

**Optikai rendszer tervezése tokamak plazma  
Li-nyalábemissziós diagnosztikájának próbaméréséhez**

TDK dolgozat

Nemes-Czopf Anna, MSc II. évf.

Konzulensek: Dr. Erdei Gábor, Atomfizika tanszék

Dr. Zoletnik Sándor, MTA Wigner RMI

BME TTK

2013

# Optikai rendszer tervezése tokamak plazma Li-nyalábemissziós diagnosztikájának próbaméréséhez

Nemes-Czopf Anna, MSc II. évf.

Konzulens: Dr. Erdei Gábor, Atomfizika Tanszék  
Dr. Zoletnik Sándor, MTA Wigner RMI

A fúziós energiatermelés beindításához elengedhetetlen a plazmafizikai effektusok, technológiai kihívások pontos ismerete. Ezek vizsgálatára világszerte több kísérleti tokamak épült - köztük a garchingi ASDEX Upgrade tokamak (Németország) [1]-, amelyekben a több tízmillió fokos plazmát erős mágneses térrel tartják össze. Az izzó gázelegy diagnosztikájának egyik módja, hogy semleges lítium atomnyalábot lönek bele, mely atomok gerjesztődése során kibocsájtott fényt vizsgálják optikai detektorokkal. A Wigner RMI-ben kidolgoztak egy 32 csatornás, lavinadióda alapú gyors, ún. APDCAM [2] detektort, amellyel a tokamakból optikai szálakon kivezetett fény vizsgálható. A jelek kiértékelésének segítségével a szélplazma transzportfolyamatai lesznek jobban megérthetőek [3]. A mérőrendszer hiányzó láncszeme egy képátvetítő-alapú (relay) optika [4], amely az üvegszálakat megfelelően csatolja a lavinadetektorhoz.

A szükséges optikai rendszer a tokamakból kivezetett fényt szálanként egy-egy APDCAM pixelre képezi. Ahhoz, hogy a Li-nyalábból érkező specifikus hullámhosszúságú fényt és a háttérrel szétválasszuk, egy keskeny sávszélességű interferencia szűrő beépítése szükséges. A végleges 32 csatornás szálcsatoló optikai rendszer megépítését egy próbamérésnek kell megelőznie, hogy megvizsgáljuk a mérhető jelszinthez tartozó jel-zaj viszonyt és meghatározzuk a Li-nyalábból érkező specifikus hullámhosszúságú fény és a háttér szétválasztását végző interferencia szűrő paramétereit.

Munkám első lépéseként összeállítottam a specifikációt, majd paraxiális számítások alapján meghatároztam a próbaméréshez rendelkezésünkre álló, adott átmérőjű szűrővel használható szálak számát. Ez alapján 9 szállal megterveztem az optikai rendszert, elvégeztem a türesezését és a leképezés minőségének vizsgálatát. Ezt követően felépítettem a csatoló optikát, és részt vettem a próbamérés elvégzésében az ASDEX Upgrade-en. Utolsó feladatomban volt a mérések kiértékelése, és a jel-zaj viszony meghatározása.

Dolgozatomban bemutatom a tervezési folyamatot, a próbamérést és annak eredményeit.

## Irodalom:

1. Herrmann Albrecht, Gruber Otto, „ASDEX Upgrade: Introduction and Overview”, *Fusion Science and Technology* ISSN 1536-1055, (2003).
2. Dunai D, Zoletnik S, Sárközi J, Field, “Avalanche photodiode based detector for beam emission spectroscopy”, *The Review of Scientific Instruments*, Oct2010, Vol. 81 Issue 10, p103503, (2010).
3. M. Willensdorfer, „Temporal behavior of the plasma edge density throughout the L-H transition in ASDEX Upgrade”, *Dissertation, TU Wien*, (2013).
4. M. Laikin, „Modern Lensdesign”, *Chap.14., 159-169, Marcel Dekker Inc.*, (1995).

## Tartalom

1.	Bevezetés .....	4
2.	Specifikáció .....	8
3.	Paraxiális számolások .....	8
4.	Valós lencsés realizálás .....	10
5.	A leképezés minőségének vizsgálata .....	13
6.	Transzmisszió vizsgálata .....	15
7.	Túrésezés .....	16
8.	A rendszer kivitelezése .....	19
9.	Tesztelés, beállítás .....	21
10.	Mérések .....	23
11.	A jel-zaj viszony és a háttér vizsgálata .....	24
12.	Összefoglalás, előre tekintés .....	30
13.	Felhasznált irodalom .....	31

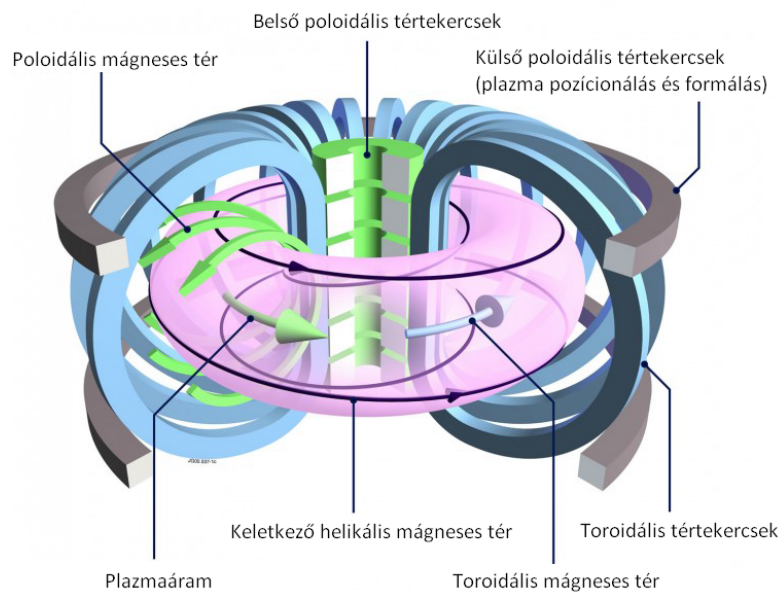
## 1. Bevezetés

A Föld növekvő energia-szükségletének fedezéséhez a jövőben új energiaforrások feltárására lesz szükség. Egyik legígéretesebb lehetőségnek az atommagban tárolt energia magfúzióval történő kinyerése látszik, melynek kontrollált fenntartására és az energia hatékony kinyerésére több mint fél évszázada irányul intenzív, nemzetközi kutatómunka.

A fúzió megvalósulásához az atommagoknak le kell győzniük a Coulomb-gátat, amihez 100 millió °C körüli hőmérséklet szükséges. Ebben a tartományban az anyag már plazmaállapotban van. A fúzióhoz szükséges hőmérséklet biztosításához gondoskodni kell a nagy energiájú plazmarészecskék összetartásáról. Ennek feltételét a Lawson-kritérium adja meg, miszerint a sűrűség ( $n$ ) és az energia-összetartási idő ( $\tau_E$ , az energiaveszteség karakterisztikus ideje) szorzatára optimális hőmérsékleten fennáll az (1) egyenlet [1]:

$$n\tau_E > 10^{20} \text{ (sm}^{-3}\text{)} \quad (1)$$

A Lawson-kritérium egyik lehetséges megvalósítása a mágneses összetartás, amikor a plazmát mágneses tér tartja össze. Ezt a megoldást valósítják meg a tokamakokban (ld. 1. ábra).



**1. ábra: A tokamak koncepciója: A toroidális tértekercsek toroidális teret hoznak létre. Toroidális irányú ohmikus áramot hajtva a tokamakban poloidális teret állítanak elő. A poloidális és toroidális terek kombinációja egy helikális trajektóriát eredményeznek és körbeviszik a részecskéket a tokamakban. [2]**

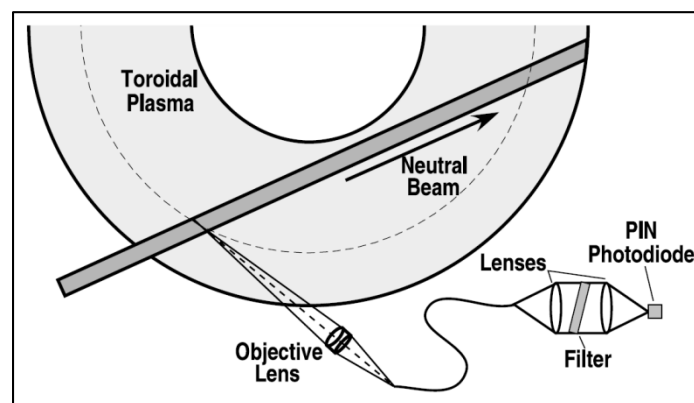
Egy fúziós erőmű megvalósításának nehézségei azonban nagyon komolyak és sokrétűek. Az egyik jelentős probléma az, hogy a fúziós berendezésekben a mágneses térre merőleges transzport túlságosan nagy, ezért nem érhető el a fúzió fenntartásához szükséges hőmérséklettartomány. Ennek a radiális transzportnak a hátterében elsősorban az anomális

transzport áll [3]. Anomális transzportról beszélünk, ha az áramlási folyamat nem írható le a Coulomb-ütközéseken alapuló diffúzióval. Az anomális transzportot a plazmában állandóan jelen lévő instabil fluktuációk keltette turbulens mozgás táplálja.

1982-ben az ASDEX tokamakon (Garching, Németország) tettek egy megfigyelést: a plazma fűtési teljesítményét változtatva az energia-összetartás ugrásszerűen megnövekedett. Arra a következtetésre jutottak, hogy a jelenség, melyet L-H átmenetnek (Low to High confinement mode transition) neveznek, kiváltója a plazma szélén felépülő transzportgát, mely meredek sűrűség- és nyomásváltozást okoz a plazma szélén. Később megfigyelték, hogy a megnövekedett energia-összetartással együtt jár a plazmafluktuációk amplitúdójának drasztikus csökkenése a plazma szélén.

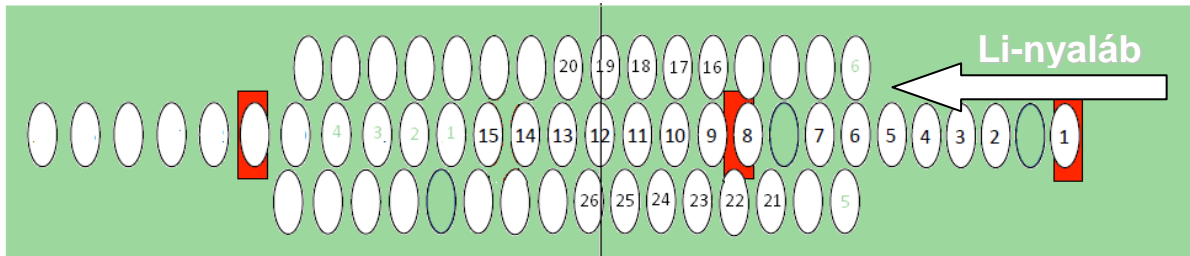
Ahhoz, hogy a nagyobb energia-összetartású H-módban üzemeltethessük a tokamakot (például a jelenleg nemzetközi összefogásban épülő ITER-t [4]), elengedhetetlen a plazmaszéli transzportgát kialakulásának és a plazmaturbulenciát tápláló fluktuációk viselkedésének megértése. Erre irányuló kutatások jelenleg is folynak az ASDEX-Upgrade tokamakon (Max-Planck-Institut, Garching, Németország). A plazmaszéli sűrűségeloszlás mérésére egy Li-nyalábemissziós diagnosztikát installáltak.

A Li-nyalábemissziós diagnosztika elve az, hogy a tokamak plazmájába nagy energiájú (~30-60 keV-es) semleges Li-atom nyalábot bocsátanak. A nyaláb részecskéi a plazmával kölcsönhatva gerjesztődnek, majd relaxációjukkor fényt bocsátanak ki. A Li ( $2p - 2s$ ) rezonáns átmenete a látható fény tartományába esik ( $\lambda = 670,8$  nm). A fény intenzitása arányos a gerjesztett állapot betöltési számával, ami pedig a rátaegyenleteken keresztül a plazma sűrűségétől függ. Ez ad lehetőséget a sűrűségprofilnak a fényprofil alapján történő meghatározására. A sűrűségmérés rutinmérésnek számít a tokamakokon. A 2. ábrán látható egy, a nyalábra néző megfigyelő rendszer tipikus megvalósításának vázlatja.



2. ábra: Nyalábemissziós diagnosztika tipikus megvalósítása [5]

A nyaláb egy kis tartományából érkező fényt egy optikai szálba csatolják, majd a szálból kilépő fényt egy interferencia szűrőt tartalmazó optikai rendszerrel a detektorra képezik. Az interferencia szűrő feladata a nyaláb jelének a háttérről történő leválasztása. A nyaláb mentén több ilyen csatornát helyeznek el (ld. 3. ábra), melyek egyenként tartalmaznak egy egyszerű optikai rendszert szűrővel és egy detektorral.



3. ábra: Csatornák a nyaláb mentén

Az ASDEX-Upgrade tokamakokon a Li-nyalábból érkező jelek detektálását jelenleg fotoelektron-sokszorozókkal végzik. A fotoelektron-sokszorozók hibája, hogy érzékenyek a tokamak mágneses terére. Emiatt a Wigner RMI-ben egy többcsatornás gyors lavinadióda (avalanche photodiode – APD) alapú APDCAM kamera [6] fejlesztése folyik a fotoelektron-sokszorozók kiváltásának céljából.

A feladatom az, hogy az APDCAM-hez egy kiegészítő optikai rendszert tervezek, amely a kötegbe rendezett optikai szálakból érkező fényt egy interferencia szűrő közbeiktatásával a többcsatornás APDCAM pixeleire vezeti [7]. A végleges rendszer megtervezése előtt egy próbamérés elvégzésére volt szükség acélból, hogy megállapítsuk az elérhető jel-zaj viszonyt és ezt összehasonlítsuk a fotoelektron-sokszorozók jel-zaj viszonyával. A próbamérések alapján eldönthető, hogy szükség van-e a jel háttérről történő leválasztásának továbbfejlesztésére, a csatornák közötti áthallás javítására, és a szálakból az APD pixelekre történő csatolás hatásfokának növelésére.

A tervezés során a geometriai optika két közelítését használtam: a kiindulási lencse-rendszer optomechanikai modelljének megalkotásához a paraxiális közelítést, a valós lencsés rendszer optikai elemeinek megtervezéséhez a valós sugárátvezetést alkalmaztam.

A geometriai optika [8] a fény terjedésének olyan közelítése, mely a szabadtéri terjedést és a közeghatáron való áthaladást geometriai alakzatok – görbék segítségével írja le. Ezek a görbék, melyek mindenhol merőlegesek a hullámfrontra, a fénysugarak. A fénytörés és fényterjedés geometriai optikai leírásához szükségünk van arra, hogy a teret lokálisan síkhullámnak tekintsük. Ebből adódnak a geometriai optika alkalmazhatóságának feltételei:

1) az elektromos térerősségnek ne legyenek hirtelen ugrásai (azaz ne kelljen a diffrakciót figyelembe venni), és 2) az anyag optikai tulajdonságainak térbeli változásai ne legyenek összemérhetőek a fény hullámhosszával (közeghatárok kivételével). Az általunk tervezett optikai rendszerben 1) érvényessége belátható, ha a szál numerikus apertúrája és a hullámhossz alapján meghatározzuk a diffrakciós fókuszfolt sugarát, az Airy-rádiust ( $R_{Airy} = 0,61 \cdot \frac{\lambda}{NA}$ ), és összevetjük a többmódusú szál magátmérőjével. Az Airy-rádiusz  $1,86 \mu\text{m}$ , a szál magátmérője két nagyságrenddel nagyobb:  $600 \mu\text{m}$ . Mivel tehát a felbontás viszonylag alacsony, nem igényli diffrakciókorlátos rendszer kialakítását. A közeghatáron történő törésmutató-ugrást a lokális síkhullám közelítés miatt a Snellius-Descartes törvény, illetve a Fresnel-formulák alapján vehetjük figyelembe, a közeghatárok között a törésmutató homogén, azaz a 2) feltétel is teljesül.

Az elsőrendű, paraxiális közelítés alkalmazhatóságának feltétele, hogy a fénysugarak az optikai tengely közelében haladjanak, azzal kis szöget zárjanak be. Ez a modell a felületeket síkkal közelíti, és teljesíti az ideális leképezés feltételeit. Ennek alapján felvázolható a szükséges rendszer struktúrája, de képalkotási hibák vizsgálatára nem ad lehetőséget.

A valós sugárátvezetés a geometriai optika legpontosabb modellje. A sugárkövetés egy lépésekből álló algoritmus, mely során az optikai tervezőprogram felületről-felületre végigvezet egy sugarat az optikai elemeket modellező felületeken, és mindegyikre kiszámolja a sugár dőfspontjának magasságát és a kilépő sugár irányát. Ezzel modellezni tudjuk a leképezési hibákat is, például a defókuszt, a kómát, az asztigmatizmust és a képmező-elhajlást stb.

TDK munkám során a próbaméréshez szükséges szálcsatoló optikai rendszer tervezésével foglalkoztam. Dolgozatomban bemutatom a teljes tervezési folyamatot, melynek első lépése a specifikáció összeállítása volt. Ezt követően paraxiális számolásokat végeztem, mely alapján felépítettem a valós lencsés modellt. Az optikai tulajdonságok vizsgálatát és a terv türésezését is elvégeztem. A tervezett optikai rendszert a helyszínen (Max-Planck-Institut, Garching, Németország) összeállítottam, és részt vettem a mérések elvégzésében. Végül a feladatomban volt a mérések alapján a jel-zaj viszony vizsgálata, és a végleges optikai rendszer tervezésének előkészítése.

## 2. Specifikáció

A cél a Li-nyalábból (és a plazmából) optikai szálakon érkező sugárzás leképezése a detektorra (a specifikációs paramétereket az 1. táblázatban foglaltam össze). Ahhoz, hogy a nyalábból származó 671 nm-es hullámhosszú fényt a háttérről le tudjuk választani, a kamera elé egy interferencia szűrőt kell elhelyezni, így nem lehetséges az optikai szálakat közvetlenül a detektorpixelhez csatolni. Az interferencia szűrő megfelelő működéséhez a szűrőn a nyaláb divergenciája legfeljebb  $\pm 5^\circ$  lehet. Az optikai rendszer feladata, hogy a szálakból kilépő fényt a detektorra juttassa, s közben a szűrőn a megfelelő beesési szöget biztosítsa.

A tokamakban a vizsgálandó plazmatérfogatból jövő fényt egy 32 szálból álló szálkötegbe csatolják, melyben minden száltra egy adott térfogatelemből származó fény jut. Mivel a plazmasűrűség méréséhez az adott plazmatérfogatból érkező fényt eljuttatni ismerete szükséges, ezért a felbontás szempontjából elég, ha az egy-egy szálból kilépő fény pontosan beleképződik egy-egy detektorpixelbe. A próbamérést nem az összes szálon végezzük el, hanem annyit, amennyi a rendelkezésünkre álló 1 collos átmérőjű szűrővel maximálisan kivitelezhető. A kivitelezés rövid (2 hét) határidejére való tekintettel arra törekedtem, hogy a lehető legkevesebb elemet kelljen gyártatni.

1. táblázat: Specifikációs paraméterek

Detektor	
Detektorpixel méret	1,6 × 1,6 (× 32 pixel) mm
Detektorpixel periódus (pitch)	2,3 mm
Optikai szál	
Magátmérő	600 ± 12 μm
Numerikus apertúra (NA)	0,22
Interferencia szűrő (LC-671BP1.5-25.4)	
Típus	keskenysávú sáváteresztő
Maximális nyalábdivergencia	± 5°
Átmérő	25,4 mm (1")
Szabad átmérő (min.)	21 mm
Vizsgált hullámhossz	671 nm
Sávszélesség	1,5 nm

## 3. Paraxiális számolások

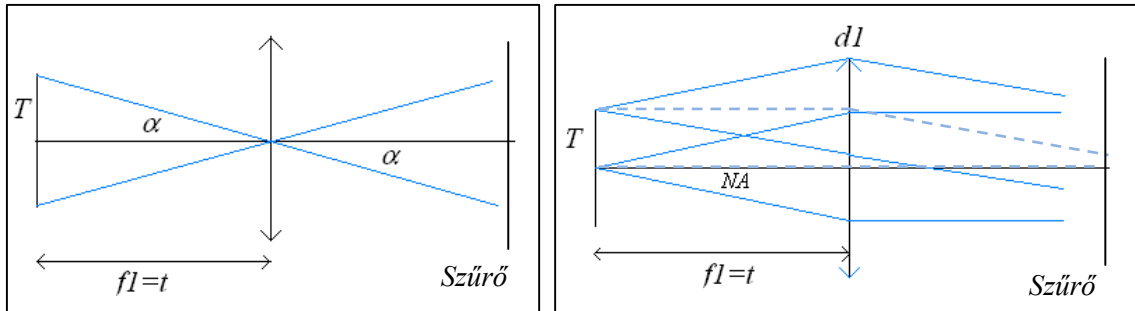
A specifikációs paraméterek (a szál numerikus apertúrája, a szűrőn elérni kívánt nyalábdivergencia, valamint a szűrő 1 collos átmérője) meghatározzák az egyes elemek távolságát és méretét. Az első lencse fókusz távolságának ( $f_1$ ) meg kell egyeznie a



tárgytávolsággal ( $t$ ), hogy kollimátorként tudjon működni. Ezt a  $t$  távolságot a szűrőn maximálisan megengedhető nyalábdivergencia ( $\alpha$ ) meghatározza. A  $t$  távolság és a szál numerikus apertúrája ( $NA$ ) együtt pedig meghatározza a lencse maximális átmérőjét ( $d_1$ ). Ezeket az összefüggéseket írják le a (2) és (3) egyenletek.

$$t = f_1 = \frac{T}{\tan(\alpha)} \quad (2)$$

$$d_1 = 2 \cdot (T + t \cdot \tan(\arcsin(NA))) \quad (3)$$



4. a) ábra: Segédábra a (2) összefüggéshez;

4. b) ábra: Segédábra a (3) összefüggéshez

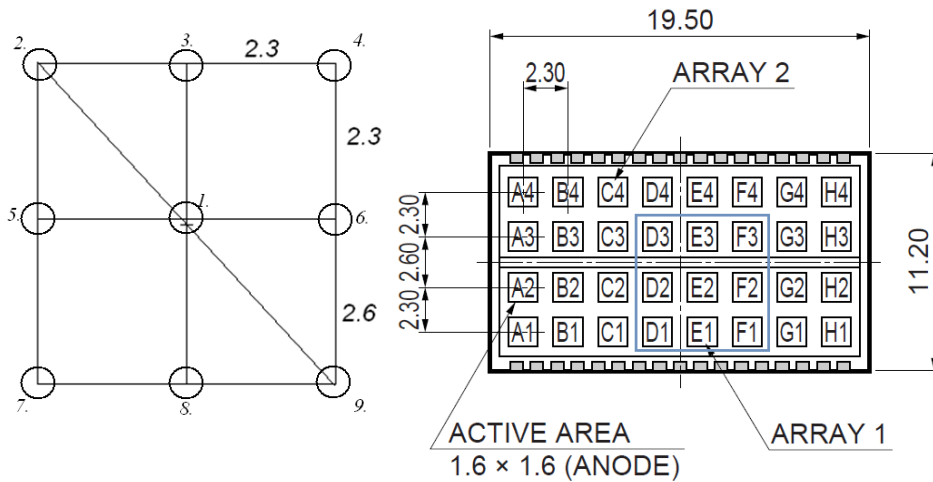
Ha a könnyű megvalósíthatóság érdekében a legegyszerűbb 1:1 leképezésű rendszerből indulunk ki, egy szimmetrikus lencserendszerrel kell dolgoznunk, két egyforma lencsével, melyek között a kollimált tartományban a szűrő számára megfelelő pozíció kialakítható. A szűrő 1 collos átmérője miatt az első lencse mérete ( $d_1$ ) legalább 1 collos vagy 30 mm-es kell legyen (Thorlabs lencse átmérők). Ez a (2)-(3) egyenletek alapján meghatározza a maximális tárgyméretet:

$$T = \frac{1}{2} \cdot d_1 \cdot \left[ 1 + \frac{1}{\tan(\alpha)} (\tan(\arcsin(NA))) \right]^{-1} =$$

$$\frac{1}{2} \cdot 30 \cdot \left[ 1 + \frac{1}{\tan(5^\circ)} (\tan(\arcsin(0,22))) \right]^{-1} = 4,2 \text{ mm} \quad (4)$$

1:1-es leképezés esetén 4×4 szál – a detektorpixel-szerkezetnek megfelelő elrendezésben – egy radiálisan 4,9 mm-es tárgynak felelne meg. Ez azt jelenti, hogy a szélső szálakból jövő fény egy részét az 1. lencse vinyettálná. A belépő pupilla méreteihez képest nagy tárgy esetén a geometriai aberrációk és a képmezőhajlás is növekszenek. Egy ilyen elrendezés további hátránya, hogy a tűrésekre is várhatóan érzékenyebb lenne. Ezek alapján a szempontok alapján a 3×3 szál 1:1-es leképezése mellett döntöttünk, mely a mérésünk számára elegendő.

A kilenc szálat egy a detektorpixel-geometriával azonos elrendezésbe kell foglalni, melyben a szálak periódusának meg kell egyeznie a pixel periódussal (5. ábra).



5. ábra: Szálak elrendezése és a detektorpixel-geometria [9] (a mennyiségek mm-ben értendők, a kép állása fordított)

A tárgyméret ismeretében (5) meghatároztam a szükséges lencse fókusz távolságát és átmérőjét. A maximális tárgyméretből ( $T$ ) a fókusz távolság ( $f_1$ ) és az átmérő ( $d_1$ ) a (6) és (7) egyenletekkel számolható:

$$T = \sqrt{2,45^2 + 2,3^2} + 0,3 = 3,66 \text{ mm} \quad (5)$$

$$f_1 = \frac{T}{\tan(5^\circ)} = 42 \text{ mm} \quad (6)$$

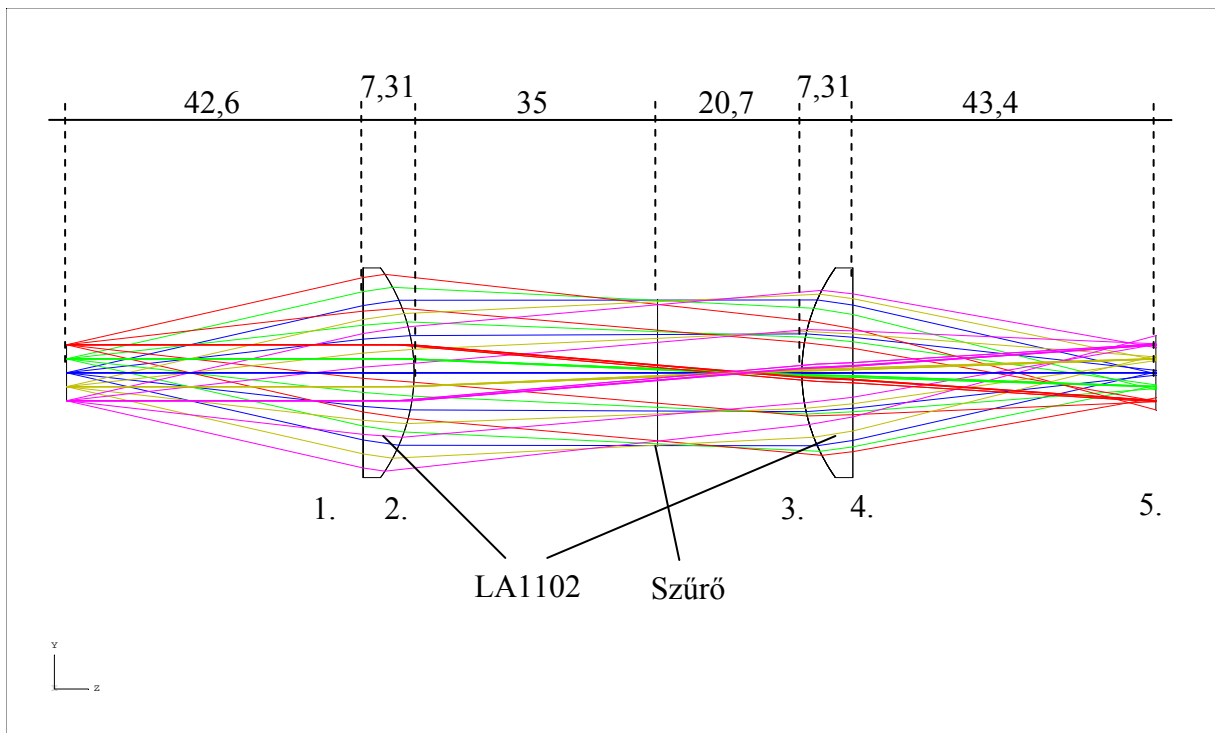
$$d_1 = 2 \cdot (T + f_1 \cdot \tan(\arcsin(0,22))) = 26 \text{ mm}. \quad (7)$$

#### 4. Valós lencsés realizálás

A következő lépésben egy előzetes, valós sugárátvezetésen alapuló modellel megvizsgáltam a fenti paraxiális tulajdonságokkal rendelkező valódi lencsék képalkotási tulajdonságait. A modellezést a kereskedelmi forgalomban kapható ZEMAX optikai tervezőprogrammal végeztem [10]. A költség hatékony kivitelezés érdekében kiindulásként a legegyszerűbben gyártható, síkdomború lencseformát választottam. A szimuláció kimutatta, hogy a geometriai aberrációk miatt a számoltnál nagyobb fókusz távolság szükséges a megfelelő szög és a kollimáltság eléréséhez. A Thorlabs optikai termékeket forgalmazó cég katalógusában kerestem a paraxiális számításoknak megfelelő átmérőjű és fókusz távolságú lencsét, melynek típuszáma LA1102 [11]. Ez egy Schott N-BK7 üvegyagú síkdomború lencse, 30 mm-es átmérővel (27 mm szabad átmérővel) és 50 mm-es fókusz távolsággal. Az alábbiakban bemutatom a teljes szálcsatoló optikai rendszer fenti lencsével kialakított ZEMAX-os modelljét.

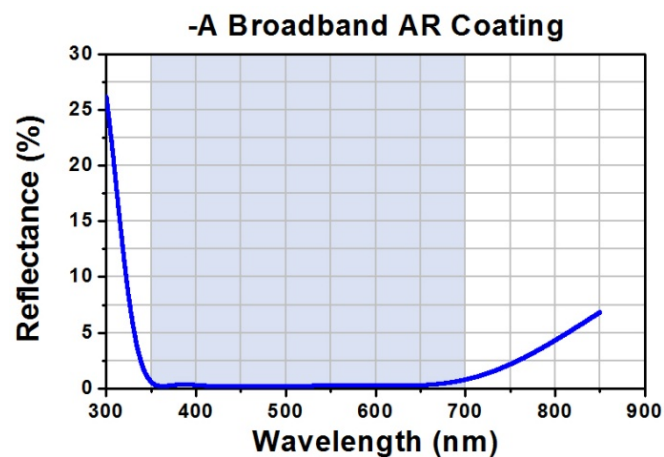
A választott 3×3-as szálkötegnek megfelelően egy radiálisan 4 mm-es tárgyat vettem fel a rendszerben. Mivel a párhuzamos kötegbe rendezett optikai szálak mindegyike a saját tengelyének irányába világít, a modellben telecentrikus megvilágítást alkalmaztam, 0,22-es  $NA$ -val. A tervezési hullámhosszakat a 670 nm, 671 nm (elsődleges), és 672 nm-re állítottam be. A lencse modelljét a Zemax tervezőprogramba illesztettem. Gyakorlati szabály az optikai tervezésben, hogy a geometriai aberrációk akkor a legkisebbek, ha a lencse egyik oldalán lévő hullámfrontok alakja a másik oldali lencsefelület alakjára hasonlít. Az első lencsét tehát úgy vettem fel, hogy az első felülete legyen a sík felület, a második a gömbi. Mivel az első lencse pozíciója csak a fénysugarak megfelelő szögének kialakításában játszik szerepet, ezért az első lencse pozíciójának optimalizálásához a lencse utáni sugarak iránykoszinuszait vettem fel operandusoknak. Az operandusok azon optikai jellemzők összessége, amelyeket az optimalizációs változók (esetünkben a tárgy és az 1. lencse távolsága) automatikus változtatásával az optimalizáció során kívánt értékre szeretnénk beállítani. Az optimalizáció eredményeképpen a maximális szög a szűrőn  $5,1^\circ$  lett. A későbbi optimalizáció során a tárgy és az 1. lencse távolságát nem változtattam.

A második lencse is ugyanilyen típusú lesz, melynek modelljét szintén a tervezőprogramba illesztettem. Pozíciójának optimalizálását a szóródási folt méretére felvett operandusokkal végeztem el. A szóródási folttal [12] a leképezés minősége jellemezhető. Használata a kis számítási igény miatt praktikus. A szóródási folt az egy tárgypontról kiinduló fénysugarak képsíkkal vett dőléspontjainak halmaza. Ennek sugara egy szórás jellegű mennyiség, mely a dőléspontok súlypontjától számított négyzetes eltérések átlagaként számítható. A szűrőt modellező felületet átmérőjét 21 mm-re állítottam, ugyanis általában ennyi az 1"-os szűrők szabad átmérője. Az optimalizált elrendezés modelljét mutatja a 6. ábra. A sugármenetből látható, hogy a telecentrikus megvilágításnak köszönhetően az első lencse hátsó fókusz síkjába helyezett szűrő úgy működik, mint a rendszer apertúra rekesze.



6. ábra: Az optimalizált elrendezés modellje

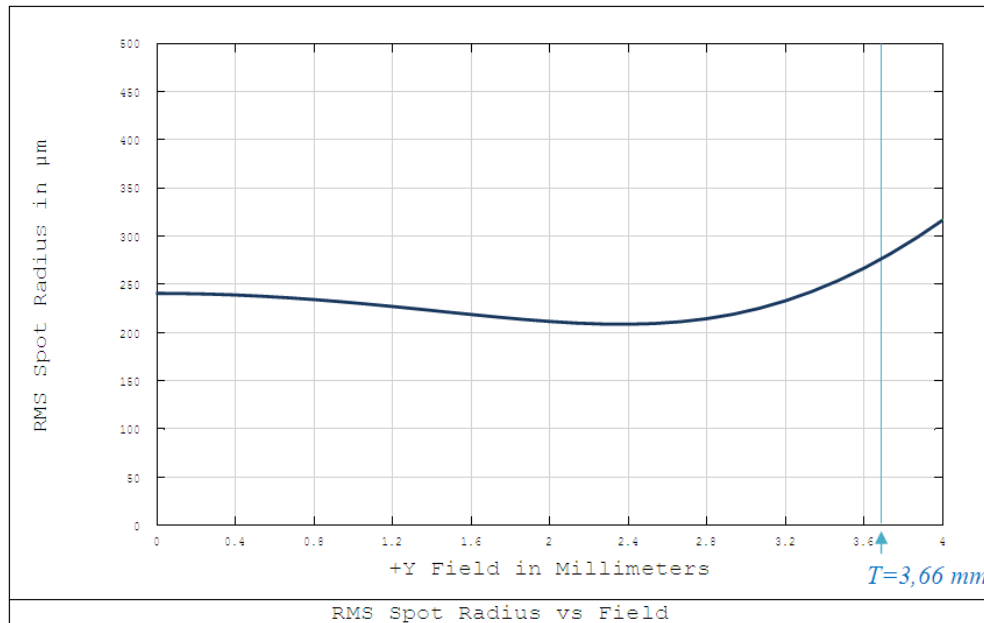
A Thorlabs katalógusban ki lehet választani a lencse antireflexiós vékonyréteg-bevonatát. A mért hullámhosszra (671,2 nm) mind az A- (350-700 nm), mind a B-vékonyréteg (650 - 1050 nm) megfelelő. A lencse későbbi (más célra történő) felhasználhatóságára való tekintettel az A-típusú, látható tartományra optimalizált antireflexiós vékonyréteg-bevonatot választottam, melynek reflexiós spektruma a 7. ábrán látható.



7. ábra: Az A-típusú antireflexiós vékonyréteg spektruma [13]

## 5. A leképezés minőségének vizsgálata

A végső optimalizációt a szóródási folt méretére végeztem, mivel ez a leképezés minőségét számszerűen jellemzi. A szóródási foltba esik az adott tárgypontból kiinduló energia kb. 80%, így annak mérete a felbontást is meghatározza. A Zemax által számolt szóródási foltok kiértékelésekor a súlyponthoz képest számolt folt-sugarakat tekintettem, 30-as sugár-sűrűséggel, és a szóródási folt méretét a tárgypont helyzetének függvényében a 8. ábrán ábrázoltattam.



8. ábra: Szóródási folt sugara a tárgypont y pozíciójának függvényében

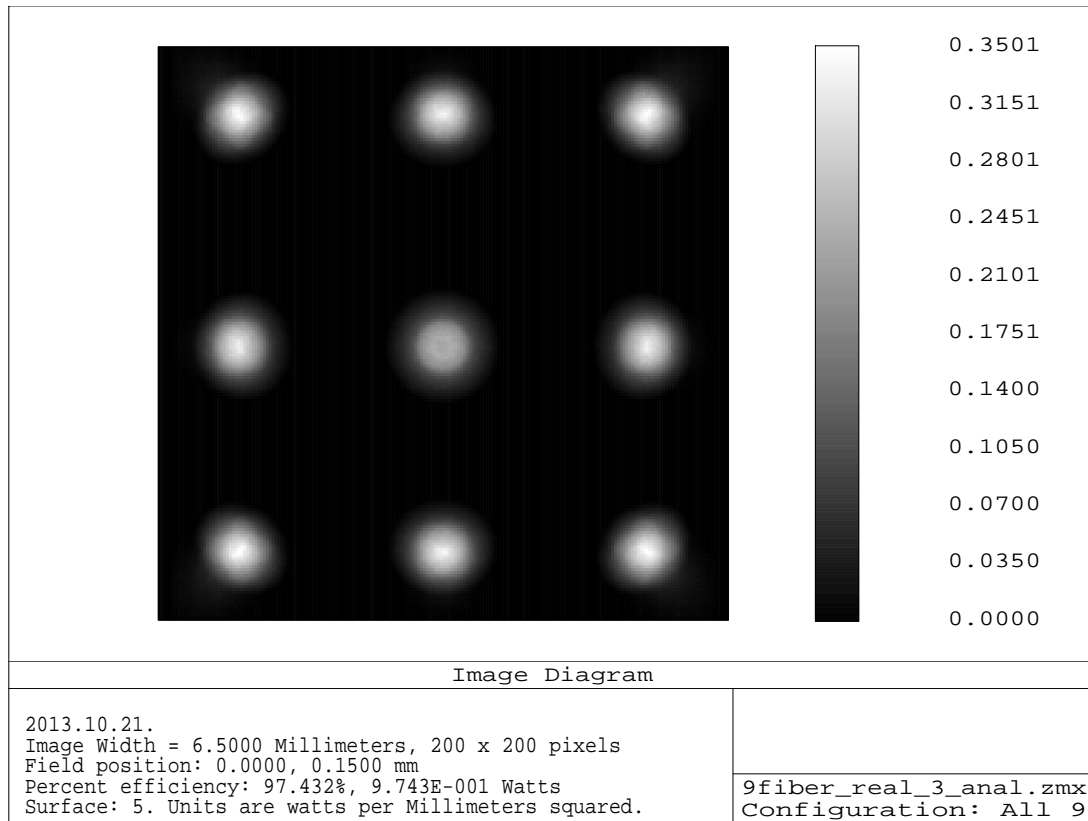
A maximális szóródási folt sugara  $280 \mu\text{m}$ , mely a legszélső optikai szál szélének a képéhez tartozik. A maximális folt-sugár és az ideális kép sugarának összege  $0,58 \text{ mm}$ , ami alapján elvileg nincs intenzitás veszteség (mivel a detektorpixel mérete  $1,6 \text{ mm}$ ). A szóródási folt azonban csak pontszerű tárgyak leképezéséről szolgáltat információt. Valódi, kiterjedt tárgyak vizsgálatához geometriai képanalízis végeztem el.

A geometriai képanalízis a leképezés minőségét nem számszerűen jellemzi, hanem egy ideális tárgy képét adja meg, melyen a felbontás, torzítás és a vinyettálás mértéke megbecsülhető. Ideális tárgyként egy  $0,3 \text{ mm}$  sugarú egyenletesen világító kört használtam minden egyes szál helyén, így modellezni tudtam a szálakat. Az analízis beállításait a 2. táblázat mutatja.

2. táblázat: A képanalízis beállításai I.

Tárgyméret	Képméret	Sugarak száma $\times 1000$	Pixelek száma	Referencia
$0,6 \text{ mm}$	$6,5 \text{ mm}$	1000	$200 \times 200$	vertex

A 9. ábrán látható a képanalízis eredménye. A foltok egyenetlen alakjából a képmezőhajlás itt is látható, amint azt a szóródási folt vizsgálata (8. ábra) is megmutatta. Az intenzitásviszonyok meghatározásakor a polarizációt is figyelembe vevő sugárvezetést alkalmaztam, mellyel a Fresnel-reflexió, az abszorpciós jelenségek és a vinyettálás hatását figyelembe vettem.

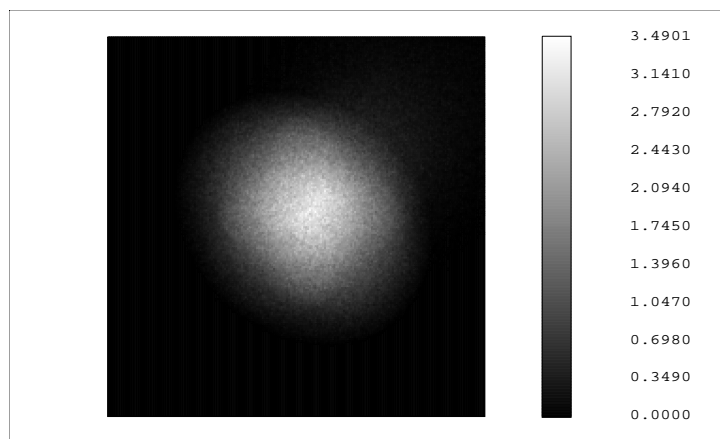


**9. ábra: Geometriai képanalízis az összes szállal**

A 7. szál képét a neki megfelelő detektorpixelen mutatja a 10. ábra (a szálak számozása a 11. ábrán látható).

**3. táblázat: A geometriai képanalízis beállításai II.**

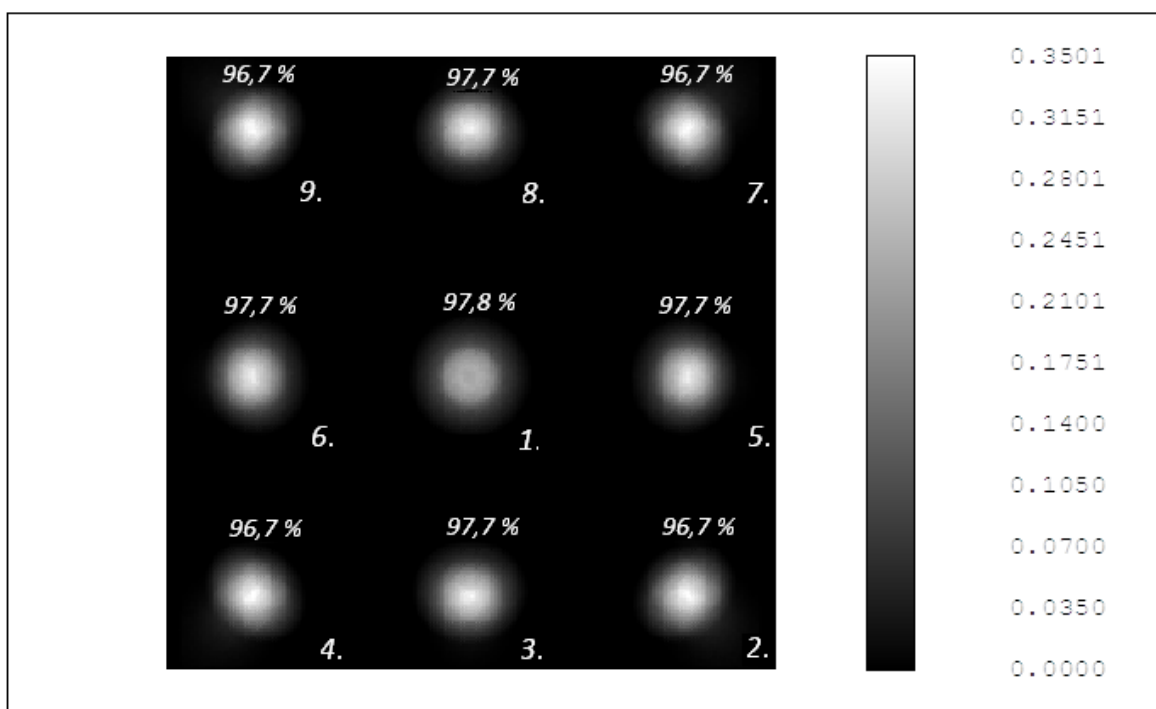
Tárgyméret	Képméret	Sugarak száma ×1000	Pixelek száma	Referencia
0,6 mm	1,6 mm	1000	200×200	főszugár



10. ábra: Geometriai képanalízis: A 7. szál képe egy detektorpixelen.

## 6. Transzmisszió vizsgálata

Az optikai rendszer fényvesztését a fellépő vinyettálás, reflexiós és abszorpciós jelenségek okozzák. A felületeken a modellben definiált Thorlabs-A típusú antireflexiós réteggel a teljes transzmisszió (a fenti effektusok figyelembevételével a 9 szálra) 97,4 %-os. A fényvesztés nem azonos a különböző szálakra, így ezek vizsgálatát egyesével végeztem el a polarizációt is figyelembe vevő sugárátvezetés alkalmazásával (11. ábra).



11. ábra: Intenzitás vizsgálata az egyes pixeleken

A szimuláció alapján a transzmisszió értékek csupán kismértékben térnek el egymástól. A különböző átvitelű csatornák összekalibrálására jól kidolgozott módszer van a nyálábemissziós diagnosztikákban.

## 7. Tűrésezés

A tűrésezést (azaz a gyártási hibák figyelembevételét) a szóródási folt méretére és a nagyításra egymástól függetlenül végeztem. Mindkét esetben meghatározható a hibafüggvénynek az az átlagos megváltozása (továbbiakban referencia), melyet annak megállapítására használhatunk, hogy az egyes tűréskomponensek által okozott hibafüggvény megváltozás elfogadható-e vagy sem. (A hibafüggvény az optimalizációs operandusokból súlyozott négyzetes összegzéssel előállított skalár értékű függvény, amely az optimalizáció során nullához tart, ha a rendszer közelít az előírt tulajdonságokhoz.) A szóródási folt esetén a referencia számítását a (8) egyenlet alapján végeztem:

$$\Delta Ref_{sz.folt} = \sqrt{\frac{(R_{pixel} - (R_{kép} + R_{sz.folt}))^2}{N}} = 0,04 \quad (\text{mm}) \quad (8)$$

ahol  $R_{sz.folt} = 0,27$  mm a szóródási folt sugara (5 képpont átlagából),  $R_{pixel} = 1,6/2$  mm a pixelbe írt kör sugara, melyen belülré a képfoltnak esnie kell,  $R_{kép} = 0,3$  mm egy optika szál ideális képének sugara és  $N = 24$  a tűréskomponensek (figyelembe vett gyártási hibák) száma. A (8) egyenlet azt fejezi ki, hogy a gyártási hibákkal terhelt rendszer eredő képfoltja milyen szóródási folt esetén lesz pont akkora, mint az APD pixelek mérete, amennyiben a gyártási hibákat egymástól függetlennek, képminőségre gyakorolt hatásukat pedig egyformának tételezzük fel.

A nagyításra való tűrésezés esetén a referencia meghatározásához először kiszámítottam azt a maximális nagyítást, mellyel a  $3 \times 3$ -as köteg sarkában lévő szál képe még épp a megfelelő pixelre esik:

$$n_{max} = \frac{(2,45 + 0,8 - (R_{kép} + R_{sz.folt}))}{2,45} = 1,09 \quad (9)$$

A hibafüggvényben az 1. és 3. tárgyponatok szóródási foltjainak súlypontjai közötti ( $y$ ) távolságot vettem fel operandusnak. Ekkor a hibafüggvény értéke az ettől az értéktől (ideálisan 4,0 mm) való eltérés számértékével egyezik meg, tehát ha például a két tárgyponat képe közötti távolság 5 mm, akkor a hibafüggvény értéke 1. A szimuláció azt mutatta, hogy a nagyítás a névleges rendszerben kicsit 1,0 fölött van (1,03), emiatt a kép mérete 4,14 mm. Ebből a referencia értékét a (10) kifejezéssel határoztam meg:

$$\Delta Ref_{nagyítás} = \sqrt{\frac{[4,14 - 4 \cdot n_{max}]^2}{N}} = 0,045 \quad (\text{mm}) \quad (10)$$



A tőréshez a szűrő pozícióját jelző felületet a modellből kivettem. Kompenzátornak a szálak és az első lencse közötti távolságot állítottam be (ezt minden tőréskomponens kiszámítása esetén optimalizálja a rendszer, vagyis ezzel modellezzük a valódi rendszerben alkalmazott kézi élességállítást). A lencse görbületi sugarára és vastagságára, valamint az irregularitásra vonatkozó tőrésértékeket a Thorlabs cég megadta. A beállításokra vonatkozó értékeket megbecsültem, a törésmutató és Abbe-szám tőrésére az üveggyártók által általánosan használt értékeket vettem. A tőréskomponensek értékeit a 4. táblázatba foglaltam.

4. táblázat: Tőréskomponensek és értékeik (a felületek számozása a 6. ábrán feltüntetett sorrendet követi)

	Felületek				
	0.	1.	2.	3.	4.
Görbületi sugár	-	1 gyűrű	1%	1%	1 gyűrű
Vastagság	komp.	0,1 mm	2,0 mm	0,1 mm	2,6 mm
Decentráltság	-	0,5 mm		0,5 mm	
Dőlés	-	0,4°		0,4°	
S+A irregularitás	-	0,5 gyűrű	1 gyűrű	1 gyűrű	0,5 gyűrű
Törésmutató	-	1,00E-03	-	1,00E-03	-
Abbe	-	1%	-	1%	-

A tőréshez a 671 nm-es teszhullámhosszon végeztem el, először a szóródási foltra felvett hibafüggvénnyel. A tíz legkritikusabb tőréskomponenst listáztattam ki, melyek az 5. táblázatban láthatók.

5. táblázat: A tíz legkritikusabb tőrésérték a szóródási foltra való tőréshez esetén. A kritérium a szóródási folt értéke adott tőréskomponens esetén.

Tőrés	Érték	Kritérium	Megváltozás
4. felület vastagsága	2,6 mm	0,299	0,0413
1. lencse y-decentráltság	-0,5 mm	0,265	0,0078
1. lencse y-decentráltság	0,5 mm	0,265	0,0078
1. lencse x-decentráltság	-0,5 mm	0,265	0,0078
1. lencse x-decentráltság	0,5 mm	0,265	0,0078
2. felület sugár	0,2 mm	0,265	0,0075
2. lencse x-decentráltság	-0,5 mm	0,259	0,0012
2. lencse x-decentráltság	0,5 mm	0,259	0,0012
2. lencse y-decentráltság	-0,5 mm	0,259	0,0012
2. lencse y-decentráltság	0,5 mm	0,259	0,0012

A 2. lencse és detektorfelület tőrése a legkritikusabb, amennyiben az a névleges értéknél minimum 2,6 mm-el nagyobb. Ekkor ugyanis a hibafüggvény megváltozása eléri a referencia értékét. A lencsék decentráltsága és a görbületi sugarak tőrésai nem közelítik meg a

referenciát. A szóródási folt becsült sugara (6. táblázat alapján) plusz a szál képe ( $r=r_{\text{szál}}+r_{\text{szóródási folt}}=0,59$  mm) még bőven ráfér a pixelre ( $r=0,8$  mm).

**6. táblázat: A teljesítmény megváltozásának becslése a négyzetes összegek módszerével**

Szóródási folt névleges sugara:	0,257
Becsült megváltozás:	0,036
Szóródási folt becsült sugara:	0,293

A tűrésezést elvégeztem a nagyításra felvett hibafüggvénnyel is, a 4. táblázatba foglalt beállításokkal (kivétel a 4. felület tűrése:  $\pm 1$  mm, mivel ezzel már elérte a referenciát a hibafüggvény megváltozása). A legkritikusabb tűréskomponenseket 7. táblázatba foglaltam.

**7. táblázat: A tíz legkritikusabb tűrésérték a nagyításra felvett hibafüggvényre való tűrésezés esetén**

Tűrés	Érték	Kritérium	Megváltozás
3. felület sugár	0,26 mm	0,186	0,0494
4. felület vastagsága	-1 mm	0,182	0,0450
1. lencse y-decentráltság	-0,5 mm	0,178	0,0413
2. felület sugár	0,26 mm	0,165	0,0277
2. lencse törésmutató	-0,001	0,146	0,0088
1. lencse x-dőlés	-0,4 mm	0,145	0,0075
2. felület vastagság	-2,0 mm	0,144	0,0068
2. lencse y-decentráltság	-0,5 mm	0,142	0,0051
1. lencse törésmutató	0,001	0,141	0,0036
1. felület vastagság	-0,1 mm	0,139	0,0024

**8. táblázat: A teljesítmény megváltozásának becslése a négyzetes összegek módszerével**

A hibafüggvény névleges értéke:	0,137
Becsült megváltozás:	0,109
Hibafüggvény becsült értéke:	0,246

Mivel a hibafüggvény értéke az ideális 4,0 mm-es képtől való eltérés értékével egyezik meg (ld. a referencia számításánál), a nagyítás becsült értéke (a 8. táblázat alapján)  $(4,0+0,246)/4 = 1,06$  lett. Ez a változás megengedhető, mert a nagyítás kritikus értéke a (9) egyenlet alapján 1,09. A fentiek alapján a Thorlabs gyártó által megadott tűrésekkel a rendszer teljesíti az elvárásokat, a 2. lencse és a detektorfelület közötti távolságot pedig legalább  $\pm 1,0$  mm pontossággal kell beállítani.

A tűrésezés eredményei alapján becslést lehet adni arra, hogy a rendszer összeállítása során milyen tartományban kell tudni elvégezni a szükséges kompenzáló állításokat. Szükség lesz a

szálak és az 1. lencse közötti távolság állítására (z irány), valamint x-y síkban a szálak pozícionálására. A kompenzátor statisztika alapján érdemes a rendszert úgy kialakítani, hogy némi ráhagyással  $\pm 5$  mm-t lehessen állítani z-irányban a száltartó pozícióján. Az x-y síkban a száltartót minimum 0,5 mm-es pontossággal kell tudni beállítani (ekkor még a szálak képei a detektorpixelen belülré esnek). Ehhez azt egy finommozgatóra kell majd szerelni.

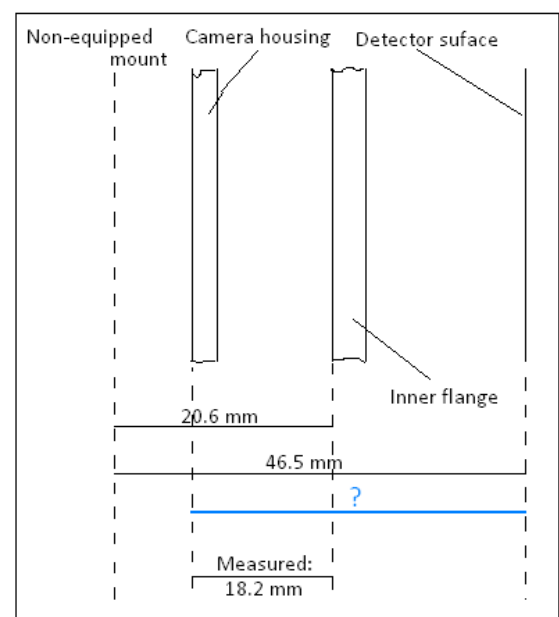
## 8. A rendszer kivitelezése

A lencsét a Thorlabs katalógusból megrendeltük, a száltartót legyártattuk. A szálak elrendezése egy tervezési hibából kifolyólag szimmetrikus lett (a szálak között mindenhol 2,3 mm a távolság, bár a 3. ábra mutatja, hogy az APDCAM középső pixeljei között 2,6 mm távolság van), azonban ez az eltérés a rendszer túlméretezése miatt nem jelentős (a pixelok jóval nagyobbak, mint a szálak képei). A rendszer összeállítását a helyszínen (Max-Planck-Institut, Garching) végeztem 2013. április 2-3-án, az otlétünk első két napján.



12. ábra: A száltartó

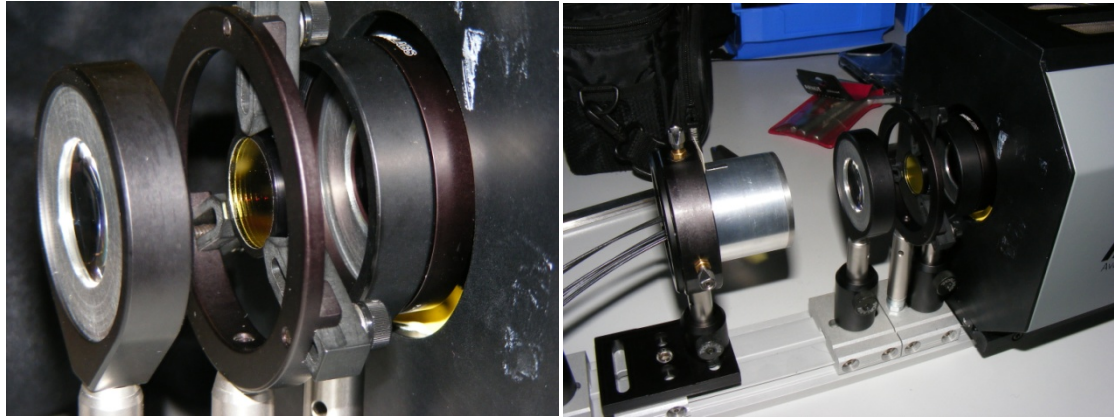
A rendszert egy optikai sínen építettem fel. Először a kamerát rögzítettem. Ezt követően a detektorfelülethez képest pozicionáltam a második lencsét. Ehhez egy olyan speciális lencsetartóra volt szükség, mellyel a lencse bele tud nyúlni a detektorházba. A detektorfelület és a detektorház külső felülete közötti távolságot nehéz volt pontosan mérni, ezért a detektor adatlapjáról leolvasott értékek alapján határoztam meg számítással (ld. 13. ábra), mely 44,1 mm-t adott. Ellenőrzésképpen tolmérővel és mérőszalaggal négyszer elvégeztem a mérést, és átlagoltam. Ezzel a távolság  $44,7 \pm 0,2$  mm-nek adódott. Ezzel legrosszabb esetben is benne vagyunk a számított  $\pm 1$  mm-es tűrésmezőben.



13. ábra: Távolságok a detektorházban

A távolságokat tolmérővel mértem. Elhelyeztem a szűrőt a rendszerben úgy, hogy a szűrő közepe kerüljön a 6. ábrán szaggatott vonallal jelzett pozícióba. A lencsék pontos beállítását egy az optikai tengelybe felszerelt lézernyaláb segítségével végeztem el. A lencsefelület az x-y síkban volt, ha a lézervolt a lézerbe verődött vissza, és megfelelő y magasságban volt, ha a

tengelyben haladó fénysugár a lencse közepén ment át, eltérülés nélkül. Rögzítettem az első lencsét és a száltartót is az optikai sínen. A száltartót egy x-y-síkban csavarmikrométerrel mozgatható tartóba szereltem.



14. ábra: Az összeállított optikai rendszer

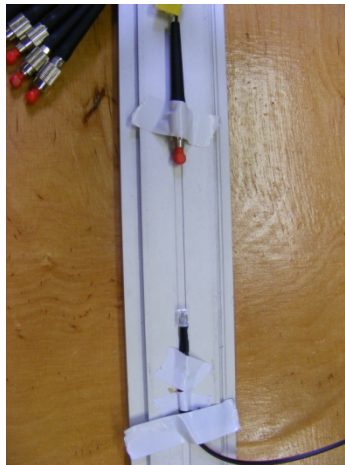
Megvizsgáltam a szálakat, azokat fényforrás elé tartva, és azt tapasztaltam, hogy a 2. szál a szállítás vagy a polírozás során eltört. Ez alapján azt a következtetést vonhatjuk le, hogy érdemes a szálakat a ragasztás és polírozás után is leellenőrizni, valamint körültekintőbben csomagolni a szállításhoz. A nyalábon mért csatornák (ld. 3. ábra), a szálak tárgyterben való számozása (ld. 6. ábra), és a kameravezérlő programban való számozás közötti megfeleltetést a 9. táblázatban összegeztem. Ez alapján tudjuk, hogy melyik APD csatornán melyik plazmatérfogatból származó fényt mérjük.

9. táblázat: Jelölések megfeleltetése (szürke mező: törött szál)

Csatornák a nyaláb mentén	Szál számozás a tárgyterben	Program csatorna
21	1	APD-2-4
22	2	APD-1-3
23	3	APD-1-4
24	4	APD-1-5
25	5	APD-2-3
26	6	APD-2-5
12	7	APD-3-3
13	8	APD-3-4
14	9	APD-3-5

## 9. Tesztelés, beállítás

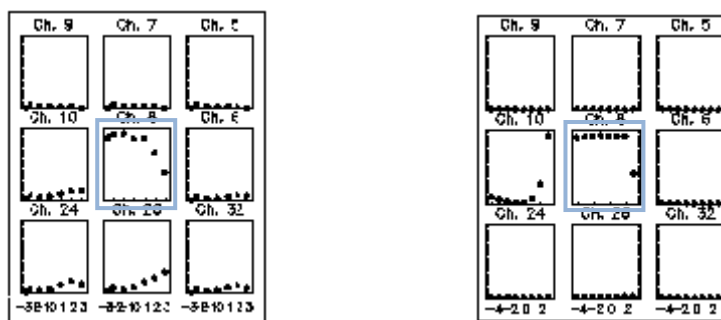
A mérést egy szál (az 1. számú) használatával végeztem el. Fényforrásnak egy piros LED fényét ( $\lambda = 665 \text{ nm}$ ) használtam. A LED-et áramkorlátosan 80 mA-el hajtottam meg. A LED-et a száltól minimum 8 cm-re kellett rögzíteni, hogy a túl nagy intenzitás miatti megnövekedett intenzitású reflexiók ne okozzanak zavaró áthallást. A méréseket besötétített teremben végeztem és a rendszert egy fekete posztóval takartam le. A szálak kitarásával minden egyes mérés előtt háttérrel mértem, melyet a tesztelő program a mért intenzitásból levont.



15. ábra: A szál és a LED egymáshoz képesti elhelyezkedése

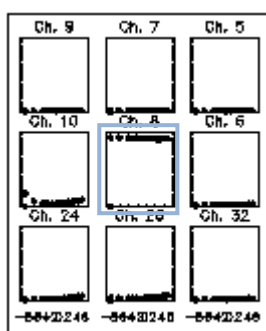
Először elvégeztem a beállításokat: a száltartó x-y síkbeli pozicionálását, majd a fókuszálást. A teszt-program egy adott pixelre eső intenzitást a száltartó pozíciójának függvényében ábrázolja, minden pixelre. Így egy pozíció értéknél megfigyelhető az adott pixelre eső fény és az áthallás a szomszédos pixelekre. A száltartó pozíciójának az eredetileg beállított érték körüli változtatásával megkerestem azt a pozíciót, melyben a középső pixelen mért intenzitás maximális (erre képződik az első szál), és a szomszédos pixeleken nem figyelhető meg áthallás.

A 16. ábra alapján elvégeztem a pozicionálást az x-y síkban. A száltartót mozgó csavarmikrométeren nem volt skála, a pozíciót körbefordulásonként változtattam. Így az ábrák vízszintes tengelyén (sajnos nehezen olvasható, mert a programból csak ilyen formátumban tudtam exportálni) egy egység egy körbefordulásnak felel meg. Az y pozíciót a -2-es pozícióba, az x pozíciót is a neki megfelelő -2-es pozícióba állítottam, mivel ekkor volt az intenzitás maximális, a szomszédos pixeleken pedig nulla.



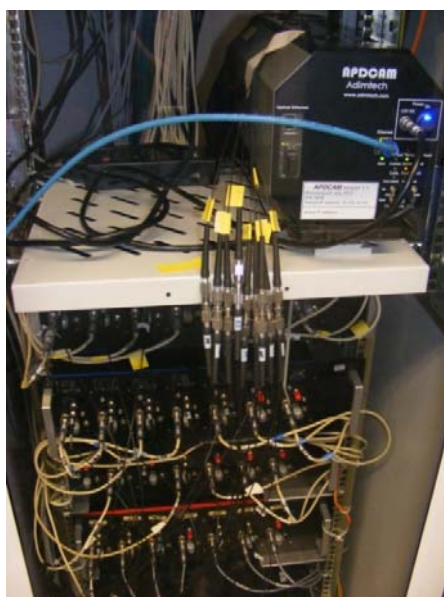
16.1. ábra: Intenzitás a száltartó y pozíciójának függvényében 16.2 ábra: Intenzitás az x pozíció függvényében

Ezt követően elvégeztem a fókuszálást a kompenzátor távolság állításával z-irányban, először szűrővel. Pozitív elmozdulásnak a száltartónak az 1. lencse felé való eltolását vettem.



17. ábra: Fókuszálás szűrővel (egy egység=0,5 mm)

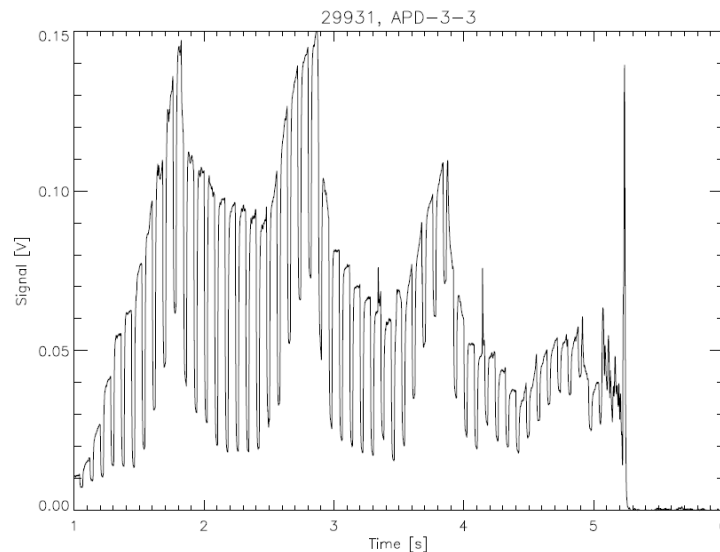
Az optimum eléréséhez az eredeti pozíciónál 1 mm-el közelebb állítottam a száltartót az 1. lencséhez. Ezt követően leellenőriztem ezt a pozíciót szűrő nélkül, és a vártaknak megfelelően nem találtam eltérést. A tesztelést követően installáltuk a berendezést a fotoelektron-sokszorozók melletti polcra (ld. 18. ábra).



18. ábra: A kamera helye a fotoelektron-sokszorozók mellett

## 10. Mérések

Garchingi tartózkodásunk második két napján (2013.04.04-05.) kapcsolódtunk bele a tokamakon folyó mérésekbe. A plazma-lövéseket egy program szerint különböző paraméterekkel nagyjából fél óránként ismételték. 8 csatornán tudtunk mérést végezni. A detektorral 500 kHz-es sávszélességen 2 MHz-es mintavételezési frekvenciával mértünk lövésenként 10 s-ig. A mért jelekre egy példa látható a 19. ábrán. Itt az APD-3-3 csatorna jelét ábrázoltam a 29931-es plazmalövésben az 1- 6 s-ig. Az 1 s után jól megfigyelhető a Li-nyaláb jele: a jel szaggatottságát az okozza, hogy a nyalábot megszagatják a háttér-fény méréseinek érdekében.



19. ábra: Li-nyaláb jele az APD kamerán

Az egyes lövések paramétereit az ASDEX-Upgrade adatbázisában vissza lehet keresni. A 29931-es lövésben a plazma H-mód állapotban volt, az 5,237 s-ban plazmadiszrupció következett be (a diszrupció a mágnesesen összetartott plazma összeomlása [14]), mint az a 19. ábrán is megfigyelhető. A mi mérésünk számára azok a lövések az előnyösek, melyekben a semleges atomnyaláb fűtés (NBI: Neutral Beam Injection) [15] alacsony vagy nincs, ugyanis ekkor alacsonyabb a háttér. A 29931-es lövésben az 1,421-5,048 s-ig 1,468 MW semleges atomnyaláb fűtést alkalmaztak, ami alacsonynak számít.

Az első méréseknél a háttérrel a vártnál nagyobb tapaszaltuk. Ezt a szűrő pontatlan pozíciója miatt a mellette átszűrődő fény okozta. Ennek kiküszöbölésére egy körlap közepének kivágásával fénycsapdát készítettem a szűrőre.

## 11. A jel-zaj viszony [16] és a háttér vizsgálata

Általánosságban a zaj fotonfluxus-függéséről elmondható, hogy alacsony jelszinten a függvény konstans, mivel az erősítő zaja dominál. Nagyobb jelszinten a fotonstatisztikus-zaj kezd el dominálni, mely zaj a fotonfluxus gyökével arányos. Nagy detektorerősítés esetén megjelenik egy úgynevezett többlet zaj (excess noise) – egy effektív kvantumhatásfok romlást okozó, erősítésfüggő – zajkomponens. Ez okozza, hogy az APD-t nem a maximális erősítésen érdemes használni, hanem azon a határon, amikor már a fotonstatisztika dominál, de az erősítőzaj és a detektorzaj (az erősítőzaj és a fotonstatisztikus zaj összege) hasonló mértékű. Emiatt lehet egy olyan fényintenzitás és sáv szélesség tartomány, ahol az APD jobban teljesít, mint a fotoelektron-sokszorozó.

A fotoelektron-sokszorozóknál nincs erősítőzaj, azaz a zaj-intenzitás görbe tengelymetszete közel zérus lesz. A kvantumhatásfokuk ( $Q$ ) azonban rosszabb: tipikusan 10%, míg az APD-nek optimális erősítésen 80%, de a többlet zaj miatt az effektív hatásfok 30-45%-ra csökkenhet [5]. A javulást a jel-zaj viszonyban az alábbi számítással becsülhetjük meg:

$$I = Q \cdot \phi \quad (11)$$

$$\sigma_{ph} = \sqrt{Q \cdot \phi \cdot t} \quad (12)$$

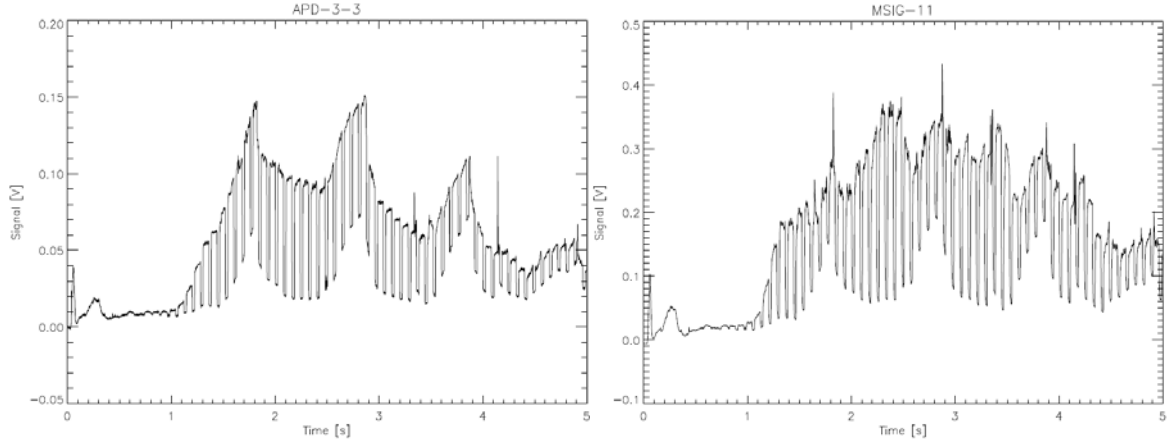
$$\rightarrow SNR = \frac{\sigma_{ph}}{I} = \frac{\sqrt{Q \cdot \phi \cdot t}}{Q \cdot \phi} = \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{Q \cdot \phi}} \quad (13)$$

$I$  a jel,  $Q$  a kvantumhatásfok,  $\phi$  a fotonfluxus,  $\sigma_{ph}$  a fotonzaj,  $t$  a detektor integrálási ideje,  $SNR$  a jel-zaj viszony. Ha a fotonstatisztika dominál, akkor a zaj az intenzitás gyökével arányos. Ezzel felírva a jel-zaj arányt látható, hogy 80 illetve 10%-ot véve az APD és a fotoelektron-sokszorozó kvantumhatásfokának az APD jel-zaj viszonya egy  $\sqrt{8}$ -as faktorial jobban lehet, mint a fotoelektron-sokszorozóé. Ennek feltétele az volt, hogy az APD zajában a fotonstatisztika domináljon, és az erősítés optimális legyen (a többlet zaj minimalizált legyen).

A mérésünk segítségével megállapíthattuk a mérhető jelszintet. Ezen a jelszinten fennálló jel-zaj viszonyt érdemes összevetni a fotoelektron-sokszorozók jel-zaj viszonyával, hogy meg tudjuk becsülni, az erősítés megfelelő-e. (A detektorerősítést az előfeszítéssel tudjuk szabályozni. Jelen mérésben 427 V feszültséget alkalmaztunk.) Az összehasonlítás alapjául az APD-3-3 APD csatornát és az MSIG-11 fotoelektron-sokszorozót választottam, melyek a



nyalábon két szomszédos csatorna jelét mérük párhuzamosan (a 3. ábra alapján: 11-es és 12-es csatornák a nyálábon). A két csatorna jelét ábrázoltam 20. ábrán.



20. ábra: Az APD és a fotoelektron-sokszorozó által mért jelek

A jel-zaj viszonyt a jelszint függvényében a következőképpen kaphatjuk meg a mérési adatsorokból. A mért jelünk zaja ( $\sigma$ ) három komponensből tevődik össze: az erősítő zajából ( $\sigma_A$ ), a fotonfluxus zajából ( $\sigma_{ph}$ ) és a fényintenzitás fluktuációjából ( $\sigma_I$ ). Mivel a három komponens korrelálatlanul vehetjük, ezért:

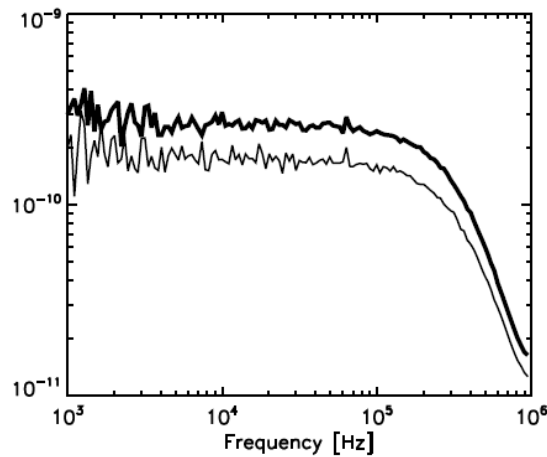
$$\sigma^2 = \sigma_A^2 + \sigma_{Ph}^2 + \sigma_I^2 \quad (14)$$

Tudjuk, hogy az intenzitás fluktuációja a másik két komponenshez képest csak alacsony frekvencián jelentkezik. Az intenzitásfluktuációk felső frekvenciájánál magasabb frekvenciákra sávszűrt jelben csak a fotonfluxus és az erősítő zaj lesz jelen. Feltételezhetjük, hogy az erősítő zajspektruma lapos az erősítő felső határfrekvenciájáig, így a sávszűrt jel zaja ( $\sigma_I^2$ ) alapján (15) szerint megbecsülhetjük a teljes sávban mérhető zajt.

$$\sigma_A^2 + \sigma_{Ph}^2 = \frac{f_{BW}}{\Delta f_{filter}} \cdot \sigma_I^2 \quad (15)$$

Ahol  $\tilde{I}$  a sávszűrt jel,  $f_{BW}$  az erősítő sávzélessége,  $\Delta f_{filter}$  pedig a szűrő sávzélessége. Az erősítő effektív sávzélességét nem ismerjük pontosan, mivel a rendszer átvitele a határfrekvencián nem végtelen meredekséggel vág le. De mivel tudjuk, hogy a fotonstatisztikus zaj négyzete a jelszint lineáris függvénye, ezért a zaj négyzetet ( $\sigma^2 = \sigma_A^2 + \sigma_{Ph}^2 = \sigma_A^2 + \phi I$ ) a jel függvényében ábrázolva a tengelymetszetnek  $\sigma_A^2$ -t kell adnia.  $\sigma_A^2$  értékét a tokamak mérés után 0 fénynél mért jelből meg tudjuk határozni.  $\sigma_A^2$  ismeretében tehát az erősítő sávzélességét úgy állítjuk be, hogy a zaj négyzetet a jelszint függvényében ábrázolva valóban  $\sigma_A^2$  értékét kapjuk vissza a tengelymetszetben. Ezzel előállítottuk a zaj jelszint függését. Ebből meghatározhatjuk, hogy mekkora jelnél mekkora a jel-zaj viszony.

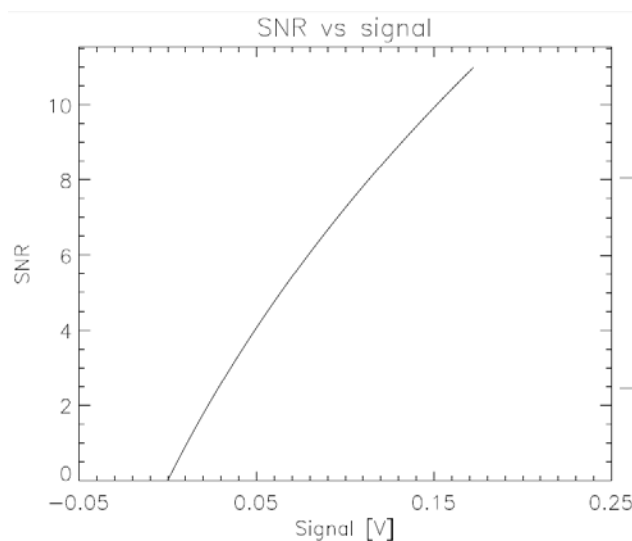
A mért jel feldolgozását IDL-alapú programcsomaggal végeztem [17]. Első lépésként időintervallumokra bontottam a jelet, hogy a háttér és a nyaláb spektrumát el tudjam különíteni. A spektrum alapján kiválasztottam azt a spektrális tartományt, amelyben, már biztosan nincs intenzitás fluktuáció:  $2 \cdot 10^5$  Hz és  $4 \cdot 10^5$  Hz között.



21. ábra: A 29931-es lövés spektruma, vékony vonallal a háttér spektruma, vastagabbal a felkapcsolt nyaláb spektruma látható

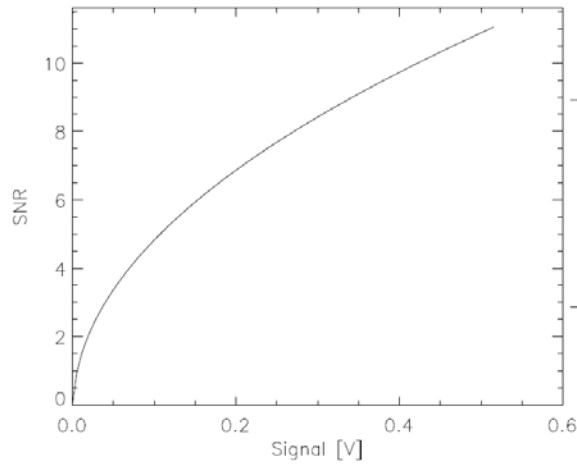
Ismerni kell továbbá az erősítőzaj értékét. Az APD-3-3 csatorna erősítőzajának megállapítását a 29942-es lövés alapján végeztem el. Ebben a lövésben az 1,6 s után diszrupció következett be, és a nyaláb szaggatott jele a 8 s-tól nem látható, valamint más plazmadiagnosztikai mérések szerint sem volt már plazma jelen.

A 8-10 s-ig tartó jel szórását számítottam ki, melynek eredményeül az APD-3-3 csatorna erősítőzaja 10,6 mV. Ez alapján a fent leírt módon megkapható a jel-zaj viszony a jelszint függvényében (22. ábra).



22. ábra: Az APD-3-3 csatornáján a jel-zaj viszony a jelszint függvényében

A fotoelektron-sokszorozó jelére is előállítottam a jel-zaj viszony jelszint függését.



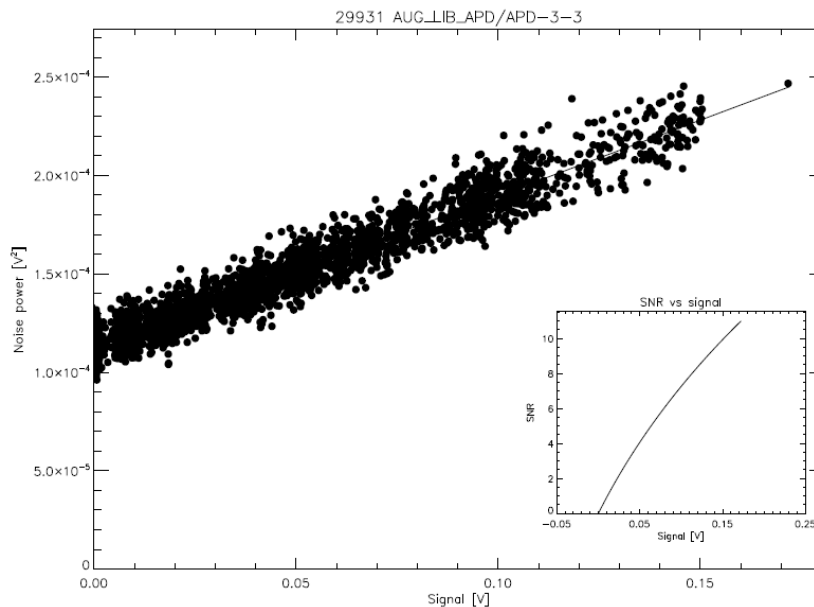
23. ábra: A fotoelektron-sokszorozó MSIG-11-es csatornáján a jel-zaj viszony a jelszint függvényében

Az átlagos jelszint alapján összehasonlíthatjuk az APD és a fotoelektron-sokszorozó jel-zaj viszonyát (10. táblázat).

10. táblázat: Az APD és a fotoelektron-sokszorozó jel-zaj viszonyának összehasonlítása

	Jelszint (V)	Jel-zaj viszony a jelszinten
APD (APD-3-3)	0,08	7
PM (MSIG-11)	0,2	6,8

Azt tapasztaljuk a mért jelszinten a fotoelektron-sokszorozó és az APD jel-zaj viszonya nagyjából megegyezik. Ez azt jelenti, hogy az APD vagy nem volt fotonstatisztika domináns (alacsony a jelszint), vagy a túl nagy erősítés miatt a többlet zaj rontotta le az effektív kvantumhatásfokot. Ennek megállapítására megvizsgáltam a zaj-négyzetet a jelszint függvényében (24. ábra).



24. ábra: A zaj-négyzete a jelszint függvényében (APD)

A maximális jelhez tartozó zaj négyzete ( $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ V}^2$ ) csak közel kétszerese a detektorzaj négyzetének ( $1,12 \cdot 10^{-4} \text{ V}^2$ ). Mivel a detektorzaj és a fotonstatisztikus-zaj négyzetesen adódnak össze (16. egyenlet), az erősítő zaj és a fotonstatisztikus-zaj közel megegyezik.

$$\sigma^2 = \sigma_A^2 + \sigma_{Ph}^2 \quad (16)$$

$$\sigma_A^2 \approx \sigma_{Ph}^2 \quad (17)$$

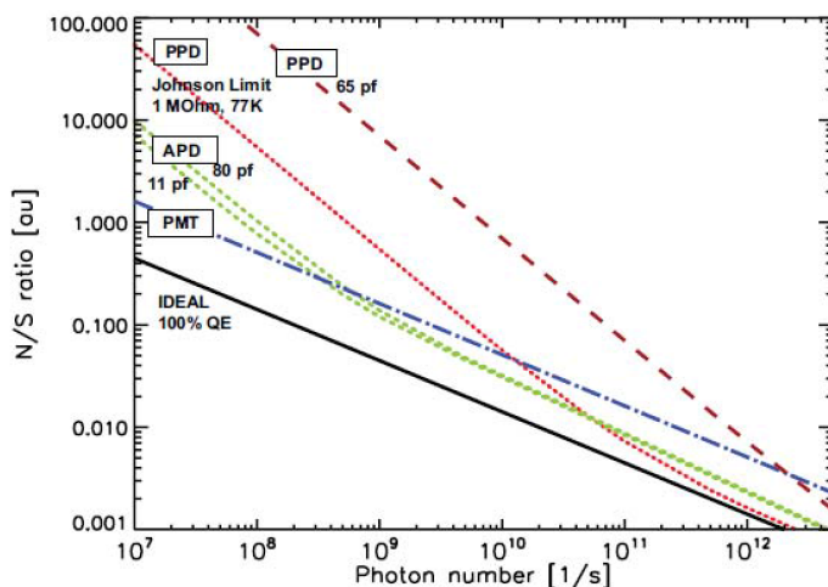
Az alacsony jel-zaj viszonyt ez alapján valószínűleg az okozza, hogy még nem a fotonstatisztika dominál.

Ennek ellenőrzésére az APDCAM kamera paramétereinek ismeretében egy becslést adtam a 1 s alatt bejövő fotonszámra. A 11. táblázat végigköveti azt a folyamatot, ahogyan a bejövő fotonszám az általunk mért feszültséget okozza. 1. lépésként a fotonok  $Q$  kvantumhatásfokkal  $\phi Q$  elektront váltanak ki 1 s alatt, melyek  $\phi Q e$  áramot jelentenek ( $e$  az elektron töltése). A 2. lépésben ezt az áramot 50-szeresére erősíti a detektor. 3. lépésben az áramot egy 100 k $\Omega$ -os ellenálláson feszültséggé konvertálja. 4. lépésben a második erősítő fokozat újra 50-szeresére erősíti a jelet. A 0,08 V mért jelünkből ezeken a lépéseken visszafelé haladva megkaphatjuk az egységnyi idő alatt bejövő fotonszámot, ami  $2,5 \cdot 10^9$  fotonnak adódott.

11. táblázat: A fotonszám és a jelszint közötti összefüggés

	1. lépés	2. lépés	3. lépés	4. lépés
<b>Fotonszám</b>	Kvantumhatásfok ( $Q=0,8$ )	Detektorerősítés ( $G \approx 50$ )	Feszültség konverzió	2. erősítő fokozat ( $G_2=50$ )
	$\cdot Q \cdot e = \cdot 0,8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$	$\cdot 50$	$\cdot 100 \text{ k}\Omega$	$\cdot 50$
<b><math>\phi = ?</math></b>	$3,2 \cdot 10^{-10} \text{ A}$	$1,6 \cdot 10^{-8} \text{ A}$	$0,0016 \text{ V}$	<b>Mért jel: 0,08 V</b>

Ez alacsony fotonszám, melyen Dunai Dániel szimulációi alapján [5] és [15] a fotoelektron-sokszorozók és az APD jel-zaj viszonya elméletileg is hasonló értékű (25. ábra).



25. ábra: Zaj/jel arány a foton szám függvényében – detektorok összehasonlítása: kék vonallal a fotoelektron sokszorozók, zöld vonallal vonallal különböző APD-k görbéje [15]. Az APDCAM kamera detektora 18 pF kapacitású.

A jelszinten elérhető jel-zaj viszony a fotoelektron-sokszorozókét nem előzi meg. Az APD azonban fenntartja azt az előnyt, hogy kevésbé érzékeny a mágneses térre, mint a fotoelektron-sokszorozó, és kompakt elrendezésben egy 32 csatornás mérés áll rendelkezésre. A későbbiekben meg szeretném vizsgálni, hogy a jel-zaj viszony a mért jelszinten javítható-e az erősítés növelésével. Ehhez egy olyan mérést szeretnék elvégezni a detektorral, melyben a jel-zaj viszonyt vizsgálom az erősítés függvényében, állandó jelszint mellett.

Végeztem egy összehasonlítást az APD-3-3 csatornán a háttér nagyságára különböző esetekben, mivel a jel háttérről történő leválasztása kritikus lesz a végleges rendszerben. Az értékeket a 12. táblázatba foglaltam.

12. táblázat: Háttér vizsgálata különböző lövések esetén

Lövészszám	Megjegyzés	NBI teljesítmény (MW)	N <sub>2</sub> beeresztés	Nyaláb jele/háttér
29916	fényfogó nincs még a szűrőn	1,848	nem	1,6
29918	fényfogó nincs még a szűrőn	12,32	igen	1,1
29926	ELM-ek dominálnak [18]	12,39	igen	1,75
29931		1,468	nem	4,75
29943		0	nem	7
29946		5,201	nem	2,4

A vártak megfelelően a nagy semleges atomnyaláb fűtésű plazmákban jelentősebb a háttér. Láthatjuk azt is, hogy a fényfogó felhelyezése előtt jelentős háttérrel jelentett a szűrő mellett átszivárgó fény, ami mindenképpen elkerülendő. A háttér megnövekedését okozhatja nitrogén illetve argon gázbeeresztés is, melyek a 670,9 nm-es és a 668,5 nm-es vonalakon

sugároznak [19]. A végleges mérőrendszer szűrőjének optimalizálásakor ezt figyelembe kell venni.

A háttér elnyomásának egy további lehetséges módja, hogy figyelembe vesszük, hogy a nyaláb különböző pontjaiból származó fényre eltérő Doppler eltolódás jelentkezik. A szűrő és a szálak pozíciójának közös optimalizációjával a használt szűrő sáv szélessége csökkenthető volna úgy, hogy az egyes csatornákra a szűrő karakterisztika a Doppler eltolódásnak megfelelő legyen.

## 12. Összefoglalás, előre tekintés

Munkám során előkészítettem az ASDEX-Upgrade tokamak nyalábemissziós diagnosztikáján végzett próbamérést. Megterveztem az optikai szálak lavinadetektorokhoz történő csatolására alkalmas optikai rendszert 9 csatornára. Dolgozatomban bemutattam a teljes tervezési folyamatot: elsőként a specifikáció összeállítását, a paraxiális számolásokat, majd a valós lencsés modell optimalizálását, az optikai tulajdonságok vizsgálatát és végül a vizsgáltam a rendszer gyártási hibákra való érzékenységét. A tervezett optikai rendszert a helyszínen (Max-Planck-Institut, Garching, Németország) összeállítottam, és részt vettem a mérések elvégzésében.

A mérés konklúziójaként elmondhatjuk, hogy a jelszinten az APD-vel hasonló jel-zaj viszonyt tudunk elérni, mint a fotoelektron-sokszorozókkal. Ez megfelelő ahhoz, hogy megépítsük a teljes 32 csatornás mérőrendszert. További mérésekkel vizsgálni fogom a jel-zaj viszonyt az erősítés függvényében, hogy az optimális erősítést meghatározzam.

Egy lehetséges fejlesztés lenne a háttér csökkentése a szűrő és a szálak pozíciójának közös optimalizációjával úgy, hogy a szűrő karakterisztika a Doppler eltolódásnak megfelelő legyen. Így a használt szűrő sáv szélessége csökkenthető volna.

További feladatomban a 32 csatornás mérésre optimalizált optikai rendszer megtervezése lesz, a próbamérés tapasztalatai alapján. A következő mérési kampány - melyben a megfigyelőrendszert már használni szeretnénk - 2014 januárjában kezdődik.

## 13. Felhasznált irodalom

---

- [1] J. Wesson: The Science of JET, 2000.
- [2] <http://www.fusionforenergy.europa.eu/>
- [3] Bencze Attila: Plazmafluktuációk és turbulens áramlások statisztikus vizsgálata fúziós plazmában, Doktori értekezés, 2007.
- [4] <http://www.iter.org/>
- [5] D. M. Thomas et al.: Active Spectroscopy, Fusion Science and Technology, vol. 53, 489-495, 2008.
- [6] Dunai D, Zoletnik S, Sárközi J, Field, “Avalanche photodiode based detector for beam emission spectroscopy”, The Review of Scientific Instruments, Oct2010, Vol. 81 Issue 10, p103503, 2010.
- [7] M. Laikin, Modern Lensdesign, Chap.14., 159-169, Marcel Dekker Inc., 1995.
- [8] Dr. Erdei Gábor: Geometriai optika, jegyzet, BME, 2008.
- [9] Hamamatsu S8550 Si APD array, datasheet.
- [10] ZEMAX 2013, Optical Design Program, [www.radiantzemax.com](http://www.radiantzemax.com), 2013.
- [11] <http://www.thorlabs.de/thorProduct.cfm?partNumber=LA1102-A>
- [12] Dr. Erdei Gábor: Az optikai tervezés alapjai, órai jegyzet, 2005-2013.
- [13] [http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=5840](http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5840)
- [14] F. C. Schuller: Disruptions in tokamaks, Plasma Physics Controlled Fusion 37 A135, 1995.
- [15] P. Franzen: Plasma Heating: Neutral Beam Injection for Present and Future Fusion Devices, IPP Summer University, Garching, 2010.
- [16] Dunai Dániel: Fúziós plazma turbulenciájának és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával, Phd dolgozat, Budapest, 2010.
- [17] S. Zoletnik: Fluctuation IDL Program Package (FLIPP), 2012.
- [18] H. Zohm: Edge Localised Modes (ELMs), Plasma Physics and Controlled Fusion 38 105, 1996.
- [19] M. Willensdorfer, Temporal behavior of the plasma edge density throughout the L-H transition in ASDEX Upgrade, Dissertation, TU Wien, 2013.