

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM, TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS
INFORMATIKAI KAR, FIZIKAI INTÉZET, NAGYINTENZITÁSÚ LÉZER
LABORATÓRIUM

**Lézer indukált plazma vizsgálata a mikrorobbantásos fúzió kapszulájának
összenyomása szempontjából**

TDK dolgozat

Molnár Máté

fizika BSc

Témavezető: Dr. Tóth Zsolt, tudományos főmunkatárs,
SZTE Fizikai Intézet Nagyintenzitású Lézer Laboratórium
SZTE SZAOK, TTIK Orvosi Fizikai és Orvosi Informatikai Intézet



Szeged

2022

Tartalomjegyzék

1.	BEVEZETÉS	3
2.	IRODALMI ÁTTEKINTÉS	4
3.	CÉLKITŰZÉSEK	7
4.	KÍSÉRLETI ELRENDEZÉS, MŰSZEREK, FELHASZNÁLT ANYAGOK ÉS ESZKÖZÖK	8
5.	KÍSÉRLETI EREDMÉNYEK.....	11
5.1	LEVEGŐBEN VÉGZETT KÍSÉRLETEK	11
5.2	VÁKUUMBAN VÉGZETT KÍSÉRLETEK	14
6.	EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE	17
6.1	ABLÁCIÓS ENERGIA MEGHATÁROZÁSA	17
6.2	HIBASZÁMÍTÁS	18
6.3	TELJESÍTMÉNYSŰRÚSÉGEK ÉS AZ ABLÁCIÓS ENERGIÁK VIZSGÁLATA.....	20
6.4	SPEKTRUMOK ÉRTÉKELÉSE	22
7.	ÖSSZEFOGLALÁS	24
8.	KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	25
9.	IRODALOMJEGYZÉK	26

1. BEVEZETÉS

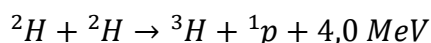
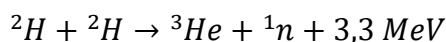
A világunk mostani állapotára jellemző az energiaéhség fokozatos növekedése és a fosszilis energiahordozóktól való nagymértékű függése. A Föld energiaforrásai azonban végesek és a különböző energiatermelő folyamatok által okozta környezeti károk akár súlyosak is lehetnek, ezért az igény mindig ott van a biztonságosan megvalósítható, kis károsanyag kibocsátással rendelkező energiatermelő folyamatokra. A Földön megvalósítható magfúziós folyamatok ezen problémákra jelenleg úgy tűnik, hogy lehetséges alternatívát nyújtanak, hiszen biztonságosabbak és kisebb károsanyag kibocsátással rendelkeznek, mint a fission és a fosszilis erőművek.

Az egyik Földön megvalósítható fúzió a mikrobantásos fúzió (Inertial Confinement Fusion, ICF). Ennek során nagy energiájú lézerrel ablálják a fúziós kapszulát, melynek külső polimer vagy gyémántszerű szén rétege azonnal elpárolog és nagy nyomású plazma keletkezik, amely összenyomja a kapszula belsejét, ahol beindul a fúzió. A fúzió kialakulásának fontos feltétele az összenyomás minél nagyobb hatékonysága. TDK munkám során a célom annak vizsgálata volt, hogy a lézer hullámhossza milyen szerepet játszik a fúziót megelőző összenyomás hatékonyságában.

Ezen cél elérése érdekében olyan kísérleti elrendezést állítottam össze, amely során különböző hullámhosszú Nd: YAG és ArF excimer lézerrel keltettem plazmát a grafitminta felszínén. A létrejövő plazmát pedig spektroszkóppal vizsgáltam. Ebből az okból kifolyólag dolgozatomban az irodalmi áttekintésben a nukleáris fúzióról is és a vele kapcsolatos problémákról adok rövid összefoglalást. Ezután megfogalmazom a kísérleteim célkitűzését, majd pedig bemutatom a kísérleti elrendezést és a kísérletek során használt műszereket, anyagokat, eszközöket. Következésképpen ismertetem a mérések eredményét és kiértékelésüket. Végezetül dolgozatomban egy összefoglalóval zárom majd, amelyet a köszönetnyilvánítás és az irodalomjegyzék követ.

2. IRODALMI ÁTTEKINTÉS

Napjaink energiaproblémái előtérbe helyezik azokat a kutatásokat, amelyek a jövőben hozzájárulhatnak az emberiség által hasznosítható alternatív energiaforrások kibővítéséhez. Ilyen lehetőség a magfúzió [1], amely kevésbé veszélyes, mint a maghasadáson alapuló energiatermelés és nagy mennyiségben áll rendelkezésre a hozzá szükséges üzemanyag. A magok fúzióját Ernest Rutherford 1917-ben az alfa részecskékkel végzett kísérleti során fedezte fel. Az általa megtalált reakció jele: $^{14}\text{N}(\alpha\text{-p})^{17}\text{O}$, ami azt jelenti, hogy a 14-es tömegszámú nitrogén az α részecskével endoterm reakció során ^{17}O oxigénné olvad össze és emellett egy proton kibocsátása is lejátszódik [2]. Az effektust George Gamow magyarázta meg 1928-ban az alagút effektus kvantummechanikai leírásával [3]. 1939-ben Hans Bethe hozta nyilvánosságra azokat a mechanizmusokat, amelyek a csillagok energiatermelését magyarázták, mely során hidrogén fúzióval alakul át héliummá [4]. Az első laboratóriumi fúziós reakciót deutériummal Rutherford asszisztense Mark Oliphant és Paul Harteck végezte el [5]. A deutériumok fúziójából a hélium hármas tömegszámú izotópja és neutron, valamint gamma sugárzás, vagy pedig a két deutériumból egy trícium, 1 proton és gamma sugárzás keletkezhet:



A magfúzió első technikai alkalmazásai katonai jellegűek voltak. Közvetlenül a második világháború után, a hidegháborúban az USA-ban Teller Ede vezette azokat a kutatásokat, amelyek során a hidrogénbombát kifejlesztették. Ez a bomba lényegesen nagyobb robbanást biztosított, mint a fissziós atombombák. Az első ilyen bomba az Ivy Mike volt, amit a csendes-óceáni Enewetak-atollon robbantottak fel 1952-ben. Az 50-es évektől kezdődően vetődött fel, hogy a fissziós energiatermelés mellett a fúziós jelenségeket is békés célú energiatermelésre használják. A fúziós energiatermelés egyik lehetséges változatát már az '50-es években a Szovjetunióban dolgozták ki, ezt a berendezést TOKAMAK-nak nevezték el [6]. A kutatások kiemelkedő kutatói Oleg Alekszandrovics Lanrentyev, Andrej Szaharov és Igor Tamm voltak. A TOKAMAK rendszer mágneses módon összetartott plazmát tartalmaz. A plazmát igen magas hőmérsékletre felfűtve 100 millió fok körül a magütközések olyan energiával valósulnak meg, hogy a fúziós reakciók beindulhatnak, azaz az ütköző magok a Coulomb-gátat átlépik.

Ezeket a berendezéseket az '50-es évektől kezdve úgy említik a kutatásvezetők és energiapolitikusok, hogy segítségével 10 éven belül megvalósulhat a fúziós erőmű, azonban ez mind a mai napig nem történt meg [7]. Egy másik koncepció a mikrorobbantásos fúzió, amely szintén katonai fejlesztéseknek köszönheti létrejöttét. A '70-es évek elején merült fel, hogy Nd: YAG lézerekkel hozzanak létre olyan nagy nyomást és hőmérsékletet deutérium (D) és trícium (T) keverékből, amely megfelel a Lawson-kritériumnak [8]. Ezt a javaslatot John Nuckolls és kollégái egy Nature cikkben alapozták meg [9]. A kísérleteket a 70-es években Lawrence Livermore National Laboratory-ban a Shiva és a 80-as években a Nova lézerekkel végezték. A kutatások 1997-től kezdve jelenleg is folynak a világ legnagyobb lézeres fúziós központjában, a NIF-ben (National Ignition Facility).

Az utóbbi években nyilvánvalóvá vált, hogy a fúzió megvalósítható, azonban mindeddig a fúziós céltárgyakba bepumpált lézerenergia meghaladta az energiatermelés nagyságát. A kutatások során a lézer-céltárgy kölcsönhatásban a legnagyobb problémát a megjelenő instabilitások okozták, pl.: Rayleigh-Taylor instabilitás [10], ami megnehezítette azt, hogy a céltárgy homogén módon kerüljön összenyomásra. Ezt az összenyomást a szakirodalomban implózióknak nevezik, amely gyakorlatilag az explózió ellentétje. A NIF-ben újabban kiemelkedő eredményeket értek el az indirect-drive kísérletekkel, amelyeknek az a lényege, hogy egy üreges arany hengerbe helyezik el a D-T üzemanyagot tartalmazó gyémántszerű szén kapszulát. Egy Washington, D.C.-ben tartott sajtótájékoztatón a Fehér Ház Tudományos és Technológiai Politikai Hivatala (OSTP), a Nemzeti Nukleáris Biztonsági Hivatal (NNSA) és a Lawrence Livermore Nemzeti Laboratórium (LLNL) tisztviselői bejelentették, hogy december 5.-én, hajnali 1 óra után egy inerciális összetartású fúziós (ICF) kísérlet végrehajtásánál a NIF több energiát termelt a reakcióból, mint amennyit a reakció létrejöttéhez felhasználtak: 3,15 MJ energiát termelt a fúzió 2,05MJ lézerenergia felhasználásával [11]. Indirect-drive esetén lézerrel az üreges aranyburkot egy nyíláson keresztül belülről világítják meg. A lézerimpulzus több futballpályányi lézer összehangolt működéséből származik. A céltárgyat a keletkező plazma röntgen tartományba eső termikus sugárzása nyomja össze és hozza létre a fúzióhoz szükséges körülményeket [12]. További lehetőségeket ad a gyors begyújtási módszer (Fast Ignition), amely kettéválasztja az összenyomást és a begyújtáshoz szükséges hőmérséklet megemelését. Ennek az elve az, hogy lehetőleg minél kisebb hőmérséklet emelkedéssel minél nagyobb kompressziót hozzanak létre és amikor a sűrűség a megfelelő szintet elérte, akkor a hőmérsékletet egy ultragyors lézerimpulzussal emelik meg a megfelelő értékre [13]. Amennyiben ez megvalósulna, akkor a magas hőmérséklettel járó instabilitások is kezelhetőbbé

válnának, illetve működőképes lehetne a sokkal hatékonyabb direct-drive felfűtési módszer is [14].

3. CÉLKITŰZÉSEK

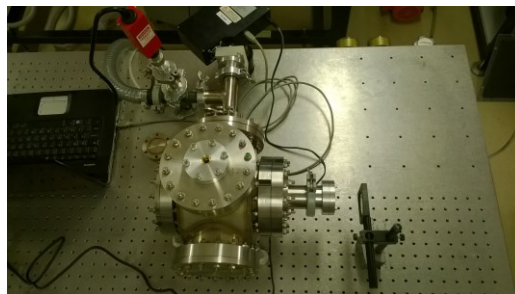
A fúziós fejlesztések fő kihívása az, hogy az implózió azaz a fúziós kapszula összenyomása minél nagyobb hatékonysággal történjen meg. Számos kiváló akadémikus, üzletember és katonai szereplő karöltve dolgozott és jelenleg is dolgozik a fúziós energia minél nagyobb hatásfokú hasznosításával. Ennek tekintetében nem az a célom, hogy olyan fúziós módszert javasoljak, amely majd megoldja a fúziós reaktorok problémáit, hanem egy részfolyamat a lézeres összenyomás fizikai folyamatának megismerését tűztem ki célul. Az indirect-drive kísérletek adják az ötletet arra, hogy az instabilitások elkerülése céljából érdemes rövid hullámhosszú gerjesztést választani [15]. Az a sejtés is felmerült, hogy vákuumban az ultraibolya tartományban működő excimer lézerekkel hatékonyabb energiabevitelt tudunk megvalósítani, mint a kék tartományban működő frekvencia többszörözött szilárdtest lézerekkel. Így a vizsgálataimat úgy terveztük meg témavezetőmmel, hogy a fúziós kísérletekben használt céltárgyak egyik alapanyagával a szén gerjesztésével kezdem ezeket a vizsgálatokat, és az SZTE Fizikai Intézetének Nagy Intenzitású Lézer Laboratóriumában (HILL, High Intensity Laser Laboratory) található Nd: YAG és ArF excimer lézerek segítségével vizsgálom grafit felületen a lézeres abláció, illetve a lézeres plazmakeltés és a lézeres céltárgy gyorsítás folyamatait.

4. KÍSÉRLETI ELRENDEZÉS, MŰSZEREK, FELHASZNÁLT ANYAGOK ÉS ESZKÖZÖK

A kísérletek során két lézert, egy vákuumkamrát, egy spektroszkópot két különböző fókusz távolságú kétszer domború lencsét, egy parabolatüköröt, egy grafitmintát és egy videórögzítésre alkalmas okostelefont használtunk fel, ezek alkották a kísérletek fő alkotóelemeit. A lézerek specifikációi:

- ArF excimer lézer: 193nm-es hullámhossz, 15ns impulzushossz és a kísérletek során 115mJ lézerenergia
- Nd: YAG szilárdtest lézer: 1064nm-es hullámhossz, 6ns impulzushossz és körülbelül 397mJ energia

A spektroszkóp egy Ocean Optics QE65000 típusú, 200-1000nm hullámhossztartományú, 6 nm felbontással rendelkező spektroszkóp volt. A vákuumkamráról készített kép:



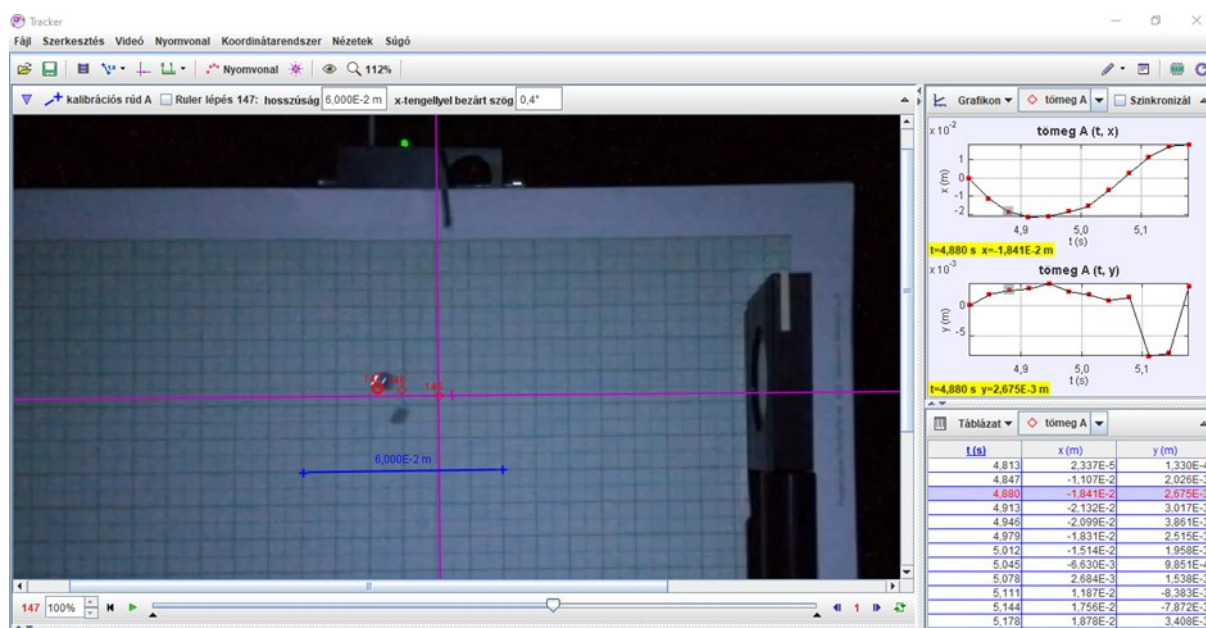
1. ábra: A vákuumkamra

A grafitmintát úgy készítettem el két hajsza segítségével, hogy egy inganehezékként funkcionáljon:



2. ábra: A grafitminta, mint inganehezék

Levegőben az ingán függő grafit céltárgy kilengéséről videókat készítettünk, illetve spektroszkóppal néztük a keletkező plazma spektrumát. A minta kilengéséről készített videókat egy nyílt forráskódú Java keretrendszerben fejlesztett Tracker nevű videóelemző és -modellező programmal vizsgáltam meg. A program segítségével megállapítottam, hogy mekkora volt a minta kilengése az alábbi módon: először egy kalibrációs rúd segítségével beállítottam, hogy a videón mekkorák a tényleges méretek, majd a milliméterpapír négyzetrácsaival párhuzamosan felvettem egy kétdimenziós Descartes-koordináta-rendszert. Ezután a lövés pillanatától kezdve elkezdtem felvenni a minta mozgását követő pontokat. A program működése közben készített kép:

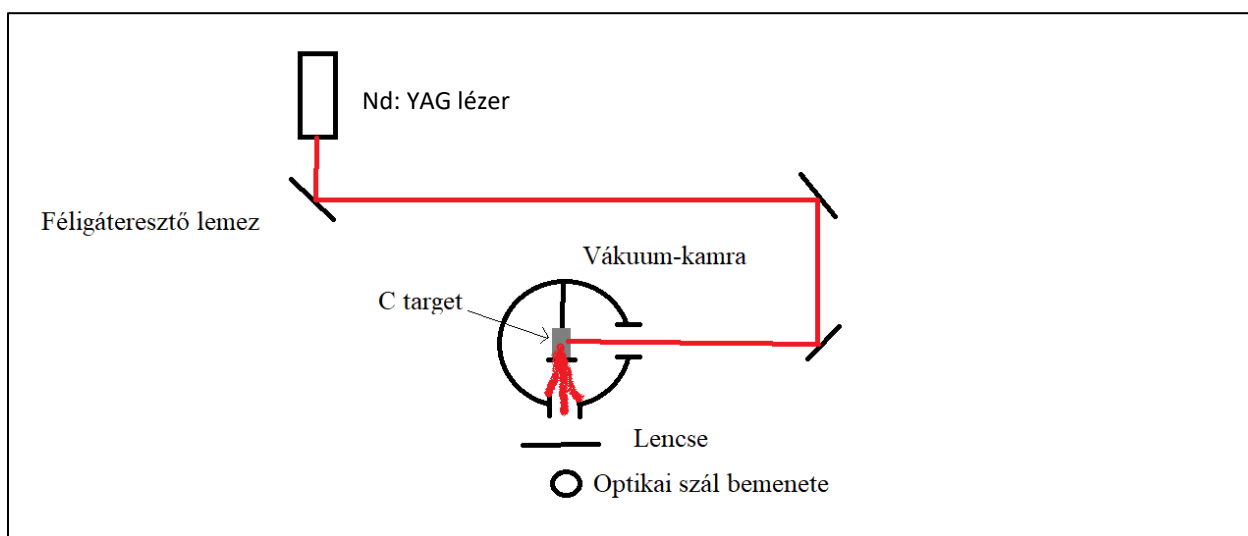


3. ábra
Tracker nevű videóelemző program működés közben

Ebből az ábrából is jól kivehető, hogy az y -tengelyen látható kitérés értékek nem mutatnak olyan szép konzisztenciát, mint ami az abszcisszán lévő kitérésekre jellemző. Ennek oka az, hogy az ordináta menti kitéréseket nem lehet olyan nagy pontossággal meghatározni, mint a vízszintes tengelyieket, hiszen a kitérések sokkal kisebbek és a kézzel beállítható minta mozgását követő pontok meghatározásának hibájával összemérhetőek. A Nd: YAG és az ArF excimer lézerek estében két különböző kamerabeállítás volt, de az adott lézernél a kamerabeállítás nem változott, így megvizsgálva egy-egy videófelvételt az alábbi eredményeket kaptam Nd: YAG és az ArF excimer lézer esetére: 0,03mm, illetve 0,3mm egy pixel átlagos mérete a felvételeken. A mintaemelkedés nagysága körülbelül 1-3mm között mozog excimer lézer esetében és 0,01-3mm között mozog a szilárdtest lézer esetében. Szemmel

5 pixelt könnyedén eltéveszthetünk, ami már jelentős hibát eredményez a mintaemelkedések meghatározásánál, viszont a vízszintes irányú kitérések nagysága 1-26mm között mozog. Ebből látszik, hogy az abszcissa menti kitérésekből érdemes meghatározni a minta emelkedési magasságát. Ezért lemértük a felfüggesztett inga r sugarát és az x -tengely menti kitérésből (x) következtettünk a minta emelkedési magasságára.

A kísérletek 3 különböző beállítás mellett történtek: voltak a vákuumkamrához, a Nd: YAG és a céltárgyhoz, illetve az ArF lézerhez optimalizált mérések.



4. ábra: Vákuumkamrához optimalizált kísérleti elrendezés, amely során a spektrumokat vizsgáltuk. A plazma sugárzást közvetlenül az Ocean Optics spektrográfhhoz vezettük.

A parabolatükröt arra használtuk fel, hogy a keletkező plazma fényének nagy része a spektrográf nyílásához jusson. Videórögzítés céljából egy Huawei P9 Lite (2017) -es típusú okostelefont használtunk.

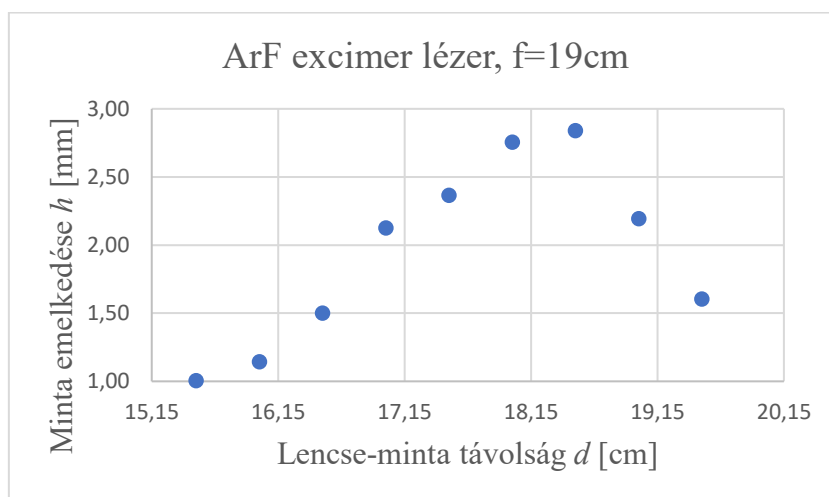
5. KÍSÉRLETI EREDMÉNYEK

5.1 Levegőben végzett kísérletek

A kísérleti elrendezések fejezetben ismertetett okokból kifolyólag a minta emelkedését az abszcissa menti kitérésekből számoljuk. Triviális trigonometriai következtetések után h emelkedésre azt kapjuk, hogy:

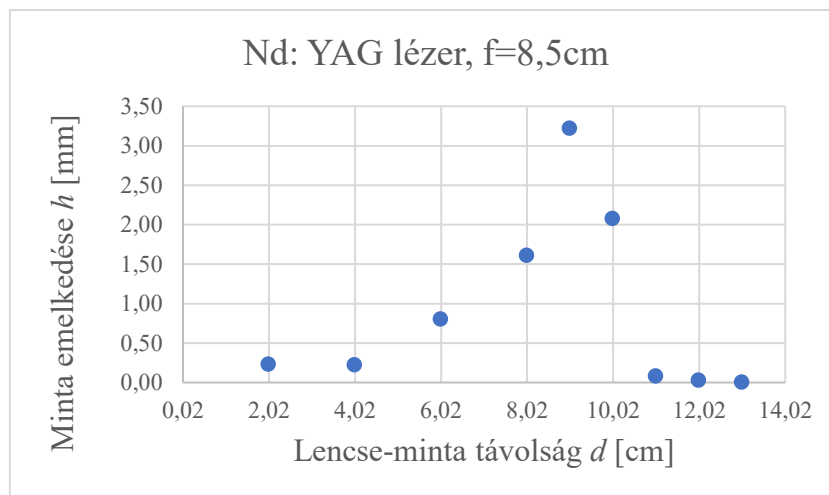
$$h = r \cdot \left[1 - \cos \left(\arcsin \frac{x}{r} \right) \right]$$

Ezen képletet alkalmazva a vízszintes tengely menti kitérésekre és ábrázolva a lencse-minta távolságok függvényében a minta emelkedéseket az alábbi grafikonokat kaptuk Nd: YAG és ArF excimer lézerek esetében:



5. ábra

ArF excimer lézer esetében a $h(d)$ függvény ábrázolása, $f=19\text{cm}$ fókusz távolságú lencse és $115,5\text{ mJ}$ lézerenergia mellett

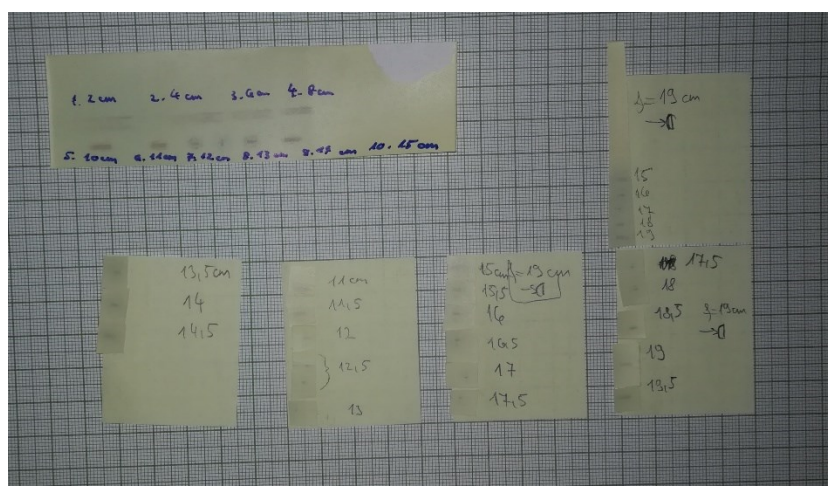


6. ábra

Nd: YAG lézer esetében a $h(d)$ függvény ábrázolása, $f=8,5\text{cm}$ fókusz távolságú lencse és 137mJ lézerenergia mellett

A későbbi számolások érdekében fotópapírra felvettük minden d esetén az adott lézer által hagyott foltot, illetve megmértük Gentec energiamérővel a lézer energiasűrűségét a lencse nélkül és a lencse után közvetlenül is. Nd: YAG lézer esetében lencse nélkül átlagosan $139,83\text{mJ}$ -t kaptunk, míg a lencse után közvetlenül $136,92\text{mJ}$ -t mértünk. Így az általunk használt kétszer domború, $8,5\text{cm}$ -es fókusz távolságú lencse transzmissziója $97,92\%$. ArF excimer lézernél a lencse előtt $134,76\text{mJ}$ -t, míg a kétszer domború, 19cm -es fókusz távolságú lencse után $115,45\text{mJ}$ -t mértük, így ezen lencse transzmissziója 86% -os volt.

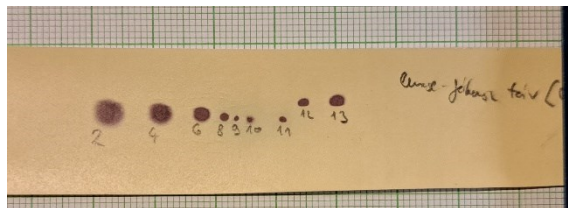
A lézerek által hagyott folt méreteket az alábbi kép alapján határoztam meg:



7. ábra

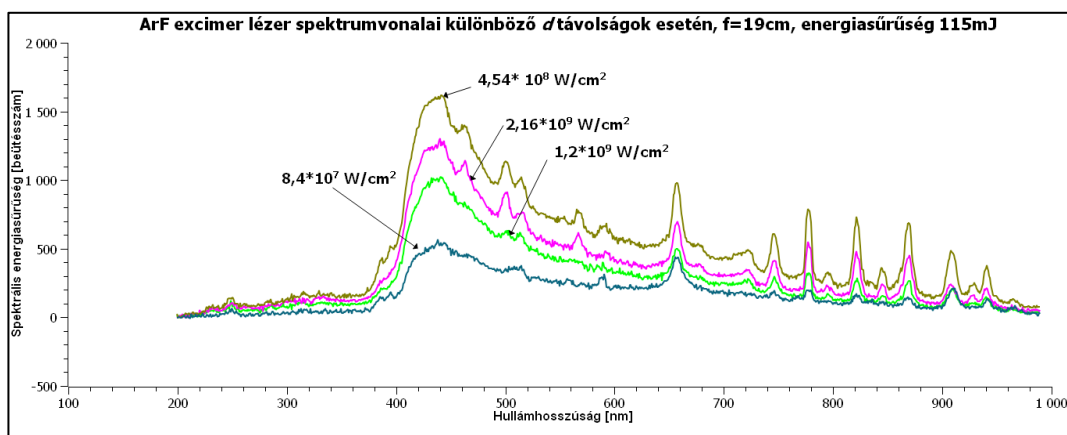
Az ArF excimer lézer által a fotópapíron hagyott foltok.

A 7. ábra különböző lencse-minta távolságokban egy fényérzékeny papíron az ArF lézer által hagyott lenyomatok láthatók. A következő ábrán Nd: YAG lézer által hagyott foltok láthatók:

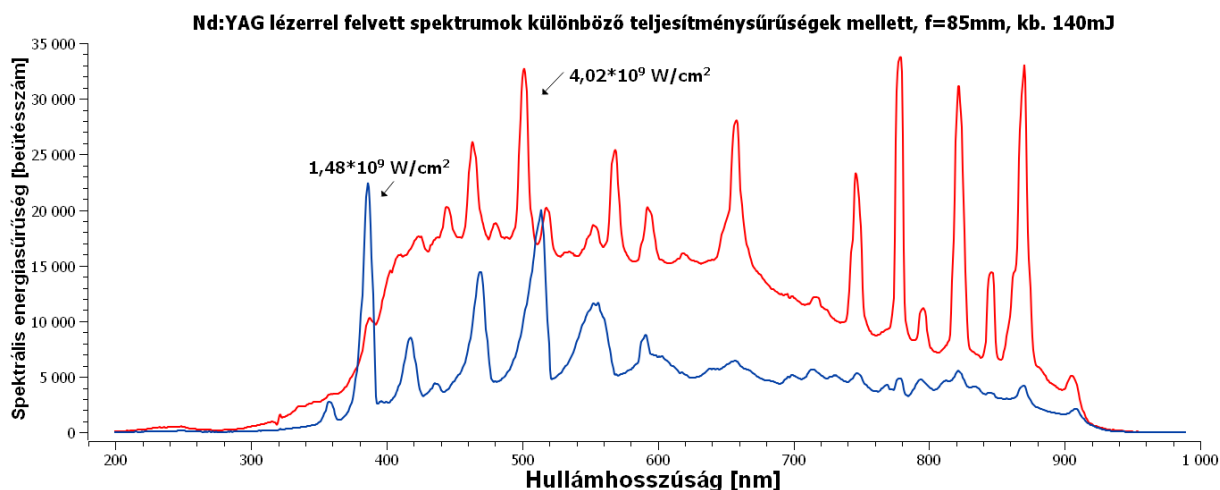


8. ábra
Nd: YAG lézer által hagyott foltok

Minden d távolság esetén (amely egyúttal különböző teljesítménysűrűségeket is jelent) felvettük az ahhoz tartozó spektrumot is az Ocean Optics QE65000 spektroszkóppal, amelynek hullámhossz tartománya 200-1000 nm és a felbontása körülbelül 5nm. A felvett spektrumokat egyazon grafikonon ábrázoltam a két lézer esetében, 1 másodperces integrációs idő mellett:



9. ábra
ArF excimer lézer spektrumvonalai különböző teljesítménysűrűségek esetén 19cm-es fókuszú lencsével és 115mJ energiasűrűséggel

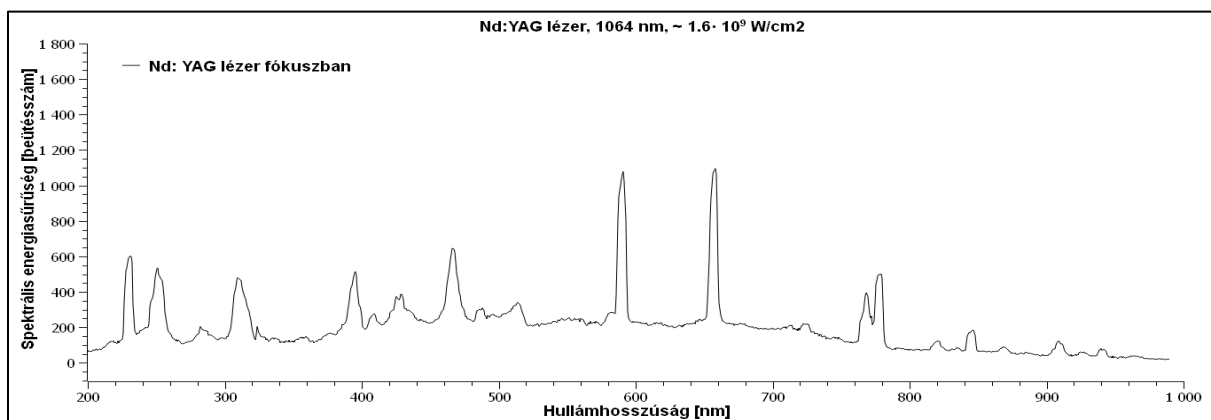


10. ábra

Nd: YAG lézer spektrumvonalai különböző teljesítménysűrűségek esetén $8,5\text{cm}$ -es fókuszú lencsével és 140mJ energiasűrűséggel

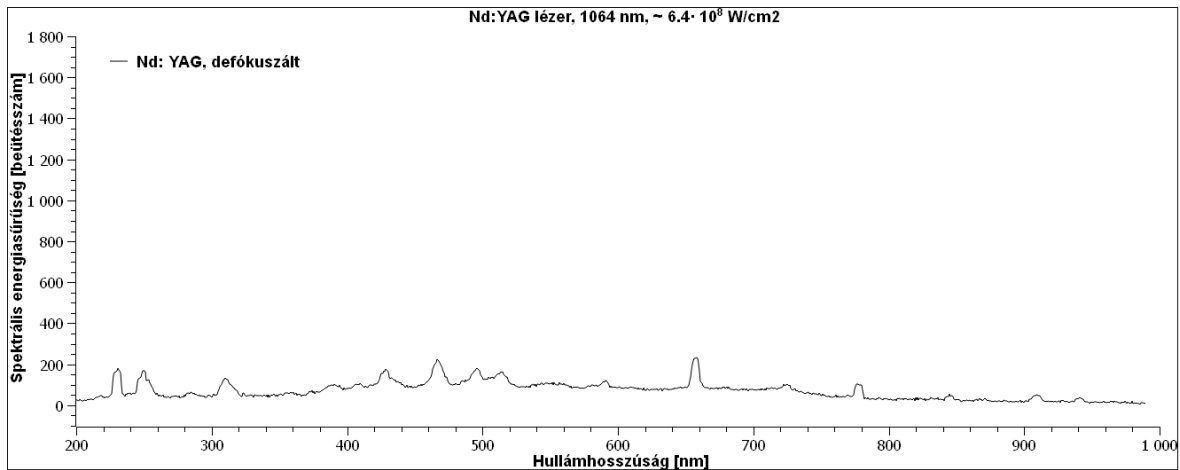
5.2 Vákuumban végzett kísérletek

A vákuumban végzett kísérletek során csak spektrumot vettünk fel, mivel a vákuumkamrában nem volt lehetőség az inga megépítésére és a kilengés rögzítésére sem. A vákuumot egy száraz dugattyús vákuumszivattyú segítségével állítottuk elő. A különböző lézerek esetén felvett spektrumokat az alábbi ábrák mutatják:



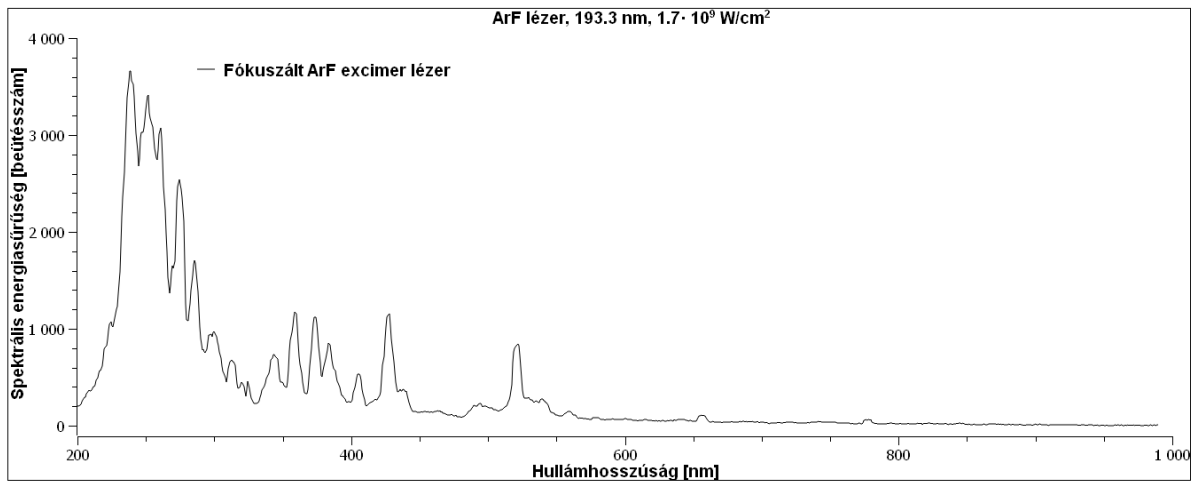
11. ábra

Nd: YAG lézer vákuumban felvett spektruma, $1,6 \cdot 10^9\text{ W/cm}^2$ teljesítménysűrűség mellett, ekkor a lézerfény jól fókuszálódott a mintafelületen



12. ábra

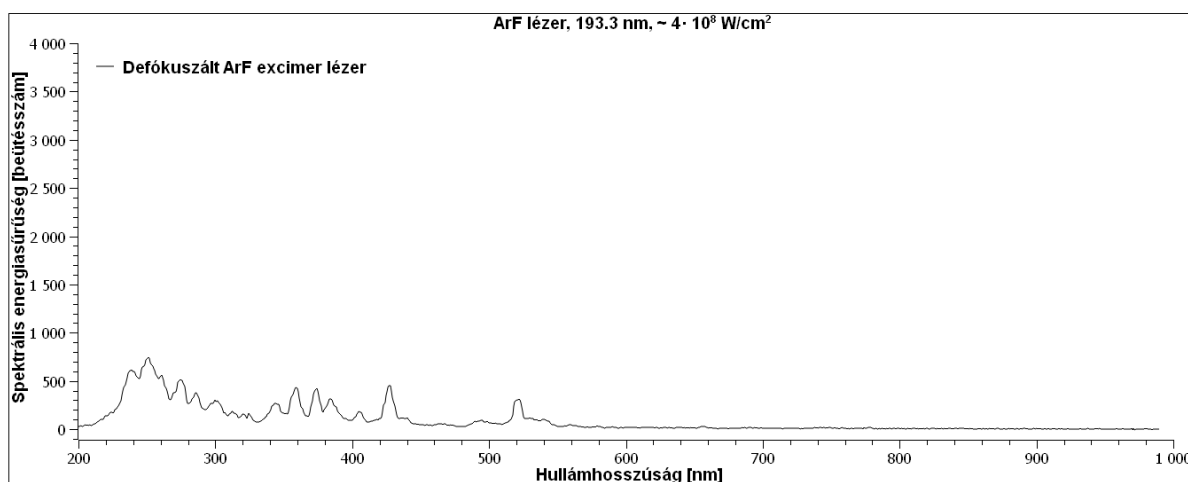
Nd: YAG lézer vákuumban felvett spektruma, $6,4 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ teljesítménysűrűség mellett, ekkor a lézerfény nem fókuszálódott olyan jól a mintafelületen



13. ábra

ArF lézer vákuumban felvett spektruma, $1,7 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ teljesítménysűrűség mellett

Az előző ábrán lévő spektrum felvétele során a lézerfény viszonylag jól fókuszálva volt a mintafelületre, azonban a következő ábrán látszik, hogy a lézerfény nem fókuszálódott olyan nagy hatékonysággal: csökkent a spektrális intenzitás.



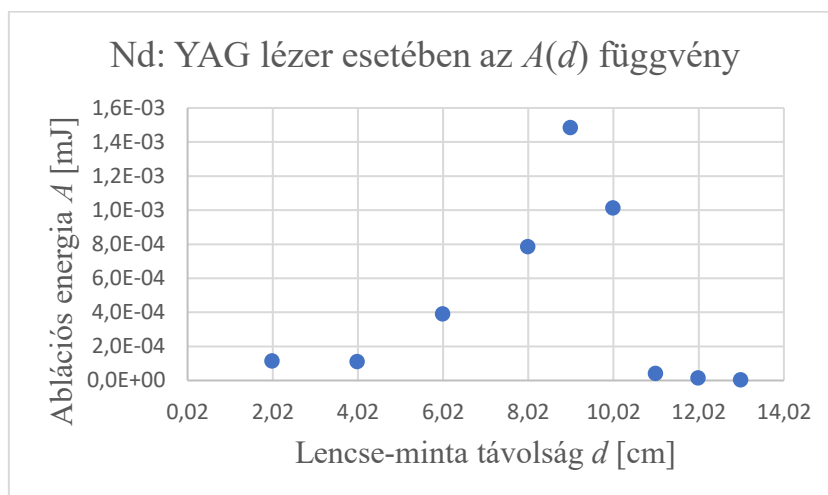
14. ábra
ArF lézer vákuumban felvett spektruma, $4 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ teljesítménysűrűség mellett

A vákuumban végzett kísérletek során felvett spektrumok ismertetése és így a kísérleti eredmények bemutatása fejezet végére értünk. A következő fejezetben többek között ezen és a levegőben felvett spektrumokat, illetve a lencse-hinta távolság függvényében ábrázolt céltárgy kitérés grafikonjait vizsgálom meg és igyekszem elméleti úton választ adni arra, hogy miért így néznek ki az emissziós spektrumok, a $h(d)$ függvény és milyen következtetést lehet levonni mindezekből a fúziós pellet összenyomását illetően.

6. EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE

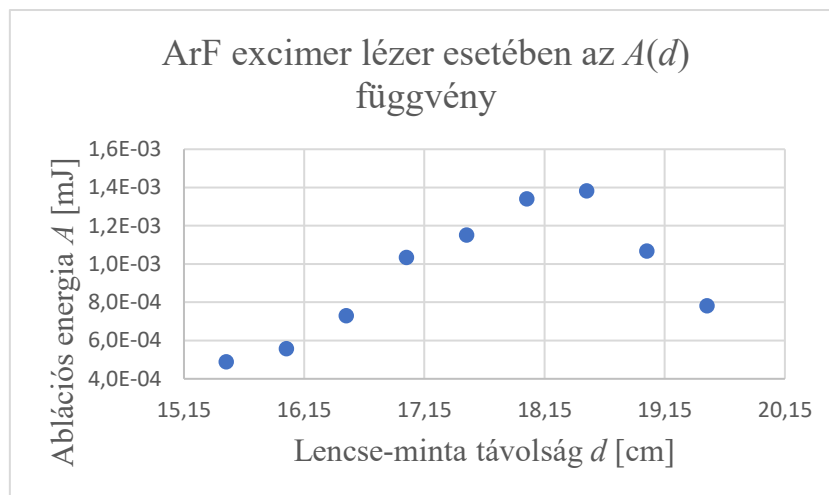
6.1 Ablációs energia meghatározása

A lézer ablációs kísérletek során grafit céltárgyat Nd: YAG és ArF lézerek impulzusaival világítottam meg és ezeket a lézerimpulzusokat lencsével fókuszáltam a céltárgy felületére, ahol intenzív fény- és hanghatás mellett játszódott le a lézeres abláció, amely eredménye a plazma megjelenése és az ellenkező irányban a minta kilengése volt. A lengés legmagasabb pontját az előző fejezetben ismertetett Tracker nevű program segítségével határoztam meg. Az emelkedési magasságok ismeretében következtetni tudunk a céltárgy abláció során nyert kinetikus energiájára, amelyet később ablációs energiának nevezek. Ez a módszer nagyon hasonlít a Charpy-féle ütővizsgálati eljárásra, amely során egy kilendített tömeggel rendelkező inga tör el egy próbatestet és a törés utáni maximális kitérés, illetve a törés előtti maximális kitérés magasságkülönbségéből határozzák meg a törési energiát az $mg\Delta h$ képlet segítségével, ahol m az ingára szerelt nehezék tömege, g a gravitációs gyorsulás és Δh pedig a kitérés magasságkülönbsége. A lézer ablációs kísérletek során a Δh meghatározását már bemutattam, a g értékét $9,81 \text{ m/s}^2$ -nek veszem, a grafitminta tömegét analitikai mérleg segítségével mértem meg, aminek pontossága 10^{-5} gramm volt. A minta tömegmérést többször elvégeztem, amelynek tömegére $m = 49,61 \text{ mg} \pm 0,01 \text{ mg}$ -ot kaptam. Így már meghatározható az ablációs energia (A), amelyet a d függvényében ábrázoltam mind a Nd: YAG és az ArF excimer lézerek esetében is.



15. ábra

Nd: YAG lézer esetén az ablációs energia ábrázolása d függvényében 8,5cm-es fókuszú lencse és 137 mJ lézereenergia mellett



16. ábra

ArF excimer lézer esetén az ablációs energia ábrázolása d függvényében 19cm-es fókuszú lencse és 115 mJ lézerenergia mellett

Ezen ábrákat összevetve azon ábrákkal, ahol a $h(d)$ függvényt mutattam be, jól látszik, hogy a görbe alakja ugyanolyan, ami nem meglepő, hiszen csak két konstans szorzóval tér el a függvényérték.

6.2 Hibaszámítás

Felmerült bennem a kérdés, hogy mennyire pontos különböző d távolságokban az ablációs energia kiszámítása, hiszen minden egyes lézerimpulzus után csökken a céltárgy tömege az abláció következtében, így az m egy hibát hordoz amennyiben végig ugyanazzal az értékkel számolunk. A tömegcsökkenés megbecslésére a Nd: YAG lézerrel 8cm-es lencse-minta távolság, 8,5cm-es fókuszú lencse és 400mJ lézerenergia mellett egy forgó grafit mintára ~1000 lézerimpulzust bocsátottam. A minta tömegét megmértem a lövések előtt és után. A lézerimpulzusok hatására eltávozott grafit tömege 0,62mg volt. A kísérletek során a próbálövés és az éles mérések száma nagyjából 210 impulzust jelent, így a céltárgy durván becsült tömegváltozása 0,13mg 400mJ lézerenergia és viszonylag jól fókuszált állapot mellett. Így a tömegváltozásból adódó szisztematikus hiba becsült felső értéke 0,26%. A 210 lézerimpulzus közül azonban csak 30 esetében használtunk 400mJ-hoz közeli energiát és ezen 30 lövés közül sem volt a lézerimpulzusok többsége fókuszban. Ezen megfontolásokból a tömegváltozásból adódó hibát elhanyagolhatónak tekinthetjük a felvételeken megjelenő leolvasási hibához képest.

Az emelkedési magasság kiszámításához az inga abszcissza menti kitérését határoztam meg, amelynek a meghatározási pontosságára az alábbi becslést végeztem: a kísérleti eredmények bemutatása fejezetnél ismertettem, hogy az ArF-os lézerrel végzett kísérletek esetében egy pixel átlagos értéke 0,3mm, míg a Nd: YAG lézerrel végzett kísérletek esetén ez 0,03mm, tehát ha úgy számolunk, hogy 5 pixelt eltévesztünk minden vízszintes kitérés esetén, akkor az ArF lézer esetén a legkisebb kilengés meghatározásánál akár 12%-os relatív hibát is véthetünk, de ahogy haladunk a nagyobb kilengések felé ez a hiba lecsökken 7%-ra. Nd: YAG lézer esetén kis kilengéseknél elkövethetünk 15%-os hibát, de a nagyobb kilengések felé ez a hiba jelentősen csökken, míg elérünk 0,75%-ig. Az egyszerűség kedvéért az ArF lézer esetében 9,5%-os, míg a szilárdtest lézer esetében számoljunk 8%-os relatív hibával az abszcissza menti kitérés meghatározásánál. A minta emelkedési magasságának meghatározásához használjuk az alábbi egyszerű képletet:

$$h = r - \sqrt{r^2 - x^2}$$

, ahol r az inga sugara, h a minta emelkedési magassága és x az abszcissza menti kitérés. Az A ablációs energia:

$$A = mgh$$

$$A = mg \cdot \left(r - \sqrt{r^2 - x^2} \right),$$

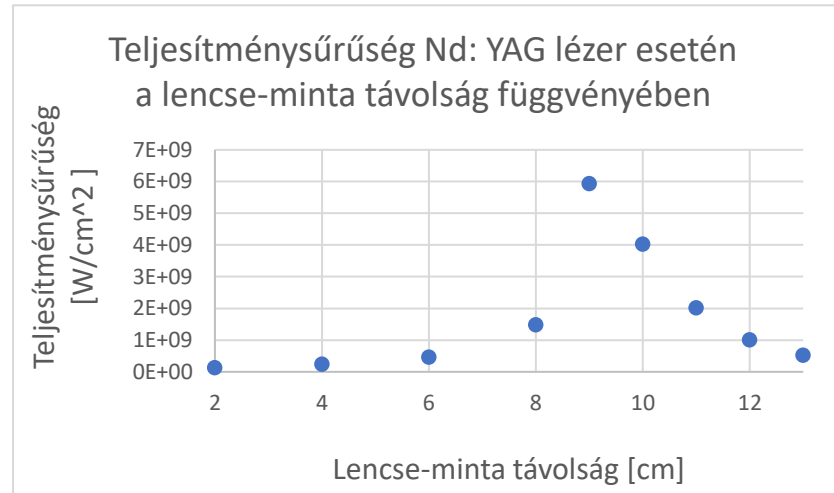
ahol m a minta tömege, g a gravitációs gyorsulás. Tehát láthatjuk, hogy az A az x miatt hordoz magával hibát, amelyet a Gauss-féle hibaterjedés segítségével határozunk meg. Legyen ΔA az ablációs energia hibája és Δx pedig az adott lézer esetén az x -tengely menti kitérés leolvasási hibája:

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \right)^2} = mg \frac{x}{\sqrt{r^2 - x^2}} \cdot \Delta x$$

Illetve ott van még a videókockák között eltelt időből adódó hiba is, amelyre az alábbi becslést végzem: felteszem, hogy ideális esetben a kamera éppen a legnagyobb kitérés pillanatát rögzítette és kiszámolom azt a távolságot, amit a kamera a következő kockán rögzít. A helymeghatározás hibáját a felső helyzet és az azt megelőző helyzet közötti távolságnak tekintem, amely 1,6mm-nek adódik, ha az abszcissza irányú kitérés 2cm. Amennyiben ezekkel a felülbecsült értékekkel számolok az ablációs energiában adódó relatív hiba maximum 8%-os.

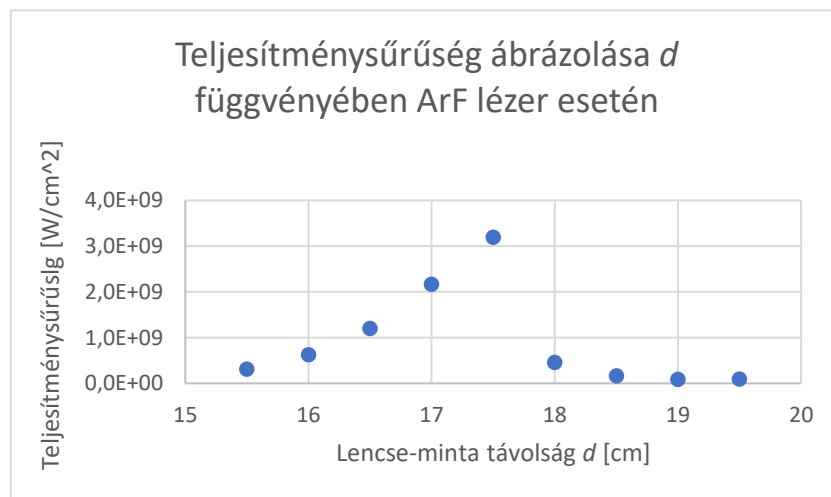
6.3 Teljesítménysűrűségek és az ablációs energiák vizsgálata

Ammennyiben ábrázoljuk a teljesítménysűrűségeket is adott d távolságok mellett, akkor hasonló görbéket kapunk, mint az $A(d)$ függvények esetén:



17. ábra

Teljesítménysűrűség ábrázolása a lencse-minta távolság függvényében Nd: YAG lézer esetében 137mJ lézere energiával számolva 8,5 fókuszú lencse mellett, 6ns impulzushosszal

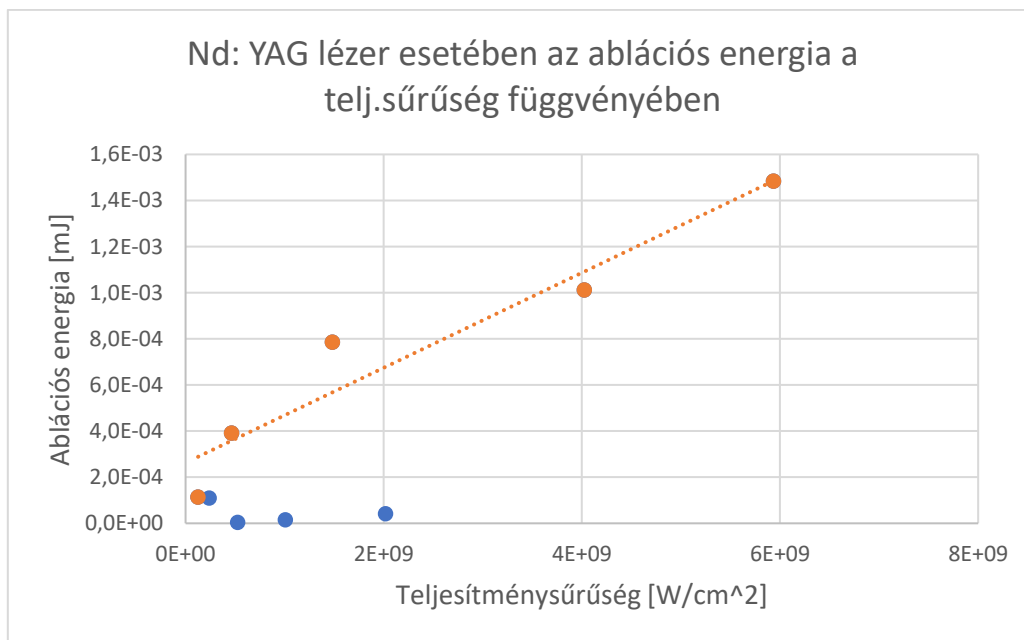


18. ábra

Teljesítménysűrűség ábrázolása a lencse-minta távolság függvényében ArF lézer esetében 115mJ lézere energiával számolva 19cm-es fókuszú lencse esetén, 15 ns impulzushosszal

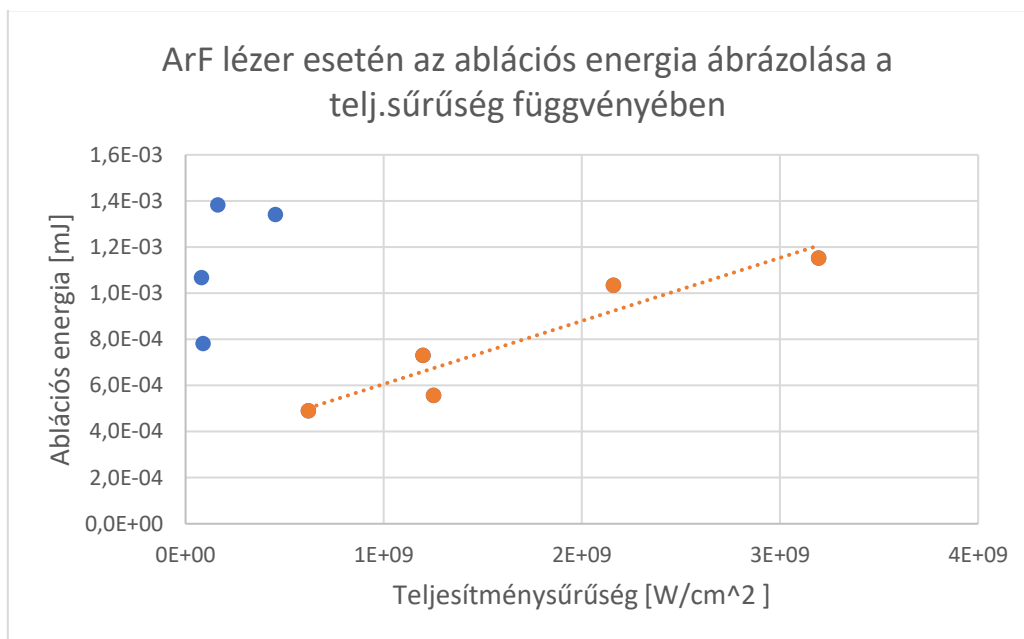
Ezen ábrákat megvizsgálva és összevetve az $A(d)$ ábrákkal az állapítható meg, hogy a teljesítménysűrűség maximuma megegyezik az ablációs energiának maximumával, tehát akkor kapunk nagy ablációs energiát, ha a lézerimpulzus minél jobban koncentrálva van a minta felületén. Illetve az is szépen látszik, hogy ArF lézer esetében a teljesítménysűrűség maximuma az nem a nominális fókuszpontban van, mivel UV esetében a fókusz távolság lecsökken a

nagyobb törésmutató miatt. Amennyiben az ablációs energiákat ábrázoljuk a teljesítménysűrűségek függvényében úgy is érdekes ábrákat kapunk (a szaggatott vonal csupán szemléltető jellegű). A 19. ábrán és a 20. ábrán a narancssárga adatpontok jelölik azt, hogy a lézer fókusza a mintafelszín alatt helyezkedik el, a kék adatpontok viszont azt mutatják, amikor a fókuszpont a minta felszín fölé kerül. Ekkor a tendencia gyökeresen megváltozik, mivel a plazma már nem a minta felszínén keletkezik, hanem a felszín feletti levegőben. Ez azt is jelenti, hogy a levegő plazma abszorpciója miatt kevesebb lézer energia fog a minta felületére kerülni.



19. ábra

ArF lézer esetén az ablációs energia a teljesítménysűrűség függvényében



20. ábra

Nd: YAG lézer esetében az ablációs energia a teljesítménysűrűség függvényében

A kapott ablációs energia és a lézer impulzusenergiájának a hányadosa megadja nekünk a lézerenergia hasznosulását, azaz a hatásfokot. A hatásfok a legnagyobb kitérések esetében Nd: YAG és ArF lézerre: $1,058 \cdot 10^{-5}$ és $1,195 \cdot 10^{-5}$. Tehát az ArF excimer lézer hatásfoka 11,29%-kal jobb volt ezen mérés során, mint a Nd: YAG lézer hatásfoka, amely nem számottevően több, mondhatni hibahatáron belüli eltérés. Ezen értékekből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy mindkét lézer esetében a lézer energiájának 99,999%-a elveszik és csak 0,001% hasznosul.

6.4 Spektrumok értékelése

Amennyiben a két lézer esetén vákuumban felvett spektrumait összehasonlítjuk szembetűnő különbség, hogy a háttérrel adó spektrum a Nd: YAG lézer esetében egy széles tartományt fed le, míg az ArF lézer háttérrel adó spektrum szűkebb tartományú és az UV felé tolódik el. A spektrális háttérrel a lézerplazma feketetést sugárzása adja. A felvett spektrumok időben integrált spektrumok, amelyekben megtalálható a plazma kezdeti, legforróbb állapotából származó feketetést sugárzásának a spektruma és a későbbi, kisebb hőmérsékletű állapotokból származó feketetést sugárzási spektrumok is. A két görbét összehasonlítva az állapítható meg, hogy az ArF lézeres besugárzás során a spektrum UV felé eltolódása miatt sokkal magasabb hőmérsékletű plazma keletkezett. A Wien-féle eltolási törvény kimondja, hogy a feketetést sugárzás spektrális intenzitása a λ_{max} hullámhossz csúcsán éri el a maximumot

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T[K]},$$

ahol $b=2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}$. Ennek megfelelően a levegőben és vákuumban Nd:YAG lézerrel létrehozott plazma sugárzás 500 nm-es becsült maximumához tartozó érték $\sim 6000 \text{ K}$ -nek, a levegőben az ArF lézerrel létrehozott plazma 450 nm-hez tartozó maximuma $\sim 6440 \text{ K}$ -nek, illetve a vákuumban létrehozott plazma 250 nm-hez tartozó maximális intenzitása $\sim 12500 \text{ K}$ -nek felel meg. A spektrumokból látszik, hogy a folyamatokat a légkör jelenléte rendkívül befolyásolja, és a lézer hullámhossza is jelentősen hatással van a spektrumok alakjára és a plazma hőmérsékletére. Az ArF lézeres gerjesztés könnyebben hoz létre a szén atomokban ionizációt, mivel a nagy fotonenergia (6,42 eV) miatt már két foton elnyelődése is elegendő az ionizációs energia (11,26 eV) fedezésére. Ráadásul az ArF lézer 193 nm-es vonala egybeesik a

szén egyik emissziós-abszorpciós spektrum vonalával, ami azt jelenti, hogy az ArF lézer egy fotonjának elnyelésével egy stabil gerjesztett állapotba kerül a szén atom, ahonnan már egy másik foton elnyelése létrehozza az ionizációt. Ez magyarázhatja a létrejövő magasabb plazmahőmérsékletet az ArF lézer esetében, hiszen a Nd:YAG lézer 1,16 eV fotonenergiája nem teszi lehetővé a közvetlen ionizációt, mivel 10 foton elnyelése lenne szükséges az ionizáció eléréséhez. A Nd:YAG lézer esetében a plazma felfűtése valószínűleg a szabad töltéshordozók, és az ütközési folyamatok következménye.

7. ÖSSZEFOGLALÁS

A felvett spektrumokból megállapítottam, hogy az ArF lézeres besugárzás során sokkal magasabb hőmérsékletű plazma keletkezett, mint Nd:YAG lézeres besugárzás esetén. A teljesítménysűrűséget ábrázolva a minta-lencse távolságok függvényében és összevetve ezeket az $A(d)$ grafikonokkal megfigyeltem, hogy az ablációs energia akkor maximalizálható, ha a lézerimpulzus minél jobban koncentrálna van a céltárgy felületén. A mintaemelkedés adatainak vizsgálatából azt állapítottam meg, hogy a lézer és a minta közti energiakonverzió nagyon kis hatásfokú, hiszen a lézer energiájának 99,999%-a elvész és csak a maradék 0,001% fordítódik arra, hogy megemelje a mintát. A hatásfok a legnagyobb kitérések esetében Nd: YAG és ArF lézerre: $1,058 \cdot 10^{-5}$ és $1,195 \cdot 10^{-5}$. Amiből az következik, hogy az ArF excimer lézer hatásfoka csak 11,3%-kal jobb, amely nem számottevően több a Nd: YAG lézer hatásfokánál. A kis hatásfok magyarázatának oka a szén anyagszerkezetében keresendő, hiszen ez az egyik legmagasabb szublimációspon t u (3895 és 4020 K között) és a legerősebb kovalens kötések tartalmazó anyag. Emiatt nagy energiamennyiség fordítódik a grafit céltárgy felfűtésére és elpárologtatására. Így azt a konklúziót vontam le, hogy a fúziós pellet összenyomásának hatásfokát inkább meghatározza az ablátor anyaga, a fókus zálás hatékonysága és a besugárzás homogenitása mintsem a fúzióhoz használt lézer hullámhossza szén céltárgy használata és ilyen kis teljesítménysűrűségek mellett.

8. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Elmondhatatlanul hálás vagyok Dr. Tóth Zsolt témavezetőmnek, aki nélkül ezen dolgozat egyáltalán nem születhetett volna meg.

9. IRODALOMJEGYZÉK

- [1] Barbarino, M. (2022). On the brink of a new era in nuclear fusion R&D. *Nature Reviews Physics*, 4(1), 2-4.
- [2] Rutheford, E. (1919). LI. Collision of α particles with light atoms I. Hydrogen. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 37(222), 537-561.
- [3] Gamow, G. (1928). Zur quantentheorie des atomkernes. *Zeitschrift für Physik*, 51(3), 204-212.
- [4] Bethe, H. A. (1939). Energy production in stars. *Physical Review*, 55(5), 434.
- [5] Oliphant, M. L. E., Harteck, P., & Rutherford, E. (1934). Transmutation effects observed with heavy hydrogen. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 144(853), 692-703.
- [6] Shafranov, V. D., Bondarenko, B. D., Goncharov, G. A., Lavrent'ev, O. A., & Sakharov, A. D. (2001). On the history of the research into controlled thermonuclear fusion. *Physics-Uspekhi*, 44(8), 835-843.
- [7] Reinders, L. J. (2021). *The Fairy Tale of Nuclear Fusion*. Springer.
- [8] Lawson, J. D. (1955). Some criteria for a useful thermonuclear reactor. *Atomic Energy Research Establishment*.
- [9] Nuckolls, J., Wood, L., Thiessen, A., & Zimmerman, G. (1972). Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications. *Nature*, 239(5368), 139-142.
- [10] Hayes, A. C., Jungman, G., Solem, J. C., Bradley, P. A., & Rundberg, R. S. (2006). Prompt beta spectroscopy as a diagnostic for mix in ignited NIF capsules. *Modern Physics Letters A*, 21(13), 1029-1040.
- [11] Jeremy Thomas, (2022, Dec. 14.) A shot for the ages: Fusion ignition breakthrough hailed as 'one of the most impressive scientific feats of the 21st century', Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL)
- [12] Jemison, D. (2021). Fusion news ignites optimism. *NATURE PHOTONICS*, 15(10), 713-713.

- [13] Badziak, J., & Domański, J. (2021). Laser-driven acceleration of ion beams for ion fast ignition: the effect of the laser wavelength on the ion beam properties. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 63(5), 055005.
- [14] Li, Z., Yang, X. H., Xu, H., Zhang, G. B., Zeng, B., Chen, S. J., ... & Zhang, J. (2022). Design of laser pulse shapes and target structures by random optimization for direct-drive inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas*, 29(9), 092705.
- [15] Bates, J., Follett, R., Shaw, J., Obenschain, S., Lehmberg, R., Myatt, J., ... & Welford, M. (2021). Short-wavelength-and-broad-bandwidth mitigation of laser-plasma instabilities. In *APS Division of Plasma Physics Meeting Abstracts* (Vol. 2021, pp. TO04-001)