hogy az üvegcsé alja érintse a folyadék felszínét. Az oldószert tartalmazó főzőpohárba fentről belehelyeztem a hot plate hőmérsékletérzékelőjét, hogy monitorozni tudjam a folyamat során a melegítés hőfokát. Ezt követően az üvegcsét lefedtem alufóliával, s vele együtt a nagyobb főzőpoharat is, hogy a párolgó oldószer ne távozzon gyorsan a rendszerből, s ne kelljen sűrűn pótolni azt a melegítés során. Az elrendezésről készült képek a 4.6. ábrán láthatóak.

A hot plate-t 150 °C-ra állítottam be, a mágneses keverőbabbal 250 1/min fordulattal kevertetem az alsó főzőpohárban lévő oldószert. A forráspontnál magasabb hőmérséklet beállítása azért szükséges, mert ekkor az eszköz folyamatosan forrásponton tartja az alsó főzőpohárban a xilolt, és így az egyenletesen melegíti az üvegcsében lévő oldatot. A melegítést 90 percig végeztem, ekkorra a dPET por feloldódott a xilolban.



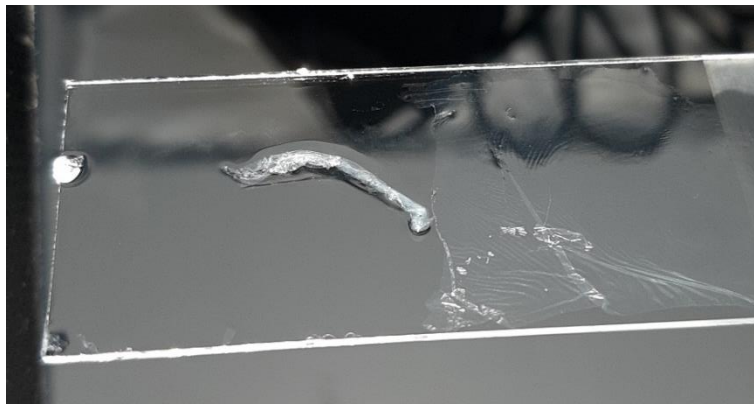
4.6. ábra: a) A melegítés folyamata, valamint b) a lefedett kétszintes melegítő elrendezés.

Az elkészült oldatot a leírtaknak megfelelően fél percen keresztül egy üvegbottal kevertem, majd a kikészített mikroszkóp tárgylemezekre öntöttem (lásd 4.7. ábra). Ezt követően megvártam, hogy a maradék oldószer elpárologjon, s kialakuljon a lemezeken a vékony hártya.



4.7. ábra: A dPET oldat által beborított tárgylemezek.

A száradást követően a hot plate felületét $140\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ra fűtöttem, s a tárgylemezeket egyesével 40 másodpercig a meleg felületre helyeztem, majd egy hideg vizet tartalmazó nagyobb Petri-csészébe merítettem. A merítést követően egy hegyes csipesszel körbe karcoltam a tárgylemez széléit (lásd 4.8. ábra), hogy a dPET réteg le tudjon válni a lemezről az újbóli vízbemerítés során. A hártya így a víz felszínén úszott, alámerítve a lyukas mintatartó lemezt, a hártyát a lemezzel együtt kiemelttem a vízből, s hagytam megszáradni.



4.8. ábra: Tárgylemez, rajta a vékony dPET réteggel.

4.3 A kiértékelő program megírása

A mérések megkezdése előtt elkészítettem a reflektancia görbék kiértékelését végző Python nyelvű programot, amely a *II. Függelékben* található. Megjegyzendő, hogy a program alábbiakban leírt és a Függelékben látható formáját az első méréseket követően nyerte el.

A program első részében importáltam a szükséges beépített modulokat, valamint definiáltam a szükséges függvényeket: a Fresnel-formulák közül a reflexióra vonatkozó (2.9a,b)

egyenleteket, valamint a (2.10) alapján a reflexiók együtthatókat, a törési szög kiszámításának egyenletét, és a mérendő anyagok törésmutató polinomjait.

Az Avantes spektrométer szoftvere a felvett spektrumokat .TRT, illetve .TXT kiterjesztésű textfájlba konvertálja át, tehát következő lépésként ezen fájlok beolvasását kellett megejteni. Ehhez a numpy modul egy beépített függvényét használtam. A beolvasást követően ábrázoltattam a beolvasott spektrumokat. A beolvasott spektrumok esetén fontos az integrációs idő, hiszen, ha a modulált és a referenciaspektrumot eltérő integrációs idővel veszem fel, és ezt nem veszem figyelembe, a normálásnál az integrációs idők hányadosával átskálázódik a reflektancia görbe. Ennek elkerülése érdekében beolvastattam az adatfájlokból az integrációs időket, valamint a modulált spektrum adatsorából a beesési szöget is. Ezt követően kiszámítottam a reflektanciát úgy, hogy először a felvett spektrumokat leosztottam a hozzájuk tartozó integrációs idővel, és az így normált reflektált- és beeső spektrum hányadosát vettem. A kapott reflektanciagörbére egy Gauss-filtert illesztettem, hogy a későbbi görbeillesztést esetlegesen zavaró zajt - amely a felvétel során egyéb okokból keletkezhet – csökkentsem.

Ezt követően ábrázoltattam a kapott normált spektrumot filterrel és anélkül, így meg tudtam figyelni egyrészt a filter hatását a normált görbén, valamint meghatározhattam, hogy a spektrum mely tartománya értékelhető, és nem túl zajos. Az értékelhető tartomány meghatározását követően kiválasztattam azt a két indexet, amelyekhez a tartomány két szélső hullámhosszértéke tartozott.

A vizsgált hullámhossztartományra meghatároztam a törésmutatót, valamint megadtam egy becsült szórásértéket, hiszen a modell ezt nem tartalmazza, s így az elmélet alapján illesztett görbe intenzitása magasabb lenne a mértnél. A törésmutató, valamint a beolvasott beesési szög segítségével kiszámoltattam a törési szöget és a Fresnel-formulák segítségével a reflexiók tényezőket, majd ezekből a transzmissziós tényezőket.

Következő lépésben függvényként definiáltam az illesztendő görbe egyenletét, belefoglalva az elméletbe a szórás is egy egyszerű szorzófaktor képében. Ezután a scipy modul beépített görbeillesztő függvényének segítségével illesztettem a reflektancia görbére. A függvény illesztési paramétereként megadható a vastagság becsült értéke, valamint az a tartomány, amelyen belül keresse a függvény a leginkább megfelelő megoldást. A kapott eredményt a konzolra is kiíratattam, majd ezzel az értékkel kiszámoltattam az illesztett görbét.

Végül ábrázoltattam a mért reflektancia görbét filterrel és anélkül, valamint az illesztett görbét. Az ábra segítségével szemmel látható az illesztés pontossága, és szükség esetén további korrekciók végezhetőek el a jobb illeszkedés érdekében.

A transzmissziós mérések kiértékeléséhez hasonló programot készítettem, csupán néhány apróbb változtatást kellett eszközölnöm. Az Avantes spektrométernek van beépített transzmissziós üzemmódja, amely a háttér, illetve a referenciaspektrum felvétele után rögtön a transzmittanciát mutatja. Ez azért előnyös, mivel ekkor lényegében valós időben lehet látni a görbéről, hogy kiértékelhető-e. Ebben az üzemmódban a kimentett adatfájl tartalmazza a referenciaspektrumot és a transzmittált spektrumot, valamint a százalékban kifejezett transzmittanciát is, így azt nem kell külön kiszámolni a kiértékelés során. Az adatfájl beolvasását ezek alapján módosítottam.

Mivel a transzmittált fény esetén az intenzitás nem volt számottevően alacsonyabb, mint a referencia esetén, így ebben az esetben nem volt szükséges a mérés során változtatni az integrációs időt. Ennélfogva a programból elhagyható lett az integrációs idő beolvasását célzó rész.

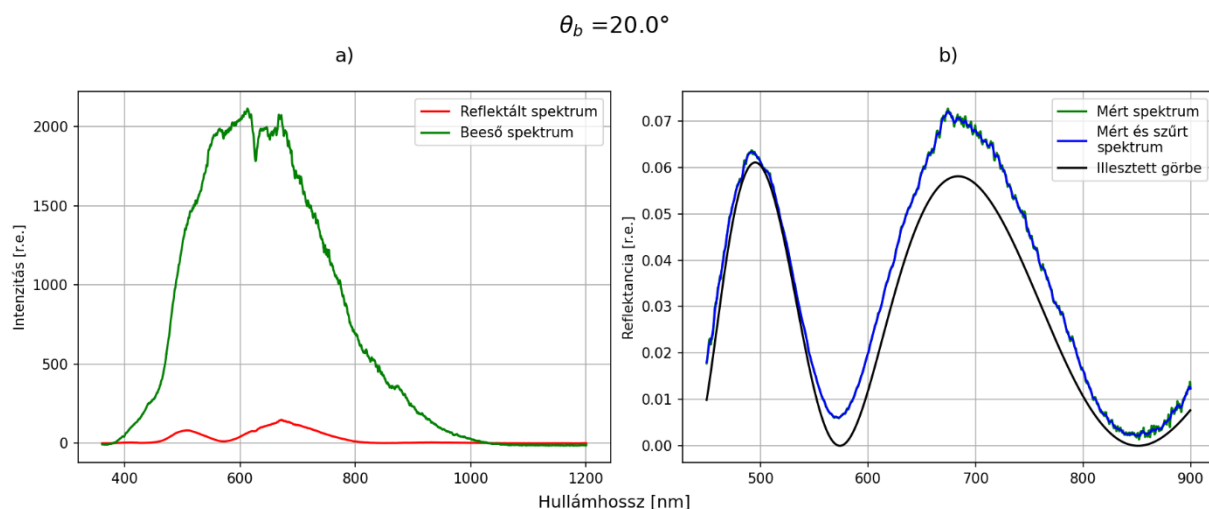
4.4 Mérések elvégzése, kiértékelése

4.4.1 Gyári 500 nm-es PET fólia mérése

Az elsőként vizsgált céltárgyam egy gyári 500 nm-es névleges vastagságú, normál PET fólia volt. A fóliát egy lencsetartón kifeszítettem, és így rögzítettem a forgatón (lásd *4.1. ábra*). A beállítást a fényforrással kezdtem, az optikai szálat és a 75 mm-es fókuszú lencsét úgy finomállítottam, hogy a fényútra merőlegesen kifeszített fólián a lehető legkisebb foltméretet kapjam. Ezt követően a fóliáról visszavert fény segítségével ellenőriztem a lencse és a fólia magasságát az optikai szál kivezetéséhez képest. Miután ezeket egy egyenesre állítottam, feljegyeztem az elforgatón a merőleges beesés pozícióját, s a későbbiekben ehhez viszonyítottam az elforgatás, és így a beesési szög értékét.

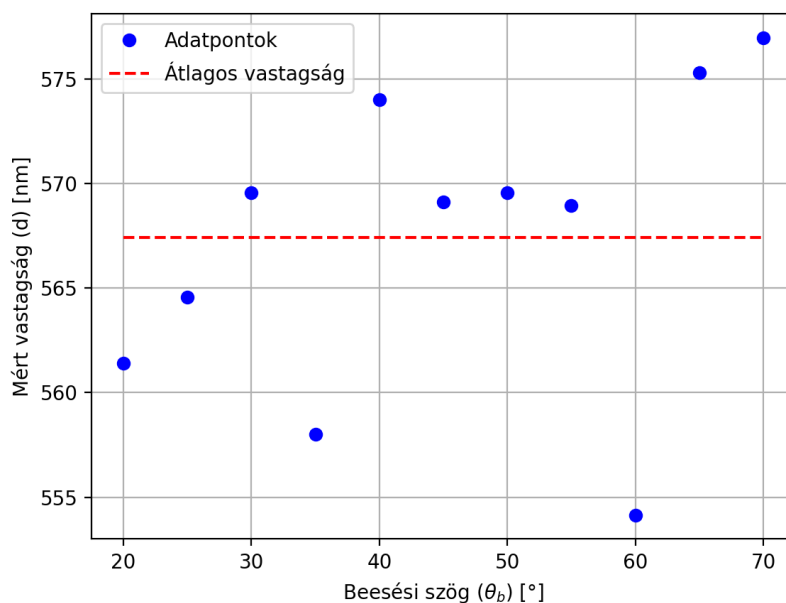
Először eltérő beesési szögek esetében vettem fel a modulált spektrumokat, a 400 μm -es optikai szálat használva a fényforrás oldalán. Első lépésként beállítottam a kívánt beesési szöget, majd a spektrométer optikai szálát és a hozzá tartozó lencsét tartalmazó breadboardot a reflektált fény útjába helyeztem. A lencse – fólia távolságát beállítva, az eltoló segítségével megkerestem az optikai szál kivezetésének azon pozícióját, amikor a spektrométer a legintenzívebb spektrumot mutatja. Amikor ez megtörtént, a szoftver segítségével rögzítettem a spektrumot.

A mérésorozatban 20° - 70° tartományban változtattam a beesési szöget 5° -os lépésközzel. A felvett reflektált és beeső spektrumok a 4.9.a) ábrán, míg a spektrumokból meghatározott reflektancia görbe a szűrt, illetve az illesztett görbékkel a 4.9.b) ábrán látható.



4.9. ábra: a) A 20° -os beesési szög mellett felvett reflektált (piros), illetve a beeső (zöld) spektrum, $I_t = 1$ ms-os integrációs időre normálva.
b) Az 500 nm névleges vastagságú PET minta mért (zöld) illetve mért és szűrt (kék) reflektancia görbéje, valamint az illesztett görbe (fekete)

A mért értékeket a könnyebb átláthatóság érdekében egy grafikonon ábrázoltam (lásd 4.10. ábra). A 4.9.b) ábrán látható, hogy az illesztés követi a mért reflektancia görbét, a két görbe szélsőértékeinek helyei jól egybeesnek, ami meghatározza a vastagság értékét. Tehát az illesztés megfelelőnek mondható, s a többi esetben is hasonlókat tapasztaltam. Azonban

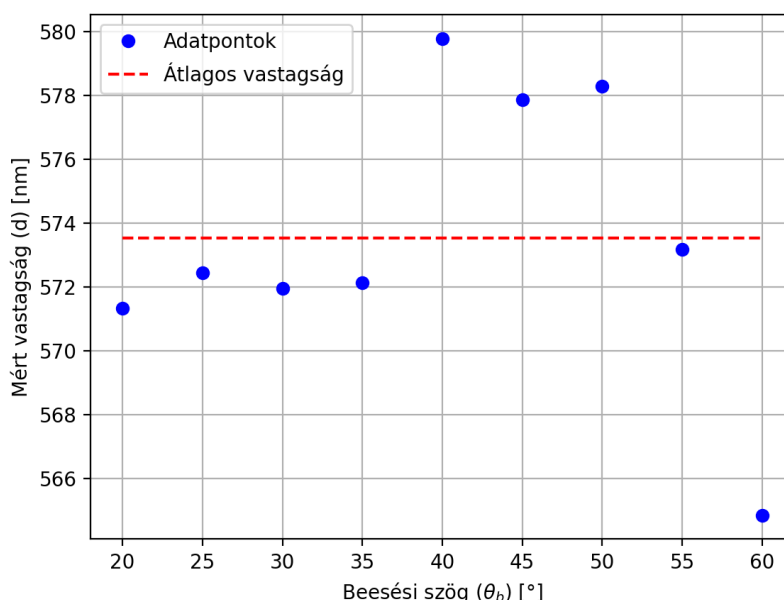


4.10. ábra: Az 500 nm névleges vastagságú PET minta mért vastagságértékei a beesési szög függvényében.

ahogyan az az ábrán is látható, a normált spektrum a minimumhelyein nullánál nagyobb értéket vesz fel. Ez az eltérés abból adódhat, hogy az illesztett görbe elméleti modellje síkhullámok esetén adja vissza pontosan a reflektanciagörbe alakját, a mérés során azonban konvergens fénnel világítottam meg a mintát, amely így gömb-, vagy Gauss-hullámmal közelíthető.

A 4.10. ábrán látható, hogy a kapott vastagságértékek egy hozzávetőlegesen 20 nm-es tartományon belül helyezkednek el. A méréseket átlagolva a PET minta vastagságára $d = 567 \pm 7 \text{ nm}$ -t kaptam. A mérés során hibát hordozott magában, hogy a fólia nem tökéletesen sima felületű volt, valamint, hogy a lencsetartóra való rögzítés miatt a beesési szög változtatásakor a fényfolt helyzete is elmozdult a fólián, mivel az nem a forgástengelyen volt. Megjegyzendő, hogy az előzőekben tárgyalt mérések kiértékelésénél az *s*- és *p*-polarizáció esetén fennálló reflexiós tényezők átlagértékét használtam fel.

A következő méréssorozat esetén a polarizáció hatását vizsgáltam a mérés és a kiértékelés szempontjából. Ehhez egy polarizátort helyeztem el az optikai szál és a 75 mm-es lencse közé, amelyet He-Ne lézer segítségével úgy állítottam be, hogy *s*-polarizált fényt engedjen át. Ebben az esetben is eltérő beesési szögek esetén végeztem a mérést, 400 μm -es optikai szálát használva a fehér fény továbbítására.



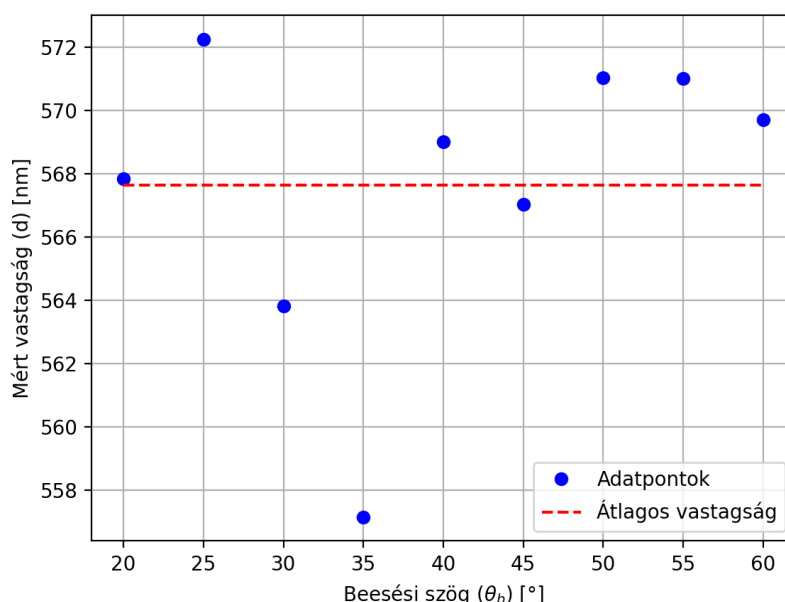
4.11. ábra: Az 500 nm névleges vastagságú PET minta mért vastagságértékei *s*-polarizált fény esetén, a beesési szög függvényében.

A méréseket átlagolva a PET minta vastagságára ez esetben $d = 574 \pm 5 \text{ nm}$ -t kaptam. Látható, hogy a polarizátor használatával, *s*-polarizált fény esetén végezve a mérést kisebb szórással tudjuk meghatározni a vastagságot, ezáltal pontosabb eredményhez juthatunk. A

vastagság átlagértékére hozzávetőlegesen 7 nm-rel tér el a polarizálatlan esetben mérttől. Az eltérés egyik oka a PET fólia kettősen törő viselkedése^[14] lehet, hiszen a fólia lencsetartóra rögzítése során az anyagban mechanikai feszültséget keltünk.

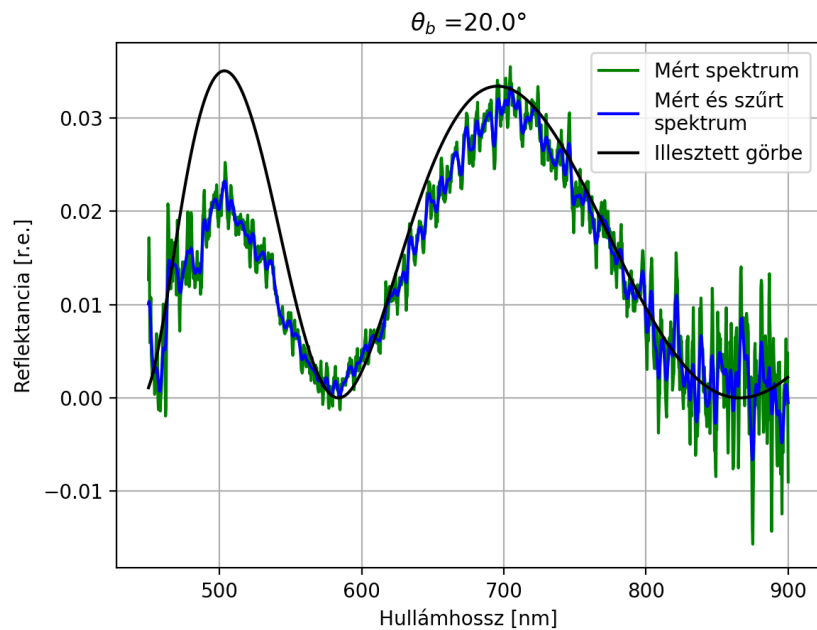
Figyelembe kell venni, hogy a polarizált fény intenzitása jóval alacsonyabb, mint polarizálatlan esetben (az előbbi mérések esetén a spektrométer által rögzített beütésszám kb. a negyede a polarizálatlan fény esetén mértnek). Ugyan ez a 400 μm -es optikai szál esetén nem jelent problémát, viszont kisebb magátmérőknél már túl nagy veszteség, ezért a kisebb foltméret elérése érdekében polarizálatlan fényt szükséges használnom.

A következő lépésben az előzőekhez hasonlóan, azonban most 100 μm -es optikai szálát alkalmazva a fényforrástól való továbbítására végeztem el a mérést.



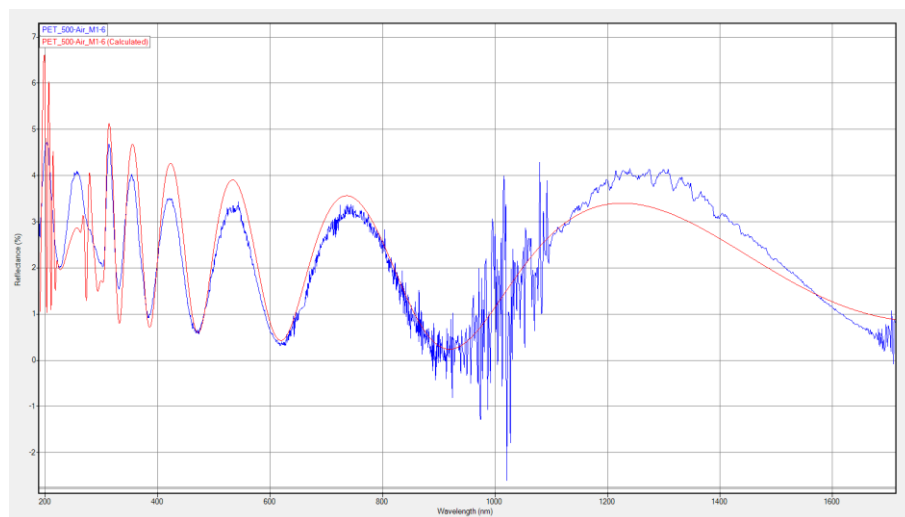
4.12. ábra: Az 500 nm névleges vastagságú PET minta mért vastagságértékei 100 μm -es optikai szál, s-polarizált fény esetén, a beesési szög függvényében.

A méréseket átlagolva a PET minta vastagságára $d = 568 \pm 5 \text{ nm}$ -t kaptam. Mint látható, a mérésorozat közelítőleg ugyanarra az eredményre vezetett, mint az előző két sorozat esetén, azonban a normált spektrumok képe jóval zajosabb volt, mint korábban (lásd 4.13. ábra). Ez annak tulajdonítható be, hogy a kisebb magátmérőjű optikai szál kisebb mennyiségű fényt képes eljuttatni a mintára. A tapasztalatok alapján az alkalmazott mérési metódus használható a vékony PET fóliák mérésére, és viszonylag kicsiny intervallumon belül meghatározható a vastagság. Tapasztalatként leszűrhető, hogy a kisebb magátmérőjű optikai szálak esetén a polarizált fény használata nem előnyös a polarizációs szűrő okozta veszteség miatt.



4.13. ábra: Az 500 nm névleges vastagságú PET minta mért és illesztett reflektancia görbéje 100 μm -es optikai szál esetén.

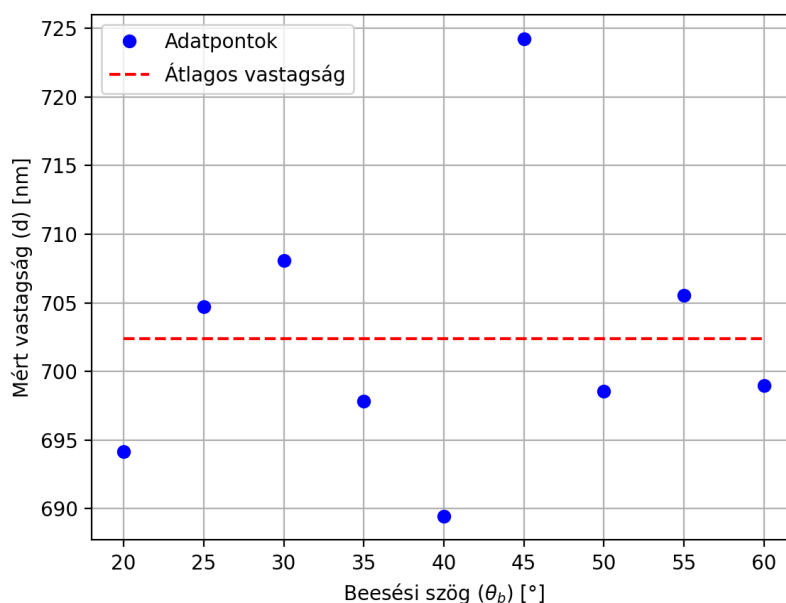
A kapott eredmények ellenőrzéséhez megmértem a vizsgált PET fólia vastagságát a Filmetrics (2.3. *alfejezet*) készülékkel is. A mért reflektancia és az illesztett görbe a 4.14. ábrán látható. Az illesztett görbe alapján a vastagság $d = 567 \text{ nm}$ -re adódott, ami jól illeszkedik a saját elrendezéssel végzett méréseimhez. Összességében tehát az 500 nm névleges vastagságú PET minta mérésére alkalmas a saját elrendezésem is, és elegendően pontos eredményt ad.



4.14. ábra: Az 500 nm-es névleges vastagságú PET minta Filmetrics által mért (kék) és illesztett (piros) reflektancia görbéje.

4.4.2 A dPET céltárgy mérése

A gyári PET fólia után a 4.2. *alfejezetben* leírtak szerint elkészített deuterizált PET céltárgyat vizsgáltam. A mérési elrendezésen nem változtattam, a vékony réteg egy alumínium lemezre volt felhelyezve (lásd 4.16. *ábra*), ezt fogattam be egy tartóba, ügyelve arra, hogy a vizsgált felület a forgató forgástengelyén legyen. A méréssorozatot 400 μm -es optikai szállal, polarizálatlan fénnel végeztem el. A méréseket átlagolva a deuterizált PET minta vastagságára $d = 702 \pm 10 \text{ nm}$ -t kaptam, a mért vastagságértékek eloszlását a 4.15. *ábra* mutatja.



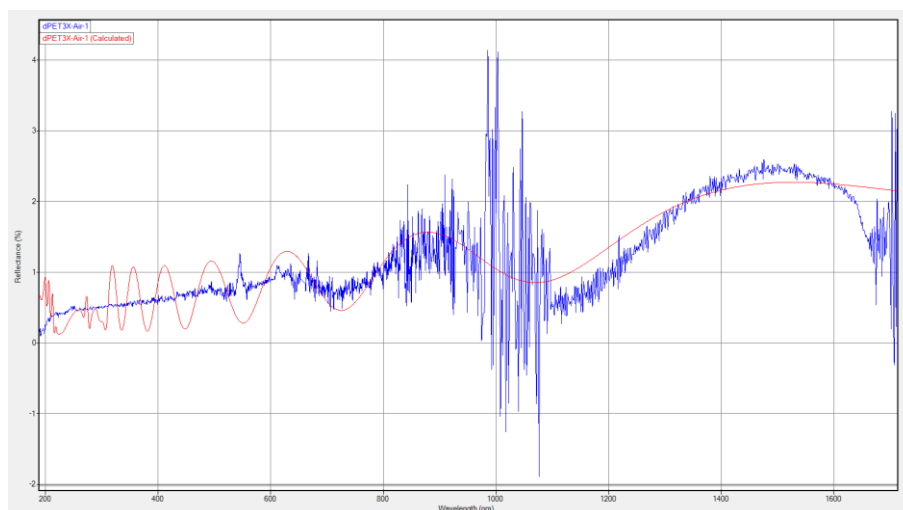
4.15. ábra: Az általam készített dPET minta mért vastagságértékei 400 μm -es optikai szál esetén, a beesési szög függvényében.

A mérésekből adódó vastagságértékek szórása ebben az esetben nagyobb volt, mint a fóliánál tapasztalt, azonban még ezzel az értékkel is pontosnak mondható az eredmény. A szórás növekedésének oka lehetett a vizsgált réteg gyűrt felülete is, hiszen a 4.16. ábrán jól megfigyelhető, hogy nem teljesen sík a réteg felülete. Egy másik ok lehetett maga az anyag fényszórása, illetve fényabszorpciója is, erre a réteg mattos árnyalatából következtethetünk. A mérési eredményben hibát okozhat, hogy törésmutató polinomnak ezúttal is a PET törésmutatóját vettem, azonban ettől részben eltérhet a deuterizált PET törésmutatója.



4.16. ábra: A deuterizált PET céltárgy az Al lemezen.

A vastagságra kapott érték ellenőrzése érdekében Filmetrics készülékkel is megmértem a dPET mintát. A mért reflektancia és az illesztett görbe a 4.17. ábrán látható. Az illesztett görbe alapján a vastagság $d = 671 \text{ nm}$ -re adódott, ami némiképp eltér az általam mért értéktől. A Filmetrics által illesztett görbén azonban látható, hogy csak részben követi a mért reflektancia menetét, és a szélsőértékek pozíciójában is vannak eltérések, csakúgy, mint az általam felvett görbék esetén. Ezek alapján tehát mindkét esetben bizonytalan a mérési eredmény, azonban mivel egymáshoz közel állnak, így a valódi vastagság értéke a két érték között helyezkedhet el.



4.17. ábra: A dPET minta Filmetrics által mért (kék) és illesztett (piros) reflektancia görbéje.

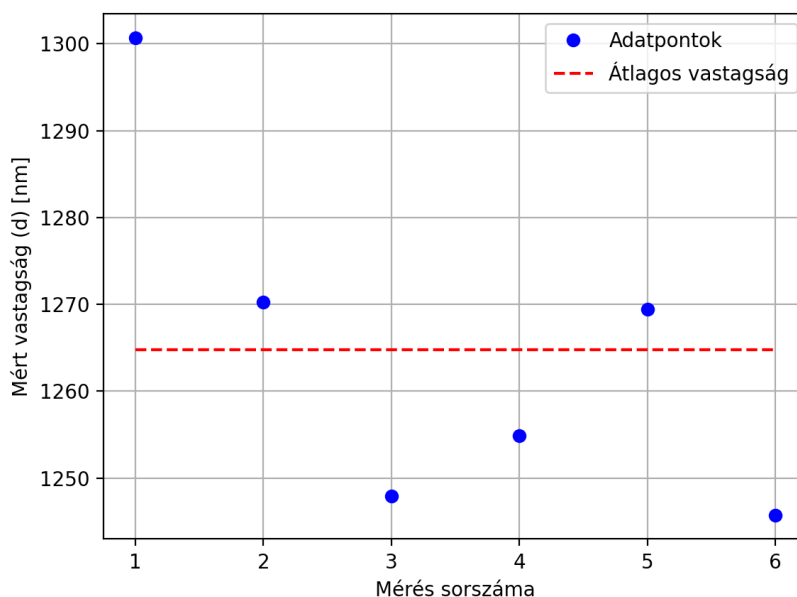
4.4.3 Folyadékártya mérése a reflektált fénynyaláb segítségével

Az utolsó méréssorozatot a folyadékjetek által létrehozott folyadékártyán (lásd 2.1.2 alfejezet) végeztem el. A folyadékjet az NLTL saját, az Advanced Microfluidic Systems GmbH által elkészített eszköze volt. A jet rövid beállítását és stabilizálását követően az előzőekben használt elrendezést építettem a jet köré. A jet minimális instabilitása, valamint kicsiny mérete miatt a fényforrás ráképezése a folyadékártyára, valamint a megfelelő távolságok beállítása

nagyobb pontatlanságot hordozott magában, mint az eddigiek esetében. A beállítás bonyolultsága miatt csupán 45° -os beesési szög esetén mértem meg a hártya vastagságát.

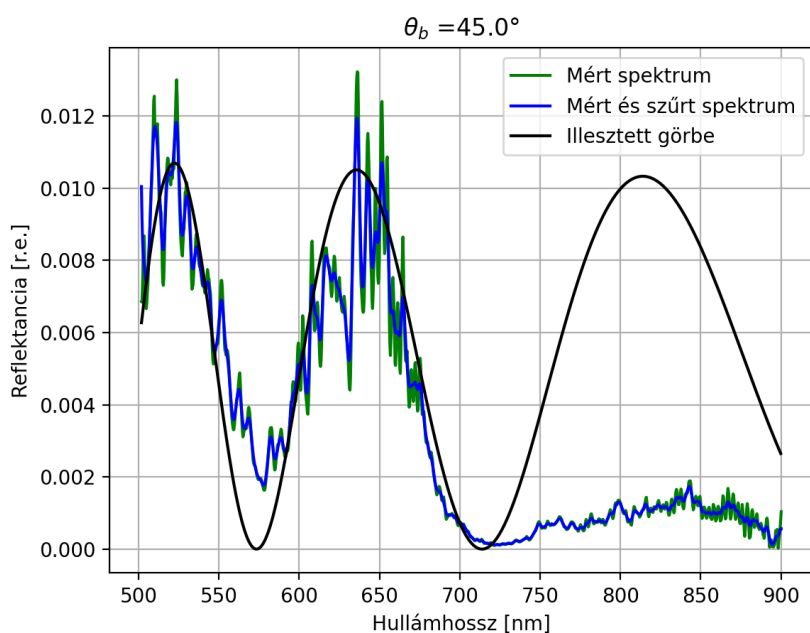
Első körben a halogén fényforrás alkalmazásával vettem fel a spektrumokat, azonban a $400\ \mu\text{m}$ -es optikai szál esetén a fényfolt mérete meghaladta a céltárgy méretét, így a moduláció lényegében elveszett a sok eltérő vastagságú pont következtében. A folyadékhártya kicsinysége miatt áttértem a $8\ \mu\text{m}$ -es, egymódusú optikai szál használatára, ezzel ugyanis elérhető volt a kívánt foltméret. A halogén fényforrás azonban nem tudott elegendő fényt biztosítani ahhoz, hogy a mintáról reflektálódott fénysugarak intenzitása a zajszint felett legyen, így a halogén fényforrás helyett egy WLC (White Light Continuum) forrásra váltottam.

A kisebb magátmérőnek és az intenzívebb fényforrásnak köszönhetően meg tudtam úgy világítani a folyadékhártyát, hogy a peremektől távolabb, nagyjából középen találtam el, s a reflektált fény már tartalmazta a modulációkat. A méréseket átlagolva a folyadék mikrojetek által létrehozott hártya vastagságára $d = 1265 \pm 20\ \text{nm}$ -t kaptam, a mért vastagságértékek eloszlását a 4.18. ábra mutatja.



4.18. ábra: A folyadékhártya vastagságának mért értékei $8\ \mu\text{m}$ -es optikai szál és 45° -os beesési szög mellett.

A mért spektrumok intenzitása meglehetősen alacsonynak adódott, a maximumok értéke 0,01 és 0,02 között mozgott (példaként lásd 4.19. ábra). Ennek magyarázata egyrészt az lehet, hogy a jetek ütközésének környezetében párafelhő jön létre az elporladó folyadékcseppekből, s ezen a fény szóródik. Másrészt ebben az esetben is fellép az a probléma, hogy az elmélettel ellentétben nem síkhullámmal világítjuk meg a mintát. E két okból a mért intenzitás relatív értéke a kapott értékre csökkenhet.



4.19. ábra: A folyadékhártya mért és illesztett reflektancia görbéje 8 μm -es optikai szál esetén.

Egy másik tényező, amely megnehezíti a mérést, a viszonylag zajos normált spektrum (4.19. ábra). A mért spektrumok további érdekessége, hogy valamilyen oknál fogva a hosszabb hullámhosszak felé haladva a reflektancia nagy mértékben csökken, a moduláció már-már eltűnik. Az illesztett görbék ezen tényezők ellenére a legtöbb esetben jól lekövetik a minimum és maximum helyeket, így viszonylag nagy bizonyossággal helyesek.

4.4.4 Folyadékhártya mérése a transzmittált fénynyaláb segítségével

A reflektált fénnyel való vastagságmérés többek között azért nem hozta a várt eredményt, mert az optikai eszközök beállítása rendkívül nehéz a vizsgált jet méretét és viselkedését figyelembe véve. A lencsék és az optikai szálbefogók pozicionálása időigényes, és nagyon könnyen hiba csúszhat a mérésbe pl. a folyadékhártya kicsiny mértékű elfordulásával, emellett a referenciaspektrum felvétele is körülményes.

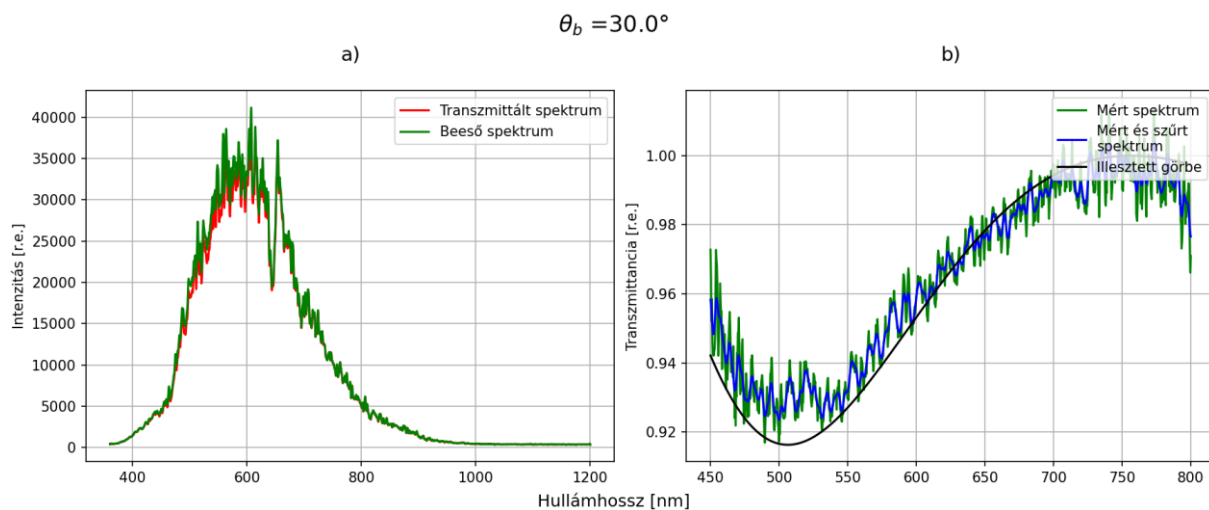
Adódik, hogy a reflexiós mérés helyett alkalmazzuk a transzmittált nyalábot felhasználó elrendezést. Ekkor csupán annyit kell változtatni a mérési elrendezésen, hogy a

spektrométerhez tartozó optikai szál, a becsatoló lencsével együtt a folyadékhártya mögé kell helyezni, és a hártyán áthaladó fényt kell begyűjteni az optikai szálba. A transzmissziós mérés nagy előnye, hogy stabilabb „kimeneti” nyalábot eredményez, mint a reflexió esetén, hiszen a folyadékhártya elfordulásával a nyaláb pozíciója csupán elhanyagolható mértékben változik. A referenciaspektrum felvétele ebben az esetben igen egyszerű, hiszen lényegében nem változik a detektálás helye, emellett az Avantes spektrométer transzmissziós üzemmódjának köszönhetően lényegében azonnal megmondható, hogy a képernyőn megjelenő spektrum értékelhető vagy sem.

A transzmissziós mérések során az alkalmazott folyadékjet az előző verzióhoz képest már kisebb átmérőjű folyadékkapillárisokkal rendelkezett, amellyel 300 nm alatti folyadékhártya előállítása is lehetséges volt. Emellett a folyadékjet újabb változata már piezo-elektromos eltolókkal volt felszerelve, így a folyadékhártya bizonyos tartományon pozicionálható volt a mérési elrendezéshez képest, amely nagyban megkönnyítette a beállítást, valamint lehetővé tette a folyadékhártya vastagságának szkennelését.

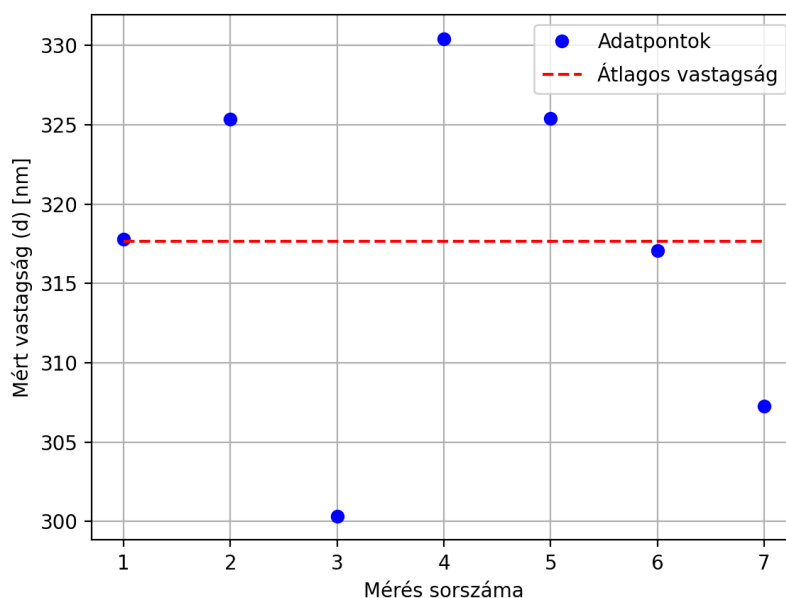
Az első méréseket a jet egy adott pontján (kb. a függőleges szimmetriatengely alsó harmadolópontjában) végeztem. A mérési elrendezést annyiban módosítottam, hogy ismét halogén fényforrást használtam, melynek fényét egy 100 μm -es magátmérőjű optikai szál segítségével, $\frac{1}{2}$ -es kicsinyítés mellett képeztem rá a jetre. Ezúttal, mivel transzmittált fényt vizsgáltam, a mért jelszint megfelelően nagy volt a halogén fényforrás esetén is.

Egy transzmissziós mérés során rögzített referencia- és transzmittált spektrum, valamint az ezekből számolható transzmittancia mért, illetve illesztett görbéje látható a 4.20. ábrán. Az ábra alapján megállapítható, hogy habár a transzmittancia láthatósága viszonylag alacsony, azonban a görbe menete szépen kirajzolódik, s az illesztés is kellően pontosnak tekinthető.



4.20. ábra: a) a felvett beeső és transzmittált spektrum, valamint b) a mért transzmittancia és az erre illesztett görbe.

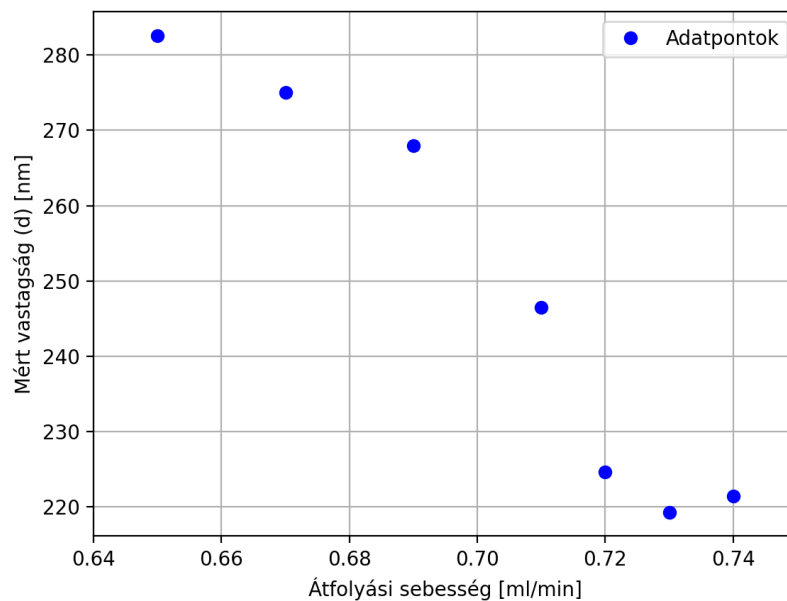
A folyadékjet egy rögzített pozíciójában történt méréseket átlagolva a folyadék mikrojetek által létrehozott hártya vastagságára $d = 318 \pm 11 \text{ nm}$ -t kaptam, a mért vastagságértékek eloszlását a 4.21. ábra mutatja.



4.21. ábra: A folyadékhártya vastagságának mért értékei transzmissziós mérési elrendezést alkalmazva, 100 μm -es optikai szál és 30°-os beesési szög esetén.

A kapott vastagságérték az alkalmazott folyadékjet beállításokkal (átfolyási sebesség, pumpanyomás stb.) a megfelelő tartományba esik, így azt mondhatjuk, hogy a transzmissziós mérési elrendezéssel már kellően hatékonyan és pontosan lehet a folyadékhártya vastagságát meghatározni.

A következő mérési sorozatot úgy végeztem el, hogy immár a legvékonyabb folyadékjet előállítására törekedtem. Ennek érdekében a folyadékhártya függőleges szimmetriatengelyének alsó harmadolópontja alatt mértem, ügyelve arra, hogy a fényfolt teljes terjedelmében rajta legyen a hártyán. A folyadékjet egyetlen paraméterét, az átfolyási sebességet (amely meghatározza a két folyadékkapillárisban percenként átfolyó folyadék mennyiségét) változtatva, a hártya alsó részének több pontján végeztem el a méréseket, az egyes átfolyási sebességek esetén mért legalacsonyabb vastagságértékeket az átfolyási sebesség függvényében a 4.22. ábra mutatja.



4.22. ábra: A folyadékhártya vastagságának legkisebb mért értékei az átfolyási sebesség függvényében.

Látható, hogy az átfolyási sebesség növelésével a folyadékhártya vastagsága is nagy mértékben változik. Azonban megjegyzendő, hogy 0,730 ml/min sebesség felett a folyadékhártya instabillá válik, s így a hártya vastagsága is nagyobb mértékben változik.

Összességében tehát azt az eredményt kaptam, hogy a transzmittált fény vizsgálatával pontos vastagságmérést lehet végezni a folyadékjeten, s a pontosság mellett a mérési elrendezés beállítása, a mérések elvégzése is nagy mértékben egyszerűbb, mint a reflektált fénnel történő méréskor.

5 Összefoglaló

TDK dolgozatomban kidolgoztam egy valós idejű mérési módszert, mellyel lézeres céltárgyak vastagságát mértem meg a reflektált és transzmittált fehér fény modulált spektrumának vizsgálatával. Méréseim során PET fólia, általam készített deuterizált PET vékonyréteg, valamint nagy tisztaságú vízzel működő folyadék mikrojetek által létrehozott folyadékhártya vastagságát állapítottam meg, s emellett a mérési módszer lehetőségeit tanulmányoztam.

Első lépésként megterveztem, majd megépítettem a mérési elrendezést, mely alkalmas volt a mérendő szilárd minták rögzítésére és forgatására, valamint megfelelően nagy térbeli felbontás mellett a reflektált spektrum felvételére.

Ezt követően Python programnyelvben elkészítettem az elméleti összefoglaló alapján egy szimulációt a várt reflektancia és transzmittancia görbéről különböző vastagság és beesési szög esetén. A szimuláció eredményeit összevetve megállapítottam, hogy a két elméleti modell közül a soksugaras interferencia modellt célszerű alkalmazni a mérések során.

Következő lépésként elkészítettem a deuterizált PET vékonyréteget, majd megírtam a kiértékelő Python programot, amely a mért reflektancia vagy transzmittancia görbére az elméleti modell alapján görbét illesztve meghatározza a vizsgált minta vastagságát.

Végezetül megmértem a minták vastagságát, s a lehetséges esetekben össze is hasonlítottam az eredményeimet a Filmetrics készülékkel mért értékekkel. Az 500 nm-es névleges vastagságú PET fólia esetén reflexiós méréseimből 568; 574; valamint 568 nm-es vastagság adódott, míg a Filmetrics-szel 567 nm-t kaptam. A három mérési eredmény három különböző mérési paraméter esetén adódott: először 400 μm -es magátmérőjű optikai szállal és polarizálatlan fénnel, majd ugyanezzel a szállal és s polarizált fénnel, végül 100 μm -es magátmérőjű optikai szállal és s polarizált fénnel dolgoztam. Az eredmények összehasonlításával arra a következtetésre jutottam, hogy polarizálatlan fény használata nem okoz nagy pontatlanságot az illesztésben, és a nagyobb térbeli felbontás elérése érdekében kisebb magátmérőjű optikai szálakat alkalmazva polarizálatlan fénnel célszerű dolgozni.

A deuterizált PET minta esetében szintén reflexiós mérésekből 702 nm-es vastagságot mértem, míg a Filmetrics-szel 671 nm-t kaptam. Ebben az esetben a Filmetrics illesztése sem illeszkedett teljesen a saját maga által felvett reflektancia görbére, így a vastagság tényleges értéke a kétféleképpen mért érték között helyezkedhetett el.

A folyadékhártya reflexiós mérése során 1265 nm-es átlagos vastagságot kaptam, s megállapítottam, hogy habár a kidolgozott reflexiós mérési módszer alkalmas a folyadékhártya

vastagságának mérésére, azonban a mérések egyszerűbb kivitelezhetősége okán célszerű a transzmissziós mérések elvégzése is. Végül a transzmittancia vizsgálatával nemcsak egyszerűbb elrendezést sikerült megalkotni, de a mérés pontossága is megnőtt. A vékonyabb kapillárisokkal és a transzmittanciát vizsgálva immár 220 nm-nél vékonyabb folyadékhártya vastagságot is képes voltam nagy pontossággal megmérni, amely nemzetközi viszonylatban is egy szép eredménynek számít.

6 Irodalomjegyzék

- [1.] S. Fourmaux, S. Buffechoux, B. Albertazzi, D. Capelli, A. Lévy et al., *Investigation of laser-driven proton acceleration using ultra-short, ultra-intense laser pulses*, Phys. Plasmas 20, 013110 (2013)
- [2.] H. Daido, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov, *Review of laser-driven ion sources and their applications*, 2012 Rep. Prog. Phys. 75 056401
- [3.] T. Bar and Ch. Basu, *A simple method to prepare deuterated targets for experiments relevant to nuclear astrophysics*, Rev. Sci. Instrum. 91, 103302 (2020)
- [4.] K. M. George, J. T. Morrison, S. Feister, G. K. Ngirmang, J. R. Smith, A. J. Klim, J. Snyder, D. Austin, W. Erbsen, K. D. Frische 1, J. Nees, C. Orban, E. A. Chowdhury and W. M. Roquemore, *High-repetition-rate ($> \text{kHz}$) targets and optics from liquid microjets for high-intensity laser–plasma interactions*, High Power Laser Science and Engineering, 7, e50 (2019).
- [5.] J. Nees, M. Kalashnikov, *Investigation of contrast enhancement for high repetition rate petawatt laser systems for the eli_alps project*, ELI Attosecond Final Research Report, 2015.
- [6.] Budó Á., *Kísérleti Fizika I. kötet* (4. kiadás, Tankönyvkiadó, Budapest, 1970)
- [7.] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (6. kiadás, Pergamon Press, 1980)
- [8.] Horváth Z., *Fizikai optika* (elektronikus tananyag, SZTE TTIK Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, 2014)
- [9.] P. D. T. Huibers, D. O. Shah, *Multispectral Determination of Soap Film Thickness*, Langmuir 1997, 13, 5995-5998
- [10.] <https://www.filmetrics.com/thickness-measurement/f20>
- [11.] <https://matplotlib.org/stable/index.html>
- [12.] <https://docs.scipy.org/doc/scipy/index.html>
- [13.] <https://www.refractiveindex.info>
- [14.] R. A. Huijts, S. M. Peterst, *The relation between molecular orientation and birefringence in PET and PEN fibres*, POLYMER Volume 35 Number 14 1994

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőimnek, Dr. Füle Miklósnak és Dr. Kovács Attilának, hogy a TDK dolgozatom elkészítéséhez irányutatót adtak, s hogy bármikor fordulhattam hozzájuk kérdéseimmel, mindig készséggel válaszoltak.

Köszönettel tartozom Karnok Máténak és Nagyillés Bálintnak a folyadék mikrojettel való méréseimhez, továbbá Dudás Júliának a dPET minták elkészítéséhez nyújtott segítségért.

Köszönöm az ELI ALPS lézeres kutatóközpontnak, hogy a dPET minták elkészítéséhez használhattam a kémia laboratórium eszközeit.

Hálásan köszönöm családomnak a gondoskodást és támogatást, amellyel végig kísérték tanulmányaimat, s hogy mindig számíthattam rájuk.

A kutatást a Nemzeti Lézeres Transzmutációs Laboratórium keretein belül a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Hivatal – Innovációs és Technológiai Minisztérium támogatta.

I. Függelék

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
Created on Mon Mar 21 14:40:00 2022

@author: Asus
"""
"""
Az elméleti összefüggések alapján a normált, modulált spektrum szimulációja adott vastagság
és beesési szög esetén.
"""

import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt

plt.close("all")

def AmpRef_s(theta_b, theta_t):

    rs = -(np.sin(theta_b - theta_t)) / (np.sin(theta_b + theta_t))
    return rs

def AmpRef_p(theta_b, theta_t):

    rp = (np.tan(theta_b - theta_t)) / (np.tan(theta_b + theta_t))
    return rp

def Ref_s(r):

    ref = (abs(r))**2
    return ref

def Ref_p(r):

    ref = (abs(r))**2
    return ref

def Refrac_angle(n_b, n_t, theta_b):

    alpha = np.arcsin((n_b * np.sin(theta_b)) / (n_t))
    return alpha

def törésmutató_H2O_ref(lamb):

    n = (1 + 0.75831/(1 - 0.01007/lamb**2) + 0.08495/(1 - 8.91377/lamb**2))**.5

    return n

def törésmutató_Sellmeier(lamb, C):

    # k1 = np.exp(-(x/0.09288))
    # k2 = np.exp(-(x/0.50828))
    n = np.sqrt(1 + (C[0] * lamb**2) / (lamb**2 - C[3]) + (C[1] * lamb**2) / (lamb**2 -
C[4]) + (C[2] * lamb**2) / (lamb**2 - C[5]))
```

```

    return n

#%%

'''
A normált modulált reflektált spektrum kiszámítása adott beesési szög, és több különböző
rétegvastagság esetén.
'''

# A fizikai paraméterek megadása
hh = np.arange(360., 1200., 0.01) # A vizsgált hullámhossztartomány
nm-ben
n_b1 = np.ones(len(hh)) # A levegő törésmutatója
Const = np.loadtxt('Sellmeier_konstant_PET.txt', delimiter='/', skiprows=0, unpack=True)
# Az illesztési paraméterek beolvasása
n_t1 = törésmutató_Sellmeier(hh, Const) # A vizsgált céltárgy anyagának
törésmutatója
alpha = 45.0 # A beesési szög fokban
d = np.array([1000, 500, 250, 100]) # A céltárgy
vastagsága nm-ben

# A beesési szög és a törésmutatók segítségével a szögek kiszámítása
theta_b = np.ones(len(hh))
theta_b1 = theta_b * np.deg2rad(alpha)
theta_t1 = np.zeros(len(hh))
theta_t1 = Refrac_angle(n_b1, n_t1, theta_b1)

# Az amplitúdók reflexiós tényezőinek kiszámítása
r_s1 = AmpRef_s(theta_b1, theta_t1)
r_p1 = AmpRef_p(theta_b1, theta_t1)

# Az intenzitás reflexiós tényezőinek kiszámítása
R_s1 = Ref_s(r_s1)
R_p1 = Ref_p(r_p1)
R_av1 = (R_s1 + R_p1) / 2.0

# A transzmissziós tényező kiszámítása
T_s1 = 1 - R_s1
T_p1 = 1 - R_p1
T_av1 = 1. - R_av1

# Fáziskülönbség
phi = np.zeros((len(d), len(hh)))
index1 = np.arange(len(d))
index2 = np.arange(len(hh))

for i in index1:
    phi[i] = 4 * np.pi/hh * n_t1 * d[i] * np.cos(theta_t1)

# Eredő Intenzitás kétsugaras interferencia esetén (a fáziskülönbségnél figyelembe kell
venni a pi fázisugrást)
I_2r = R_av1 * (1. + T_av1**2 + 2 * T_av1 * np.cos(phi + np.pi))

# Eredő intenzitás soksugaras interferencia esetén
I_ir = (4. * R_av1 * np.sin(phi/2.)**2) / (T_av1**2 + 4. * R_av1 * np.sin(phi/2.)**2)

```

```

# A különböző grafikonok ábrázolása
fig, axs = plt.subplots(dpi = 150, ncols=2, nrows=2, figsize=(10.,8.),
                        constrained_layout=True)
for row in range(2):
    for col in range(2):
        line, = axs[row, col].plot(hh, I_2r[2*row+col], 'r-', label = 'Kétsugaras')
        line2, = axs[row, col].plot(hh, I_ir[2*row+col], 'b-', label = 'Soksugaras')
        axs[row, col].set_title('d = ' + str(d[2*row+col]) + ' nm')
        #axs[row, col].legend(loc = 'upper right')
        axs[row, col].grid()
fig.suptitle('A kiszámított normált, modulált spektrumok\reflektált nyaláb esetén\n',
fontsize=14)
fig.supxlabel('Hullámhossz [nm]')
fig.supylabel('Reflektancia [r.e.]')
fig.legend(handles = [line, line2],loc = 'upper right', fontsize=12)

###
'''
A normált modulált transzmittált spektrum kiszámítása adott beesési szög, és több különböző
rétegvastagság esetén.
'''

# Eredő Intenzitás kétsugaras interferencia esetén (a fáziskülönbségnél figyelembe kell
venni a pi fázisugrást)
I_2t = T_av1**2 * (1. + R_av1**2 + 2 * R_av1 * np.cos(phi))

# Eredő intenzitás soksugaras interferencia esetén
I_it = (T_av1**2) / (T_av1**2 + 4. * R_av1 * np.sin(phi/2.))**2

# A különböző grafikonok ábrázolása
fig, axs = plt.subplots(dpi = 150, ncols=2, nrows=2, figsize=(10.,8.),
                        constrained_layout=True)
for row in range(2):
    for col in range(2):
        line, = axs[row, col].plot(hh, I_2t[2*row+col], 'r-', label = 'Kétsugaras')
        line2, = axs[row, col].plot(hh, I_it[2*row+col], 'b-', label = 'Soksugaras')
        axs[row, col].set_title('d = ' + str(d[2*row+col]) + ' nm')
        #axs[row, col].legend(loc = 'upper right')
        axs[row, col].grid()
fig.suptitle('A kiszámított normált, modulált spektrumok\ntanszmittált nyaláb esetén\n',
fontsize=14)
fig.supxlabel('Hullámhossz [nm]')
fig.supylabel('Transzmittancia [r.e.]')
fig.legend(handles = [line, line2],loc = 'upper right', fontsize=12)

###
'''
A normált modulált reflektált spektrum kiszámítása adott rétegvastagság, és több különböző
beesési szög esetén.
'''

# A fizikai paraméterek megadása
hh = np.arange(360., 1200., 0.01)
nm-ben
n_b1 = np.ones(len(hh))

# A vizsgált hullámhossztartomány
# A levegő törésmutatója

```

```

Const = np.loadtxt('Sellmeier_konstant_PET.txt', delimiter='/', skiprows=0, unpack=True)
# Az illesztési paraméterek beolvasása
n_t1 = törésmutató_Sellmeier(hh, Const)          # A vizsgált céltárgy anyagának
törésmutatója
alpha = np.array([15, 30, 45, 60])              # A beesési szög
fokban
d = 500.0                                         # A céltárgy vastagsága nm-ben

# A beesési szög és a törésmutatók segítségével a szögek kiszámítása
theta_b = np.ones((len(alpha), len(hh)))
theta_b1 = np.zeros((len(alpha), len(hh)))
for i in range(4):
    theta_b1[i] = theta_b[i] * np.deg2rad(alpha[i])
theta_t1 = np.zeros(len(hh))
theta_t1 = Refrac_angle(n_b1, n_t1, theta_b1)

# Az amplitúdók reflexiós tényezőinek kiszámítása
r_s1 = AmpRef_s(theta_b1, theta_t1)
r_p1 = AmpRef_p(theta_b1, theta_t1)

# Az intenzitás reflexiós tényezőinek kiszámítása
R_s1 = Ref_s(r_s1)
R_p1 = Ref_p(r_p1)
R_av1 = (R_s1 + R_p1) / 2.0

# A transzmissziós tényező kiszámítása
T_s1 = 1 - R_s1
T_p1 = 1 - R_p1
T_av1 = 1. - R_av1

# Fáziskülönbség
phi = np.zeros((len(alpha), len(hh)))
index1 = np.arange(len(alpha))

for i in index1:
    phi[i] = 4 * np.pi/hh * n_t1 * d * np.cos(theta_t1[i])

# Eredő Intenzitás kétsugaras interferencia esetén (a fáziskülönbségnél figyelembe kell
venni a pi fázisugrást)
I_2r = R_av1 * (1. + T_av1**2 + 2 * T_av1 * np.cos(phi + np.pi))

# Eredő intenzitás soksugaras interferencia esetén
I_ir = (4. * R_av1 * np.sin(phi/2.)**2) / (T_av1**2 + 4. * R_av1 * np.sin(phi/2.)**2)

# A különböző grafikonok ábrázolása
fig, axs = plt.subplots(dpi=150, ncols=2, nrows=2, figsize=(10., 8.),
                        constrained_layout=True)
for row in range(2):
    for col in range(2):
        line3, = axs[row, col].plot(hh, I_2r[2*row+col], 'r-', label = 'Kétsugaras')
        line4, = axs[row, col].plot(hh, I_ir[2*row+col], 'b-', label = 'Soksugaras')
        axs[row, col].set_title('$\u03B8_b$ = ' + str(alpha[2*row+col]) + '°')
        axs[row, col].grid()
fig.suptitle('A kiszámított normált, modulált spektrumok\nreflektált nyaláb esetén\n',
            fontsize=14)
fig.supxlabel('Hullámhossz [nm]')
fig.supylabel('Reflektancia [r.e.]')

```

```

fig.legend(handles = [line3, line4],loc = 'upper right', fontsize=12)

#%%

'''
A normált modulált transzmittált spektrum kiszámítása adott rétegvastagság, és több
különböző beesési szög esetén.
'''

# Eredő Intenzitás kétsugaras interferencia esetén (a fáziskülönbségnél figyelembe kell
venni a pi fázisugrást)
I_2t = T_av1**2 * (1. + R_av1**2 + 2 * R_av1 * np.cos(phi))

# Eredő intenzitás soksugaras interferencia esetén
I_it = (T_av1**2) / (T_av1**2 + 4. * R_av1 * np.sin(phi/2. )**2)

# A különböző grafikonok ábrázolása
fig, axs = plt.subplots(dpi=150, ncols=2, nrows=2, figsize=(10.,8.),
                        constrained_layout=True)
for row in range(2):
    for col in range(2):
        line3, = axs[row, col].plot(hh, I_2t[2*row+col], 'r-', label = 'Kétsugaras')
        line4, = axs[row, col].plot(hh, I_it[2*row+col], 'b-', label = 'Soksugaras')
        axs[row, col].set_title('$\u03B8_b$ = ' + str(alpha[2*row+col]) + 'o')
        axs[row, col].grid()
fig.suptitle('A kiszámított normált, modulált spektrumok\nttranszmittált nyaláb esetén\n',
            fontsize=14)
fig.supxlabel('Hullámhossz [nm]')
fig.supylabel('Transzmittancia [r.e.]')
fig.legend(handles = [line3, line4],loc = 'upper right', fontsize=12)

```

II. Függelék

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
Created on Mon Mar 21 14:40:00 2022

@author: Asus
"""
"""
A kiértékelő program a törésmutató és a beesési szög megadásával, a modulált és a referencia
spektrumok beolvasásával / a transzmittancia beolvasásával meghatározza a Fresnel-formulák
alapján a reflexiós és transzmissziós tényezőket a vizsgált hullámhossztartományra. Ezt
követően a modulált spektrumot (reflektancia esetén) lenormálja a referencia spektrum
segítségével, majd a kapott normált spektrumhoz a megadott intenzitásképlet alapján görbét
illeszt. Az illesztett görbe illesztési paramétere a vizsgált
minta vastagsága lesz, ami megjelenik a konzolon is a futtatást követően. A program ábrázolja
a felvett modulált és referencia spektrumokat, valamint
a reflektanciát / transzmittanciát és a hozzá tartozó illesztést.
"""

import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.ndimage
from scipy.optimize import curve_fit

plt.close("all")

def AmpRef_s(theta_b, theta_t):

    rs = -(np.sin(theta_b - theta_t)) / (np.sin(theta_b + theta_t))
    return rs

def AmpRef_p(theta_b, theta_t):

    rp = (np.tan(theta_b - theta_t)) / (np.tan(theta_b + theta_t))
    return rp

def Ref_s(r):

    R = (abs(r))**2
    return R

def Ref_p(r):

    R = (abs(r))**2
    return R

def Refrac_angle(n_b, n_t, theta_b):

    theta_t = np.arcsin((n_b * np.sin(theta_b)) / (n_t))
    return theta_t

def Refrac_index_H2O(lamb):

    n = (1 + 0.75831/(1 - 0.01007/((lamb/1000)**2)) + 0.08495/(1 -
8.91377/(lamb/1000)**2))**0.5
```

```

    return n

def Refrac_index_Sellmeier(lamb, C):

    n = np.sqrt(1 + (C[0] * lamb**2) / (lamb**2 - C[3]) + (C[1] * lamb**2) / (lamb**2 - C[4])
    + (C[2] * lamb**2) / (lamb**2 - C[5]))

    return n

#%%

"""Reflexiós vizsgálatok"""

# A felvett spektrumok beolvasása
file_m = 'LIQ_JET_WCL0020.trt'
file_r = 'LIQ_JET_WCL0025.trt'
wl1, I_meas = np.loadtxt(file_m, delimiter=';', skiprows=9, unpack=True)
wl2, I_ref = np.loadtxt(file_r, delimiter=";", skiprows=9, unpack=True)
d_tip = 1300
# A felvett spektrumok ábrázolása
plt.figure()
plt.plot(wl1, I_meas, 'r-', label = 'A reflektált spektrum')
plt.plot(wl2, I_ref, 'g-', label = 'A beeső spektrum')
plt.title('A mérés során felvett modulált és referencia spektrum')
plt.xlabel('hullámhossz [um]')
plt.ylabel('Intenzitás [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')
plt.grid()
plt.show()

# A beesési szög és az integrációs időtartamok beolvasása az adatfájlokból
f = open(file_m, 'r',newline='\n')
iii = f.readlines(50)
end = iii[0].find('fok')
#alpha = float(iii[0][end - 2 : end])
alpha = 45.0
beg = iii[1].find('Integration time: ')
end = iii[1].find(' ms')
It_m = float(iii[1][beg + 18 : end])
print(It_m)

f = open(file_r, 'r',newline='\n')
iii = f.readlines(50)
beg = iii[1].find('Integration time: ')
end = iii[1].find(' ms')
It_r = float(iii[1][beg + 18 : end])
print(It_r)

# A normált intenzitás kiszámítása
I_norm = (I_meas / It_m) / (I_ref / It_r)
I_norm_jav = scipy.ndimage.gaussian_filter1d(I_norm, sigma=3)

# A felvett spektrumok ábrázolása
plt.figure()
plt.plot(wl1, I_meas / It_m, 'r-', label = 'A modulált spektrum')
plt.plot(wl2, I_ref / It_r, 'g-', label = 'A referencia spektrum')
plt.title('A mérés során felvett modulált és referencia spektrum\n $\u03B8_b$ =' + str(alpha)
+ '\u00b0')
plt.xlabel('hullámhossz [um]')
plt.ylabel('Intenzitás [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')

```

```

plt.grid()
plt.show()

plt.figure()
plt.plot(wl1, I_norm, 'g-', label='Normált spektrum')
plt.plot(wl1, I_norm_jav, 'b-', label='Normált spektrum filterrel')
plt.ylim([0.,0.2])
plt.title('A mérés során kapott normált intenzitásgörbe\n  $\lambda_{B8}$  = ' + str(alpha) + '°')
plt.xlabel('Hullámhossz [nm]')
plt.ylabel('Intenzitás [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')
plt.grid()
plt.show()

# Az értékelhető hullámhossztartományhoz tartozó kezdő és záró index
i_min = np.argmin(abs(wl1 - 502.))
i_max = np.argmin(abs(wl1 - 900.))

# A beolvasott adatok alapján a fizikai jellemzők értékeinek megadása
hh = wl1[i_min:i_max] # A vizsgált hullámhossztartomány um-ben
I_sc = 0.9 #Az intenzitásszórás becsült értéke
I0 = min(I_norm_jav[i_min:i_max])

# A törésmutató értékeinek megadása a két közegre
n_b1 = np.ones(len(hh)) #levegő
Const = np.loadtxt('Sellmeier_konstant_PET.txt', delimiter='/', skiprows=0, unpack=True)
n_t1 = Refrac_index_H2O(hh) #víz

# A beesési szög és a törésmutatók segítségével a szögek kiszámítása
theta_b = np.ones(len(hh))
theta_b1 = theta_b * np.deg2rad(alpha)
theta_t1 = np.zeros(len(hh))
theta_t1 = Refrac_angle(n_b1, n_t1, theta_b1)

# Az amplitúdók reflexiós tényezőinek kiszámítása
r_s1 = AmpRef_s(theta_b1, theta_t1)
r_p1 = AmpRef_p(theta_b1, theta_t1)

# Az intenzitás reflexiós tényezőinek kiszámítása
R_s1 = Ref_s(r_s1)
R_p1 = Ref_p(r_p1)
R_av1 = (R_s1 + R_p1) / 2.0

# A transzmissziós tényező kiszámítása
T_s1 = 1 - R_s1
T_p1 = 1 - R_p1
T_av1 = 1. - R_av1

# Az illesztendő függvény definiálása
def Refrac_intensity(hh, d):

    global R_av1
    global T_av1
    global n_t1
    global theta_t1
    global I_sc
    global I0

```

```

I = (4. * R_av1 * np.sin((4 * np.pi/hh * n_t1 * d * np.cos(theta_t1))/2.))**2) / (T_av1**2
+ 4. * R_av1 * np.sin((4 * np.pi/hh * n_t1 * d * np.cos(theta_t1))/2.))**2) * (1 - I_sc)

```

```

return I

```

```

# A függvény illesztése a becsült vastagság, valamint a vizsgálandó vastagság tartomány
megadásával
p0 = 1300
b = (1200,1400)
popt, pcov = curve_fit(Refrac_intensity, hh, I_norm_jav[i_min:i_max], p0, bounds = b, maxfev
= 10000)
d_fit = popt
print(d_fit)

```

```

# Az illesztett görbe kiszámítása
I_fit = Refrac_intensity(hh, d_fit)

```

```

# A mért és a számított normált spektrumok ábrázolása
plt.figure(dpi=200)
plt.plot(wl1[i_min:i_max + 1], I_norm[i_min:i_max + 1], 'g-', label='Mért spektrum')
plt.plot(wl1[i_min:i_max + 1], I_norm_jav[i_min:i_max + 1], 'b-', label='Mért és szűrt
spektrum')
plt.plot(wl1[i_min:i_max], I_fit, 'k-', label='Illesztett görbe')
plt.title('$\u03B8_b$ = ' + str(alpha) + '°')
plt.xlabel('Hullámhossz [nm]')
plt.ylabel('Reflektancia [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')
plt.grid()
plt.show()

```

```

f = open('eredmeny.txt', 'a')
f.write(file_m + ' - ' + file_r + ';' + str(d_fit[0]) + '\n')
f.close()

```

```

# A különböző grafikonok ábrázolása
fig, axs = plt.subplots(dpi=150, ncols=2, nrows=1, figsize=(12,5),
                        constrained_layout=True)

```

```

axs[0].plot(wl1, I_meas / It_m, 'r-', label = 'Reflektált spektrum')
axs[0].plot(wl2, I_ref / It_r, 'g-', label = 'Beeső spektrum')
axs[0].legend(loc = 'upper right')
axs[0].grid()
axs[0].set_title('a)\n', fontsize=14)
axs[0].set_ylabel('Intenzitás [r.e.]')

```

```

axs[1].plot(wl1[i_min:i_max + 1], I_norm[i_min:i_max + 1], 'g-', label='Mért spektrum')
axs[1].plot(wl1[i_min:i_max + 1], I_norm_jav[i_min:i_max + 1], 'b-', label='Mért és szűrt
\spektrum')
axs[1].plot(wl1[i_min:i_max], I_fit, 'k-', label='Illesztett görbe')
axs[1].legend(loc = 'upper right')
axs[1].grid()
axs[1].set_title('b)\n', fontsize=14)
axs[1].set_ylabel('Reflektancia [r.e.]')
fig.suptitle('$\u03B8_b$ = ' + str(alpha) + '°', fontsize=16)
fig.supxlabel('Hullámhossz [nm]')
#fig.supylabel('Intenzitás [r.e.]')

```

```

%%

"""Transzmissziós vizsgálatok"""

plt.close('all')

# A felvett spektrumok és a transzmittancia beolvasása
file = 'próba43_1107006U1.txt'
wl, I_meas, I_ref, Tr = np.loadtxt(file, delimiter=';', skiprows=8, usecols=(0,1,3,4),
unpack=True)
Tr = Tr / 100.0
d_tip = 300
# A felvett spektrumok ábrázolása
plt.figure()
plt.plot(wl, I_meas, 'r-', label = 'A transzmittált spektrum')
plt.plot(wl, I_ref, 'g-', label = 'A beeső spektrum')
plt.title('A mérés során felvett modulált és referencia spektrum')
plt.xlabel('hullámhossz [um]')
plt.ylabel('Intenzitás [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')
plt.grid()
plt.show()

# A beesési szög megadása
alpha = 30.0

# A Transzmittancia görbe simítása
Tr_jav = scipy.ndimage.gaussian_filter1d(Tr, sigma=3)

plt.figure()
plt.plot(wl, Tr, 'g-', label='Normált spektrum')
plt.plot(wl, Tr_jav, 'b-', label='Normált spektrum filterrel')
plt.ylim([0.8,1.05])
plt.xlim([400., 900])
plt.title('A mérés során kapott normált intenzitásgörbe\n $\\lambda_B$ = ' + str(alpha) + '°')
plt.xlabel('Hullámhossz [nm]')
plt.ylabel('Intenzitás [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')
plt.grid()
plt.show()

# Az értékelhető hullámhossztartományhoz tartozó kezdő és záró index
i_min = np.argmin(abs(wl - 400.))
i_max = np.argmin(abs(wl - 850.))

# A beolvasott adatok alapján a fizikai jellemzők értékeinek megadása
hh = wl[i_min:i_max] # A vizsgált hullámhossztartomány um-ben

# A törésmutató értékeinek megadása a két közegre
n_b1 = np.ones(len(hh)) #levegő
Const = np.loadtxt('Sellmeier_konstant_PET.txt', delimiter='/', skiprows=0, unpack=True)
n_t1 = Refrac_index_H20(hh) #víz

# A beesési szög és a törésmutatók segítségével a szögek kiszámítása
theta_b = np.ones(len(hh))
theta_b1 = theta_b * np.deg2rad(alpha)
theta_t1 = np.zeros(len(hh))

```

```

theta_t1 = Refrac_angle(n_b1, n_t1, theta_b1)

# Az amplitúdók reflexiók tényezőinek kiszámítása
r_s1 = AmpRef_s(theta_b1, theta_t1)
r_p1 = AmpRef_p(theta_b1, theta_t1)

# Az intenzitás reflexiók tényezőinek kiszámítása
R_s1 = Ref_s(r_s1)
R_p1 = Ref_p(r_p1)
R_av1 = (R_s1 + R_p1) / 2.0

# A transzmissziós tényező kiszámítása
T_s1 = 1 - R_s1
T_p1 = 1 - R_p1
T_av1 = 1. - R_av1

# Az illesztendő függvény definiálása
def Refrac_intensity(hh, d):

    global R_av1
    global T_av1
    global n_t1
    global theta_t1
    global I_sc
    global I0

    T = (T_av1**2) / (T_av1**2 + 4. * R_av1 * np.sin((4 * np.pi/hh * n_t1 * d *
np.cos(theta_t1))/2.))**2)

    return T

# A függvény illesztése a becsült vastagság, valamint a vizsgálandó vastagság tartomány
megadásával
p0 = 300
b = (100,500)
popt, pcov = curve_fit(Refrac_intensity, hh, Tr_jav[i_min:i_max], p0, bounds = b, maxfev =
10000)
d_fit = popt
print(d_fit)

# Az illesztett görbe kiszámítása
Tr_fit = Refrac_intensity(hh, d_fit)

# A mért és a számított normált spektrumok ábrázolása
plt.figure(dpi=200)
plt.plot(wl[i_min:i_max + 1], Tr[i_min:i_max + 1], 'g-', label='Mért spektrum')
plt.plot(wl[i_min:i_max + 1], Tr_jav[i_min:i_max + 1], 'b-', label='Mért és szűrt spektrum')
plt.plot(wl[i_min:i_max], Tr_fit, 'k-', label='Illesztett görbe')
plt.title('$\u03B8_b$ = ' + str(alpha) + '°')
plt.xlabel('Hullámhossz [nm]')
plt.ylabel('Transzmittancia [r.e.]')
plt.legend(loc='upper right')
plt.grid()
plt.show()

f = open('eredmeny_transzmisszio2.txt', 'a')

```

```

f.write(file + ';' + str(d_fit[0]) + '\n')
f.close()

# A különböző grafikonok ábrázolása
fig, axs = plt.subplots(dpi=150, ncols=2, nrows=1, figsize=(12,5),
                        constrained_layout=True)

axs[0].plot(wl, I_meas, 'r-', label = 'Transzmittált spektrum')
axs[0].plot(wl, I_ref, 'g-', label = 'Beeső spektrum')
axs[0].legend(loc = 'upper right')
axs[0].grid()
axs[0].set_title('a)\n', fontsize=14)
axs[0].set_ylabel('Intenzitás [r.e.]')

axs[1].plot(wl[i_min:i_max + 1], Tr[i_min:i_max + 1], 'g-', label='Mért spektrum')
axs[1].plot(wl[i_min:i_max + 1], Tr_jav[i_min:i_max + 1], 'b-', label='Mért és szűrt
\nspektrum')
axs[1].plot(wl[i_min:i_max], Tr_fit, 'k-', label='Illesztett görbe')
axs[1].legend(loc = 'upper right')
axs[1].grid()
axs[1].set_title('b)\n', fontsize=14)
axs[1].set_ylabel('Transzmittancia [r.e.]')
fig.suptitle('$\u03B8_b$ = ' + str(alpha) + '°', fontsize=16)
fig.supxlabel('Hullámhossz [nm]')
fig.supylabel('Intenzitás [r.e.]')

%%

plt.close('all')

d = np.loadtxt('eredmeny_transzmisszio2.txt', delimiter = ';', skiprows = 0, usecols=1, unpack
= True)

d_overage=np.mean(d)
print(d_overage)
d_lin = np.array([d_overage,d_overage])
szog_lin = np.array([20,60])
d_dev = np.std(d, ddof=1)
print(d_dev)

step = np.arange(len(d)+1)
step_m = np.array([step[1], step[len(d)]]])
step_meas = np.arange(0, len(d)+1, 1)

fr = np.array([0.650,0.670,0.690,0.710,0.720,0.730,0.740])
fr2 = np.array([0.650,0.740])

plt.figure(dpi=200)
plt.plot(fr, d, 'bo', label = 'Adatpontok')
#plt.plot(fr2,d_lin, 'r--', label = 'Átlagos vastagság')
plt.xlabel('Átfolyási sebesség [ml/min]')
plt.ylabel('Mért vastagság (d) [nm]')
plt.xlim(0.64,0.75)
#plt.title('A mért vastagság az egyes mérések esetén')
plt.legend(loc = 'upper right')
plt.grid('both')
plt.show()

#step_meas[1:len(d)+1]
#step_m

```