

Babeş-Bolyai Tudományegyetem, Kolozsvár

Fizika Kar

Mérnöki fizika szak

ORSZÁGOS TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI KONFERENCIA DOLGOZAT

# Lézernyaláb paramétereinek meghatározása abláció segítségével

*Témavezető*

Dr. Borbély Sándor

*Végzős hallgató*

Zakariás Etelka

2022

# Tartalomjegyzék

|                                                                  |    |
|------------------------------------------------------------------|----|
| 1. Bevezető                                                      | 2  |
| 2. Lézernyaláb paramétereinek meghatározására használt módszerek | 3  |
| 3. Gauss nyaláb elméleti leírása                                 | 8  |
| 4. Kísérleti berendezés                                          | 14 |
| 5. Eredmények                                                    | 17 |
| 6. Következtetések és kitekintés                                 | 25 |
| A. Hivatkozások                                                  | 26 |

# 1. Bevezető

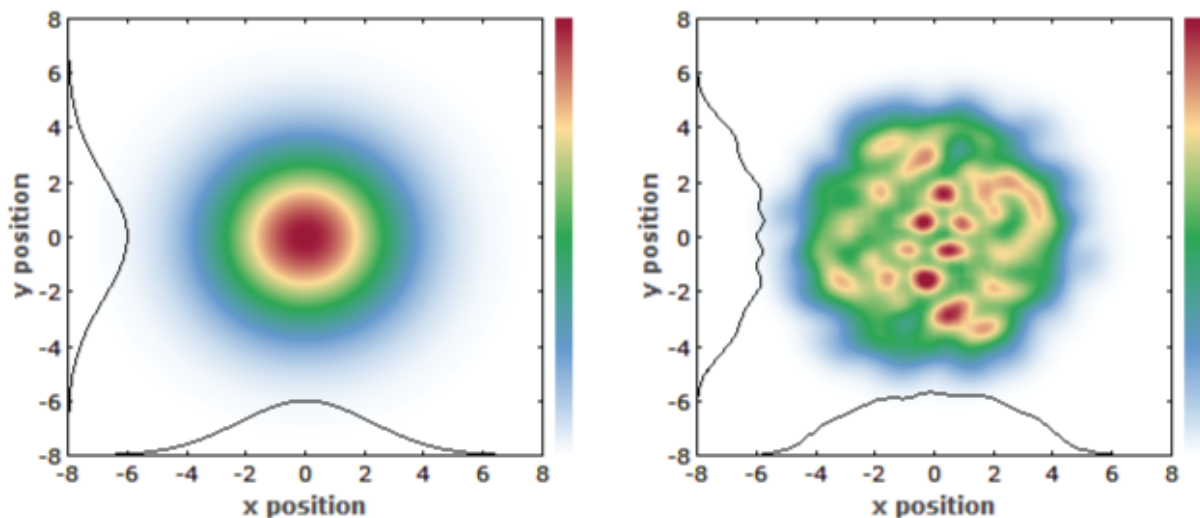
Egy Endurance lézer és pár folt amit egy papírra égettem, s bár ez elsőre unalmasan hangzik, ennek a következménye ez a dolgozat. Az optikában és különösen a lézerfizikában a lézersugarak gyakran Gauss-nyalábok formájában jelennek meg, amelyeket Johann Carl Friedrich Gauß matematikusról és fizikusról neveztek el. Itt a  $P$  teljesítményű sugár optikai intenzitásának keresztirányú profilja egy Gauss-függvénnyel írható le. Ezt az intenzitásfüggvényt használva a dolgozatunkban meghatároztuk a lézer által, egy vékonyrétegbe égetett lyuk átmérőjét, a lézer paraméterei (nyalábátmérő), valamint a lézer-vékonyréteg távolság függvényében. Az égetett lyuk átmérője és a lézer-vékonyréteg távolság kísérletileg mérhető a mi kísérleti berendezésünkkel, így meg is találtuk a kutatásunk célját mely nem más mint a lézer paramétereit meghatározni kísérleti úton. Ennek sikeressége egy jó alternatíva feltérképezni egy lézer tulajdonságait, ugyanis a detektorok, melyekkel mérhetjük egy adott lézer paramétereit eléggé költségesek.

Célunk három fontos paraméternek a megállapítása volt, mégpedig a nyalábderékhoz tartozó sugár, egy  $\alpha$  -paraméter mely azt adja meg, hogy a maximális intenzitás hány százaléka szükséges ahhoz, hogy az adott anyag elpárologjon illetve az  $M^2$  paraméter, mely a lézernyaláb jósági tényezője.

A kísérletek során a következő anyagokkal dolgoztunk: papír, tükör és ragasztószalag. Ezekkel való kísérletezéseink kerültek kiértékelésre, s bár még közel sem vagyunk munkánk végénél, de sikerült megmutatnunk módszerünk használhatóságát.

## 2. Lézernyaláb paramétereinek meghatározására használt módszerek

Számos lézeralkalmazás esetében a sugár minősége kardinális fontosságú, mivel ez határozza meg a fókuszpontban a lehető legkisebb sugárfelületet. Az  $M^2$  paraméter, mely Gauss nyaláb vagyis egymódusú lézer esetén egyenlő eggyel, magasabb módusok esetén az értéke nő, meghatározása a lézernyaláb jellemzéséhez szükséges alapvető mérések közé tartozik.



1. ábra. Egy Gauss-sugár (balra) és egy többmódusú lézersugár (jobbra) intenzitásprofilja.<sup>[1]</sup>

A sugárprofilerekkel a lézernyaláb intenzitáseloszlása mérhető a sugárnyaláb mentén különböző helyeken, majd ebből a lézernyaláb paramétereit (nyalábsugár,  $M^2$  paraméter) meghatározhatók. <sup>[2]</sup>

Egy lézersugár profil mérésére alkalmas módszereket általában három nagy részre osztjuk: nem elektronikus módszerek, elektronikus módszerek és mechanikus pásztázó módszerek.

### Elektronikus módszerek

Sok sugárprofiler valamilyen digitalizáló kamerán alapul. A látható és a közeli infravörös spektrumtartományban a CMOS- és CCD-kamerák a legelterjedtebbek. A CMOS-eszközök olcsóbbak, de a CCD-k általában jobb linearitással és kisebb zajjal rendelkeznek. Mind a CCD-, mind a CMOS-kamerákkal  $5\mu\text{m}$ -es nagyságrendű felbontás (a pixelméret

által adott) lehetséges, így a nyaláb sugár akár  $50\mu m$ -es vagy még kisebb is lehet. Az aktív terület mérete akár több milliméter is lehet, így nagyon nagy sugarak is kezelhetők.

A különböző hullámhosszú tartományok különböző érzékelőtípusokat igényelnek. A szilícium-alapú érzékelők jó választásnak bizonyulnak a látható és közeli infravörös spektrumtartomány hullámhosszaihoz, nagyjából 1 vagy  $1,1\mu m$ -ig, míg az InGaAs alapú detektorok  $1,7\mu m$ -ig használhatók. Még hosszabb hullámhosszakra, pl.  $CO_2$ -lézerek sugárkarakterizálására a piroelektromos és mikrobolométeres infravörös kamerák alkalmasak.

A rögzített sugárprofil megjeleníthető egy számítógép képernyőjén és egy szoftver segítségével mérhetőek a nyaláb paraméterei. A jelenlegi számítógépes szoftverek 2D és 3D sugármegjelenítést biztosítanak, emellett nagyon kifinomult numerikus elemzést is végeznek a sugárprofilról.

Az elektronikus lézersugárprofil-elemzéshez szinte mindig szükséges a lézersugár legalább bizonyos mértékű csillapítása, mielőtt a sugárnyalábot elektronikus műszerrel mérnénk. A szükséges csillapítás mértéke két tényezőtől függ. Az első a mérendő lézersugár besugárzási sűrűsége. A második a sugárprofil-érzékelő érzékenysége. Meg kell azonban jegyezni, hogy vannak olyan sugárprofil-érzékelők, amelyek közvetlenül a 10 kW-os vagy annál nagyobb teljesítményű sugár útjába helyezhetők.

A mechanikus pásztázó műszerek esetében a sugármintavevő egység általában elegendő ahhoz, hogy a nagy teljesítményű lézerekből származó jelet az ilyen műszerek által elfogadható szintre csökkentse. Ha az eredeti lézersugár 50 W vagy annál kisebb teljesítményű, akkor a mechanikus pásztázó műszerek gyakran közvetlenül, a sugármintavevő egység használata nélkül is képesek a sugár mérésére. A mechanikus pásztázó műszerek azért helyezhetők közepes teljesítményű sugarak útjába, mert általában egy egyelemű detektorból állnak, amelynek forgó dobja az érzékelő fényét az érzékelő működési ciklusának nagy részében blokkolja. A forgó dob az idő jelentős részében vagy elnyeli, vagy visszaveri a beeső lézersugarat, és így az érzékelő elemre nem jut nagy teljesítmény. A kamera alapú sugárelemzők esetében a sugármintavevő egység nem végez elegendő csillapítást ahhoz, hogy a sugár teljesítményét elég alacsonyra csökkentse a kameraérzékelő számára. Ebben az esetben általában 8 intenzitáscsökkentő szűrőből álló szűrőkészletet helyeznek el a sugárútban, hogy a teljesítményt a kamera által elfogadható szintre csökkentsék.

### **Mechanikus pásztázó módszerek**

Vannak olyan sugárprofilerek is, amelyek egy vagy több tűlyukkal, réssel vagy kés él-

lel <sup>[3]</sup> pásztázzák a sugárprofilokat. Minden esetben valamilyen strukturált mechanikus alkatrészt (amely gyakran egy forgó alkatrészhez van rögzítve) gyorsan mozgatnak a sugárnyalábban keresztül, miközben az átvitt teljesítményt egy fotodetektorral és valamilyen elektronikával rögzítik. Egy számítógép (PC vagy beépített mikroprocesszor) segítségével a mért adatokból rekonstruálják a sugárprofilját, és megjelenítik azt egy képernyőn.

Ez a módszer kiváló felbontást biztosít, néha 1  $\mu\text{m}$  alatti felbontást. A felbontás határát a késszegély vagy a rés széléről történő diffrakció határozza meg, és nagyjából 1  $\mu\text{m}$  a diffrakció által meghatározott alsó határ. Ezek az eszközök közvetlenül a közepes teljesítményű lézerek sugárában használhatók kis vagy semmilyen csillapítással, mivel a sugárnak mindig csak egy kis része esik a detektorelemre. Az idő nagy részében a pásztázó dob visszaveri a sugárnyalábot a detektorról. A mechanikus pásztázási módszerek azonban csak CW lézereknél működnek, impulzuslézereknél nem, mivel a pásztázó egység pozíciója és a lézerimpulzus időzítése között szinkronizációs probléma merül fel.

Emellett korlátozott számú, általában két mérési tengellyel rendelkeznek, így nem adnak részletes információt a sugárnak az él haladási irányára merőleges szerkezetéről. Léteznek azonban olyan forgó dobrendszerek, amelyek hét különböző mérési tengellyel rendelkeznek, ami aztán több tengelyes vágást biztosít a nyalábhoz. Ez némileg segíthet abban, hogy a különböző tengelyek mentén részletesebb információt kapjunk a nyalábról. Ezek a sugárprofilerek a látható, az UV és az infravörös tartományban végzett munkához is alkalmazhatók azáltal, hogy az érzékelőhöz különböző típusú egyelemű detektorokat használnak.

A forgó dobos rendszer egyik változata egy a dob elé szerelt lencsét tartalmaz. A lencse a mozgó tengelyre van szerelve, és így a sugárnyalábot a dob hátsó oldalán lévő detektorra fókuszálja. A lencsét a sugárban mozgatva mérések sorozata végezhető el az egyelemű detektorral, amely lehetővé teszi az  $M^2$  kiszámítását.

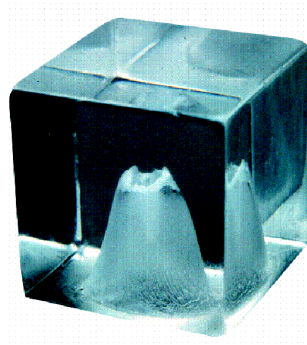
Egy másik mechanikus pásztázó rendszer egy forgó tűből áll, amelyet közvetlenül a sugárba helyeznek. Ennek a tűnek van egy kis nyílása, amely lehetővé teszi, hogy a sugár egy nagyon kis része belépjen a tűbe. A tű alján lévő 45°-os tükör a sugárnyaláb mintavételezett részét egy egyelemű detektorra veri vissza. A tűt a sugárban elforgatják, és tengelyirányban mozgatják a sugárban, illetve abból ki, hogy teljes kétdimenziós mintát vegyenek belőle. A forgó tűs rendszer előnye, hogy közvetlenül a nagy teljesítményű ipari lézerek sugárába helyezhető.<sup>[4]</sup>

## Nem elektronikus módszerek

A lézersugár profiljának mérésére számos nem elektronikus módszer létezik, amelyeket a lézerek feltalálása óta használnak. Az első ezek közül a lézersugár megfigyelése, amely egy falról vagy más tárgyról verődik vissza. Ez messze a legegyszerűbb és legolcsóbb módszer a lézersugár profiljának mérésére vagy megfigyelésére. Ezzel a módszerrel az a probléma, hogy az emberi szem csak 8-12 szürkeárnyalatot képes megkülönböztetni. Így szinte lehetetlen, hogy a lézersugár vizuális vizsgálata bármi olyat is nyújtson, ami akár csak megközelíti a sugár méretének és alakjának mennyiségi mérését. Így a sugárszélesség szemmel történő mérése akár 100 százalékos hibával is járhat.

Lézersugár égési foltok. A sugárprofil mérésekhez gyakran használnak égőpapírt és Polaroid filmet. Az égőpapír dinamikartománya jellemzően csak 3, az égetlen papír, a megfeketedett papír és a hamuvá vált papír. A fő kifogás ezzel a kézi módszerrel szemben az, hogy a folt mérete erősen függ a papírra történő integrációs időtől. Hosszabb expozíció esetén a középpont nem változik, de a sötétített terület szélessége  $\pm 50$  százalékkal vagy annál is nagyobb mértékben változhat.

A fémlemezeken lévő égési foltok hasonló módszerekkel használhatók, mint az égőpapír viszont ebben az esetben nem olyan nagy a hiba. Néha az égés mélysége további betekintést ad a lézersugárzás erősségébe. Ez lehet az egyik égési pont hangolása vágáshoz, és egy másiké lyukak fúrásához. Ez a mérési rendszer azonban archaikus, durva és nem kvantitatív. A fluoreszkáló lemezek hozzájárulnak ahhoz, hogy a lézersugarak láthatóvá váljanak azáltal, hogy az infravörös lézersugarakat a látható tartományba alakítják át, ahol az emberi szem számára láthatóvá válnak. Ez különösen a nagy felületű UV-sugarak megtekintésének kiváló módja. Az akril ablációk a  $CO_2$ -lézerek meglehetősen reprezentatív sugárprofiljait adják. Az akril égések mélysége világosan mutatja a sugárnyaláb besugárzási profilját, és gyakran látható a módusszerkezet. Ez kiváló vizuális értelmezését adja a sugárprofilnak.

2. ábra. Abláció akrilban.<sup>[5]</sup>

Az akril-módú égések azonban nem valós idejűek, ami nagyon nehézkéssé teszi a lézer hangolását. Azt sem teszik lehetővé, hogy lássuk, vannak-e rövid távú ingadozások a lézersugárban, ami a  $CO_2$ -lézereknél elég gyakori. Lehetséges, hogy az égő akrilból származó füstgázok plazmát képeznek a lyuk közepén, amely blokkolja a bejövő  $CO_2$ -sugarat. Ha nem fújja el a füstöt egy ventilátor, akkor az égő akril a közepén egy olyan lyukat fog tartalmazni, amely a sugárban nem létezik.

Visszatérve az égési foltokhoz, ha ezeket a foltokat nem szabad szemmel, hanem például egy mikroszkóppal vizsgáljuk és egy kamera segítségével képeket készítünk a foltok elektronikus úton való mérésével már egész közeli eredményeket érhetünk el.

### 3. Gauss nyaláb elméleti leírása

Az alaplómódusban rezgő lézer sugárirányú intenzitáseloszlása Gauss-profilt mutat. Ebből kifolyólag a kimeneti tükrön keresztül kibocsátott lézersugár szintén ezt a Gauss-féle intenzitásprofil örökl. Bár egy ilyen közel párhuzamos lézernyaláb sok tekintetben hasonlít egy síkhullámhoz, számos olyan jellemzőt mutat, amelyek különböznek, de fontosak, amikor a Gauss-nyalábot optikai elemekkel, például lencsékkel vagy tükrökkel képezzük le. A rövid elméleti áttekintésben Demtroeder W. Gauss-nyaláb elméleti leírását vesszük alapul.<sup>[6]</sup> A továbbiakban röviden tárgyaljuk a Gauss-nyalábok néhány tulajdonságát a Kogelnik és Li által ajánlott gondolatmenet alapján.<sup>[7]</sup>

A  $z$  irányban haladó lézersugár a következő elektromos térerősségvektorral (fényvektorral) jellemezhető:

$$E = A(x, y, z)e^{-i(\omega t - kz)} \quad (3.1)$$

Míg  $A(x, y, z)$  egy síkhullám esetében állandó, addig egy Gauss-nyaláb esetében lassan változó komplex függvény. Mivel minden hullámra érvényes az általános hullámegyenlettel:

$$\Delta E + k^2 E = 0 \quad (3.2)$$

a lézerhullámunk  $A(x, y, z)$  amplitúdóját úgy kapjuk meg, hogy beillesztjük (3.1)-et a (3.2)-be. Feltételezzük a következő megoldást:

$$A = e^{-i \left[ \varphi(z) + \left( \frac{k}{2q} \right) r^2 \right]}, \quad (3.3)$$

ahol  $r^2 = x^2 + y^2$ , és  $\varphi(z)$  egy fáziseltolódást jelent. Ahhoz, hogy megértsük a  $q(z)$  komplex paraméter fizikai jelentését, két valós paraméter segítségével fejezzük ki.

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (3.4)$$

A (3.4) segítségével a (3.3)-ból megkapjuk az  $A(x, y, z)$  amplitúdót  $R$ ,  $\omega$  és  $\varphi$  függvényében.

$$A = \exp \left( -\frac{r^2}{\omega^2} \right) \exp \left[ -i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\varphi(z) \right] \quad (3.5)$$

Ez megmutatja, hogy  $R(z)$  a tengelyt  $z$ -nél metsző hullámfrontok görbületi sugarát jelenti, és  $\omega(z)$  adja meg a tengelytől való  $r = \sqrt{(x^2 + y^2)}$  távolságot, ahol az amplitúdó  $1/e$ -ed részére csökkent, és így az intenzitás is a tengelyen mért értékének  $1/e^2$ -ed részére csökkent. Ha (3.5)-öt behelyettesítjük (3.2)-be, akkor a következő összefüggéseket kapjuk

$$\frac{dq}{dz} = 1, \quad \frac{d\varphi}{dz} = -\frac{i}{q}, \quad (3.6)$$

amely integrálható és  $R(z=0) = \infty$ -re a következő eredményt kapjuk

$$q = q_0 + z = i \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} + z \quad (3.7)$$

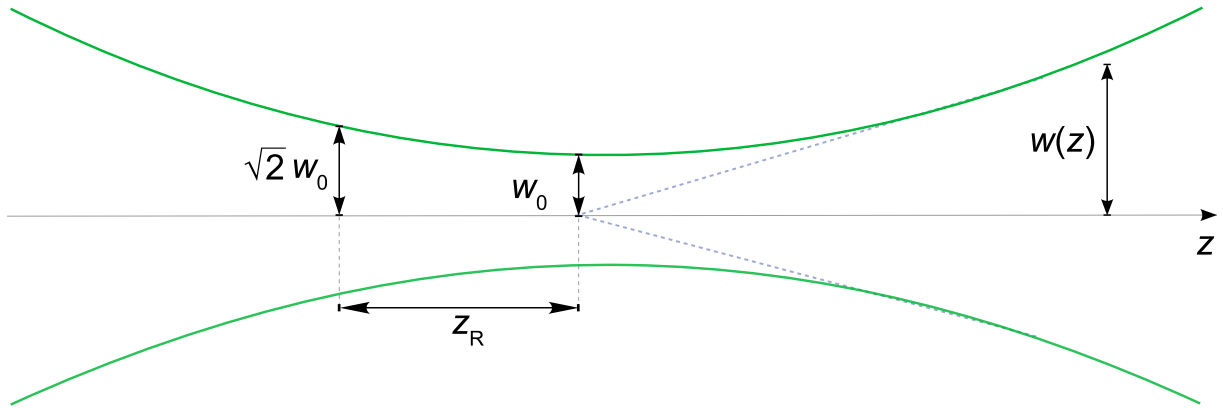
ahol  $\omega_0 = \omega(z=0)$ . Amikor  $z$ -t a nyalábátmérő minimumától, ahol  $z=0$ , számoljuk, a következőket kapjuk:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] = \omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right], \quad (3.8)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (3.9)$$

A fázisviszony integrálása (3.7)

$$\frac{dq}{dz} = -\frac{i}{q} = -\frac{i}{z + i\pi \frac{\omega_0^2}{\lambda}}, \quad (3.10)$$



3. ábra. A Gauss nyaláb sugarának változása  $z$  irányú terjedés során

a  $z$ -től függő fázistényezőt kapjuk

$$i\varphi(z) = \ln \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2} - i \arctan \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right). \quad (3.11)$$

Miután megtaláltuk a  $\varphi$ ,  $R$  és  $\omega$  közötti összefüggéseket, végül a Gauss-nyalábot (3.1) a valós  $R$  és  $\omega$  paraméterekkel fejezhetjük ki. Az (3.11)-ből és (3.5)-ből megkapjuk

$$E = C_1 \frac{\omega_0}{\omega} e^{-\frac{r^2}{\omega^2}} e^{\left[ ik \left( \frac{z - r^2}{2R} \right) - i\phi \right]} e^{-i\omega t} \quad (3.12)$$

Az első exponenciális tényező adja a sugárirányú Gauss-eloszlást, a második a fázist, amely függ a  $z$  és  $r$  értékektől, ahol

$$\phi = \arctan \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right). \quad (3.13)$$

A  $C_1$  egy normálási tényező.

A sugárirányú intenzitáseloszlás:

$$I(r, z) = \frac{c\epsilon_0}{2} |E|^2 = C_2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega^2} \right). \quad (3.14)$$

A  $C_2$  normalizációs tényező megkapható feltételezve, hogy

$$\int_{r=0}^{\infty} 2\pi r I(r) dr = P_0 \quad (3.15)$$

legyen, amely eredménye, hogy  $C_2 = (\frac{2}{\pi \omega_0^2}) P_0$ , ahol  $P_0$  a fényaláb teljesítménye. Ennek eredménye

$$I(r, z) = \frac{2P_0}{\pi \omega(z)^2} \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega(z)^2} \right). \quad (3.16)$$

Ha a lézernyaláb az alaplómódus mellett magasabbrendű módusokat is tartalmaz, akkor a (3.8) egyenletben megjelenő Rayleigh paraméter a következő alakot veszi fel

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda}, \quad (3.17)$$

ahol  $M^2$  a lézernyalábom minőségét jellemző paraméter, megadhatjuk az intenzitás függvényt  $r=0$  és  $z=0$  pontokban:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi \omega(z)^2} \quad (3.18)$$

Tételezzük fel, hogy a vékonyrétegbe a lézernyaláb azon része éget lyukat, amelyben az intenzitás meghalad egy küszöbintenzitást, amely az  $I_0$   $\alpha$ -ad része:

$$I(r_e) = \alpha I_0 \quad (3.19)$$

ahol  $\alpha < 1$ . Ezt behelyettesítve (3.16)-ba

$$\alpha I_0 = \frac{2P_0}{\pi \omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]} \exp \left( -\frac{2r_e^2}{\omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]} \right)$$

$$\alpha \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] = \exp \left( -\frac{2r_e^2}{\omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]} \right)$$

$$\ln \left[ \alpha \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \right] = - \frac{2r_e^2}{\omega_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]}$$

$$r_e^2(z) = - \frac{\omega_0^2}{2} \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \ln \left[ \alpha \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \right] \quad (3.20)$$

amely megadja az égett lyuk sugarát  $z$ ,  $\alpha$  és  $\omega_0$  függvényében.

A (3.20)  $z$  szerinti deriváltjának nullpontjai megadják az égett lyuk területének szélsőpontjait (maximum, minimum):

$$\frac{d(r_e^2)}{dz} = - \frac{\omega_0^2 z}{z_r^2} \left[ 1 + \ln \left[ \alpha \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \right] \right]$$

Itt két esetet tárgyalhatunk, ha  $z = 0$  akkor  $\frac{d(r_e^2)}{dz} = 0$  és

$$r_e^2(0) = - \frac{\omega_0^2}{2} \ln[\alpha] \quad (3.21)$$

amely meghatározza az egyik szélsőpont koordinátáit:

$$M_3 : \left[ 0; - \frac{\omega_0^2}{2} \ln(\alpha) \right].$$

Ha  $\alpha > \frac{1}{e}$ , akkor  $M_3$  egy maximumpont, míg ha  $\alpha < \frac{1}{e}$  akkor minimumpont.

Második esetben  $1 + \ln[\alpha[1 + (\frac{z}{z_R})^2]] = 0$

$$\ln \left[ \alpha \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \right] = -1$$

$$\alpha \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right] = \frac{1}{e}$$

$$1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 = \frac{1}{e\alpha},$$

Ennek csak akkor van valós megoldása, ha  $\frac{1}{e\alpha} > 1$  azaz  $\alpha < \frac{1}{e}$ . Ebben az esetben a kapott szélsőpontok maximumok. A maximumok helyét pedig a következőképpen adhatjuk meg:

$$z_m = \pm z_R \sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1}, \quad (3.22)$$

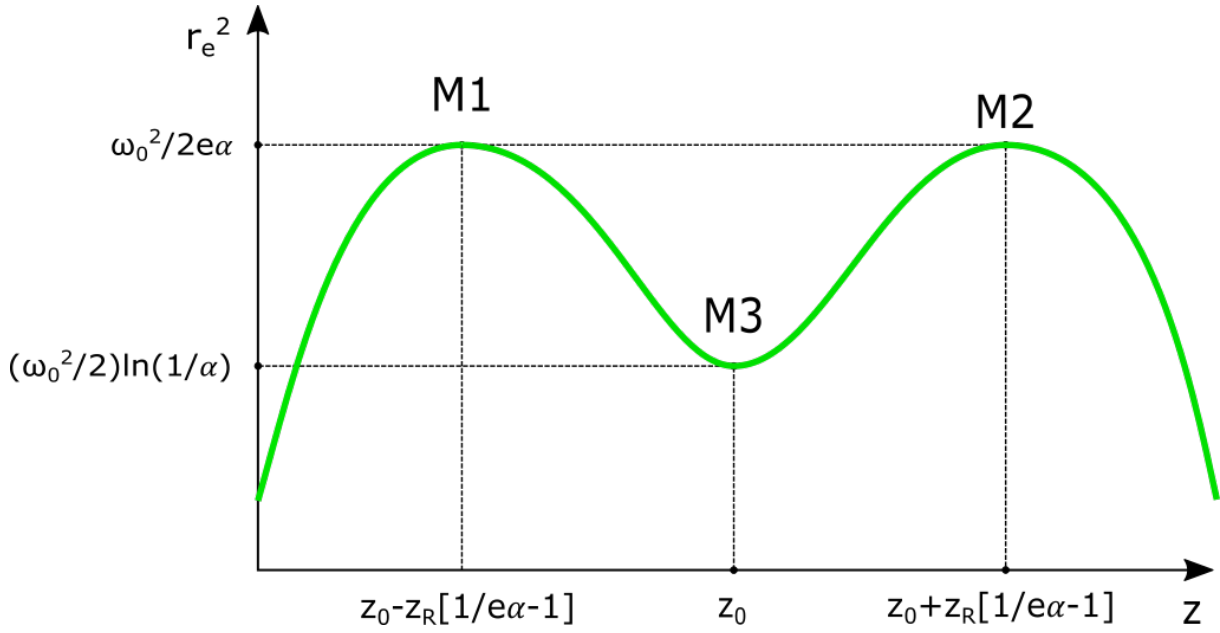
(3.20) alakja  $z_m$ -ben a következő képpen alakul:

$$r_e^2(z_m) = \frac{\omega_0^2}{2e\alpha} \quad (3.23)$$

innen felírjuk a másik két szélsőértékpont koordinátáit:

$$M_2 : \left[ z_R \sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1}; \frac{\omega_0^2}{2e\alpha} \right]$$

$$M_1 : \left[ z_R \sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1}; \frac{\omega_0^2}{2e\alpha} \right]$$



4. ábra. Az  $re^2(z)$  függvény maximum és minimum helyei ha  $\alpha < \frac{1}{e}$

Kiszámoljuk a maximumok és minimum arányát, amit  $\beta$ -val jelölünk

$$\frac{\frac{\omega_0^2}{2e\alpha}}{-\frac{\omega_0^2}{2}\ln\alpha} = \frac{1}{e\alpha\ln\left(\frac{1}{\alpha}\right)} = \beta. \quad (3.24)$$

Az  $M_1$  és  $M_2$  maximum helyek közti távolság:

$$z_R \sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1} + z_R \sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1} = 2z_R \sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1} = z_{M2} - z_{M1}$$

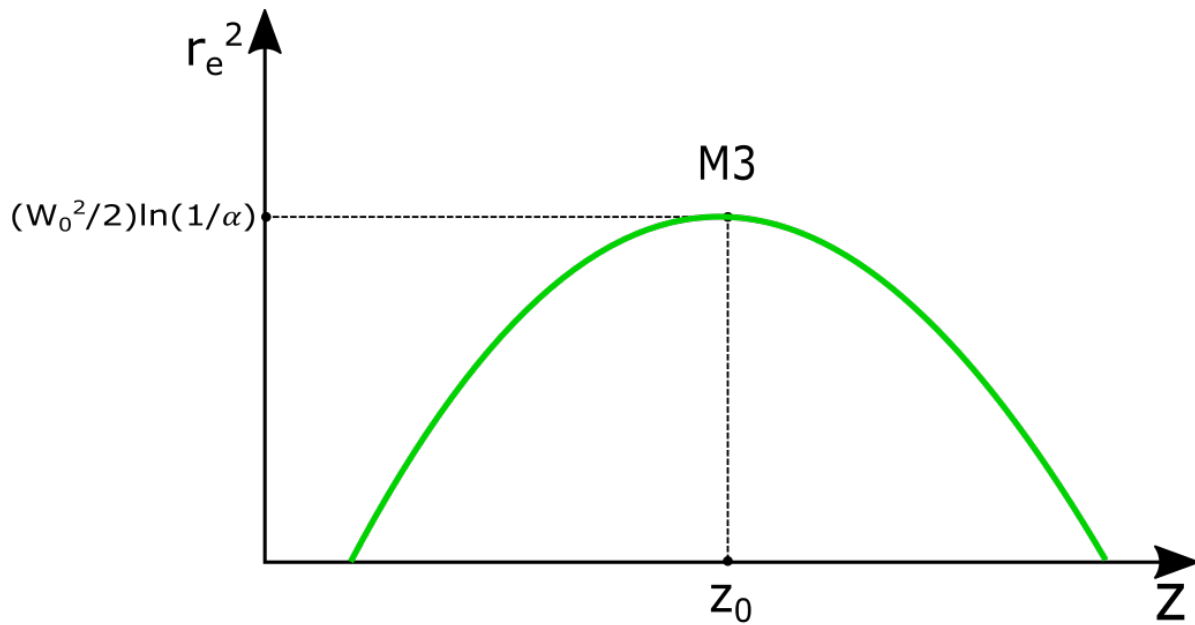
$$z_R = \frac{z_{M2} - z_{M1}}{2\sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1}} \quad (3.25)$$

(3.23)-ból kifejezhetjük  $\omega_0^2$ -t

$$\omega_0^2 = r_e^2(z_m)2e\alpha \quad (3.26)$$

Kísérleteink során a  $r_e^2(z)$  görbét mérjük, majd ebből meghatározzuk az  $M_1$ ,  $M_2$  és  $M_3$  pontok koordinátáit. Ezek ismeretében az  $\omega_0^2$  és  $\alpha$  paramétereket számoljuk.

Ha  $\alpha > \frac{1}{e}$   $M_1$  és  $M_2$  szélsőpontok nem jelennek meg, ebben az esetben  $M_3$  maximum pont lesz.



5. ábra. Az  $re^2(z)$  függvény alakja ha  $\alpha > \frac{1}{e}$

## 4. Kísérleti berendezés

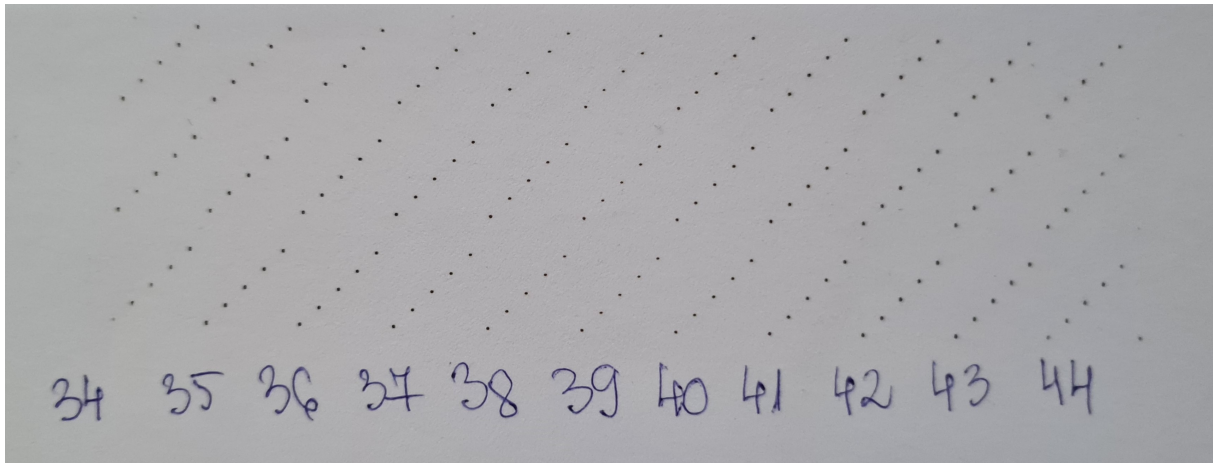
A kísérleti berendezés legfontosabb eleme egy 10 watt teljesítményű 445 nm hullámhosszú lézer, amelyet az Endurance lasers gyárt.<sup>[8]</sup> Hogy ezt mozgatni tudjuk a lézert ráerősítettük egy Ultimaker 2+ 3D nyomtató <sup>[9]</sup> extruder fejéhez.



6. ábra. Kísérleti berendezés: A fotó jobb oldalán láthatjuk az Ultimaker 2+ típusú 3D nyomtatót és ennek bal felső sarkában a használt lézerfejet, bal oldalon látható a mikroszkóp melyel a felvételek készültek.<sup>[10]</sup>

A lézer vezérlése a 3D nyomtatóéhoz hasonlóan egy gcode fájl segítségével történik. Maga a gcode fájl nagyon egyszerű parancsokból áll, mely mint egy dominó játék könnyedén rakható sorba, aszerint, hova szeretnénk irányítani, mikor és mennyi ideig szeretnénk bekapcsolni a lézert. Értelemszerűen ezeket a parancskódokat minden pontra sorba bepötyögni hosszas folyamat, ebben segített egy python programozási nyelvben megírt generátor program mely segítségével könnyen létrehoztam a gcode fájlt mely segítségével egyszerűbb lett a mintakészítés.

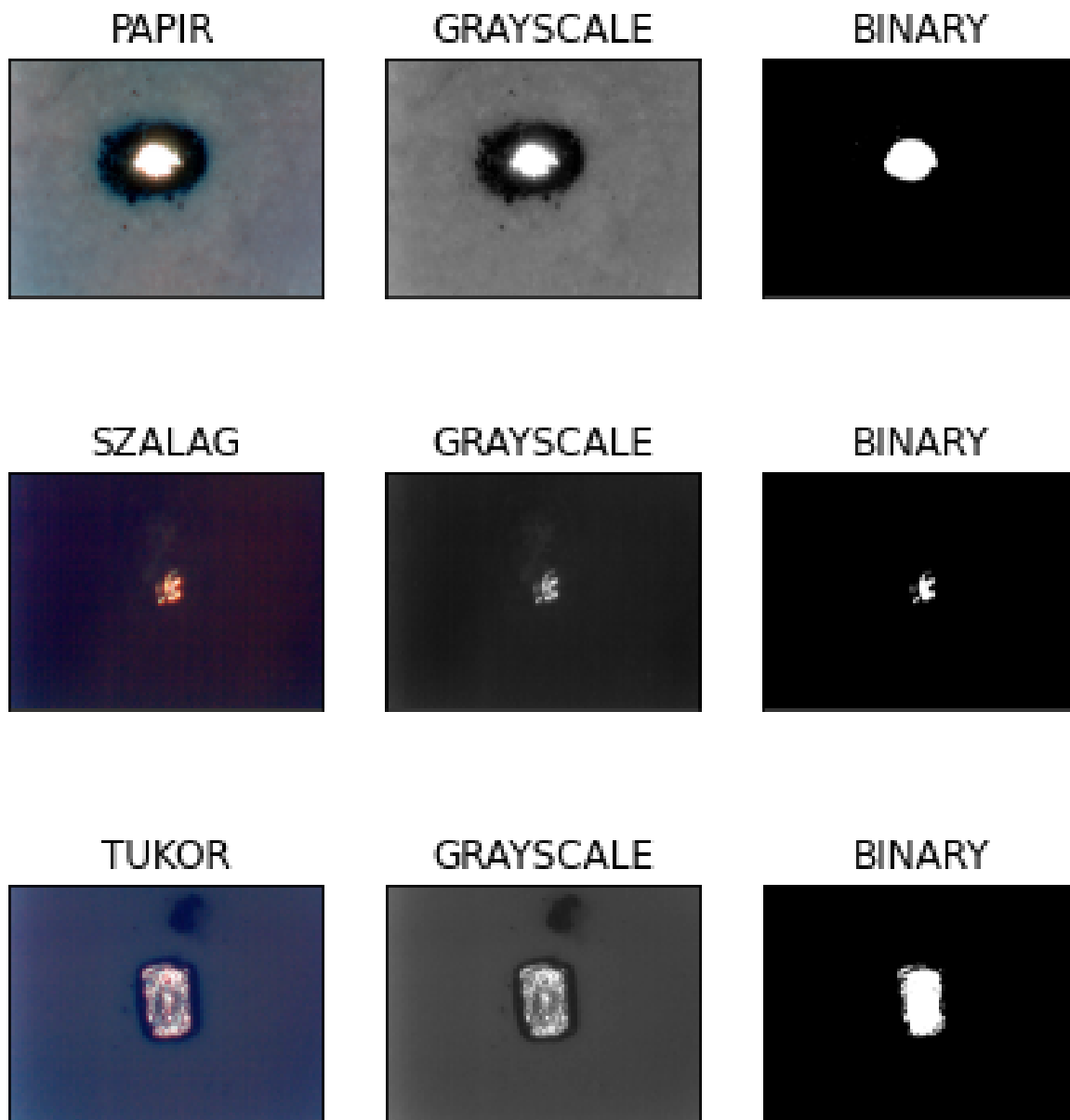
A lézer és a minta közti távolságot 0.2 miliméterenként változtatva maximális intenzitás és rögzített lézeridő mellett égettem a lézerrel, több sorozatban, hogy majd a különböző magasságokhoz tartozó értékeket átlagolni tudjam.



7. ábra. Lézernyomok a papíron

A mintákat a fent látható alakzatban készítettem, három sorozat látható egymás alatt, mindig az első pont az egész számot jelöli, majd jobbra felfele haladva a hozzá tartozó tizedes értékek, ezeket mikroszkóppal vizsgáltam úgy, hogy a mikroszkóp beépített kameráját egy laptop-hoz csatlakoztatva fotókat készítettem s mivel a lyukak a fenti alakzatban helyezkedtek el így könnyebb volt mikroszkóp alatt követni és biztosan nem keveredtek össze az egyes magasságokhoz tartozó lyukak.

Tudjuk az elméleti számításokból hogy a lyukak területére van szükségünk, hogy ebből kiszámolhassuk a különböző magasságokhoz tartozó sugárértékeket. Először egy sorozat fotóit az ImageJ nevű képfeldolgozó program segítségével lemértem. Mivel ez a folyamat lassú és időigényes volt, ezért írtam egy python script-et, mely mindent fotót importál és megméri a lyukak nagyságát majd méréssorozatonként átlagolja minden magasság értékhez tartozó terület értékeket. Az ImageJ-vel mért értékek segítettek abban, hogy ezekhez hasonlítottam a programom értékeit, miután megtaláltam a tökéletes threshold-ot még pár apróbb finomítás és visszakaptam a kalibráló mérés értékeit.



8. ábra. Eredeti fotó; Fekete-fehér; Az elemzett kép

A fenti ábrán láthatóak az eredeti képek amelyeket betölt az algoritmus, ezt követően átalakítja fekete-fehérbe, majd az OTSU-threshold alkalmazása illetve néhány kisebb hiba (a fotók bal oldala általában a kamera hibájából világosabb s ez néha megzavarja a képfeldolgozást így a széleken megjelenő foltokat töröltem, egy bizonyos érték alatti pontokat és lyukakat szintén töröltem) kiszűrése utáni, kiértékelendő fotók, melyen egyszerűen megkeresem a lyukat és kiírom annak területét.

## 5. Eredmények

A képanalízisből kapott területeket  $\pi$ -vel elosztva a lyukak sugárnégyzetét kapjuk, ezt ábrázoltam a magasság ( $z$ ) függvényében, ennek alakja az elméletben is ábrázolt, két maximumot illetve egy minimumot tartalmazó görbe. Mindkét maximum és a minimum pont környékére illesztettem egy másodfokú egyenletet mely segítségével meg tudtam határozni a csúcsok magasságát és helyét (ezen illesztéseknek megfelelő görbéket ábrázoltam a kísérleti adatokat tartalmazó ábrákon).

Az elméletben láttuk, hogy a maximum pontok és a minimum pont hányadosát kiszámolva megkapjuk a  $\beta$ -t.

$$\frac{\frac{\omega_0^2}{2e\alpha}}{-\frac{\omega_0^2}{2}\ln\alpha} = \frac{1}{e\alpha\ln\left(\frac{1}{\alpha}\right)} = \beta$$

A kísérletben a két maximum magassága eltérő volt, ezért a  $\beta$  számolásakor a kísérletben kapott maximumok értékeinek számtani közepét használtuk.

Miután megkaptam a  $\beta$ -értékét, kiszámoltam  $\alpha$ -t is a fenti egyenlet numerikus megoldásaként.

A (3.23) egyenletből az  $\omega_0$  kifejezhető mint:

$$\omega_0 = \sqrt{2e\alpha r_e^2(z_m)}.$$

A maximum pontok közti távolság és az  $\alpha$  ismeretében kiszámoltam  $z_R$ -et:

$$z_R = \frac{z_{M2} - z_{M1}}{2\sqrt{\frac{1}{e\alpha} - 1}}$$

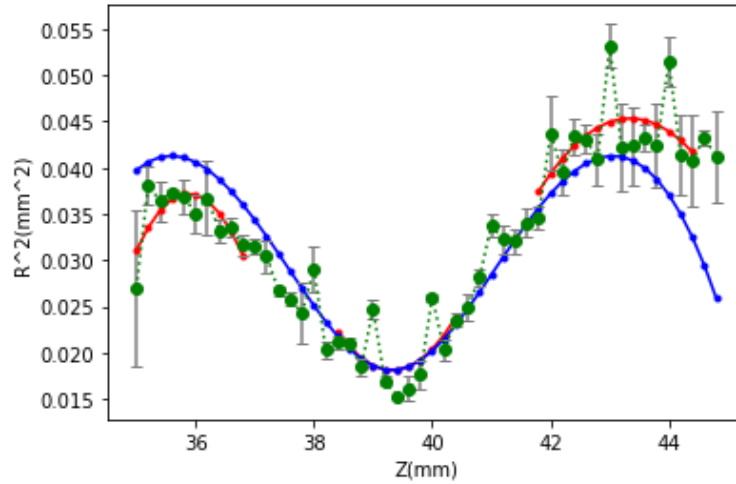
Majd  $z_R$  ismeretében kiszámoltam  $M^2$ -et is,

$$M^2 = \frac{\omega_0^2 \pi}{z_R \lambda} \quad (5.1)$$

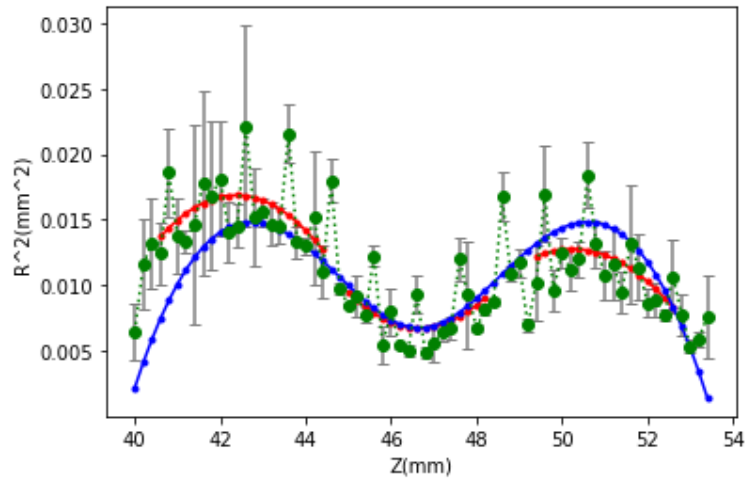
amely a lézernyalábom minőségét jellemző paraméter. Egy ideális (csak alapl módust tartalmazó) Gauss-nyaláb esetén  $M^2 = 1$ , ha  $M^2 > 1$  a lézernyaláb magasabb módusokat is tartalmaz, ebben az esetben a nyaláb gyorsabban divergál.

A méréseket három különböző anyagra (papírlap, szigetelőszalag és tükrön levő vékony fémréteg) végeztem el, a kísérlet során állítottam a lézerdióda bekapcsolási idejét( $\tau$ ). A lézerdióda intenzitása minden bekapcsolás esetén maximális.

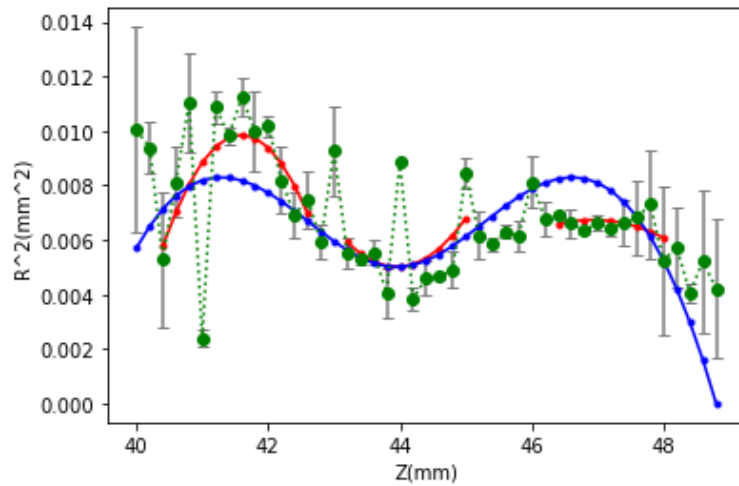
A mérések eredményeit az 6-10. ábrák tartalmazzák, ahol az  $r^2$  értéket ábrázoltam a  $z$  magasság függvényében, piros folytonos görbével ábrázoltam a csúcsok környékére illesztett másodfokú görbét, kék folytonos vonallal a kiszámolt paraméterekből ábrázolt elméleti görbét és szürke függőleges vonalakkal a szórást. A kísérlet paraméterei megtalálhatóak az ábrák magyarázó szövegében.



9. ábra. Papírlapon végzett kísérlet.  $\tau = 30$  ms

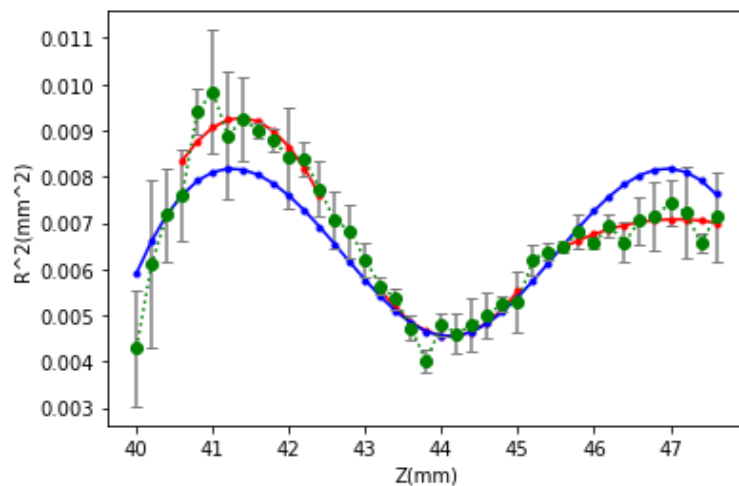


10. ábra. Tükrön levő fémrétegen végzett kísérlet.  $\tau = 30$  ms

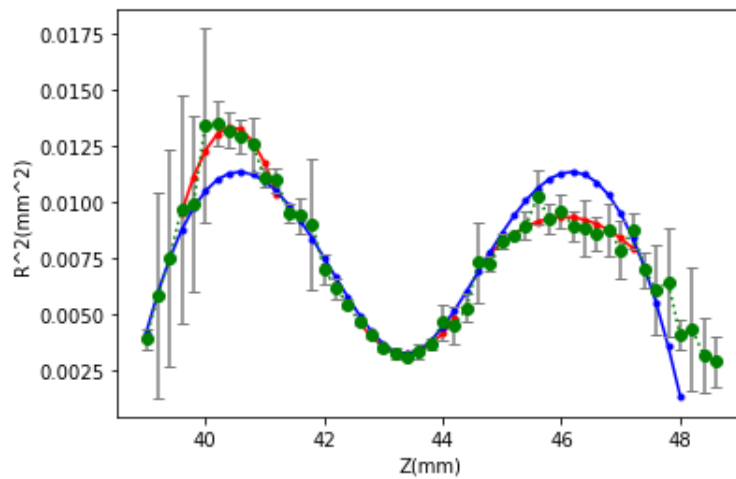


11. ábra. Tükrön levő fémrétegen végzett kísérlet.  $\tau = 10$  ms

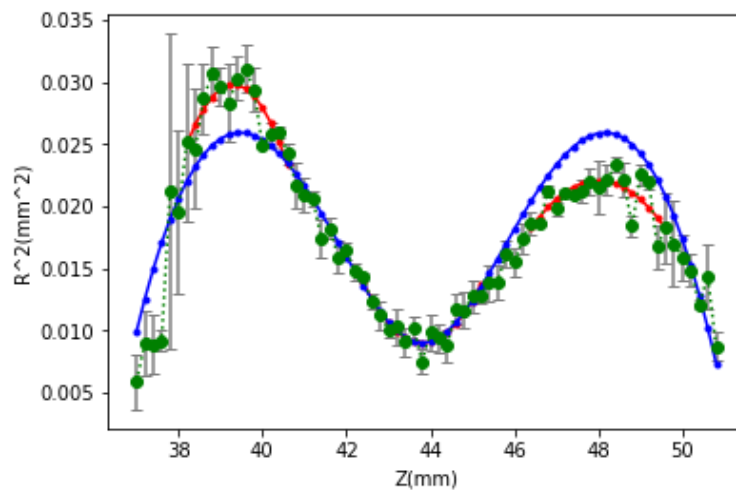
A 8-as és 9-es ábrán láthatóak nagyobb fluktuációk. Mivel a fluktuációk ott a legnagyobbak, ahol a lézer nagyobb távolságot tett meg bekapcsolás előtt, így azt feltételeztük, hogy a mozgásból származó mechanikai rezgések nem csillapodnak kellő képpen a bekapcsolás előtti várakozási idő alatt, ugyanis eddig ez rövid volt. A továbbiakban a lézer egy adott pontba mozdulása és bekapcsolása közti időintervallumot megnőveltem. A továbbiakban a méréssorozatok így lettek elkészítve.



12. ábra. Tükrön levő fémrétegen végzett kísérlet, nagyobb várakozási idővel.  $\tau = 10$  ms

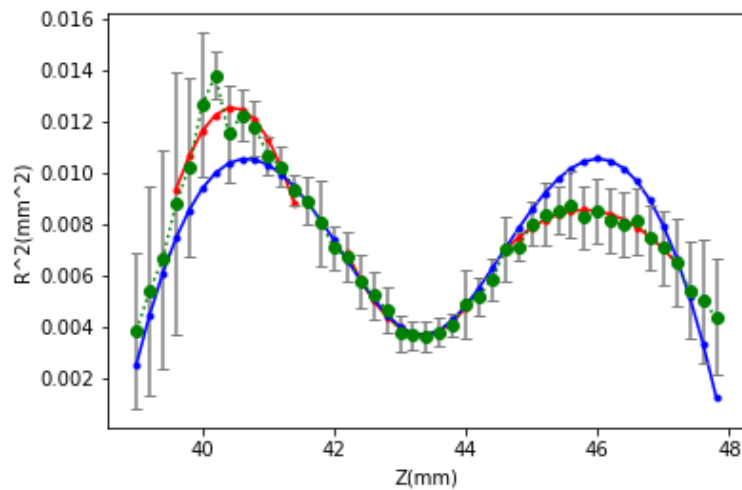


13. ábra. Szigetelőszalagon végzett kísérlet.  $\tau = 10$  ms



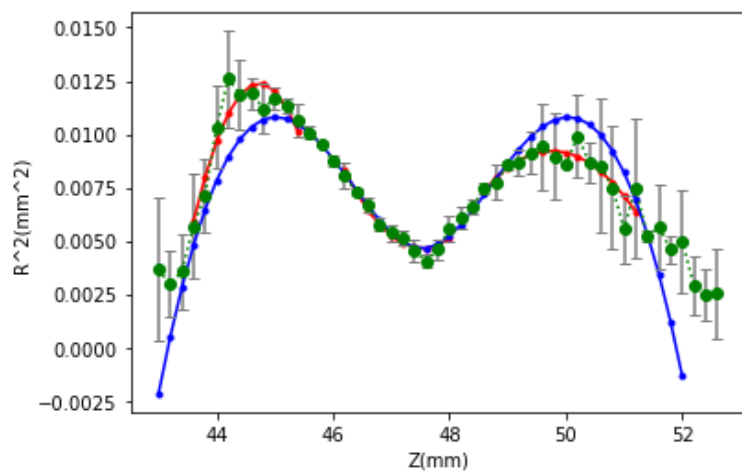
14. ábra. Szigetelőszalagon végzett kísérlet.  $\tau = 30$  ms

Az ábrák elkészítésénél átlagosan öt mérőssorozatot használtam tehát minden magasság értékhez öt fotó társult, a következő ábra viszont húsz mérőssorozatból lett elkészítve, hogy lássuk, mennyivel kapunk pontosabb eredményt ez esetben.



15. ábra. Szigetelőszalagon végzett kísérlet, hús sorozatból.  $\tau = 10$  ms

Eddig a szigetelőszalagon végzett kísérleteket úgy végeztem, hogy a szigetelőszalag egy tárgylemezre volt ráhúzva, a továbbiakban egy olyan mérősortozatot készítettünk, ahol a szigetelőszalagot egy keretre ragasztottuk, így nem érintkezett másik anyaggal a mintakészítés során.



16. ábra. Szigetelőszalagon végzett kísérlet, keretre feszítve.  $\tau = 10$  ms

Az ábrák alapján meghatározott mennyiségeket és az azokból számolt lézer-paramétereket az 1.táblázatban összegeztem.

| Anyag            | $\tau$ | $r_{max1}^2$    | $r_{max2}^2$    | $\langle r_{max}^2 \rangle$ | $r_{min}^2$     | $\beta$ | $\alpha$ | $\omega_0$ | $z_R$ | $M^2$   |
|------------------|--------|-----------------|-----------------|-----------------------------|-----------------|---------|----------|------------|-------|---------|
| Mértékegy.       | [ms]   | mm <sup>2</sup> | mm <sup>2</sup> | mm <sup>2</sup>             | mm <sup>2</sup> |         |          | mm         | mm    |         |
| Papír            | 30     | 0.192           | 0.213           | 0.202                       | 0.135           | 1.498   | 0.112    | 0.351      | 2.465 | 354.124 |
| Tükör            | 30     | 0.016           | 0.012           | 0.014                       | 0.006           | 2.193   | 0.059    | 0.069      | 1.727 | 20.166  |
| Tükör            | 10     | 0.009           | 0.006           | 0.008                       | 0.005           | 1.657   | 0.093    | 0.065      | 1.559 | 19.724  |
| Tükör            | 10     | 0.009           | 0.007           | 0.008                       | 0.004           | 1.801   | 0.081    | 0.060      | 1.445 | 17.685  |
| Szalag           | 10     | 0.013           | 0.009           | 0.011                       | 0.003           | 3.484   | 0.030    | 0.043      | 0.836 | 15.721  |
| Szalag           | 30     | 0.029           | 0.022           | 0.025                       | 0.009           | 2.877   | 0.039    | 0.074      | 1.508 | 26.133  |
| Szalag húsz sor. | 10     | 0.012           | 0.008           | 0.010                       | 0.003           | 2.880   | 0.039    | 0.047      | 0.926 | 17.254  |
| Szalag kereten   | 10     | 0.012           | 0.009           | 0.010                       | 0.004           | 2.328   | 0.054    | 0.056      | 1.045 | 21.493  |

1. táblázat.

A fémbevonatos tükörrel és a szigetelőszalaggal végzett kísérletek nagyon közeli nyalábsugár ( $\omega_0$ ) és  $M^2$  értékeket eredményeztek. A nyalábsugárra kapott érték ( $\sim 70\mu m$ ) közeli a gyártó által megadott referenciához ( $46\mu m$ ). Az általunk kapott nagyobb nyalábsugár a nem tökéletes fókuszálásnak köszönhető.

A papírlapon végzett kísérlet esetén a nyalábsugár értéke lényegesen eltér a többi kísérletben kapott értékektől, valamint a gyártó által megadott referencia értéktől. Ez az eltérés annak köszönhető, hogy a lézer begyújtotta a papírlapot így egy jóval nagyobb lyuk keletkezett.



17. ábra. Hiba a tükrön (rezgő lézerdióda).



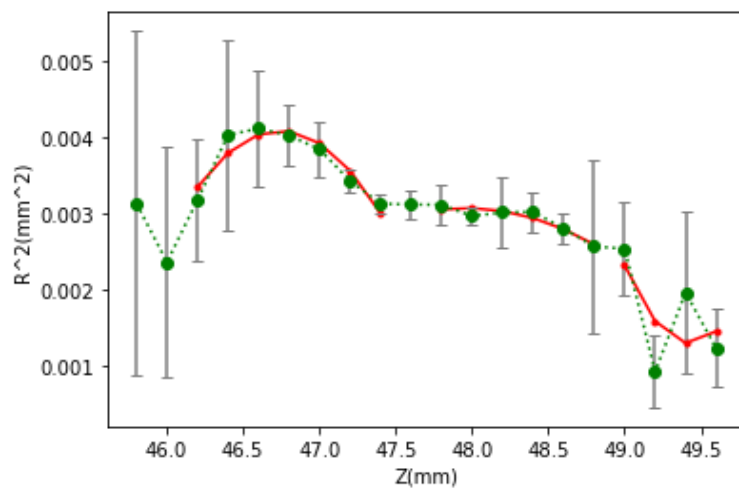
18. ábra. Hiba a papírlapon (begyúlt papírlap).

A papírlapon végzett kísérletek esetén a mért kísérleti adatokban nagy fluktuációkat

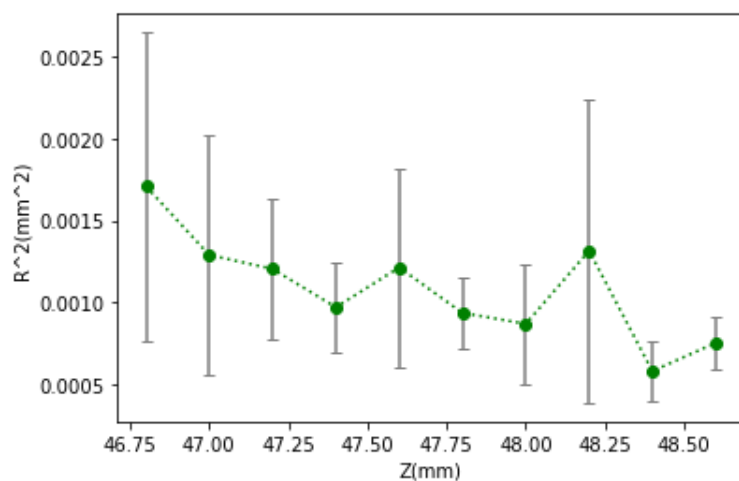
figyeltünk meg, ez annak tudható be, hogy a papírlap az égetés során begyúlt és nagyobb lyuk keletkezett a vártnál.

Tükör esetén a mechanikai rezgésekből származó elmozdulásokat a 15. ábrán láthatjuk illetve helyenként megtörtént az is, hogy a felmelegedett tükörből kisebb darabok kitörtek.

Mivel a lézer intenzitását nem tudjuk változtatni, az elméleti görbe egycsúcsos alakját úgy próbáltuk megkapni kísérletileg, hogy több réteg szalagot húzunk egymásra. Kettő és három réteg esetén már annyira kevés lyuk látható és ezek annyira eltérnek egymástól, hogy ez a mérésorozat nem hozta az elvárt eredményt.



19. ábra. Szigetelőszalagon végzett kísérlet, két réteg keretre feszítve.  $\tau = 10$  ms



20. ábra. Szigetelőszalagon végzett kísérlet, három réteg keretre feszítve.  $\tau = 10$  ms

A többrétegű szigetelőszalaggal végzett kísérletsorozat kudarcát annak tulajdonítjuk,

hogy a szigetelőszallagrétegek egymásra tételekor levegőbuborékok jelentek meg a rétegek között.

## 6. Következtetések és kitekintés

Az általunk alkalmazott módszer segítségével sikeresen meghatároztuk a lézerdióda két fontos paraméterét ( $\omega_0$ ,  $M^2$ ). A meghatározott lézer paraméterek jó egyezést mutattak a gyártó által szolgáltatott értékekkel. A kísérleteink során használt anyagok közül a szigetelőszalagot találtam legmegfelelőbbnek, a további kísérleteim során ezt az anyagot fogom használni vizsgálva a módszer hatékonyságát a bekapcsolási idő függvényében.

A kifejlesztett módszer feltételezte, hogy a lézernyaláb hengerszimmetrikus, azaz az égetett lyuk kör alakú. Ez a valóságban nincs így (az égetett lyuk ellipszishez hasonló), ezért a kísérleti adatok elemzéséhez a modellünket tovább kell fejlesztenünk (x és y irányba különböző nyalábszélességet kell feltételezni)<sup>[11]</sup>.

## A. Hivatkozások

- [1] [www.rp-photonics.com/Encyclopedia/letter B/beam profilers/Figure 1](http://www.rp-photonics.com/Encyclopedia/letter%20B/beam%20profilers/Figure%201).
- [2] ISO Standard 11554, “Optics and photonics – Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam power, energy and temporal characteristics”
- [3] Koechner, W. Solid-State Laser Engineering. New York, USA : Springer, 2006. 742 s. ISBN 0-387-29094-X.
- [4] Carlos B. Roundy: Current Technology of Laser Beam Profile Measurements, Spiricon, Inc.
- [5] Fig.8, Carlos B. Roundy: Current Technology of Laser Beam Profile Measurements, Spiricon, Inc.
- [6] Wolfgang Demtröder: Laser Spectroscopy, Basic Concepts and Instrumentation, 3rd edition, Springer, Berlin, 2003
- [7] H.Kogelnik, T.Li:Laser beams and resonators. Proc. IEEE 54, 1312 (1966)
- [8] <https://endurancelasers.com/diode-lasers/10w-endurance-laser>
- [9] <https://ultimaker.com/3d-printers/ultimaker-2-plus-connect>
- [10] <https://www.optics-pro.com/digital-microscopes/optika-microscope-dm-20>
- [11] A.E.Siegman: Defining and measuring laser beam quality, in Solid State Lasers(New developments and applications), Springer, Berlin, 1993