

„Csak a matek ötös legyen meg, a többi nem számít.”

Édesanyám, Erika tanácsai alsó tagozatos koromban.

Dolgozatomat neki szánom.

„ I have a friend who's an artist and he's sometimes taken a view which I don't agree with very well. He'll hold up a flower and say, "Look how beautiful it is," and I'll agree, I think. And he says - "you see, I as an artist can see how beautiful this is, but you as a scientist, oh, take this all apart and it becomes a dull thing." And I think that he's kind of nutty. First of all, the beauty that he sees is available to other people and to me, too, I believe, although I might not be quite as refined aesthetically as he is; but I can appreciate the beauty of a flower. At the same time I see much more about the flower than he sees. I can imagine the cells in there, the complicated actions inside which also have a beauty. I mean it's not just beauty at this dimension of one centimeter, there is also beauty at a smaller dimension, the inner structure. Also the processes, the fact that the colors in the flower evolved in order to attract insects to pollinate it is interesting - it means that insects can see the color. It adds a question: Does this aesthetic sense also exist in the lower forms? Why is it aesthetic? All kinds of interesting questions which shows that a science knowledge only adds to the excitement and mystery and the awe of a flower. It only adds; I don't understand how it subtracts."

Richard P. Feynman



SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

Félvezetők és optikailag sűrű plazmák gerjesztése KrF lézerimpulzusokkal

Doktori értekezés

Kovács Zsolt

okleveles fizikus

Témavezetők: Prof. Dr. Földes István DSc, tudományos tanácsadó

Wigner Fizikai Kutatóközpont, Részecske- és Magfizikai Intézet

Prof. Dr. Szatmári Sándor DSc, egyetemi tanár

Szegedi Tudományegyetem, TTIK Kísérleti Fizikai Tanszék

Szeged, 2020

Tartalomjegyzék

Általános bevezető	1
I. Terahertz impulzusoforrások fejlesztése	2
1. Tudományos előzmények	3
1.1. Optikai egyenirányítás	5
1.2. Gázplazma források	8
1.3. Fotovezető antennák	9
2. Célkitűzés	18
3. Tudományos eredmények	19
3.1. Nagy tiltott sáv szélességű fotovezető antennák jellemzése	19
3.1.1. Kísérleti módszerek	20
3.1.2. Eredmények	24
3.2. Nagy apertúrájú fotovezető antennák	27
3.2.1. Nagy apertúrájú fotovezető antennák jellemzése	27
3.2.2. Spektrális mérések	31
3.2.3. InGaAs nemlineáris transzmisszióváltozásának mérése	34
4. Összefoglalás	39
II. Intenzív lézer-plazma kölcsönhatások	42
5. Tudományos előzmények	43
5.1. A kétfolyadék és a Drude-modell	45
5.2. Abszorpciós mechanizmusok	47

5.3. Kísérleti előzmények	52
6. Célkitűzés	62
7. Tudományos eredmények	63
7.1. Kísérleti módszerek	63
7.1.1. A lézerrendszer leírása	63
7.1.2. Fókuszdiagnosztika	65
7.1.3. Kísérleti elrendezés	71
7.2. Lézerplazmák reflexióképességének vizsgálata	75
7.2.1. Eredmények	75
7.2.2. Diskusszió	78
7.3. A kritikus felület spektroszkópai vizsgálata	80
7.3.1. Eredmények	80
7.3.2. Diskusszió	83
8. Összefoglalás	86
III Tézispontok	89
IV Summary	92
V Publikációk	96
VI Köszönetnyilvánítás	98
VII Irodalomjegyzék	100

Általános bevezető

A legújabb kozmológiai értelmezéseink szerint a közönséges, *elektromágnesesen* is kölcsönható barionikus anyag mindössze 5%-át teszi ki világegyetemünknek [1,2]. A fizikai elméletek jelentős része fény-anyag kölcsönhatások vizsgálatán alapul. Ennek egyik oka, hogy az anyagi rendszerek viszonylag könnyedén gerjeszthetők és állapothatározói mérhetővé válnak elektromágneses kölcsönhatások által. A lézer felfedezésével [3] gyakorlatilag egyidős a modern spektroszkópia azon nem titkolt célja, hogy elektromágneses sugárzásokat koherens módon, széles frekvencia, idő és energiatartományban tudjon szolgáltatni az említett okoknál fogva. Dolgozatommal ezt a szép hagyományt igyekszem folytatni.

Az első részben bemutatom egy félvezetők gyors, optikai kapcsolásán alapuló terahertz impulzuskeltési módszer továbbfejlesztését, és kapcsolódó eredményeimet. A második részben alapvető lézer-plazma kölcsönhatásokat vizsgáló kísérleteim eredményét fejtem ki. A két tématerületet összeköti a gerjesztéshez használt ultraibolya lézerimpulzusokon felül, azok idő és térbeli koherenciája is. Az energia és intenzitáskontraszt beállítása és figyelembevétele az egyik meghatározó lézerparaméter volt kutatásaim során.

Munkámat a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén található, Nagyintenzitású Lézerlaboratóriumban (HILL) végeztem. Az itt kifejlesztett kontrasztjavító módszer eredményeként a rövid lézerimpulzusokat megelőző előimpulzusok tulajdonságai irányíthatóvá váltak, így a kölcsönhatások "tisztább" vizsgálatára is lehetőség nyílt.

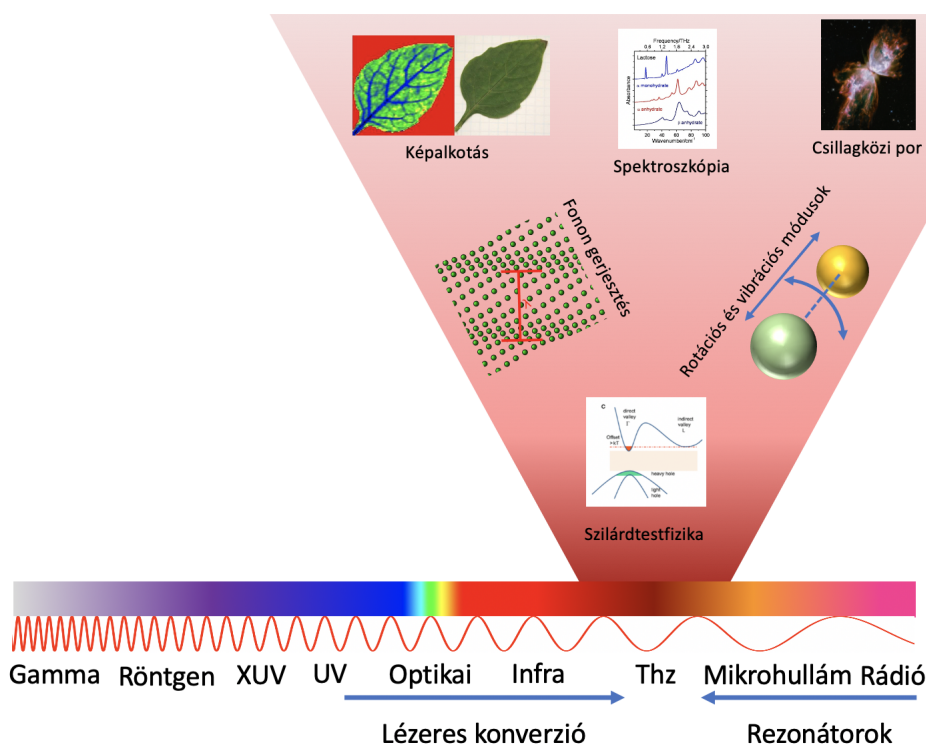
I. rész

Terahertz impulzusoforrások fejlesztése

1. Tudományos előzmények

A terahertz (THz) sugárzások tudománya várhatóan hasonló hatással fog bírni a következő generációk életére mint az előző évszázad elején felfedezett röntgensugárzásoké.

A lehetséges alkalmazások rendkívül sokrétűek mind az ipar és az alapkutatások számára. Amíg a dielektrikumok, pl. textíliák, kerámiák, polimerek, papírok nagy része optikai tartományon nem áteresztőek, azok átlátszóvá válnak THz frekvenciákon, ráadásul a nagy hullámhosszak miatt transzmissziójukatkevessé zavarja a Mie-szóródás. Biztonságtechnikai használatuk így magától értetődővé vált az évek során, elsősorban a repülőtéri ellenőrzéseknél [4]. Képköszörfőhöz kapcsolódik szintén a THz sugárzások alacsony, a röntgensugárzásokéval ellentétben biológiai szöveteket nem ionizáló fotonenergiái, ami különösen perspektivikussá teszi a modern orvostudományban [5,6]. Az orvosi képköszörfőben, és nem invazív gyógyászati technikákban potenciálisan áttörést hozhat, így a koherens, szabályozott előállításhók nagy társadalmi hasznosságú eljárásokhoz vezethet, kutatáshók célja emiatt is magától értetődő. A THz sugárzások frekvenciatartományát általában 0.1 és 10 THz között definiáljuk (vagy hullámhossz szerint 30 μm -től 3000 μm -ig), másképpen egy 43 K hőmérsékletű feketetest Planck-spektrumának a csúcsa helyezkedik el pontosan 1 THz-nél. Az elektromágneses spektrumon (1.1. ábra) a mikrohullámú (GHz) és az optikai (PHz) sugárzások között helyezkedik el, egyfajta szélessávú, nem éles átmenetet képezve. Ebből adódnak egyedi, kedvező tulajdonságai ($\sim\text{meV}$ körüli fotonenergia, erős diszperziós hatások stb.), valamint mesterséges, irányított létrehozásának technológiai nehézségei. Ezt a problémakört ún. „terahertz-árokknak” nevezik és kétféleképpen közelítik meg. Egyfelől a hagyományos és új anyagokon alapuló mikrohullámú, szilárdtest rezonátorok frekvenciájának felskálázásával [7,8], másik oldalról pedig az optikai (elsősorban lézerek) források frekvenciájának hatékony lefelé irányuló konverziójával. Dolgozatomban csak az utóbbi, impulzusüzemű megközelítéseket tárgyalja részletesen.



1.1. ábra. A terahertz sugárzások helye az EM spektrumon, természetes forrásai, valamint alkalmazási területei.

A művészettörténeti kutatásokban egy új és érdekes alkalmazási lehetőség a különböző festékrétegek mélységi leképezése, megismerve a régi mesterek alkotási módszereit [9].

Sokféle molekula (de akár Rydberg atomok és az egyszerű víz is [10,11]) rendelkezik ezen a frekvenciatartományon egyedi, jól megkülönböztethető vibrációs és rotációs módusokkal, elnyelési sávokkal. Ez a direkt THz spektroszkópia szempontjából rendkívül érdekes, kiegészítve a már elterjedt, de még tisztán optikai FTIR-alapú (*Fourier-Transform Infrared Spectroscopy*) eljárásokat [12].

Az intenzív és koherens THz hullámcsomagok átlagosan pár pikoszekundumos időbeli hossza már elég ahhoz, hogy a gerjesztett minták időben változó diszperziós és abszorpciós viszonyai pumpa-próba módszerekkel könnyedén feloldhatóvá váljanak, utat nyitva sajátos nemlineáris és időbontott spektroszkópai módszerek kifejlesztéséhez [13,14].

Számos példát láthatunk szilárdtestfizikai alkalmazásra is, mivel a legtöbb kristály rendelkezik fonon módusokkal ezeken a frekvenciákon [15], így direkt gerjesztésükre

is lehetőség nyílik. Ilyen kutatási irányok többek között a félvezetők töltésdinamikájának vizsgálata [16], vagy a magas hőmérsékletű szupravezetők tiltott sáv szélességének pontos mérése [17].

A legújabb törekvések szerint a kísérleti fizika első pillantásra más ágaira is hatással kezd lenni a terahertz tudomány. Ilyenek mint pl. a THz sugárzások által erősített attoszekundumos impulzuskeltés [18] és a lézeres részecske, főként elektrongyorsítás. Utóbbi elsősorban az optikainál nagyságrendekkel nagyobb, a frekvencia négyzetével skálázódó *ponderomotoros potenciáljukkal* magyarázható. Ez kiemelten fontos lehetőség a következő generációs, kompakt részecskegyorsítók tervezésénél. Az általuk elméletileg elérhető GV/m nagyságrendű gyorsítóterek felválthatják/kiegészíthetik a hagyományos rádiófrekvenciás gyorsítási (50 MV/m) sémákat [19]. Mindez által jelentősen elérhetőbb lesz a nagyenergiás fizika az ipari, orvosi és az alapkutatások számára is.

A következő pár alfejezetben bemutatom a legelterjedtebb impulzusüzemű, lézerkonverziós ún. „table-top” terahertz forrásokat. Kitérek működésük fő elveire, valamint összehasonlítom azokat a tudományos alkalmazási lehetőségek és a jelenlegi technológiai korlátok szempontjából.

1.1. Optikai egyenirányítás

A legelterjedtebb módja intenzív THz impulzusok keltésének az *optikai rektifikáció* (Optical Rectification, röviden OR), másnéven az **optikai egyenirányítás**. Az elv első kísérleti demonstrációját Bass és munkatársai közzölték a hatvanas években [20]. Ez egy jellemzően inverziós szimmetria nélküli (vagy általánosan csak kis első szimmetriával rendelkező) kristályokban végbemenő másodrendű nemlineáris folyamat. Ilyenkor egy periodikus elektromos tér által indukált töltésszétválasztás nem tudja időben tökéletesen követni a gerjesztő tér fázisát, így rövid időre kvázi polarizációs egyenáram keltődik az anyagban (anharmonikus rezgés). Széles spektrális sáv szélességű, rövid lézerimpulzusok esetén a több frekvenciakomponensből álló, időben változó amplitúdójú polarizációs áramok maguk is széles frekvenciatartományon kelhetnek EM-hullámokat, amelyek egy része a THz tartományba esik. Formálisan

az indukált \mathbf{P} polarizáció kifejezhető az E elektromos tér hatványsoraként:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(4)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots), \quad (1.1)$$

ahol $\chi^{(n)}$ az anyag n -ed rendű szuszceptibilitási tenzora. A folyamat részben fel-fogható egy klasszikus, a pumpáló optikai sugárzás elektromos tere által gyorsított töltésből eredő sugárzás képével, azzal a különbséggel hogy a töltéshordozók (első-sorban elektronok) helyzete itt egy dipólushoz kötött. A másodrendű szuszceptibi-litásból az egyenirányításra vonatkozó polarizációs tag:

$$\mathbf{P}_{OR}^{(2)}(\Omega) = \varepsilon_0\chi^{(2)}(\Omega = \omega_2 - \omega_1; \omega_1 - \omega_2)\mathbf{E}(\omega_1)\mathbf{E}^*(\omega_2), \quad (1.2)$$

ahol Ω jelöli a frekvenciakülönbséget az ω_1 és ω_2 gerjesztő komponensek között. A gyorsuló töltések által keltett THz hullámcsomag elektromos térerőssége a polarizá-ció állapot időbeli függvényének második deriváltjával lesz arányos:

$$\mathbf{E}_{THz}^{(sug)}(t) \propto \frac{\partial \mathbf{P}_{OR}^{(2)}(t)}{\partial t^2}. \quad (1.3)$$

A módszer kísérleti működéshéhez több feltételnek is teljesülnie kell. Az inverziós szimmetria hiányán felül, átlátszónak is kell lennie az anyagnak mind a gerjesztő lézerpulzus, mind a keltett THz sugárzás számára is, valamint ügyelnünk kell az abszorpció, diffrakció, fakuláció és fázisillesztési jellemzőkre. Utóbbi a hatékonyság és a kristály geometriai paraméterei szempontjából döntő fontosságú, ugyanis a THz hullámok a közeg különböző pontjain keltődnek a pumpapulzus keresztülhaladtá-val. Nagy hatásfok akkor várható ha ezek a térben és időben különböző pontokon keltett hullámok a kimeneten erősítve összeadódnak. Ez akkor teljesül, ha a két im-pulzus közegebéli csoportsebessége közel azonos. A fázisillesztési feltételt a következő összefüggés adja meg [21]:

$$\mathbf{k}(\omega_2) - \mathbf{k}(\omega_1) = \mathbf{k}(\Omega), \quad (1.4)$$

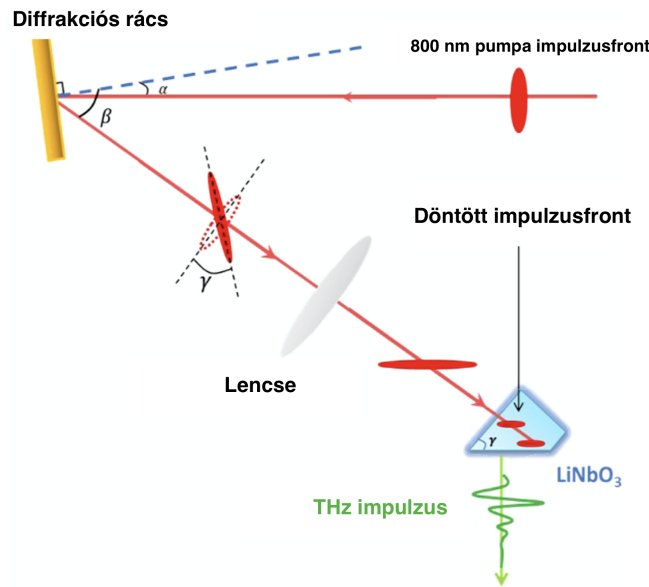
ahol \mathbf{k} az adott törésmutatóhoz és frekvenciához tartozó hullámszámvektor. Defini-álhatjuk a koherenciahosszt, ami alatt azt a kölcsönhatási úthosszat értjük, míg a komponensek el nem érik a π fáziskülönbséget, azaz

$$\delta k L_c = \pi. \quad (1.5)$$

Itt $\delta k = k_{\omega_1} - k_{\omega_2} - k_{THz}$ és L_c a koherenciahossz. Ezek alapján több kristály is alkalmas lehet a feladatra. Népszerű választás a ZnTe (cink-tellurid) és a $LiNbO_3$

(Lítium-niobát), mivel a tipikus 800 nm központi hullámhosszúságú Ti:zafír lézereknek, és az általuk keltett THz sugárzásnak közel azonos a fázissebessége a kristályon belül. Így egyszerűbb elrendezésekkel viszonylag nagy impulzusenergiák érhetőek el. A módszer továbbfejleszthető az apertúra és a geometriai méret nagyításával, ám ennek határt szab a növeszthető kristályok mérete, de még fontosabb hogy a legtöbb kristályban csak kis hatásfokkal kelthetőek polarizációs áramok. Ha találunk is alkalmasabb kristályt, abban nem fog feltétlenül teljesülni az erősítésre vonatkozó kritériumunk.

Nagy áttörést hozott a témában Hebling János és munkatársainak a javaslata 2004-ben [22]. Eszerint ha még a lítium-niobát ($LiNbO_3$) kristály előtt egy diszperzív elemmel γ szöggel *megdöntjük a pumpáló impulzusfrontot* a fázisfronthoz képest, az már a kristályban fázis szerint, együtt fog haladni a keltett THz impulzussal, automatikusan teljesítve a vonatkozó fázisillesztési kritériumot (lásd 1.2 ábra).



1.2. ábra. A döntött impulzusfrontú gerjesztés elvi, sematikus rajza [23].

Az ilyen módon keltett THz sugárzások jellemzően 1-2 ciklusosak, maximális elektromos térerősségük $> 200 \text{ kV/cm}$ feletti, meghaladva $> 10 \mu\text{J}$ impulzusenergiákat. A pumpáló lézerimpulzusok energiasűrűsége tipikusan $\approx \text{mJ/cm}^2$ nagyságrendbe esnek, míg optikai-THz konverziós hatásfokukra 0.1% és 0.4% érték a jellemző. Frekvencia szerint általában egy széles (0.3 -3 THz) tartományt fednek le, alkalmassá téve a spektroszkópai feladatokra is. A módszer továbbfejlesztésre több javaslat is

született az elmúlt években. Ilyenek a kristály kriogenikus hűtése (elkerülve a fonon rezgéseken való energiavesztéséget), a rács jobb optikai leképezése, vagy a hosszabb, transzformlimitált pumpaimpulzusok alkalmazása más hullámhosszakon [24,25,26]. Hasonló a fejlesztésekkel Tibai és Pálfi elméleti megfontolásai szerint több mJ impulzusenergiák és közel 5%-os optikai-THz konverziós hatásfok érhető el, MV/cm nagyságrendű csúcstérerősségek mellett [27,28].

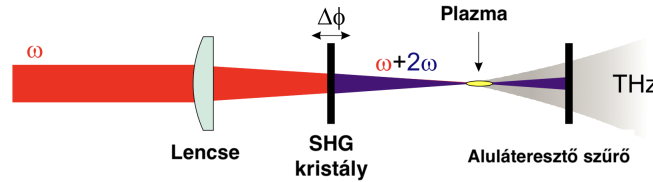
1.2. Gázplazma források

Napjainkban intenzív kutatások tárgyát képezik a különféle **gázplazma** alapú terahertz források. Meglepő felfedezés volt olyan közönséges anyagban használható terahertz sugárzást kelteni mint a levegő. Ez nem csak a kísérleti elrendezést egyszerűsíti le, hanem olyan perspektivikus, roncsolási küszöb nélküli megközelítés ami a növekvő lézerteljesítményekkel járó megszokott korlátokat is átlépheti. A technika első kísérleti demonstrációját Hamster és munkatársai közzölték a 90-es évek elején. Elrendezésükben 500 mJ energiájú, 100 fs hosszú lézerimpulzusokat egy parabola-tükörrel fókuszáltak levegőben, majd bolométerrel mérték a jeleket [29]. Az akkori elgondolásuk szerint a keltett THz frekvenciájú tranziensek úgy keltődnek, hogy a lézer ponderomotoros ereje a fókuszpont körül kirántja a könnyű elektronokat a lassú ionok közül, létrehozva egy időben gyorsan változó áramimpulzust.

Erre az elméletre alapozva Löffler és kollégái úgy módosították a kísérletet, hogy a fókusz közelében a terjedéssel párhuzamosan egy elektródapárral külső feszítőfeszültséget kapcsolnak [30]. A módszerükkel megnőtt a konverziós hatásfok, azonban komoly korlátozó tényező maradt a levegő viszonylag alacsony (20-30 kV/cm) átütési feszültsége.

Velük párhuzamosan Cook és kutatócsoportja egy másik megközelítést javasolt a lézer ω alapharmonikusa és 2ω másodharmonikusa keverésével [31,32], ahol a külső gyorsító tereket maga a lézer szolgáltatja. Jellemzően $\beta - BBO$ (*Béta-bárium borát*) kristályt helyeznek a fókusz elé, majd annak forgatásával vagy egy másik üveglappal szabályozzák a relatív fázist a két színtkomponens között (lásd 1.3. ábra). A kezdeti próbálkozásokkal extrém széles sáv szélességen ($75 THz$) és a nagyfrekvenciás komponensekből adódó jó fókuszálhatósággal kis energiák mellett is 150 kV/cm

csúcstérerősséget érték el [33]. A mechanizmus megértésére több elméletet is javasoltak az elmúlt két évtizedben. Először a négyhullám-keverés egy speciális eseteként modellezték, de ez ömagában nem volt képes a relatíve nagy térerősségeket interpretálni.



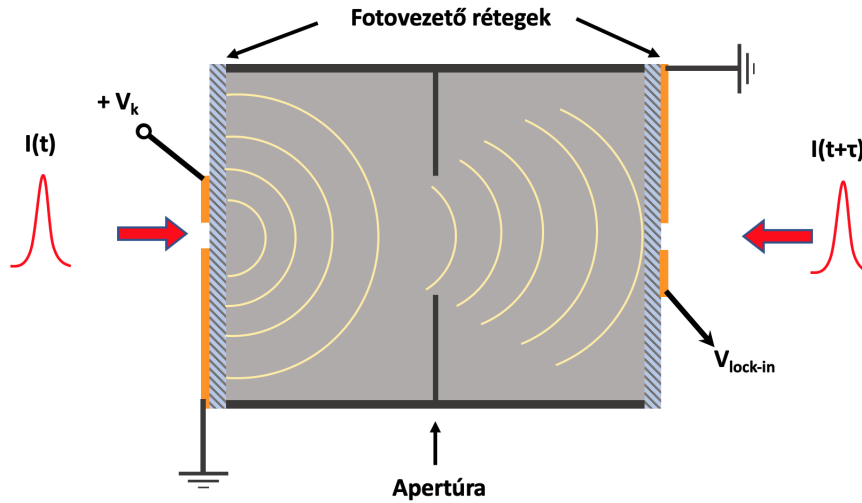
1.3. ábra. Tipikus elrendezés THz keltésre gázplazmában [34].

Az utóbbi időben a levegőplazma longitudinális hosszának a megnövelése érdekében tesznek lépéseket. Ezekben elsősorban a plazma törésmutatóját megváltoztató Kerr-effektusra építenek, ami periodikusan fókuszálja majd divergálja a beérkező lézerimpulzust, ami plazmacsatornát eredményez. Ilyen egyszínű filamentumokból először D'Amico és kollégái mutattak ki terahertz sugárzást, amit gyorsan követett a két spektrális komponensű megvalósítás [35,36]. A technika előnyeként elmondható hogy a tulajdonképpen hullámvezetővé váló plazma, annak hosszával arányosan csökken a konikális struktúrájú THz impulzusok divergenciája. Az alapharmonikus körültekintő megválasztásával a hatásfok tovább növelhető [37]. Az ilyen módon keltett, koherens, jól fókuszálható egyciklusú impulzusokkal, még viszonylag moderált ($\sim 5\mu J$) energia mellett is rendkívül nagy $> 5MV/cm$ csúcstérerősségeket lehet elérni 0.5-100 THz tartományon. Az alacsony spektrális teljesítménysűrűség miatt gerjesztési kevésbé, ám általános spektroszkópai feladatokra kiváló lehet az eljárás.

1.3. Fotovezető antennák

A fotovezető antennák, másképp *Photoconductive Antennas* (PCA) az egyik első lézerkonverziós eljárásaként, mára az egyik legkönnyebben elérhető módjává vált terahertz sugárzások előállítására, különösen az alsóbb (0.05-1 THz) frekvenciatartományon. A működési elvet először Auston és munkatársai írták 80-as években [38].

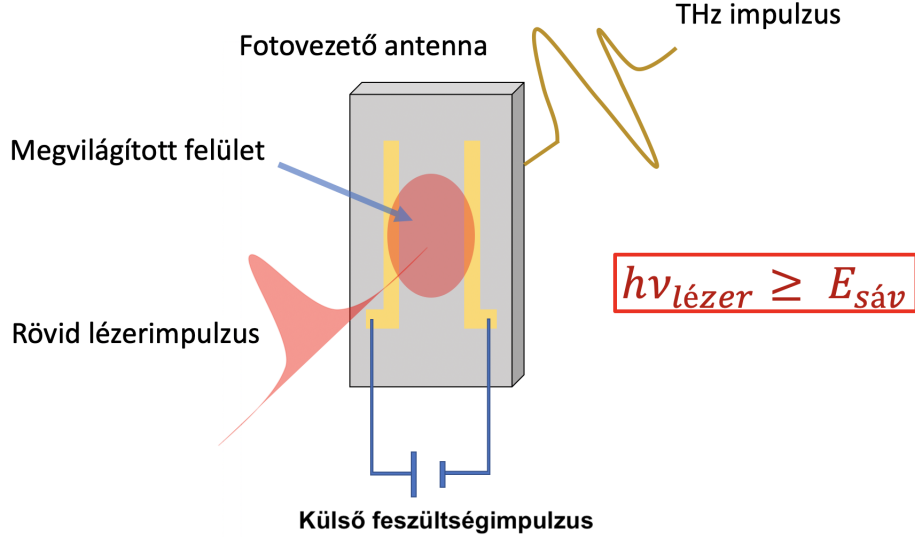
Kísérleti elrendezésükben (1.4. ábra) egy ion-implantációval szennyezett szilícium réteg fölé helyeztek egy $10\ \mu\text{m}$ résközű elektródapárt. Az elektródákra 40 V külső feszültséget kapcsoltak, majd a rést egy gyűrű-elrendezésű 100 fs impulzushosszúságú, és 50 pJ energiájú, hangolható festéklézerrel (Rhodamine 6G, 562 nm-604 nm) világítottak meg 100 MHz ismétlési frekvenciával.



1.4. ábra. Auston és kollégáinak eredeti elrendezése THz impulzusok keltésére és detektálására [38]-alapján.

A keltett sugárzás detektálására hasonló elrendezést használtak. A különbség annyi volt hogy a főimpulzusról kicsatolt lézerimpulzussal a másik oldalról megvilágított részre nem feszítőfeszültséget kapcsoltak hanem egy lock-in erősítőt. Ezzel a pumpa-próba elrendezéssel, a próbaimpulzus késleltetésével a keltett elektromos teret időben is letapogathatták. A THz impulzusok következtetett félértékszélessége 2.3 ps körülinek adódott.

A mechanizmus megértéséhez a legelfogadottabb gondolatmenet az ún. „áramhullám-modell” (current surge model) [39]. Ha egy rövid, megfelelő hullámhosszúságú (szub-pikoszekundumos) lézerimpulzus megvilágítja egy elektródákkal közrefogott félvezető felületét, az abszorbeált fotonok a töltéshordozókat a vezetési sávba emeli (1.5 ábra). Az elektródák által szolgáltatott külső tér tovább gyorsítja ezeket az immár szabad töltéshordozókat akkora sebességekre, hogy azok fononrezgéseken ne tudjanak elnyelődni, illetve a megvilágító lézerimpulzus a fononrezgések karakterisztikus idejénél rövidebb legyen textit(ún. overshoot velocity).

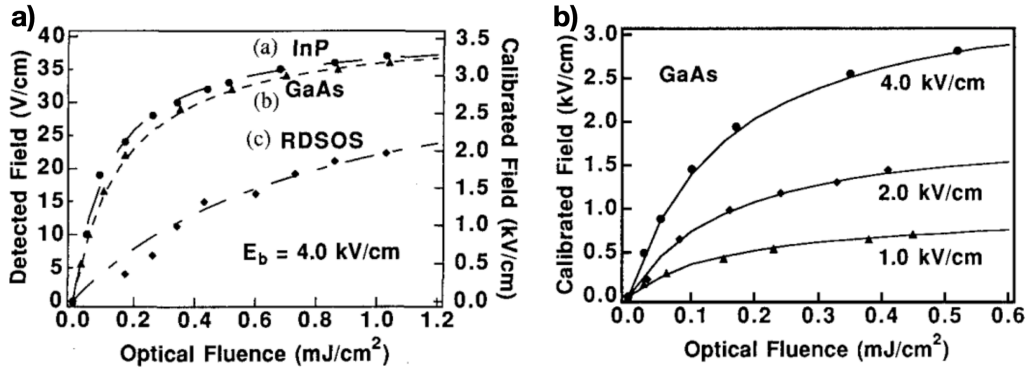


1.5. ábra. Általános séma terahertz sugárzás keltésére fotovezető antennával. Az elektródák elrendezése rendkívül sokféle lehet geometria és méret szerint.

Az így keltett gyors, tranziens fotoáram pikoszekundum időskálán csillapodik és EM-hullámokat kelt a félvezető felszínén, amelyek reflexiót és transzmissziót szenvednek. Ezek az erősített tranziens áramok a terahertz sugárzás forrásai és időderívtjük arányos a keltett THz jel elektromos térerősségével:

$$\mathbf{E}_{THz}^{(sug)}(t) \propto \frac{dJ}{dt} \propto E_k \frac{dn(t)}{dt}. \quad (1.6)$$

Itt J jelöli az áramsűrűséget, E_k a külső feszítő térerősség, n pedig a töltéssűrűség. Egyből látszik hogy az antenna teljesítménye lineárisan függ a külső feszítő tér nagyságától. IKii kell hangsúlyoznom, hogy a többi nemlineáris optikai-THz konverziós eljárással szemben, itt a terahertz impulzusenergia közvetlenül nem a lézer energiájától függ, hanem a kívülről kapcsolt tér nagyságától, tehát a DC tápegységben tárolt energia alakul át a terahertz-hullámok energiájává. Ezt az állítást támasztja alá az a tapasztalat is hogy a megvilágított PCA-k sugárzási teljesítménye telítési jelleget mutat növekvő pumpáló energiasűrűség mellett (lásd 1.6. ábra).



1.6. ábra. A keltett THz impulzusok maximális elektromos térerősségének függése a pumpáló lézer energiasűrűségétől. a): azonos külső tér mellett különböző szubsztrátokból gyártott antennák, b): GaAs antenna teljesítménye a feszítőfeszültségek változtatásával, a lézerimpulzusok energiasűrűségének függvényében [39].

Ez a szaturációs energiasűrűség, ami tulajdonképpen azt fejezi ki hogy mekkora az a gerjesztő energiasűrűség amivel a maximálisan keltehető THz sugárzás elektromos térerősségének a fele nyerhető ki (adott előfeszítő térerősség esetén). Formálisan [23]:

$$\sqrt{W_{THz}} \propto \left(\frac{F}{F + F_{sat}} \right). \quad (1.7)$$

Itt F az optikai energiasűrűség, F_{sat} pedig a telítési energiasűrűség. β a külső előfeszítő térerősséget és az antenna felületeiről reflektált nyalábokat jelölő konstans.

Maga a telítési mechanizmus több okra vezethető vissza. A keltett terahertz sugárzás árnyékolhatja a külső feszítőteret a szubsztrát mélyebb rétegeiben, valamint a felszabadult töltéshordozók energiát csatolhatnak ki a pumpalézerből, illetve a külső felület törésmutatója/reflexiója is megváltozhat a besugárzás során. Mindez tovább befolyásolhatja a lézer mélyebb rétegekben való elnyelődését. A keltett THz impulzusok hozamának telítési jellege nem csak a kölcsönhatás megértése érdekében fontos, hanem az alkalmazásokhoz szükséges nagy optikai-THz konverziós hatások szempontjából is. Ez a hatásfok kifejezhető mint

$$\eta = \frac{\sqrt{\tau E_k^2}}{2F Z_0} \left(\frac{F}{F + F_{sat}} \right)^2, \quad (1.8)$$

ahol τ a THz impulzus hossza, Z_0 a vákuum hullámellenállása, F a lézer energiasűrűsége, F_{sat} a telítési energiasűrűség, E_k pedig a külső, kapcsolt térerősség nagysága.

A fenti egyenlettel kapható görbe értéke akkor maximális, ha éppen a telítési energiasűrűsége gerjesztünk:

$$\eta_{max} = \frac{\tau E_k^2}{8F_{sat}Z_0}. \quad (1.9)$$

Az 1.9-es egyenletből rögtön következik a hatásfok erős, négyzetes függése a maximálisan alkalmazható előfeszítő tér nagyságától, valamint közvetve, a szaturációs energiasűrűség révén az elektronmobilitástól. Így belátható, hogy hatékony antenna tervezésénél ezeket a szempontokat is figyelembe kell venni.

Összességében elmondható hogy az áramhullám-modell a kísérleti eredményekkel egybehangzóan, jól leírja az ilyen módon keltett THz sugárzások elektromos terének nagyságát. Időben gaussi, τ félértékszélességű pumpaimpulzus esetén, általánosan a következő formulával írható le [40]:

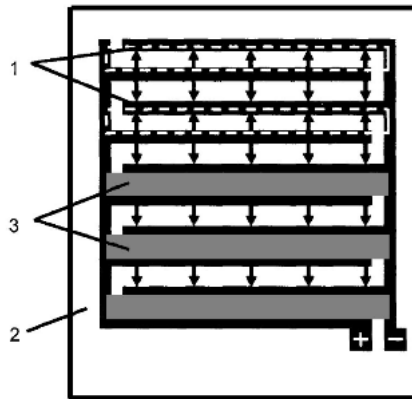
$$E_{THz}(t) = -CE_k \frac{(F/F_{sat})e^{-t^2/\tau^2}}{\left[\sqrt{\pi} + (F/F_{sat}) \int_{-\infty}^{t/\tau} e^{-x^2} dx\right]}. \quad (1.10)$$

Itt $C = \frac{A\sqrt{n}}{2\sqrt{\pi}\epsilon_0 c^2 \mu \tau z}$ konstans, amiben A jelöli a megvilágított felület nagyságát, n a szubsztrát törésmutatóját, z pedig a képmező távoli zónájában a forrástól mért távolságot. Az összefüggés nevezőjében lévő integrál az antenna megvilágított felületének a vezetőképességét fejezi ki egy közelítő, inverz-exponenciális jellegű, optikai gerjesztéstől és időtől függő elektronpopuláció modelljével.

Említettem az antennák lehetséges, változatos elektróda geometriáit. Az egyszerű, kis részközű ($\sim 10\mu m, \sim 50V$) párhuzamos elektródapárból álló, főként GaAs (*Gallium-arzenid*) antennák meghajthatóak már egy kis teljesítményű Ti:zafír oszcillátorral is, lehetővé téve kompakt, miniatürizált THz spektrométerek fejlesztését [41]. Azonban ha nagy térerősségeket kívánunk elérni, a megvilágított felület méretével együtt az elektródaközöket is meg kell növelnünk. Ez több 10 kV előfeszítőtér alkalmazásával járhat, ami nagyban megnehezítené rutinszerű használatukat. Ezt kiküszöbölendő, nagy apertúrájú, egymásba ágyazott, ölelkező elektródageometriájú fotovezető antennákkal kezdtek kísérletezni (*Large Aperture Photoconductive Antenna, másképp LAPCA*) [hivatkozás!]. Így kisebb feszültség mellett, egyenletesebb módon éri a külső tér az antenna felületét, gyakorlatilag párhuzamosan kapcsolva több kisebb antennát (1.7. ábra). A módszer hátránya is ebből fakad. A szomszédos antennák ellentétes polarizációval sugároznak, így a képmező távoli zónájában

az impulzusok akár teljesen kioltathatják egymást.

Rekord hatásfokot (1.6 %) értek el nanostruktúrájú plazmonikus elektródák beágyazásával [42], rendkívül sok töltéshordozó közel egyidejű megmozgatásával. Rendkívül vonzó megközelítés, közel két nagyságrend hatásfok javulással kecsegtetnek a hagyományos elektródájú antennákhoz képest, ám nagy felületű gyártásuk jelenleg még nem megoldott.

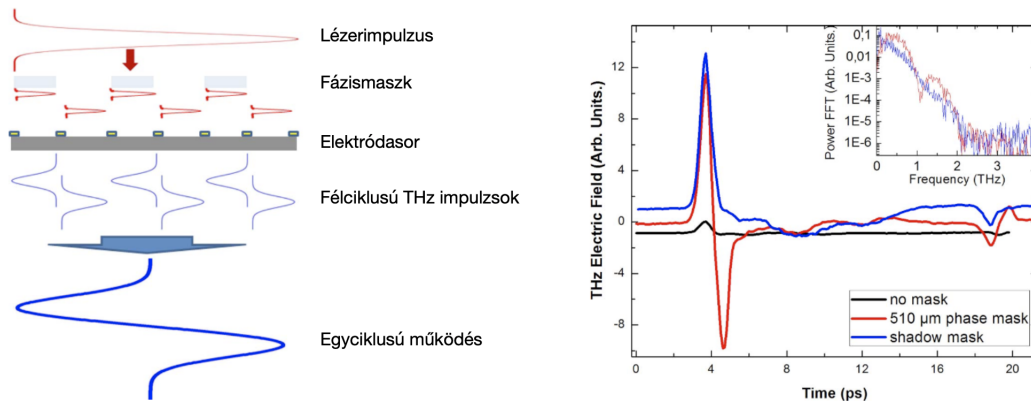


1.7. ábra. Sematikus rajz egy párhuzamosan kapcsolt antennaelrendezésről; (1) fém elektródák, (2) GaAs félvezető szubsztrát, (3) fémes árnyékoló. Az elektromos térerősségvektor irányát nyilak jelzik [43].

Árnyékoló lemezekkel elérhető hogy csak az azonos polarizációjú antennák sugározzanak, eltakarva a pumpalézer előtt a köztes részeket (1.7. ábra). Sőt, váltakoztatva a megvilágított felületeket, a képmező távoli részén egy ponton a terahert hullámcsomag egynél kisebb ciklust is felvehet. Természetesen a Maxwell-egyenletek nem engedik meg hogy félciklusú EM sugárzás terjedését szabad térben, csak egy ponton jelentkezhessen mint interferenciajelenség, de felhasználás szempontjából így is egyedi körülményeket teremt az eljárás. Hátránya értelemszerűen magából az árnyékolásból ered, hiszen a lézer energiájának a fele tulajdonképpen elvész.

A témának nagy lendületet adott Ropagnol és kollégáinak 2011-es közleménye [44]. Javaslatuk szerint, ha nem pusztán kitakarjuk a köztes antennákat, hanem periodikusan elhelyezett dielektrikumokkal, pl. üveglemezekkel időben késleltetjük a gerjesztéseket ún. fázismaszk alkalmazásával, a destruktív interferenciából adódó kioltás megkerülhető, és az egész antenna felülete hasznosíthatóvá válik (1.8.

ábra). Az elrendezés az üveglemezek vastagságának változtatásával még egyszerű impulzusalak-formálásra is lehetőséget teremt alkalmazási igény szerint.



1.8. ábra. Bal oldalt: a fázismaszk elvi működése; Jobb oldalt: a terahertz impulzusok hullámformájának alakja maszkolás nélkül (fekete), árnyékoló maszkkal (kék), illetve fázismaszkkal (piros) [44]-alapján.

Az antenna apertúrájának növelése csak egy a több járható út közül a nagyobb teljesítményű antennák felé. Mint említettem a félvezetők elektronmobilitása és átütési feszültsége döntő fontosságú az antennaalkotók megfontolásánál. Hagyományosan GaAs alapú antennákat használtak a nagy elektronmobilitása valamint a már elterjedt infravörös lézerekkel való gerjeszthetőségük (1.44 eV tiltott sáv szélesség) miatt, ám relatíve alacsony ($\sim 10 \text{ kV/cm}$) átütési feszültségük folytán, a rájuk kapcsolható maximális feszültség erősen korlátozott.

Komoly korlátozást jelentenek ennek a félvezetőnek a gyenge termális tulajdonságai, azaz a használattal járó, kapcsoláskor keletkező Joule-hő a kristályrács homogenitását degradálja, megrövidítve élettartamát.

Egy lehetséges megoldás, nagyobb tiltott sáv szélességű félvezetőkkel készíteni az antennákat. Kísérleteztek már gyémánttal, cink-oxiddal és gallium-nitriddel is [45,46], ám ezek sáv szélessége meghaladja a Ti:zafír lézerek másodharmonikusának (400 nm) a 3.1 eV fotonenergiáit, ezért tesztelésük idáig meglehetősen nehézkes, többfotonos abszorpcióra volt korlátozva.

Jó hővezetési és elektromos tulajdonságokkal rendelkeznek a különböző szilícium-karbidok (SiC) [47]. Kifejezetten biztató eredményeket értek el 6H-SiC kristályokkal, mivel a 3.03 eV tiltott sáv szélesség éppen alkalmassá teszi őket 400 nm-en való

direkt gerjesztésre. A 4H-SiC hasonlóan alkalmas lehet, ám a 3.26 eV sávszélesség miatt már csak kétfotonos abszorpcióval gerjeszthető, és ennek a hatásfoka roncsolási küszöbintenzitás alatt nagyon alacsony. Szóba jöhetne még a Ti:zafír lézerek 3ω harmonikusának a használata is, ám ennek a konverzióknak sem kielégítő a hatásfoka rövidimpulzusok esetén.

A következő fejezetekben bemutatott kísérleteim közvetlen előzményének tekinthető Ropagnol és kollégáinak a munkája ZnSe (*cink-szelenid*) kristályokkal [48]. Ebben egy Ti:zafír lézer másodharmonikusával gerjesztették az antennákat (2.7 eV sávszélesség), nagy (12.2 cm^2) felületen. Fázismaszkkal $12.5 \mu\text{J}$ energiát és 0.2 % hatásfokot, árnyékoló maszkkal $8.3 \mu\text{J}$ energiát értek el a szaturációs 2.5 mJ/cm^2 pumpáló energiasűrűsége. A visszakövetkeztetett térerősség $331 \pm 5 \text{ kV/cm}$ -nek adódott. A spektrális mérések szerint a az impulzusok központi frekvenciája 0.28 THz, így a keltett térerősség $15 \pm 1 \text{ eV}$ ponderomotoros potenciálnak feleltethető meg. Ezzel szilárdtestfizikai gerjesztési kísérletekre alkalmassá teszi ezt a sugárforrást.

A ZnSe kristály hátránya hogy elektromos/termális tulajdonságaiban nagyban hasonlít a GaAs-hez, így rövid távon is teljesítménycsökkenéssel jár használatuk.

Léteznek még egzotikusabb, egyelőre kevésbé elterjedt THz keltési eljárások, mint pl. a relativisztikus lézerplazmákból kisugárzott ultranagy sávszélességű források, Cserenkov-sugárzás alapúak [49], vagy vékony fóliákon keltett lézerplazmákból származóak TNSA (*Target Normal Seath Acceleration*) [50]. Utóbbiak a haditechnika szempontjából lehetnek érdekesek, hiszen a bennük keltett tranziensekből származó EM-sugárzások karakterisztikus frekvenciaspektruma nagyban hasonlít a termionukleáris robbanásokkor keletkezőkére. Végezetül egy táblázatban összehasonlítom az eddig tárgyalt terahertz forrásokat.

Módszer	Fotovezető antenna	Gázplazma	Optikai egyenirányítás
THz sugárzás tulajdonságai	<ul style="list-style-type: none"> Egész, vagy félciklusú asszimmetrikus hullámforma Alacsony frekvenciatartomány (0.05-1 THz) pár száz kV/cm térerősség 	<ul style="list-style-type: none"> Egyciklusú működés Konikális nyalábprofil Több MV/cm térerősség Nagy sávzélesség (100 THz) 	<ul style="list-style-type: none"> Egy vagy sokciklusos működés, akár MV/cm térerősség Kristálytól függően széles, (0.1-6 THz) frekvenciatartomány
Előnyök	<ul style="list-style-type: none"> Nagy ponderomotoros potenciál Egyedüli korlátozó tényező a maximálisan kapcsolható feszültség A telítés közelében stabil működés 	<ul style="list-style-type: none"> Nincs roncsolási küszöb Folytonos spektrum Jó fókuszálhatóság 	<ul style="list-style-type: none"> Nagy határfok Stabilitás
Hátrányok	<ul style="list-style-type: none"> Viszonylag alacsony csúcs térerősség EM-zajok Emmiterek rövid élettartama Gyenge fókuszálhatóság 	<ul style="list-style-type: none"> Kényes fázisillesztési viszonyok ω_1 és ω_2 között Alacsony spektrális energiasűrűség Konikális alak 	<ul style="list-style-type: none"> Kristályok roncsolási küszöbe Sokszor komplikált fázisillesztési követelmények Termális hatások
Alkalmazások	<ul style="list-style-type: none"> Szilárdtestfizikai gerjesztés Elektrongyorsítás 	<ul style="list-style-type: none"> Direkt spektroszkópia Optoelektronika 	<ul style="list-style-type: none"> Időbontott és nemlineáris spektroszkópia Elektrongyorsítás

1.1. táblázat. Összefoglaló az elterjedt lézerkonverziós terahertz forrásokról [23]-alapján.

2. Célkitűzés

Fő célkitűzésem volt különféle, nagy átütési szilárdságú félvezetők alkalmazásának demonstrációja fotovezető antennaként. A feladatra kiváló kísérleti körülményeket teremtett a szegedi HILL laboratórium Szatmári-Schaefer típusú, nagy fotonenergájú (5.1 eV) szubpikoszekundumos lézerrendszere, a hozzá tartozó műszaki háttérrel. A tesztelt antennákat megkíséreltem jellemezni és osztályozni hatékonyság szerint. Céлом volt nagy apertúrájú fotovezető antennák jellemzése és a félciklusú működés tanulmányozása. További kiemelt céлом volt az ilyen módon létrehozott THz sugárforrás spektrális jellemzése is.

Végző célom a THz nyalábútvonal tudományos alkalmazása volt. Erre a célra egy szennyezett félvezető nemlineáris, THz frekvenciatartományú transzmisszió változásának mérésére kísérleti elrendezést építettem. Ennek eredményéből nemcsak a mintabéli töltéshordozók dinamikájára, hanem magára a gerjesztő THz impulzusok térerősségére is következtetni kívántam.

3. Tudományos eredmények

3.1. Nagy tiltott sáv szélességű fotovezető antennák jellemzése

Első lépésben Ropagnol és munkatársai alkalmasnak tűnő antennaalkotó félvezetőket választottak ki szakirodalmi adatok alapján. A fizikai jellemzők mellett a gyártástechnológiai elérhetőség is szempont volt. Így öt jelöltre esett a választás (1.2-es táblázat). Sorrendben cink-szelenid, gallium-nitrid, 6H- és 4H-szilícium-karbid, valamint béta-gallium-trioxid. A nagy átütési szilárdság kiemelten fontos volt, így mindegyik félvezető legalább 1 MV/cm értékig szigetel és viszonylag nagy ($> 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) kisterű elektronmobilitással rendelkezik szobahőmérsékleten.

Félvezető	ZnSe	GaN	6H-SiC	4H-SiC	Beta-Ga ₂ O ₃
Tiltott sáv szélesség (eV)	2.7	3.28	3.01	3.23	4.84
Gerjesztés módja	D	D	I	I	I/D
Átütési szilárdság (MV/cm)	1	4	3	3	8
Töltéshordozók mozgékonyága (cm ² /Vs)	500	1000	400	800	300
*BFOM	0.5	62	10.4	21	152
Jelenleg legnagyobb gyártható minta mérete	6 inch (polikristályos)	4 inch (nagy diszlokációsűrűség mellett)	6 inch	6 inch	15x10 mm

1.2. táblázat. Nagy átütési feszültségű félvezetőkkel készült próbaantennák anyagainak összefoglaló táblázata.

Az ún. Baliga-féle jósági tényező (*Baliga's Figure Of Merit, BFOM*) a nagyfrekvenciájú, nagyteljesítményű elektronikai komponensek anyagainak jellemzésére használatos [51]. Értéke kifejezhető mint $BFOM = \mu E_{krit}^2$, azaz az elektronmobilitás és a kritikus átütési feszültség négyzetének egyszerű szorzata. Ebből a szempontból a béta-gallium-trioxid szerepel a legjobban, ahogy az átütési feszültség szerint is. Ezt

követi a gallium-nitrid és a 4H-szilícium-karbid. Tiltott sáv szélesség szerint megkülönböztethetünk direkt és indirekt félvezetőket. Indirekt esetben a fénykvantum egy gyors fononrezgést kelt, majd ez emeli át a töltéshordozókat a vezetési sávba. A béta-gallium-trioxid ebből a szempontból különleges, mivel a direkt sávja csak 0.04 eV-al magasabb mint az indirekt. Azonban a nagy (5 eV) fotonenergiájú impulzusok közvetlenül tudnak a Γ -völgybe is gerjeszteni, a direkt átmenet megvalósítása lehetséges. Mivel a megvilágítható felület is fontos tényező, a béta-gallium-trioxid jelentős hátrányt szenved, tekintve hogy ehhez képest a többi kristály viszonylag nagyra ($> 10\text{cm}$ átmérő) növeszthető.

A végleges, legyártott tesztantennának viszonylag egyszerű a kialakítása. 15 mm hosszúságú, párhuzamos, 3 mm résközű, felületre párologtatott króm-alumínium ötvözetből készült elektródapár fogja közre a megvilágítandó, moderált (0.45cm^2) méretű felületet.

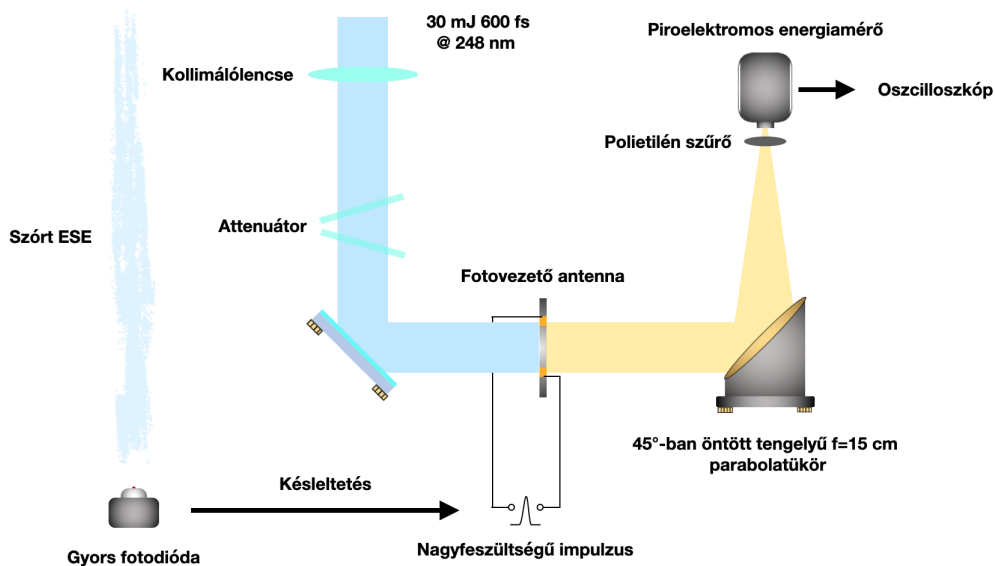
3.1.1. Kísérleti módszerek

A meghajtó lézerünk egy Szatmári-típusú hibrid-excimer rendszer volt [52]. Ez szolgáltatja az 5 eV fotonenergiájú (248nm), 600 fs hosszúságú pumpaimpulzusainkat. Működési elve szerint eltér az elterjedtebb infravörös, CPA (*Chirped Pulse Amplification*), azaz a fázismodulált impulzuserősítési sémától, mert itt a magimpulzusok erősítése direkt módon történik, pikoszekundumos vállaktól mentesen (*Megjegyzés: a második rész 7.1.1. alfejezetben egy hasonló lézerrendszer elvi rajza található.* Ezek csak impulzuskompresszió esetén jelenhetnek meg, ettől eltekintve az egyetlen háttérrel csak az ESE (*Erősített Spontán Emisszió*) adja. A direkt erősítési láncot egy festéklézer-kaszád előzi meg, amit egy 308 nm-en üzemelő XeCl excimer pumpalézer hajt meg. A festéklézer 500 fs hosszú, Gauss keresztmetszeti profilú, 497 nm központi hullámhosszúságú, $200\mu\text{J}$ energiájú impulzusokat szolgáltat. Ezt a magimpulzust átvezetjük egy frekvenciakétszerező BBO (béta-bárium-borát) kristályon, ami azt éppen a KrF excimer erősítési sáv szélességének a közepére hangolja azt. Az első mérések során az erősítés 4 passzban történt, úgy hogy a 3. passz előtt hagyományos térszűrést alkalmaztam a jó energiakontraszt biztosítása céljából

($\sim 1 : 90$). Az eredetileg gauss profillal rendelkező magimpulzusunk a KrF lánc végén az erősítés telítődése miatt lapos [53], ún. *flat-top* profilt vesz fel, ami különösen előnyös ha célunk egy nagy felületet homogén megvilágítása. A lézer az erősítő lánc végén $\approx 30 \text{ mJ}$ energiájú, $2 \times 2.5 \text{ cm}$ téglalap alakú impulzusokat szolgáltatott, egy $f = 5 \text{ m}$ fókusztávolságú kollimálólencse után. A fókuszátlatlan nyaláb intenzitása így $8.5 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ volt, ami még a fém elektródák roncsolási küszöbe alatt van valamelyest.

A második kísérletsorozat során jelentős változás volt, hogy 2018-ra már beépítésre került a lézerrendszerbe a nemlineáris Fourier-szűrő, és a multiplexelésen alapuló végerősítési séma [54]. A szűrő jelenléte ezekben a kísérletekben nem kulcsfontosságú, hiszen nem fókuszált nyalábokkal dolgoztunk, jelentőségére dolgozatom következő részében bővebben kitérek. Az átalakításokkal, a második kísérletsorozat idején a lézer 700 fs hosszúságú, $4,5 \text{ cm} \times 4,5 \text{ cm}$ homogén, négyzet alakú, 80 mJ -os impulzusokat szolgáltatott.

A tesztelésre használt elrendezés viszonylag egyszerű volt (1.9. ábra) és atmoszférán, optikai asztalra épült. Annak érdekében hogy az energiasűrűség függvényében tudjam a THz hozamokat mérni, egy ellentétes szögben mozgó üvegpárból álló, attenuátort helyeztem a lézerimpulzus útjába.

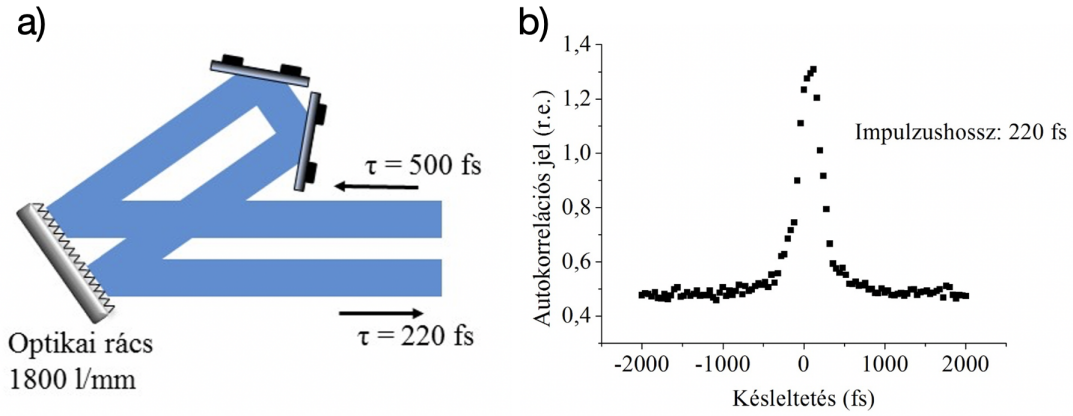


1.9. ábra. Az antennák jellemzésére általam felépített kísérlet elvi, sematikus rajza.

Az antennák előfeszítéshez egy Kanadából hozott tirátron alapú tápegységet használtam, ami maximálisan 6 KV nagyságú, 100 ns hosszúságú feszültségimpulzusokat szolgáltatott. Az előfeszítő tér impulzus jellegű üzeme kulcsfontosságú az antennák termikus és koronakisülésekkel szembeni védelméhez, jelentősen lecsökkentve a keltett Joule-hő járulékát.

A lézerimpulzus és a feszültségimpulzus szinkronizálásához egy késleltető egységet és oszcilloszkópot használtam. A tápegység triggerjelének az első KrF csőből származó, szórt ESE fényét használtam, gyors fotodióda segítségével. A szinkronizáció akkor pontos, ha a feszültségimpulzus oszcilloszkópos képén a maximum környékén egy keskeny, de meredek beesést látunk. Ez jelzi a megindult fotoáramot. A legjobb hatásfok érdekében a legnagyobb feszültségérték tartományán szeretnénk ezt elérni. Az antennákból eredő THz impulzusokat egy aranyozott, 45 fokban döntött, $f = 5\text{ cm}$ fókusztávolságú parabolatükörrel gyűjtöttem össze a vastag műanyaglemezzel árnyékolt piroelektromos detektor felszínére. Maga a detektor érzékenysége (típusjelzés: Gentec THz 5I-BL-BNC) 78 kV/W volt 600 nm-es sugárzásra, amit egy korábban már THz tartományon tesztelt Coherent-Molelectron piroelektromos energiamérővel kanadai kollégáim keresztkalibráltak. Így a vizsgált frekvenciatartományunkon a detektor érzékenysége $0.87\text{ V}/\mu\text{J}$ -nak adódott, aminek jelét oszcilloszkópról olvastam le.

Mivel a THz sugárzás szabad szemmel láthatatlan, illetve tudomásom szerint nem léteznek erre a hullámhossztartományra „infrakártyák”, ezért az optikai beállítások során a KrF, majd a THz impulzusokat egy HeNe lézerre fűztem fel. A beállítások helyességéről úgy győződtem meg, hogy a maximális oszcilloszkópos jel környékén mind a késleltetést és a parabolatükör két tengelyét állítottam.

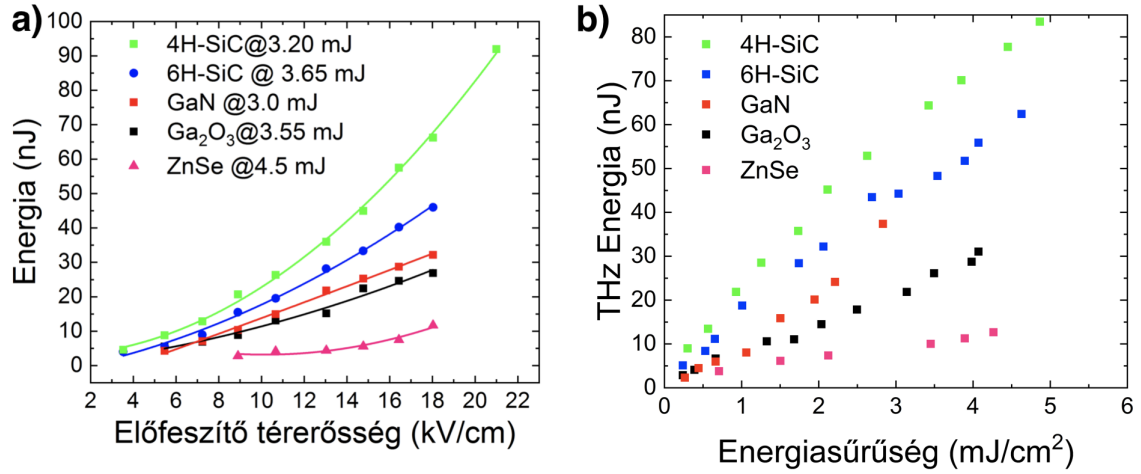


1.10. ábra. Az impulzuskompresszióhoz használt elrendezés sematikus rajza (a), és egy 220 fs hosszú impulzushoz tartozó autokorrelációs görbe (b) [55].

Megvizsgáltam a rövidebb, kompresszált lézerimpulzusok hatását is a terahertz hozamra. Ehhez egy rácsból és egy retroreflektor tükörből álló impulzuskompresszort építettem (1.10 ábra), amelynek (impulzusenergia szerint) hatásfoka 25% volt. Az impulzusok hosszát egy NO (nitrogén-oxid) kétfotonos abszorpcióján alapuló, gázcélás autokorrelátorokkal mértem meg. A legrövidebb félértékszélesség 220 fs-nak adódott, időben Gauss-alakú lézerimpulzusokat feltételezve.

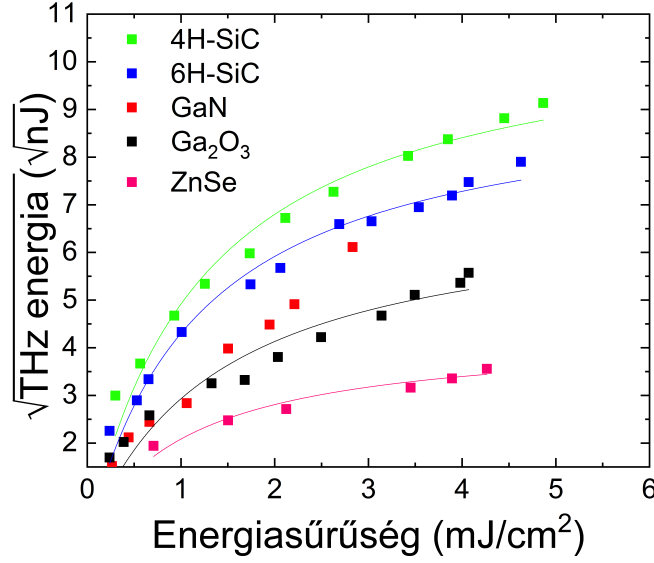
3.1.2. Eredmények

Az 1.11-es ábrán láthatjuk a THz energiákat különböző félvezetőkre az antennákra kapcsolt feszültség és az energiasűrűség függvényében. Látványos az antennák különböző teljesítménye. A leghatékonyabb a 4H-SiC antenna, 18 kV/cm-en előfeszítve 1,5-ször, valamint 2-szer hatékonyabb mint a 6H-SiC és GaN-ból készültek.



1.11. ábra. Az antennák teljesítménye az előfeszítő térerősség (a), valamint az energiasűrűség függvényében. A pontok mérési adatokat, míg a görbék illesztéseket jelölnek [56].

Látványos a THz hozam erős kvadratikus függése a külső tértől, amit a paraméteres illesztések is alátámasztanak. Az $y = A + Bx + Cx^2$ illesztett függvény első két tagja a GaN kivételével közel zérus, csak C együttható értékében térnek el, szórásuk 15% körüli. Utóbbi esetén a négyzetes komponens értéke elhanyagolható, míg a lineáris tag $B = 2,1 \pm 0,3$ értéket vesz fel. Az elérhető maximális THz energiákat csak a tápegység teljesítménye korlátozta és nem maguk a kristályok, vagy a levegő átütési feszültsége. A legtöbb antenna viselkedése az energiasűrűség szempontjából ezen a feszültségtartományon közel lineáris maradt, maximálisan szintén 10% körüli szórásértékekkel. Ahhoz hogy a telítési energiasűrűséget megkaphassam, az energiahozam gyökével korreláltattam a mérési pontokat (1.12. ábra), valamint $y = \frac{P_1 x}{P_2 + x}$ paraméteres függvényillesztést végeztem, ahol $P_2 = F_{szat}$.



1.12. ábra. A THz impulzusenergiák gyökének energiasűrűség-függése [56].

A szaturációs energiasűrűség kifejezhető másképpen is:

$$F_{sat} = \frac{h\nu(1 + \sqrt{\varepsilon})}{e\mu Z_0(1 - R)} \quad (1.11)$$

Itt $h\nu$ a gerjesztő fotonenergia, e az elektron töltése, míg ε , μ , R a dielektromos állandó, tranziens elektronmobilitás és a lézer reflexiója az antenna felületéről. Az 1.12. ábrából kivehető a szaturáció kezdete és extrapolálva a görbéket megkaphatóak F_{sat} értékei az 1.11. egyenletből. Ezekből a tranziens elektronmobilitás meghatározható (1.3 táblázat). Megjegyzés: az 1.7-es egyenletben szereplő reflexiós tag értéke minden kristály esetén 25-30 % között mozgott. Érdekes megfigyelés hogy a GaN kivételével az összes félvezető mutatja a hiperbolikus viselkedést.

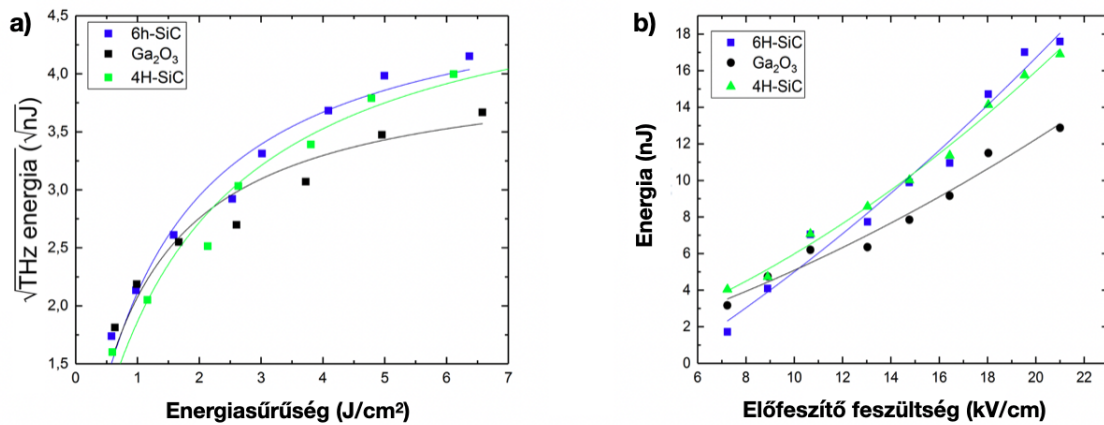
A telítési értékek 1.39 mJ/cm^2 és 1.06 mJ/cm^2 között változnak, ami figyelembe véve a mérés szórását, közel azonosnak tekinthető. ZnSe és 6H-SiC esetén ez az érték közel 5-ször magasabb 248 nm-en pumpálva, mint 400 nm-en [48]. Az elektronmobilitások $52 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ és $63 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ között mozognak. Figyelemre méltó, hogy míg a kisterű irodalmi értékek ebből a szempontból jelentős szórást mutatnak, tranziens, nagyfrekvenciás határesetben ezek a különbségek elenyésznek. ZnSe és 6H-SiC félvezetők esetén, 248 nm-es gerjesztés hatására a tranziens elektronmobilitás 3.8-szor, valamint 2.8-szor alacsonyabb mint a 400 nm hullámhosszúságú megvilágításkor. Feltételezhetően, mivel a kapcsoló foton energiája lényegesen nagyobb a

tiltott sáv szélességeknél (kivéve a béta-gallium-trioxidot), a töltéshordozók közvetlenül nagyobb energiájú mellék-völgyekbe is gerjesztődhetnek, ahol effektív tömegük megnő, így mobilitásuk lecsökken.

Félvezető	ZnSe	GaN	6H-SiC	4H-SiC	Beta-Ga ₂ O ₃
$F_{\text{sat}}(\text{mJ}/\text{cm}^2)$	1.06 ± 0.18	-	1.2 ± 0.14	1.24 ± 0.16	1.39 ± 0.25
$\mu (\text{cm}^2/\text{Vs})$	52 ± 9	-	63 ± 8	61 ± 8	55 ± 12

1.3. táblázat. A visszakövetkeztetett telítési energiasűrűségek és a tranziens elektronmobilitások.

A telítési energiákban tapasztalt különbséget a korábbi kísérletekhez képest viszont a mobilitásbeli különbség nem magyarázza teljes egészében. Feltételezésem szerint ha ilyen magas fotonenergiákkal pumpáljuk ezeket a nívókat, a mellékvölgybeli és völgyközi kölcsönhatások fontosabb szerepet kapnak.



1.13. ábra. Az antennák teljesítménye kompresszált 220 fs-ra kompresszált pumpaimpulzusokkal, valamint az előfeszítő feszültségfüggésük.

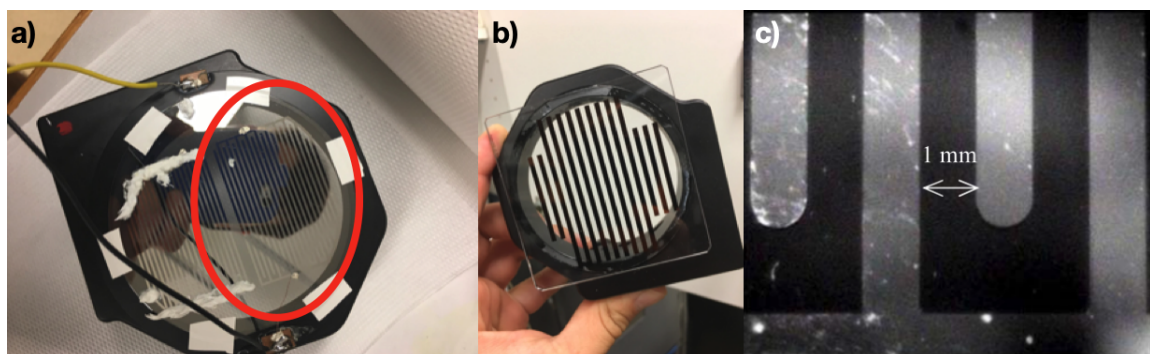
Kompresszált lézerpulzusok alkalmazásával a telítési energiasűrűség pár tized mJ-al alacsonyabb értékű, valamint azonos előfeszítő térerősség mellett az integrált THz-hozamok is enyhén lecsökkentek. Az antennák gyengébb működésére -feltételezésem szerint- a kompressziókor megjelenő parazitareflexiók és az ESE pedesztál hatása lehet a magyarázat, amely témakörre a következő alfejezetben bővebben kitérek.

Kézenfekvő lett volna a ps-os vállak teljesítménykontraszt szerinti közvetlen mérése, azonban az autokorrelátor korlátozott dinamikus tartománya (1:10) azokat nem volt képes feloldani. További lehetséges magyarázat, hogy a rövidebb pumpálással járó megváltozó THz hullámforma és így a THz frekvenciaspektrum, a terahertz impulzus terjedése szempontjából kedvezőtlenül hat a töltéshordozók dinamikájára a félvezető mélyebb rétegeiben. A fenti grafikonokból az is leolvasható (1.13), hogy a kompresszálatlan impulzusokhoz képest nem hogy jelentős javulását, de enyhe csökkenését is tapasztaljuk a konverziós hatásfoknak. Ezzel együttesen megfigyelhető az anyagi minőségből eredő relatív teljesítménybeli különbségek mérséklődése is. Egy lehetséges magyarázat szerint, a félvezetők különböző rekombinációs idejéből származtatható azok eltérő érzékenysége az előimpulzusok teljesítményére. Ebből a szempontból a $\beta - Ga_2O_3$ alapú antennák valamelyest jobb tulajdonsággal bírnak a szilícium-karbidokhoz képest.

3.2. Nagy apertúrájú fotovezető antennák

3.2.1. Nagy apertúrájú fotovezető antennák jellemzése

Az első kísérleti kampány tanulságai alapján kanadai kollégáimnak sikerült szilícium-karbid (4H- és 6H-SiC) kristályokból nagyobb, ölelkező geometriájú antennákat fejleszteni (5 x 5 cm) standard fotolitográfiai eljárással, valamint egy illeszkedő, kvarcból készült (UV-tartományon áteresztő) árnyékolómaszkot (1.14. ábra a,b fényképek). Az elektródák CrAl ötvözetből készültek 1 mm széles közzel. Elkerülvén az elektromos csúcshatást, az elektródák végei lekerekítettek, ezzel jelentősen növelve az átütési térerősséget (1.14. ábra, c felvétel).



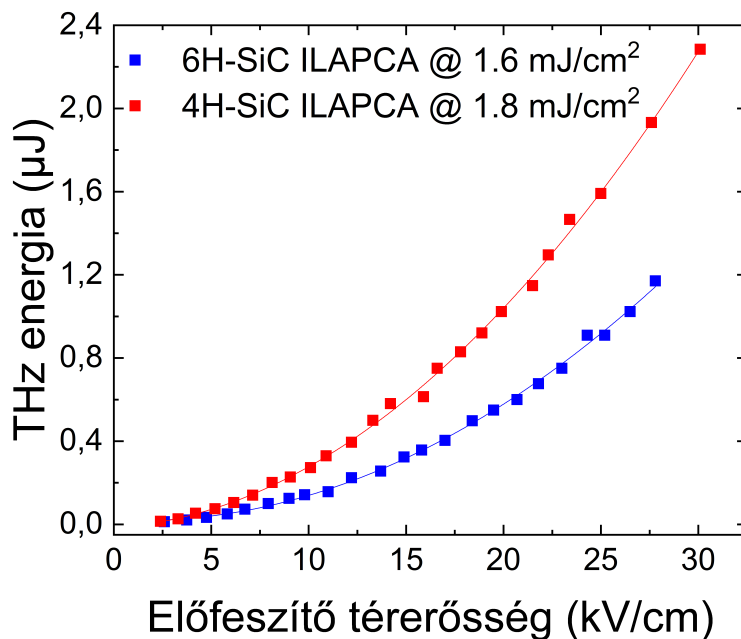
1.14. ábra. Bal oldalt fényképek az antennákról (a) és az árnyékolómaszkról (b). Az antennákon látható fehér foltok speciális vákuum kompatibilis és nagy átütési feszültségű polimer ragasztót jelez, amelyeket az atmoszférikus tesztelés során az elektromosan leggyengébb részekre helyeztünk. Jobb oldalt az antenna nagyított képe 10x nagyítás mellett (c) [56].

Az atmoszférikus karakterizáláshoz hasonló elrendezést használtam mint az 1.6.2-es alfejezetben. A különbség annyi volt, hogy a nagyfeszültségű a kapcsolóteret itt már egy triggerelhető, Szatmári Sándor vezetésével fejlesztett házi tápegység szolgáltatta. A berendezés alapja egy tirátron alapú nagyfeszültségű kapcsoló ami 5 kV-ot képes szolgáltatni 100 ns-os impulzusokban, ugyanakkor egy vákuumkompatibilis transzformáló egységgel (1:6) ennek jele megnövelhető 30 kV-ig is, a feszültségimpulzus időbeli hosszának 200 ns-ra növekedése mellett. A tápegység kapacitását előzetesen illesztetem az antennák 22 nF-os értékéhez. A műszert a kísérleteket megelőző időszakban vákuumban teszteltem a korábban használt antennákkal.



1.15. ábra. A házi készítésű triggerelhető nagyfeszültségű tápegység.

Az atmoszférikus eredmények tükrözik az első mérési sorozat eredményeit. A 4H-SiC antennák hasonló energiasűrűség mellett jobban teljesítenek. Az alábbi ábrán (1.15) az előfeszítő feszültség függvényében láthatjuk az antennák által keltett THz impulzusok energiáit, közel azonos energiasűrűségen pumpálva.



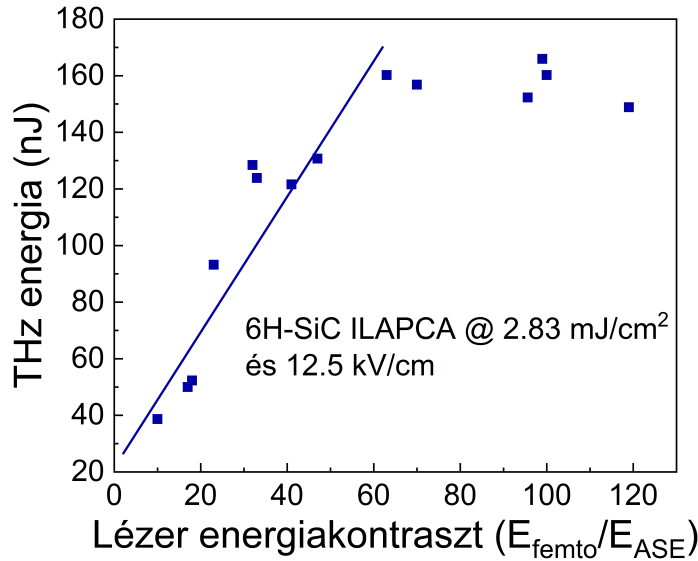
1.16. ábra. A THz impulzusok energiája az előfeszítő feszültség függvényében, atmoszférán árnyékoló maszkkal. Az optikai gerjesztés energiasűrűsége közel azonos volt mindkét antenna esetében [56].

A két antenna teljesítménye az eddig tapasztaltakhoz hasonlóan kvadratikusan skálázódik az előfeszítő feszültség függvényében. 18 kV/cm esetén a különbség 70%, míg 27 kV/cm esetén már közel kétszeres a 4H-SiC antenna javára, 2,3 μJ THz impulzusenergiát szolgáltatva. A nagyobb terek teszteléséhez nem a kristályok, hanem a levegő, nagyjából 30 kV átütési feszültsége jelentette a korlátozó tényezőt.

A karakterizálás során egy érdekes jelenséget figyeltem meg. Mivel az erősítőkben lévő nemesgáz-halogén gázkeveréket idővel és használattal (lövesszám) egyaránt cserélni kell, a több napos kísérlet során ezt többször is megtettem. Friss gáztöltés esetén, minden paramétert változtatlanul hagyva jelentős csökkenést tapasztaltam a THz konverzió hatásfokában, azaz a THz impulzusok energiájában. Ennek magyarázataként a lézer energiakontrasztjának a hatását adom. A megújult gázkeverék teret enged a hatékonyabb ESE keltődésének, így az a főimpulzusnál nagyobb mértékben erősödik a megelőző erősítők fokozatokon, az erősítés telítési jellege miatt. A jelenség leírásához és jobb megértéséhez célzott mérést is végeztem.

Egy attenuátort helyeztem a harmadik és a negyedik passz közé aminek dőlésszögével szabályozhattam a magimpulzusok energiáját. Amíg a a gyengített főimpul-

zus a telítési energiasűrűség közelében erősödik, annak vesztesége a lánc további részén kompenzálódik, addig az ESE előimpulzus energiája jelentősen lecsökken. Ezzel a módszerrel 1:10 és 1:100 között változthattam az energiakontraszt értékét (1.16. ábra). Minden mérési pontot 3-5 lövés átlagából számítottam, és a pumpáló lézerimpulzus energiasűrűségét, valamint az előfeszítő térerősséget állandó értéken tartottam.



1.15. ábra. A THz hozamok a lézer energiakontrasztjának függvényében 6H-SiC antenna esetén. A pontok mérési eredmények átlagait jelzik, míg az egyenes a közel lineáris függvény illesztett görbéje. Az pumpáló lézer energiasűrűségét és előfeszítő térerősséget állandó értéken tartottam [62].

Az ábrán jól látható hogy nagyjából 1:60 kontrasztarányig az összefüggés közel lineáris, ezen érték felett pedig a folyamat hirtelen telítést mutat. Elképzelhető hogy alacsonyabb energiakontrasztú tartományon ($<1:10$) (ahol nincsenek mérési adatpontjaim, az illesztett görbe felfutó éle nemlineáris függvényt is követhet, azonban technikai szempontból a kritikus energiakontraszt értelmezésénél lineáris közelítéssel élek. Feltételezésem szerint már a magimpulzust megelőző közel 7 ns impulzushosszúságú ESE is képes a vezetési sávba gerjeszteni töltéshordozókat.

Gondolatmenetem a következő. Irodalmi adatok alapján a komplex törésmutató ($n = 3,247, \kappa = 1,78$ [57]) és így az abszorpciós koefficiens meghatározható. Ebből

a behatolási mélység (azon távolság amely alatt a beérkező fény intenzitása $1/e$ -ad részére esik) 248 nm-es sugárzásra és szilícium-karbidokra $\delta_{att} = \lambda/4\pi\kappa \approx 11\text{nm}$. A szakirodalomban fellelhető adatok szerint [58] a valencia sáv elektronsűrűsége $1,7 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$, így vizsgált térfogatunkban a kapcsolható elektronok számossága $n_e = 1,87 \cdot 10^{13}$ darab. 10 ps-os természetes élettartamot becsülve a félvezető gerjesztett állapotának, az ez idő alatt közvetlenül a főimpulzus előtt beérkező fotonok száma megközelítőleg $n_{f,ESE} \approx 2 \cdot 10^{13}$. Konzervatív $\approx 80\%$ kvantumhatásfokkal számolva, ez azt jelenti hogy közel az összes elektron "felkapcsolt" állapotban látja a főimpulzust, valamint a megnövekedett vezetési sávú elektronsűrűség is a fémszerű reflexiós hatásokat erősíti. Ez a két jelenség már önmagában megmagyarázza a konverzió kontrasztfüggését, valamint a vártnál gyengébb működést kompresszált impulzusokkal.

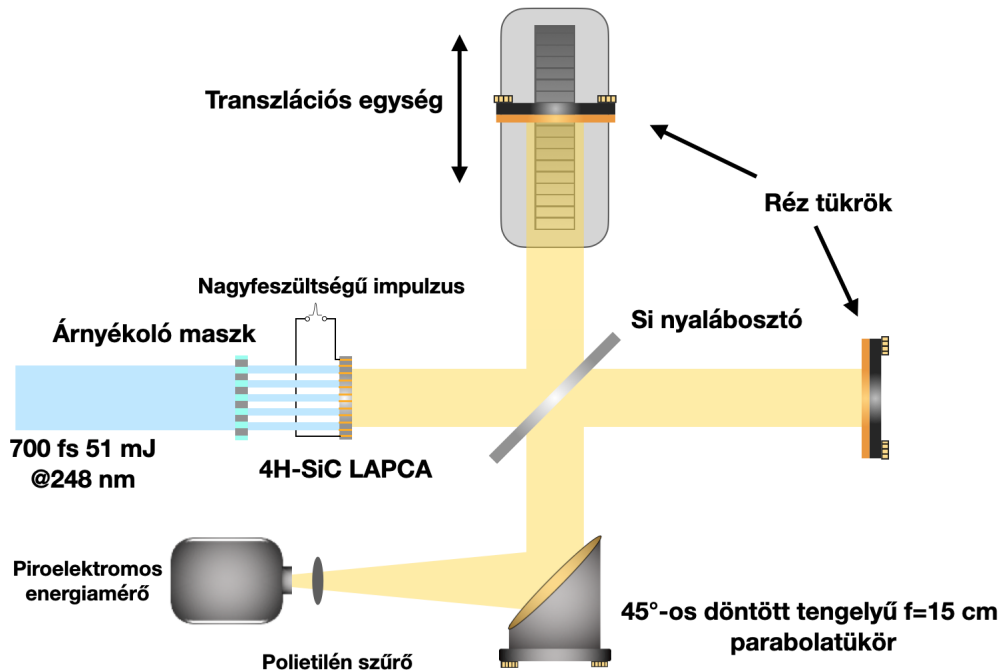
A továbbiakban minden kísérlet előtt ellenőriztem az energiakontraosztot is, és jóval a kritikus 1:60 érték felett tartottam azt. Tanulságos, hogy ez a lézerparaméter is megfontolandó a jövőben minden hasonló, félvezetők gyors fotokapcsolásán alapuló kísérletnél, más típusú lézerek esetén is.

Fontolóra vehető, hogy ez a kísérleti elrendezés célzottabb formában akár alkalmas lehet a KrF ézerimpulzusok kompressziójával együtt járó, gyakran problematikus pikoszekundumos vállak közvetett mérésre is.

3.2.2. Spektrális mérések

Egy sugárforrás jellemzésénél elengedhetetlen annak spektrális tulajdonságainak a mérése is. Mivel a terahertz egy tág tartománya az EM spektrumnak, az alkalmazások szempontjából ez döntő fontosságú, hiszen a tartomány két vége között különösen a nemlineáris, származtatott mennyiségek nagy különbséggel bírhatnak (pl. ponderomotoros potenciál). Terahertz sugárzások spektrumának méréséhez többféle módszer is létezik. Kézenfekvő már az első Auston és kollégái által is demonstrált eljárás, amely szerint maga az antenna is képes vevőként is funkcionálni. A vevőben keletkezett jelet lock-in erősítéssel, annak hangolásával a frekvenciakép letapogatható [43]. Esetünkben komoly hátrány hogy az így, közvetlenül mért jelek rendkívül gyengék, μA nagyságrendűek. Az excimerek működésére jellemző koronakisülések, még körültekintő árnyékolás mellett is sok mV nagyságrendű zajt ge-

nerálnak, több méteres távolságban is. Így ez az eljárás célunkhoz nem alkalmas. Elterjedt módszer a keltett THz sugárzás elektro-optikai letapogatása [23]. Az általam alkalmazott ultraibolya gerjesztő hullámhosszra megfelelően átlátszó kristály tudomásom szerint nem létezik, ezért csak a rendszer 497 nm-es magimpulzus alap-harmonikusa jöhet szóba mint próba lézerimpulzus. Erre a hullámhosszra kipróbált kristályt a szakirodalomban nem, vagy legfeljebb kétséges jelölteket találtam, így ez a módszer is háttérbe szorult. Áthidaló megoldásként a terahertz sugárzás interferometrikus letapogatását választottam a Fourier-spektroszkópiából ismert módszer szerint. Ehhez egy Michelson-interferométert terveztem és építettem meg (1.16-os ábra), amely alkalmas terahertz sugárzások vizsgálatára.



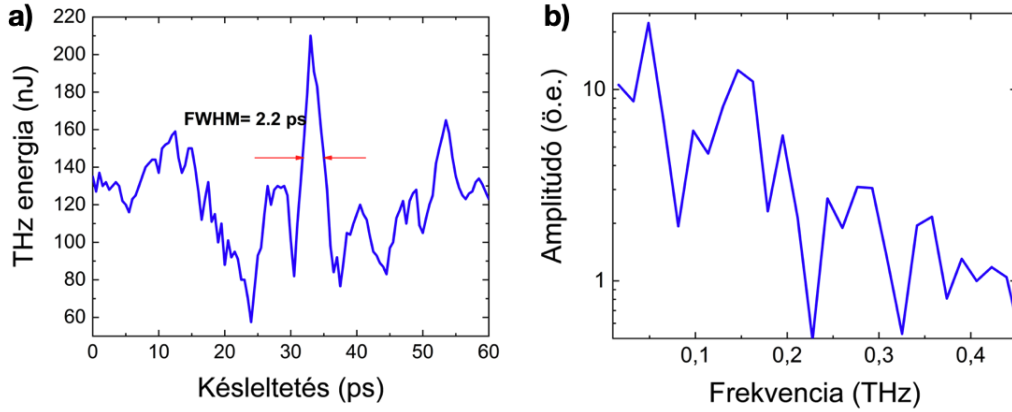
1.16. ábra. THz hullámforma mérésre szolgáló Michelson-interferométer elvi rajza.

Egy hagyományos optikai tartományon működő interferométertől annyiban tér el, hogy a nyalábosztást egy vékony (1 mm vastag) szilícium lap szolgáltatja, valamint a tükrök polírozott rézből készültek, a mérőfej pedig az eddig is használt piroelektromos detektor volt, ami egy (Thorlabs NRT-150 , lépésköz: 0,1 mm) transzlációs egységen helyezkedett el. A mérés atmoszférikus nyomáson történt. A megvilágító energiasűrűség végig $2,3 \text{ mJ cm}^{-2}$ értékű volt, az előfeszítő feszültség

pedig $25kVcm^{-1}$. Az így nyert jelsorozatból a hullámforma előállítható. Az autokorrelációs jel (δ késletetés függvényében) és a spektrális teljesítménysűrűség közötti összefüggést a Khinchin–Kolmogorov tétel adja meg az alábbi módon:

$$S(\delta) \propto \int_{-\infty}^{\infty} [I(\delta) - \frac{1}{2}I(0)] \cos(2\pi\tilde{\nu}\delta) d\tilde{\nu} \quad (1.12)$$

ahol S a spektrális teljesítménysűrűség, $I(\delta)$ a detektoron mérhető jel nagysága, $\tilde{\nu}$ pedig az $1/\lambda$ hullámszámot jelöli.



1.17. ábra. Bal oldalt: az autokorrelációs görbe (a), jobb oldalt pedig a származtatott spektrum(b) [56].

Az impulzushossz meghatározható a koherenciahosszból. Gauss alakú impulzusokat feltételezve :

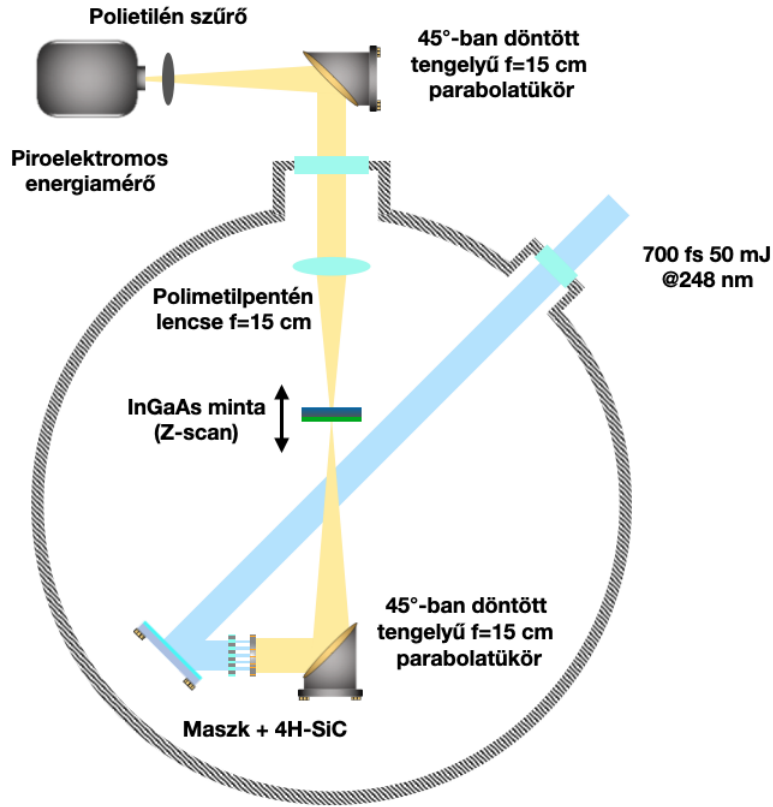
$$I(t) \propto e^{-\frac{\tau_{AK}}{\tau_{Imp}}}, \quad (1.13)$$

ahol τ_{AK} az autokorrelációs jel félértékszélessége, τ_{Imp} pedig a gerjesztő jel hosszának a félértékszélessége. Ha a fenti bal oldali grafikonon látható félértékszélességnél számba vesszük a kétféle időtartam hányadosából adódó 1,414-es értékű dekonvolúciós faktort, a THz impulzus időbeli félértékszélessége 2,2 pikoszekundumnak adódik. Ez egyben a félciklusú működés impulzushosszának félértéke. Ez több mint négyszerese a kanadai kollégáim által mért ZnSe alapú, 400 nm-en pumpált antennák értékeinek [48]. A jelentős különbség oka a pumpáló impulzusunk hosszában keresendő. Az elterjedtebb 40-60 fs hosszúságú gerjesztési idő helyett, egy nagyságrenddel hosszabb a főimpulzus kölcsönhatási ideje a félvezetővel. A Fourier-transzformációk elméletéből, és a Heisenberg-féle határozatlansági relációból adódik, hogy a pumpáló

impulzus hosszának növekedésével a konvertált terahertz sugárzás spektrális teljesítménysűrűsége is az alacsonyabb frekvenciák felé tolódik. A 17.b ábráról leolvasható hogy a csúcs 50 GHz-nél foglal helyet, és egészen 400 GHz-ig terjed a spektrum. Megjegyzendő hogy az 1.17/a ábrán látható csúcsérték körüli mellékmaximumok a nyalábosztó, illetve az antenna térbeli kiterjedéséből adódnak, azok a felület mentén parazitareflexiókat (levegő-szilícium, levegő-antenna) okoznak. Az ilyen módon mért, viszonylag alacsony központi frekvencia és az ebből adódó rendkívül nagy, több mint 60 eV ponderomotoros potenciál egyedi sugárforrást eredményez, amely különösen alkalmassá teszi szilárdtestfizikai gerjesztési kísérletekhez.

3.2.3. InGaAs nemlineáris transzmisszióváltozásának mérése

Következő lépésben céлом a lehető legnagyobb THz térerősségek, így impulzusenergiák elérése volt. Ehhez az egész kísérleti elrendezést antennával, optikai terelőtükrökkel vákuumkamrába helyeztük, áthidalva a levegő korlátozó átütési feszültségét. A vákuumkamrát előzetesen felkészítettem a kísérletekhez. Ebbe beletartozik a megfelelő nagyfeszültségű vákuum átvezetések tervezése, tesztelése, valamint a kvarc kamraablakok THz transzmissziójának a mérése. Utóbbi közel 100 %-nak adódott, így jelentős veszteség ebből nem várható. A vákuumot egy olajmentes két-szintes, elővákuum és turbomolekuláris szivattyúból álló rendszer biztosította 10^{-5} mbar nyomás mellett. A legnagyobb hozamok érdekében a pumpaimpulzust egy 4H-SiC antennára tereltem az árnyékoló maszk után (1.18-as ábra). A legnagyobb kapcsolható előfeszítő feszültség 64 kV/cm értékű volt, ezen érték felett az átütéskor felbukkanó koronakisüléseket a fotofeszültség zajos oszcilloszkópos képe jelezte (illetve kamraablakon keresztül is láthatóak voltak).



1.18. ábra. Az InGaAs minta nemlineáris transzmissziójának mérési elrendezésének elvi rajza.

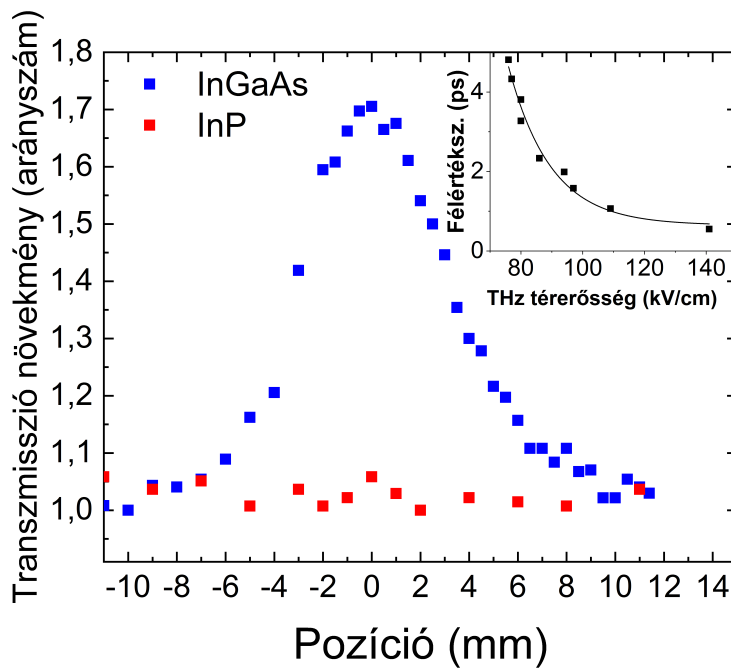
Az antenna közel teljes felületét megvilágítottam és a pumpáló lézer impulzusenergia 54 mJ-ra mérséklődött a kamraablak, valamint megnövekedett számú terelőtükrök miatt. Ezen beállítások mellett az elérhető maximális THz impulzusenergia $11 \mu J$ volt, ami a szakirodalmi adatok alapján fotovezető antennákkal a legnagyobb mért érték. Megjegyzendő hogy a sugárzás nagy hullámhosszából adódóan annak fókuszált foltmérete minden bizonnyal meghaladta a piroelektromos energiamérő 5 mm átmérőjű apertúra nagyságát, így a valós energia ennél valamivel nagyobb lehetett. Az ehhez az impulzusenergiához tartozó elektromos térerősség közelíthető mint [60]:

$$E_{THz}^{Max} = \sqrt{\frac{2\eta_0 W}{\tau A}}, \quad (1.14)$$

ahol η_0 a vákuum hullámmellenállását, $\tau = 2.2ps$ a THz impulzus időbeli hosszát, a THz impulzus fókuszált foltméretét (legalább 5 mm átmérővel számolva) pedig A jelöli, és W a keltett THz impulzus energiája. Utóbbi értéke $8 \mu J$ – ra redukálódik ha számba vesszük a 4H-SiC-levegő határfelületi veszteségeket. A számolt maximá-

lis térerősség 117 kV/cm , $3,6 \text{ MW}$ csúcsteljesítmény mellett. Ez önmagában nem kiemelkedő érték, azonban ha figyelembe vesszük a 60 eV -os, rendkívül nagy ponderomotoros potenciált észrevehető, hogy utóbbi érték több mint hatszorosa egy 1 THz központi frekvenciájú, 1 MV cm^{-1} teljesítményű forrásnak.

Utóbbi jellemzőjét kidomborítandó, kísérletképp megmértem egy n-típusú, szennyezett InGaAs (Indium-gallium-arzenid) kristály nemlineáris terahertz transzmisszióját. A minta maga egy 500 nm vastagságú vékonyréteg volt, $2,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-1}$ szennyezőkoncentrációval, amit egy $350 \mu\text{m}$ vastag InP (indium-foszfid) hordozóra növesztettek. Utóbbi sötétáramos ellenállása nagyobb mint $1,0 \cdot 10^7 \Omega \text{ cm}$. Ugyanezen a speciális céltárggyal kísérletezett Ropagnol és munkatársai korábbi munkáikban [65]. Az 1.19-es grafikonon láthatjuk a a fókusz pozíciójának függvényében a normált terahertz transzmissziónövekményt.

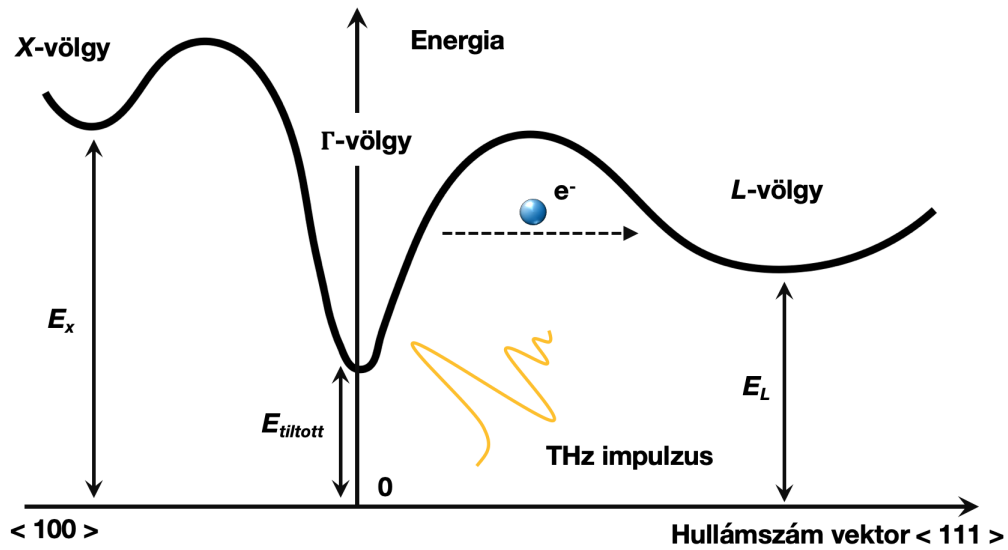


1.19. ábra. Normált transzmissziónövekmény a fókuszpozíció függvényében. Jobb felső sarok: konstans $1,7$ -es növekmény mellett, az impulzushossz függése a THz maximális elektromos terének függvényében [56].

Kontrollként az InGaAs réteg nélküli InP hordozót is megvizsgáltam, ez esetben nem találtam mérhető változást a transzmisszióban.

A legnagyobb elért növekedés $1,7$ -es szorzófaktoros, ami megfeleltethető egy 200 kV cm^{-1}

elektromos térerősségű, 1 THz központi frekvenciájú sugárzás hatásával [61]. A jelenség fizikai magyarázata a következő: a nagy külső tér hatására a töltéshordozók a stabil Γ völgyükből a szomszédos szatellitvölgyekbe is képesek átszivárogni alagúteffektus révén [62]. Ezekben a mellékvölgyekben az effektív tömegük megnő, így mobilitásuk is lecsökken, tehát nehezebben vesznek fel energiát a külső térből (1.20. ábra). A folyamat nagyban hasonlít a Gunn-diódák negatív differenciális ellenállással jellemzett működéséhez.



1.20. ábra. Az InGaAs sávszerkezete mellékvölgyekkel [63]-alapján.

A gondolatmenet megfordíthatjuk ha az InGaAs minta kifakulásának mértékéből szeretnénk következtetni a gerjesztő tér tulajdonságaira. Itt a kanadai kollégáim monte-carlo szimulációkra alapozott eredményeit alkalmaztam [60]. Munkájukban a vezetési sávbeli elektronokra vonatkozó Boltzmann-féle transzportegyenleteket statisztikus közelítéssel oldották meg, amellyel jó egyezést kaptak korábbi, méréseken alapuló eredményeikkel. A számoláshoz félciklusú működést feltételeztem és az impulzushossz félértékszélességét, valamint impulzusenergiát, mint szabad paramétereket változtattam. A következő lépésben visszaszámoltam a THz transzmissziónövekményt különböző megadott elektromos terekre és impulzushosszakra (1.19. ábra, jobb felső sarok). A két grafikont egybevetve, az 1,7-es növekmény eléréséhez 2,2 ps THz impulzushossz figyelembe vételével, 90 kV/cm csúcstérerősség tartozik. Ez a származtatott érték viszonylag jól egyezik az 1.11-es összefüggésből számolttal. Ez a

mérés jó alapot nyújthat rendkívül gyors, pikoszekundumos időállandójú fotokapcsolók fejlesztéséhez, valamint egzotikusabb félvezetők töltésdinamikájának alaposabb megértéséhez.

4. Összefoglalás

Egy közös magyar-kanadai kísérlet során, kísérletileg demonstráltam a Szatmári-típusú lézerek alkalmazhatóságát fotovezető antenna alapú (PCA), terahertes impulzusok keltésére. A kanadai INRS-ben tervezett és legyártott, különböző félvezető szubsztrátokból felépített antennák teljesítményét és hatásfokát összehasonlítottam. A nagy átütési feszültségű, és tiltott-sávszélességű félvezetőkkel épített antennák a következők voltak: ZnSe, GaN, 4H-SiC, 6H-SiC, valamint béta- Ga_2O_3 . A tesztelésükhöz épített elrendezéssel az energiasűrűség és az előfeszítő feszültség függvényében jellemeztem az általuk elért THz hozam mértékét. Kompresszált impulzusokkal is megkíséréltem karakterizálásukat, ám a megjelenő, pikoszekundumos vállak a várt teljesítményt lerontották. A nagy apertúrájú SiC antennákat hasonló elrendezésben először atmoszférán karakterizáltam, majd a csúcsteljesítményt, egy általam tesztelt házi tervezésű feszültségforrással vákuumban értem el 64 kV/cm előfeszítéssel. Ezekkel, fotovezető antennákkal az eddig a szakirodalomban fellelhető legnagyobb ($11\mu\text{J}$) impulzusenergiát értem el a kvázi-félciklusú működés során. Megfigyeltem a THz hozamok látványos, közel lineáris energiakontraszt függését is, amire fenomenologikus magyarázatot is adtam. Az energiakontraszt változtatásával, elsőként mutattam ki hogy a nanoszekundumos ESE mértéke döntően befolyásolhatja az ilyen típusú kísérletek kimenetelét ezen a hullámhossztartományon.

A fenti eredmények tézispontszerű megfogalmazása:

I. Kísérleti módszerekkel jellemeztem különböző, nagy tiltott sávszélességű félvezetőkkel készült fotovezető antennákat relatív teljesítményük szempontjából. Fotovezető antennákkal az eddig mért legnagyobb kvázi-félciklusú impulzusenergiát sikerült elérnem ($11\text{ }\mu\text{J}$). Elsőként mértem meg fotovezető antennák optikai-THz impulzusenergia konverziójának energiakontraszt függését, amelyre fenomenologikus magyarázatot adtam.

A tézispontához felhasznált referált folyóiratcikk:

X. Ropagnol, **Zs. Kovács**, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, Carlos,M.

Garcia-Rosas, S. Szatmári, I. B. Foldes, T.Ozaki; *"Intense sub-terahertz radiation from wide-bandgap semiconductor based large-aperture photoconductive antennas pumped by UV lasers"*. New Journal of Physics 21(11), (2019).

A keltett THz sugárzások spektrális karakterizáláshoz egy erre a frekvenciatartományra alkalmas Michelson-interferométert építettem. A kapott hullámformából a THz impulzusok időbeli hosszának a félértékszélességét (2,2 ps), majd teljesítményspektrumát is meghatároztam. A spektrális csúcs 50 GHz-nél helyezkedett el, és a származtatott ponderomotoros potenciál, valamint a maximális elektromos térerősség 60 eV illetve 117 kV/cm értékű volt. A létrehozott nagy teljesítményű (6 MW) sugárforrás alkalmas nemlineáris szilárdtestfizikai kísérletekhez is. E célból vákuumkamrába építettem elrendezést, ami alkalmas volt egy n-típusú, szennyezett félvezető film (InGaAs) intenzitásfüggő, nemlineáris THz transzmisszióváltozásának mérésére. A maximális növekmény 1,7 értékű volt, amiből a korábbi, kanadai kollégáim által felállított modellt alkalmazva 90 kV/cm térerősségre következtettem, ami jó nagyságrendi egyezést adott a spektrális mérés eredményeivel. Ebből a félvezető töltésdinamikájára és a pumpáló impulzus jellemzőire következtettem.

Kísérleteim révén bizonyítottá vált hogy lehetséges jelentős hozambéli javulást elérni nagy átütési feszültségű félvezetőkből készült fotovezető antennákkal.

Ezen eredmények tézispontszerű megfogalmazása:

II. Megterveztem és megépítettem egy THz impulzusok spektrális jellemzésre alkalmas Michelson-interferométert. Ennek eredményeire építve egy 4H-SiC félvezetőből gyártott fotovezető antennára alapuló THz nyalábutat fejlesztettem, amelynek alkalmazhatóságát egy InGaAs félvezető nemlineáris terahertz-transzmissziójának mérésével demonstráltam. Ezek szerint a rendkívül nagy ponderomotoros potenciállal bíró THz-sugárforrás (60 eV), egyedi körülményeket teremt szilárdtestfizikai gerjesztési kísérletekhez.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

X. Ropagnol, **Zs. Kovács**, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, Carlos, M. Garcia-Rosas, S. Szatmári, I. B. Foldes, T.Ozaki; *"Intense sub-terahertz radiation from wide-bandgap semiconductor based large-aperture photoconductive antennas"*

pumped by UV lasers". New Journal of Physics 21(11), (2019).

II. rész

Intenzív lézer-plazma kölcsönhatások

5. Tudományos előzmények

Optikailag sűrű (ún. *overdense*) plazmákról akkor beszélünk amikor egy intenzív gerjesztő lézerimpulzus nagy atomi sűrűségű, elsősorban szilártest céltárggyal hat kölcsön. A manapság is folyó alapkutatásuk mellett alkalmazásuk rutinszerűvé vált az elmúlt évtizedekben olyan területeken mint:

- lézeres anyagmegmunkálás
- fotolitográfia
- koherens röntgenforrások keltése
- haditechnika
- lézerkontraszt javító technikák
- felületi harmonikusok és attoszekundumos impulzusok keltése
- részecskegyorsítás
- lézeres termionukleáris fúziós kutatások, stb.

A dinamikus fejlődést jól jellemzi hogy nemrégiben megjelentek az első numerikus vizsgálatok zeptoszekundumos ($10^{-21}s$!) impulzusok keltésére plazmatükrök alkalmazásával [69]. Ez már akár középtávon is forradalmasíthatja megértésünket a nukleáris reakciók szempontjából, utat nyithat azok időbontott vizsgálatához.

A tématerület megalapozását a 60-as, 70-es évek, főleg a korai lézerfúziós sémák által motivált elméleti és kísérleti eredményei, időben nanoszekundumos nagyságrendű kölcsönhatások vizsgálata adta [70]. A 80-as években a CPA (*Chirped Pulse Amplification, Fázismodulált Impulzuserősítés*), és a szubpikoszekundumos excimerrek beköszöntével [71,59] a korszak meghatározó kutatónak egyre inkább nyilvánvalóvá vált hogy a korábbi eredmények nem ültethetőek át egy az egyben a rövid impulzusú esetekre [72].

Az elsőként szembetűnő különbség hogy az ilyen típusú rövid impulzusok már az

első pár optikai ciklusukban is képesek olyan mértékben ionizálni az elnyelő közeget hogy azon létrehozza az n_{cc} *kritikus elektronsűrűséget*. Ez az érték fizikailag azt fejezi ki ami felett a plazma megszűnik áttetszővé válni a gerjesztő (vagy nagyobb hullámhosszúságú) sugárzás számára. További jelentős eltérés a hagyományos ICF, azaz tehetetlenségi összetartáson alapuló fúziós kísérletekhez képest (*Inertial Confinement Fusion*) hogy a kölcsönhatás rövid időtartama miatt az előplazmák nagysága akár több nagyságrenddel kisebb is lehet. De mivel maga az impulzus is jóval meredekebb felfutású, már kis előplazma is döntő befolyással lehet a kísérlet kimenetelére. A szilárdtestek felületén keltett plazmák kialakulásának fő fizikai oka lassú és gyors kölcsönhatások esetén ugyanaz, a fűtő, gerjesztő lézer irányába táguló, ablációs nyomás hajtotta plazmafront. Az ebből eredő anyagleválásnak a sebessége (ritkulási hullámok) megközelítőleg a plazmabéli korona ionakusztikus sebességével egyenlő [73]:

$$c_s = \left(\frac{Z^* k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2} \simeq 3,1 \cdot 10^7 \left(\frac{T_e}{keV} \right)^{1/2} \left(\frac{Z^*}{A} \right)^{1/2} cm\ s^{-1}, \quad (2.1)$$

ahol k_B a Boltzmann-állandót, T_e az elektronhőmérsékletet, m_i az iontömeget, Z^* valamint A pedig az effektív ionizációs fokot és a rendszámot jelöli. Izoterm tágulást feltételezve [74] a sűrűségprofil jellemezhető egy exponenciális lecsengésű, adott plazmára jellemző **skálahosszal**:

$$L = c_s \tau_L \simeq 3 \left(\frac{T_e}{keV} \right)^{1/2} \left(\frac{Z^*}{A} \right)^{1/2} \tau_L \text{\AA}. \quad (2.2)$$

Itt τ_L a gerjesztő lézerimpulzus időbeli hosszát jelenti. Természetesen a meredek plazmaprofil elengedhetetlen feltétele a kielégítő intenzitáskontraszt, amivel skálahossz tipikusan $L/\lambda = 0.05 - 10$ körüli értékeket vesz fel (a későbbiekben külön tárgyalom a nanoszekundumos és a pikoszekundumos háttér adta előplazmákat).

Említésre méltó különbség még, hogy kellően meredek plazmaprofil esetén, a lézerimpulzus és a nagy elektronsűrűségű plazmaréteg közötti energiatranszport jóval nagyobb léptékű, különösen rezonáns, vagy relativisztikus esetben. Ilyenkor egy gerjesztő állóhullám alakulhat ki a reflektáló felület közelében, valamint a lézerenergia nagy része a kritikus sűrűségnél, ill. a kisebb sűrűségeken nyelődik el, vagy verődik vissza. A lézer elektromos és mágneses terének evanescens komponensének behatolási mélységét szokás karakterisztikus $l_s = c/\omega_p$ skin-mélységnek is nevezni, ahol $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ (2.3) a plazmafrekvenciát jelöli. Ez a hatás igen bonyolult,

ám sok érdekes, fizikai effektusokban rendkívül gazdag parametrikus és nemlineáris jelenség meghajtója.

5.1. A kétfolyadék és a Drude-modell

Jelen dolgozat írásakor (2020 tél) tudomásom szerint nem létezik egyetlen átfogó fizikai modell sűrű lézerplazmák leírására. Ez alatt azt értem hogy egyelőre nincs olyan elméleti képünk ami kellő mértékben és elég széles tartományon figyelembe venné a főbb lézerparaméterek (hullámhossz, impulzushossz, kontraszt, intenzitás) hatását a pumpaenergia-, másodlagos sugárzás-, és részecsketranszportra. Az eddigi, amúgy kitűzött céljaik szempontjából kiváló elméleti és numerikus modellek eseti és sokszor közelítő jellegűek.

Az egyik ilyen széles körben tárgyalt megközelítés az ún. **kétfolyadék-modell** [74]. Ebben a gyors, termikusan nem egyensúlyi ionizációt követően (ami már önmagában egy külön tudományterület [75]) elektronokat és az ionokat különböző viszkozitással, egymásba ágyazott folyadékként fogjuk fel. Lényeges különbség a korai gáz analógiákon alapuló plazmamodellekhez képest, hogy itt nem csak transzverzális EM-hullámok, hanem longitudinális, elektron-, ill. ionhullámok is keltődhetnek.

Közelítésünkben legfőképp az elektronok oszcillációját vesszük alapul, mivel az ionok pillanatnyi sebessége jóval kisebb. Az elektronokat kirántva az ionok körüli egyensúlyi helyzetükből, a következő optikai félciklusban azok visszafordulnak. Az $m_e \ll m_i$ feltétel miatt tekinthetjük úgy hogy elektronok oszcillálnak helyhez kötött ionok környezetében. Ez a rezgőmozgás formálisan, nemrelativisztikus esetben a 2.3-as egyenlettel írható le és szokás még a plazma *Langmuir-frekvenciájának* is nevezni. Az EM-sugárzás terjedésére és az elektrontranszport leírásához az n-test problémát megkerülve egy újabb, *kvázistacionárius közelítéssel* kell élnünk. Lényegét tekintve a plazma ε dielektromos állandójának változását jóval lassabbnak feltételezzük mint egy optikai félciklus. Ez jelentősen redukálja problémát, feltéve hogy a gerjesztő elektromos tér mindenütt harmonikus. Tekintsük egy mozgó nagyfrekvenciás EM-hullámcsomag elektromos térerősségét, amelynek szokásos felírási módja:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{i\omega t - k\mathbf{r}}, \quad (2.4)$$

ahol r a hullámcsomag elmozdulásvektora. Mivel az ionokat helyhez kötöttnek tekintjük, a megjelenő \mathbf{j} áramsűrűség vektornak csak elektronmozgásból eredő komponensével kell számolnunk: $\mathbf{j} = -n_e e \mathbf{u}_e$ ahol \mathbf{u}_e az elektronfolyadék sebessége. A kialakult ideális, egy féle ionból álló plazma belső nyomás és erőviszonyait formálisan az

$$-m_e n_e \left(\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right) = n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) + \nabla \cdot \mathbf{P} + m_e S \mathbf{u}_e \quad (2.5)$$

egyenlet írja le. Szokás még ezt az összefüggést a plazmák *Navier-Stokes egyenletének* is nevezni, hiszen alakilag valóban hasonló a hagyományos, makroszkópikus kontinuumokéhoz (leszámítva az elektromos és a mágneses tagot). Jobban szemrevételezve feltűnik hogy az egyenlet közelítésünkben elhanyagolható tagokat is tartalmaz. Balról, sorban haladva: az állapottér változása számunkra nem lényeges (csak a töltések érdekelnek), valamint $(\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e$ általában kis értéket vesz fel. Jobb oldalon az elektromos és mágneses tér járulécai (utóbbi csak relativisztikus esetben számottevő), mellette a nyomásviszonyokat leíró momentumfluxust láthatjuk, ami a részecskék közötti impulzustranszportot írja le. Az egyenlet utolsó tagja az időbeli ionizáció-rekombinációs rátát jelöli mint forráserősséget. Ultrarövid kölcsönhatások esetén utóbbi tagok is elhanyagolhatóak, így a probléma egy egyszerű, linearizált közönséges differenciálegyenletre egyszerűsödik:

$$m_e \frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} = e \mathbf{E}. \quad (2.6)$$

Ezt megoldva \mathbf{u}_e -re, majd behelyettesítés után a sűrűség értékére a klasszikus, váltóáramokéra hasonlító megoldást kapunk:

$$\mathbf{J} = \frac{i n_e e^2}{m \omega} \mathbf{E}. \quad (2.7)$$

A Maxwell-egyenletekből ismert Ampère-törvénybe behelyettesítve, majd összegezve a Faraday-egyenlettel, az elektromos térerősségvektorra a következő hullámegyenlet írható fel:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mathbf{E} = 0, \quad (2.8)$$

ahol $\epsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ a plazma dielektromos állandóját jelöli, ami alapvetően tenzoriális alakú, de a legtöbbször kezelhető skalárként. Ütközésmentes, ideális esetre az egyenlet megoldása az

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_p^2 \quad (2.9)$$

alakot veszi fel. Ennek fizikai jelentése a következő: egy sugárzásnak adott elektronsűrűségénél jelenlévő plazmafrekvenciánál kisebb frekvenciájú komponense nem terjedhet a plazmában szabadon, az vagy reflektálódik, vagy lokálisan elnyelődik. A plazmafizikában erre az elektronsűrűsége általában **kritikus sűrűségként** hivatkoznak ($n_e = n_c$). Formálisan:

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \frac{\lambda^2}{4\pi c^2}. \quad (2.10)$$

Valamivel árnyaltabb képet kaphatunk ha kiindulási pontnak Helmholtz-egyenleteket választjuk és számolunk a skin-mélységgel, valamint egy ν_{ei} elektron-ion ütközési paraméterrel. Utóbbi azért lényeges, mert ezzel véges nagyságú "vezetőképességet" kölcsönözhetünk a plazmának, így nem állhat fenn az a fizikailag nem valós eset, miszerint bármilyen frekvenciájú sugárzást képes reflektálni a plazma (ahogyan egy ideális vezetőtől várnánk). Ezt a levezetést Gibbon kiváló jegyzete tárgyalja részletesen [76]. Eredményeképp alakilag a fémoptika megoldásait reprodukálja a Fresnel-egyenletekhez hasonló módon, $L \rightarrow 0$ feltétellel mellett [77], tehát ideális, lépcsőfüggvény szerint változó lézerintenzitással. Ez a modell már érzékeny a bejövő lézerimpulzus polarizációs állapotára is, és ha erősen korlátozott tartományokon is, de több kísérleti eredménnyel összhangban van. A fémoptikai analógia miatt szokás ezt a megközelítést a lézerplazmák **Drude-modelljének** is nevezni.

5.2. Abszorpciós mechanizmusok

Ebben az alfejezetben számba veszek pár, a saját kísérleteim értelmezését elősegítő lézer-plazma kölcsönhatást. Ezek alapvetően a beérkező gerjesztő lézerimpulzus és a plazma közötti energiáttranszportot írják le. Minden esetben kitérek a plazmaprofil hatására, azaz közvetve az intenzitáskontraszt jelentőségére is. Elsőként nézzük a már említett **ütközéses abszorpciót**.

Közismert hogy egy gyorsulást elszenvedő töltés, az a gyorsulásának harmadik hatványával arányos fékezési sugárzást bocsált ki. Ennek fordítottja az ütközéses abszorpció, amikor az elektron, ionokkal való ütközése során a külső lézertérből csatol ki energiát. Szabad elektron közvetlenül (csak fotonelnyeléssel) nem tud energiát

kicsatolni az EM-térből, hiszen így megszegné az impulzus és energiamegmaradási törvényeket. A feltételek csak akkor teljesülnek ha a folyamatban részt vesz egy harmadik test is, azaz az ionok. Ilyen módon az ütközés során, a külső EM-térből képessé válik az elektron energia felvételére. Claire Max tárgyalásában a lézertény abszorpciója arányos az elektronfolyadék sűrűségével, a gerjesztés EM-potenciáljából fakadó kinetikus energiájával és az elektron-ion ütközések frekvenciájával ν_{ei} [78]. Az ütközési frekvencia a Rutherford-féle szórási egyenletből származtatható, és ennek ismeretében a gyengítési együttható is kifejezhető. Eredményül a

$$\nu_{ei} = \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \frac{n_e Z}{T_e^{3/2}} \quad (2.11)$$

egyenletet kapjuk. Ginzburg másképp közelített [79]. A 2.10-es egyenletet szokás még a *plazmák diszperziós relációjaként* is nevezni. Ő ebből indult ki úgy, hogy utólag illesztette bele az ütközési komponenst. Feltételezzük továbbá hogy $\nu_{ei}/\omega \ll 1$. Ekkor az egyenletünk első rendű Taylor-sorfejtést követve:

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})} \cong 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \left(\frac{i\nu_{ei}}{\omega} \right) \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad (2.12)$$

alakot veszi fel. A közelítő megoldás k -ra:

$$k \cong \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \left[+ i \frac{n_e \nu_{ei}}{2\omega} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \frac{1}{1 - \omega_p^2/\omega^2} \right]. \quad (2.13)$$

A térbeli csillapodást k imaginárius komponense adja, azaz:

$$\kappa_{ib} \cong \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}} \propto \frac{Z n_e^2}{T_e^{3/2} \sqrt{1 - n_e/n_c}} \quad (2.14)$$

Az egyenletből következtethető, hogy inverz fékezési sugárzás esetén inkább lacsony hőmérsékleteken és nagy sűrűségek mellett várható jelentős abszorpció. Ez kísérletileg főként a $10^{14} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ intenzitástartományt érinti. A teljes abszorpció homogén, L hosszúságú plazmában így:

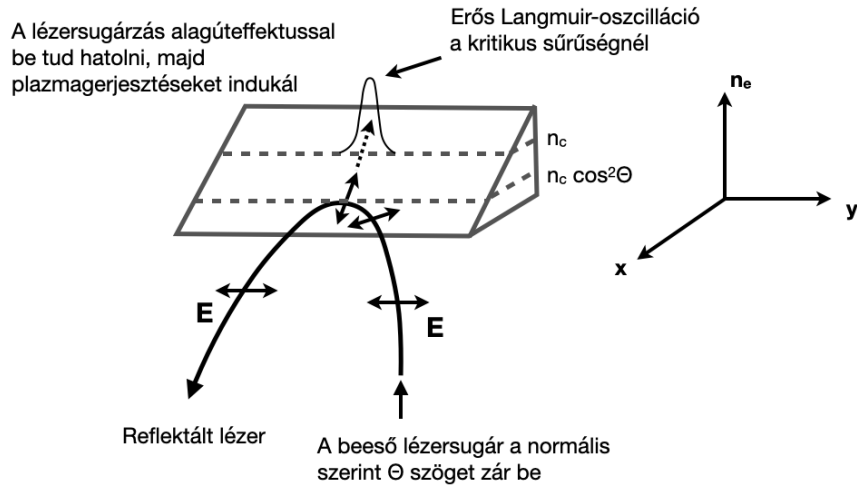
$$\alpha_{abs} = 1 - e^{-\kappa_{ib} L}. \quad (2.15)$$

Ez (de a legtöbb) az abszorpció főleg a kritikushoz közeli tartományon jelentős, így "tisztá" impulzusok esetén a járuléka csökken. Tovább korlátozza az ütközések hatását a növekvő lézerintenzitás miatt lecsökkenő effektív ütközési frekvencia [80]:

$$\nu_{eff} = \nu_{ei} \frac{v_{te}^3}{(v_p^2 + v_{te}^2)^{3/2}}. \quad (2.16)$$

Ebből látható hogy amennyiben az elektronhőmérsékletből adódó sebességkomponens (v_{te}) kezd összemérhetővé válni a plazmaoszillációk sebességjárulékával (v_p), az ütközési frekvencia lecseng. Ultraibolya impulzusoknál ez a határ nagyjából 10^{16} W/cm^2 -nél helyezkedik el, ahol az elektronhőmérséklet-eloszlás csúcsa eléri az 1 keV-t. Fontos kihangsúlyoznunk hogy viszonylag hosszabb, több száz fs-os impulzusoknál inverz fékezési sugárzás **mindig jelen van**.

Ferdén beeső lézerimpulzus esetén nemrelativisztikus esetben, ha a lézernek van a céltárgyra merőleges \mathbf{E}_z komponense, az alagúteffektus révén az a kritikus felület alá is beszivároghat. Ez lokális plazmaoszillációkat tud kelteni (2.1. ábra) és csak a laboratórium vonatkoztatási rendszere szerint vízszintesen (vagy részben vízszintes) "P" -polarizált nyaláboknál fordulhat elő. A folyamatot **rezonancia-abszorpciónak** nevezik [81].



2.1. ábra. A rezonancia-abszorpció sematikus rajza [82]-alapján.

Egyszerű geometriai megfontolásokból kiindulva, a merőleges beeséstől eltérő szögek esetén is történik reflexió, ha a plazma dielektromos mélységi (z-tengely menti) függése $\varepsilon(z) = 1 - \omega_p^2/\omega^2 = \sin^2$ alakot vesz fel. Sűrűségképre áttérve, látható hogy ilyen esetben a kritikus sűrűsénél hamarabb, $n = n_c \cos^2 \theta$ -nél szenved reflexiót a sugárzás. Az indukált állóhullám amplitúdóját leíró lecsengő Airy-függvény is innen indul.

P-polarizált esetre a Poisson-egyenlet $\nabla(\varepsilon \mathbf{E})$ átalakítható úgy, hogy az figyelembe

vegye a dielektromos állandó helyfüggését:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E. \quad (2.17)$$

Értelmezzük az összefüggést. $\varepsilon = 0$ esetben (ami fizikailag $\omega_{pe} = \omega$ -nak felel meg, azaz a plazmafrekvencia egyenlő a gerjesztő lézerimpulzus frekvenciájával), a válaszfüggvény rezonáns jellegű lesz! A rezonanciafeltétel kielégülésekor ezek az elektronoszillációk töltéssűrűség-fluktuációkat, rezgéseket eredményeznek. Ezek amplitúdója a $v \times B$ tag elhanyagolásával:

$$\mathbf{x}_{osc} = \frac{e\mathbf{E}}{m\omega^2}. \quad (2.20)$$

Az energiatranszportra vonatkozó részletes levezetés tárgyalása nélkül [82], itt csak a végeredményt közlöm. A kritikus felületen az elektromos térerősség amplitúdója,

$$E_{kr} = \frac{E_{sz}}{\sqrt{2\pi\omega L/c}} \phi(\tau), \text{ ahol } \phi(\tau) \cong 2.3\tau e^{-2\tau^3/3} \quad (2.18)$$

módon csökken. Mivel az alagúthatás rendkívül érzékeny a távolságra, létezik egy optimális beesési szög ahol adott lézerfrekvencia és skálahossz esetén a rezonancia maximumot vesz fel:

$$\sqrt[3]{\frac{\omega L}{c}} \sin\theta \cong 0.8 \quad (2.19)$$

Az előbb tárgyalt rezonancia-abszorpcióhoz hasonló jelenség a **Brunel-abszorpció**, vagy vákuum-fűtés [83]. Azonban itt, a kialakulásának szükséges feltétele a meredek plazma-gradiens. A fizikai kép egy kondenzátor-moddal írható le. Ebben a plazmát közel ideális vezetőnek tekintjük, aminek a kritikus sűrűségű felszínéről elektronok lépnek ki, majd vissza egy adott oszcillációs sebességgel visszatérnek. A folyamat meghajtója itt is a lézertér céltárgyra normális elektromos komponense. A modell "emlékszik" a már kilépett elektronok elektromos terére is, így kollektív, makroszkópikus jelenséget tárgyal. A plazmába visszatérő elektronok mozgási energiája a kilépés során megnő, így energiatranszport, azaz abszorpció történik a lézer-plazma határfelületen. A Poisson-egyenletekből, és egy teljes optikai ciklus időintegráljából az elektronok által abszorbeált energia a következő alakot veszi fel:

$$W_{abs} = \eta \frac{1}{2} N m_e v_{osc}^2, \quad (2.20)$$

ahol $N = E_0/4\pi e$ a felületből kirántott elektronok számának a maximuma, η pedig egy Brunel saját számításai során felbukkanó numerikus faktor, értéke 1,57.

Nem kellően nagy intenzitáskontrasztú lézerekkel keltett plazmákban, már a nanoszekundumos ESE háttér is elég intenzív lehet hogy az ne csak felületi perturbációkat, hanem már koronaplazmát is keltsen. Az előimpulzus kölcsönhatásából származó táguló plazmafrontnak elegendő ideje van ($\sim ns$) hogy az a hullámhossz többszörösére kitáguljon. A CPA rendszerekre jellemző utólagos impulzuskompresszió esetén a rácsokról, prizmák felületeiről eredő parazitaimpulzusok pikoszekundumos villakat keltenek a főimpulzus környékén. Ezek is tudnak előzetes "tisztítás", vagy kontrasztjavító technikák használata nélkül jelentős skálahosszúságú előplazmát keltetni, hiszen ps időskálán az eredő intenzitáskontraszt jellemző értéke $10^{-3} - 10^{-5}$ körüli. Szemléletesen ez azt jelenti, hogy extrém nagy ($> 10^{18} W/cm^2$) intenzitású főimpulzusokat akár $10^{15} W/cm^2$ intenzitású pikoszekundumos jelek előzhetik meg, ami már jóval a plazmakeltési küszöb (tipikusan $10^{12} W/cm^2$) értéke felett van. Az ilyen előplazmák jelentős mértékben elnyelhetik a beérkező főimpulzust is [74]. Szerencsére a 70-es évek nanoszekundumos, korai lézer-plazma kísérletei jó alapot nyújtanak hogy megértsük hogyan viselkednek a lézerimpulzusok ilyen izotróp, **inhomogén plazmában**.

Intenzív lézerimpulzusok által keltett elnyelési hatások között mára megkerülhetetlen tényezővé vált az úgynevezett $j \times B$ fűtés [76]. Elsősorban infravörös, relativisztikus intenzitásokon jelentkezik ahol a normált vektorpotenciál értéke meghaladja az 1-et ($a_0 \geq 1$). Ilyenkor a lézertér ponderomotoros-potenciálja c -vel összemérhető sebességekre gyorsítja az elektronokat, ami következtében a Lorentz-egyenlet mágneses komponense dominánsá válik az intenzitás ($> 10^{18} W/cm^2$) növekedésével. Ez akár több száz keV elektronhőmérsékletek keltődésével és erős abszorpciós növekménnyel járhat. Mivel kísérleteim témája rövid hullámhosszúságú lézerimpulzusok kölcsönhatásának vizsgálata, esetemben ez a jelenség várhatóan elhanyagolható.

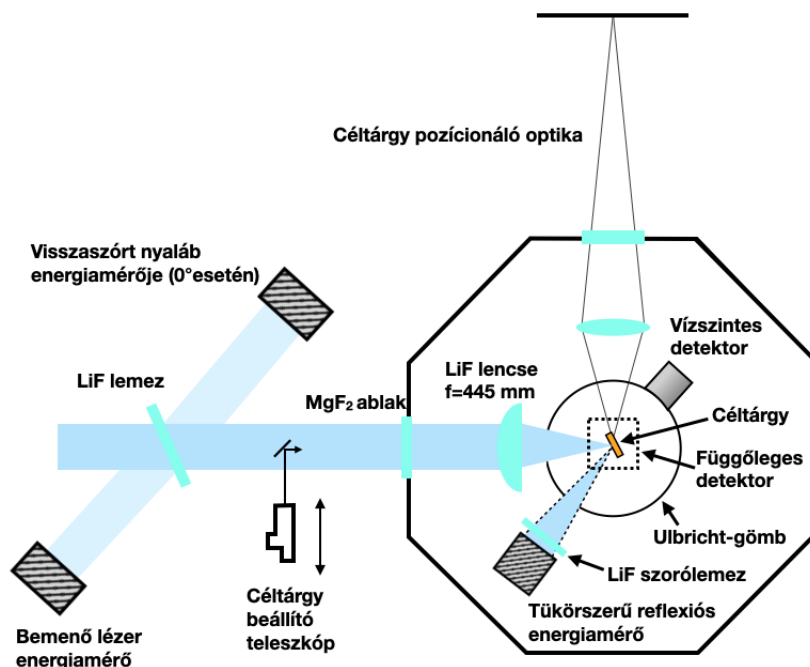
Hasonló okokból az olyan, fényterjedést befolyásolni képes szórési mechanizmusok is mint például a Brillouin-, kétplazmon-szórás stb. is háttérbe szorulnak, mivel mértékük jellemzően $I\lambda^2$ -el skálázódik [82].

5.3. Kísérleti előzmények

A kezdeti fémoptikai tárgyalásmódot kitűnően illusztrálja Milchberg és kollégáinak 1988-as közleménye [84]. A címe találóan: "Egyszerű fém vezetőképessége szoba-hőmérséklettől $10^6 K$ -ig", és az egyik első rövidimpulzusú lézer-plazma kísérletnek tekinthetjük. Mérési elrendezésükben egy 616 nm-es, 400 fs hosszúságú módusszinkronizált festéklézer magimpulzusának frekvenciáját kétszerezték egy KDP (*kálium-dihidrogén-foszfát*) kristály segítségével, majd erősítették egy XeCl (*Xenon-klorid*) excimerben. Az erősítőből kilépő 308 nm-es, 7 mJ energiájú impulzusokat egy f/10-es lencsével fókuszálták $10^{11} - 10^{15} W/cm^2$ intenzitásokig. Az alumínium céltárgyról 45° -ban reflektált impulzusok energiáit mérték, majd következtettek a reflektivitásra (vagy a saját kifejezésükkel élve a fém "*önreflektivitására*"). Az intenzitásfüggő pásztázás a reflektivitásra egy folyamatosan csökkenő ($\approx 40\%$ P-polarizált nyalábokra), majd $10^{14} W/cm^2$ felett lassan növekvő jellegű görbét eredményezett, amit a vezetőképesség elektronhőmérséklet függésével magyaráztak. A polarizációfüggést a Drude-moddal értelmezték, amivel jó egyezést mutattak a mérési adatpontok.

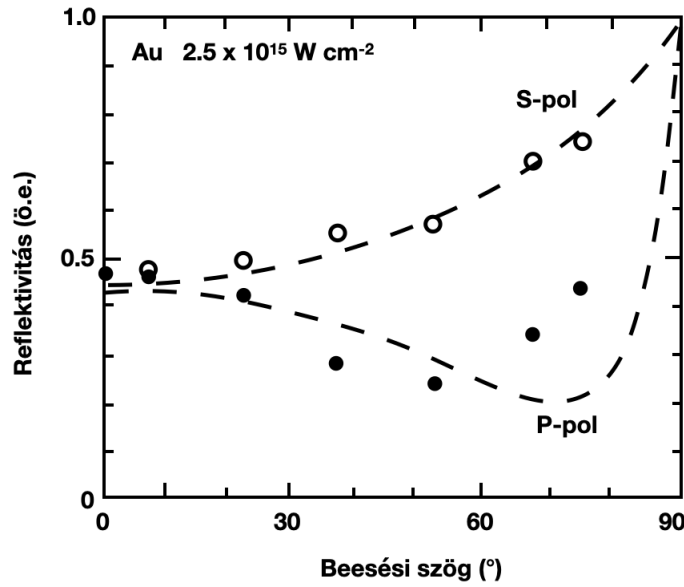
Szőke Ábrahám kutatócsoportjához fűződik az előző alfejezetben tárgyalt plazmafizikai folyamatok első célzott alkalmazása kontrasztjavító technikaként [85]. Egy 7 mJ energiájú, 400 fs-os XeCl lézert olyan módon fókuszálták egy üveglapra, hogy az előimpulzus intenzitása a plazmakeltési küszöb alatt maradjon. Így az előimpulzus javarészt transzmittálódik az üvegen keresztül, (megjegyzés: egy pár százalékos előimpulzus komponens továbbra is marad a nyalábban a Fresnel-reflexió miatt, de manapság már antireflexiós bevonatú üvegeket használnak ennek kivédésére), majd főimpulzus felfutó éle ionizálja a felületet és a hátralévő nyaláb tükörszerűen reflektálódik. Az így megvalósuló passzív optikai kapuzási technikát a lézerfizikában **plazmatükörnek** nevezik. A kutatócsoport felvetése annyiban is forradalmi volt, hogy megalapozta azt a gondolkodásmódot, miszerint a lézerplazmák tekinthetőek roncsolási küszöb nélküli optikai komponenseknek is. (Megjegyzés: a szakirodalomban a plazmatükör kifejezés egyszerre használatos az alapvető fizikai folyamat jelzésére, valamint a kontrasztjavító eljárás megnevezésére is.)

A kezdeti időszak egyik legátfogóbb kísérletsorozatát és elméleti modellezését Fedosejevs és munkatársai végezték Göttingenben [86]. Ők már egy, a saját laboratóriumunkban is fellelhető és fejlesztett Szatmári-típusú lézert használtak, kora legjobb intenzitáskontrasztjával ($> 10^7$). A kísérleti elrendezésük a 2.3-as ábrán látható.



2.3. ábra. Fedosejevs és munkatársainak vázlata a mérési elrendezésről. [87]-alapján.

A különféle rendszámú céltárgyak és a polarizáció hatása mellett szögfüggést is vizsgáltak. A nem tükörszerű, diffúz reflexió arányát is meghatározták egy be- és kimeneti lyukakkal ellátott szférikus elrendezéssel, úgynevezett Ulbricht-gömbbel. Ennek eredménye szerint a diffúz reflexió a beesési szög és az energiakontraszt növekedésével csökkenő tendenciát mutat (maximum $\approx 5\%$), ami várhatóan a növekvő intenzitással egyre inkább definiált, "sima" kritikus felület kialakulásával magyarázható.



2.4. ábra. Arany céltárgy reflektivitásának szögfüggése $2,5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitáson. A szaggatott vonalak a numerikus modellezés eredményeinek görbéi. [86]-alapján.

Teubner és kollégái 1996-ban hasonló lézerrel, de három nagyságrenddel nagyobb intenzitásokon vizsgálták alumínium plazmák abszorpcióját [88]. 45° -os beesési szög esetén kiugróan magas, több mint 70 % -os abszorpciót jelentettek, amit analitikus megközelítéssel nem tudtak magyarázni. Azzal a feltételezéssel éltek hogy a fókuszolt közepén már elég nagy lehet az intenzitás ahhoz hogy a fénynyomás "behorpasztja" a kritikus felületet, majd arról gömbtükrökhöz hasonlóan, diffúz módon szórja a beérkező lézerimpulzust (ún. "hole-boring" effektus [89]). Habár nagy $2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ intenzitást értek el, a normált vektorpotenciál a rövid hullámhossz miatt mérsékelt maradt ($a_0 = 0,3$), így ez az indoklás nem magyarázza kellően a várakozásoknál több mint kétszer nagyobb eltérést az abszorpcióban.

Hivatkozás	E(mJ)	λ (nm)	τ (fs)	I_L (Wcm ⁻²)	ESE	Target	Θ (°)	η_p (%)	η_s (%)
Milchberg et. al. [84]	7	308	400	10^{15}	10^{-3}	Al	45	60	25
Murnane et. al. [85]	5	616	150	10^{16}	10^{-4}	Si	45	-	30
Fedosejevs et.al. [86]	20	248	150	5×10^{15}	10^{-7}	Au, Al	0-75	60	30
Meyerhofer et. al. [87]	60	1054	1000	10^{16}	10^{-6}	Al, Si	0-70	63	28
Sauerbrey et. al. [96]	30	248	400	5×10^{17}	10^{-9}	Al, C	45	70	25
Teubner et. al. [88]	250	248	400	2×10^{18}	10^{-7}	Al	0-80	70	50
Ziener et. al. [91]	250	800	90-500	4×10^{17}	10^{-8}	SiO ₂	6-45	90	-
Földes et. al. [92]	70	248	600	10^{16}	10^{-8}	SiO ₂	45	-	65
Gilicze et. al. [93]	15	248	220-500	10^{16}	10^{-9}	SiO ₂	12	40	30
Singh et. al. [94]	600-3000	800	30	3×10^{19}	10^{-5} - 10^{-9}	Al	40	50-70	20-60

2.1. táblázat. Releváns, plazmatükör témájú eredmények az elmúlt évtizedekből.

Megjegyzés: az ESE itt a nanoszekundumos háttér főimpulzushoz mért intenzitását jelöli, η pedig a maximálisan elért abszorpciót.

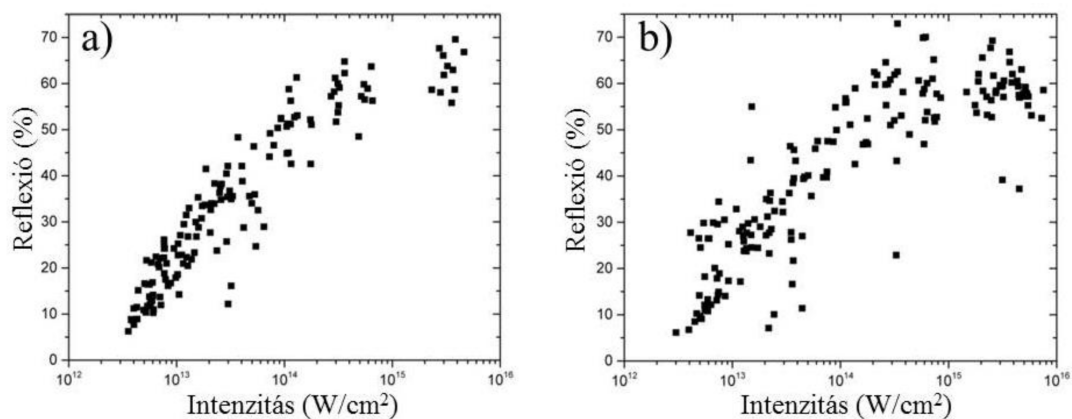
A lézerplazma kísérletek tervezhetőségében jelentős eredmény volt Földes és kutatócsoportjának 2000-es közleménye [90]. Tömegspektrometriai méréseikből kiderült hogy ultraibolya impulzusok esetén (248 nm), már 10^8 W/cm² intenzitású, nanoszekundumos ESE is képes fémek felületén fotoionizációt és fotoemissziót okozni.

Ti:zafír lézerekkel az első széleskörű plazmatükör vizsgálatokat Ziener és kutatócsoportja végezte [91]. Munkájukat elsősorban a hatékony kontrasztjavítás motiválta, ám széles intenzitástartományon végzett méréseik számunkra is hasznosak. Céltárgyaik antireflexiós réteggel bevont üveglemezek voltak. Kimutatták hogy 800 nm-es sugárzásra a reflexió párszor 10^{16} W/cm² intenzitásnál veszi fel maximumát, tehát kontrasztjavítási technikaként, ezen a tartományon lesz jó a hatásfok. Ennél nagyobb intenzitásokra a reflexió meredeken leesik sőt, 45°-os beesésnél és 500 fs impulzushossznál kiugróan nagy, 90% -os abszorpciót mértek $3 \cdot 10^{17}$ W/cm²-en.

Plazmatüköröket kontrasztjavítás céljából elsőként Földes és kollégái tanulmányoztak ultraibolya hullámhosszon [92]. Hasonlóan Zienerhez, 248 nm-re antireflexiós réteggel ellátott üveglemezek reflexióját vizsgálták 10^{16} W/cm² intenzitásig, relatíve nagy 70 mJ impulzusenergia mellett. A nagy beesési szög és végerősítő foko-

zat használatából adódó gyengébb kontraszt miatt a reflexió mérsékelt maradt (40 %). Határozott tendencia azonban így is mutatkozott. A reflexió $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ -ig logaritmikusan növekedett, majd telítésbe ment a szórás növekedésével egy ütemben. Megfigyelhető hogy a legnagyobb reflexió intenzitástartománya majd egy nagyságrenddel kisebb az infravörös lézerekhez képest, amit a rövid hullámhossz jobb ionizációs képességgel magyarázhatunk. A plazmakorona XUV (extrém-ultraibolya) spektrumából az elektronhőmérsékletre és az abszorpció, valamint a kontraszt hatására következtek a felületi harmonikusok hatásfokának szempontjából. A kísérlet megalapozta csoportunk 2015-ös, majd 2019-es méréseit is ebben a témakörben.

2015-ben csoportunk megkísérelte a plazmatükrök technika továbbfejlesztését KrF lézerekre [94]. A céltárgy változatlan maradt, de a beesési szöget jelentősen csökkentettük (12°) és a végerősítő megkerülésével egy nagyságrenddel jobb eredő kontrasztal dolgoztunk.

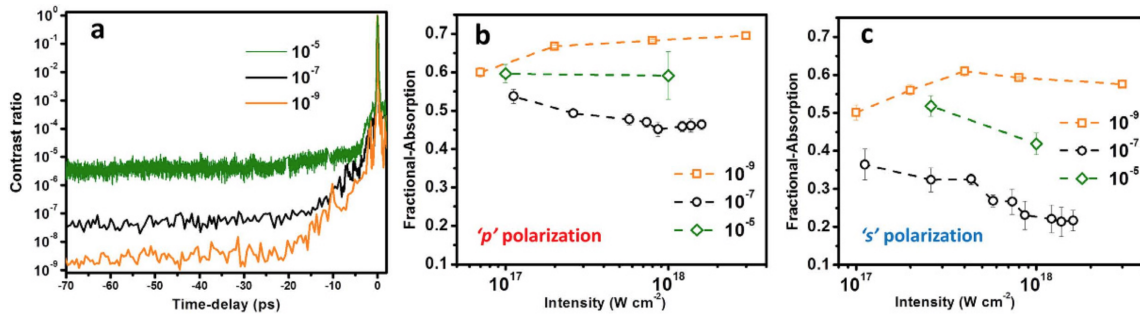


2.5. ábra. A 2015-ös plazmatükrök mérések eredményei 500 fs hosszúságú KrF impulzusokra. Bal oldalt az S-polarizált (a), jobb oldalt (b) pedig a P-polarizált nyaláb reflexió értékei [93].

Ezen megfontolásokkal és a fókuszcsík gondos leképezésével 70% -os reflexiót sikerült elérni $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitáson, ami felett telítést tapasztaltunk. Jelentős polarizációfüggés nem mutatkozott (legfeljebb a szórásban), ami a közel normális beesési szög hatásának tulajdoníthatunk. Az 1.10-es ábrához hasonló elrendezéssel, kompresszált impulzusokra is elvégeztük a méréseket, ám jelentős javulás helyett (elsőre meglepő módon), a reflexióban enyhe ($\sim 5 - 10\%$ -os) csökkenést tapasztaltunk. Ennek indoklását itt is, a kompressziókor megjelenő pikoszekundumos vállak

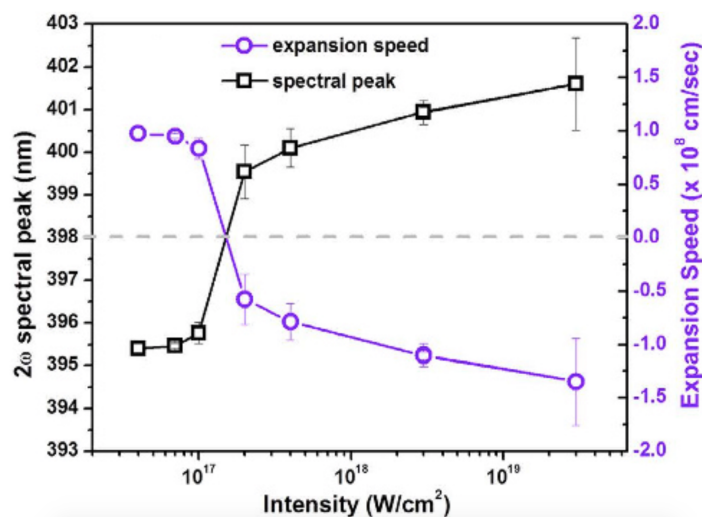
hatásában kell keresnünk. Ezek akár egy teljes nagyságrenddel is megnövelhetik az előplazma skálahosszát és így jelentős mértékben az elnyelődést is. Ezek alapján kijelenthető hogy KrF lézerek esetén, a lézerplazma abszorpciója jelentősen **függ a nano- és pikoszekundumos eredő intenzitáskontrasztától**.

Munkánkkal közel egy időben számolt be Singh és kutatócsoportja kontrasztfüggő abszorpcióról multi-terawattos Ti:zafír lézerek alkalmazásával [95]. A nanoszekundumos ESE intenzitását az 1.7.1-es ponthoz hasonlóan, az erősítő fokozatok közötti magimpulzusok gyengítésével szabályozták (2.6. ábra). Fontos megjegyezni, hogy a pikoszekundumos kontrasztot ezzel jelentősen nem befolyásolták.



2.6. ábra. Balról: harmadrendű autokorrelációs kontrasztmérés, *P*-polarizált és *S*-polarizált nyaláb abszorpciós eredményei [94].

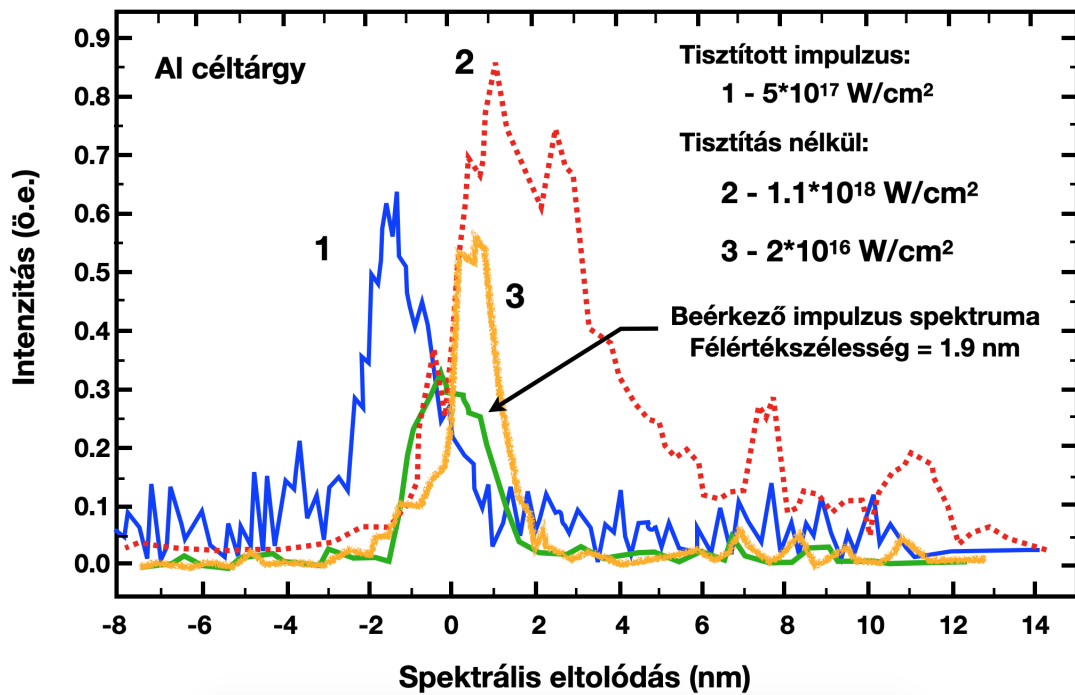
Meglepő módon, a legjobb kontraszthoz a legnagyobb abszorpciós járulék tartozott. Ezt a $j \times B$ fűtéssel és a Brunel-abszorpció felbukkanásával magyarázták fenomenologikusan, kiegészítve 2D PIC (*Particle In Cell*) szimulációkkal. A jelenségre erős bizonyíték a mért karakterisztikus, kétkomponensű elektronhőmérséklet-eloszlás is. Az abszorpció és az elektronok térbeli eloszlásán felül, az alap- és másodharmónikus spektrumának Doppler-eltolódását is megmérték, amiből a reflektáló felület mozgására következtettek.



2.7. ábra. A másodharmonikus spektrális csúcsának eltolódása (fekete vonal), és a következtetett sebességek intenzitásfüggése 10^9 kontrasztarány esetén [94].

10^{17} W/cm^2 alatt kékeltozódást, majd fölötté az intenzitás és így fénynyomás növekedésével vöröseltozódást mértek. Fizikailag ez a plazma kritikus felületének a lézer irányába kifelé táguló, illetve befelé, a lézertől távolodó mozgására utal.

A Doppler-spektrszkópia hasznos eszköze a kritikus felület vizsgálatának. Nem csak az alkalmazások, de a lokális elektronhőmérséklet és az energiatranszport meghatározása céljából is fontos, komplementálva a röntgenspekrometriai méréseket. Már az általam idézett első munkák is [84] foglalkoztak ezzel a problémakörrel, de az első célzott vizsgálatokat Kalashnikov és kollégái végezték 1994-ben [95]. Ők az alap- és másodharmonikus eltolódásából következtettek a plazma jellemző tulajdonságaira, de az intenzitásfüggésen túl a kontraszt hatását is figyelembe vették. Singh-től eltérően nem csak a nanoszekundumos ESE-t szabályozták, hanem a pikoszekundumos vállakat is, mindezt egy akkoriban viszonylag új eljárással. A még fókuszálatlan impulzusokat egy telítődő abszorberen terelték át, ami egy küvettából és 800 nm-res sugárzást elnyelő festékoldatból állt. Az eredőtől (10^{-3}) három nagyságrendi kontrasztjavulást az oldat koncentrációjának változtatásával érték el, ami így 10 ps-ra $\approx 10^{-6}$ -nak adódott a harmadrendű autokorrelációs mérésekből.



2.8. ábra. A Kalashnikov vezette kísérlet eredménye. A görbék különböző paraméterű lézerimpulzusok spektrumait jelölik. Zöld vonal: referenciaspektrum, a többi pedig a számozásuk szerinti intenzitást és kontrasztot jelölik. [95]-alapján.

Az fenti ábrán jól kivehető a rendkívül erős kontrasztfüggés. Amíg lassú felfutású impulzusok vörös-eltolódást szenvedtek és erősen moduláltak, addig a "tisztítottak", kék-eltolódást és kifelé irányuló tágulást mutatnak. Magyarázatuk szerint nagy intenzitásokon a ponderomotoros erő már döntő szerepet játszik. Nagy kontraszt esetén az előplazma jóval rövidebb és turbulens, relativisztikus oszcillációkat hajthat meg, akár a kritikus sűrűség mögött is. Ezek képesek olyan mértékben megnövelni a plazma belső nyomását, hogy az nagyobb legyen a fénynyomásnál is. Alacsony kontraszt esetén, a nagy skálahossz miatt nem hatol be kellő mértékben az elektromos térerősségvektor a sűrű plazmába, ilyenkor a fénynyomás dominál.

A kor elméleti munkái közül jelentős Sauerbrey gondolatmenete [96,97]. Az időbeli fázismoduláció, azaz a csörp figyelembe vételével a kritikus felület pillanatnyi gyorsulására következtetett a reflektált spektrumok szélességéből. A modell alapja meglepően egyszerű. A reflexiónak időfüggést adva, egy folytonosan változó gyorsulású, és reflektivitású tükörből analógiájára alapoz. Az alacsonyabb és magasabb frekvenciájú spektrális komponensek eltérően abszorbeálódnak, és ez "nyomot hagy"

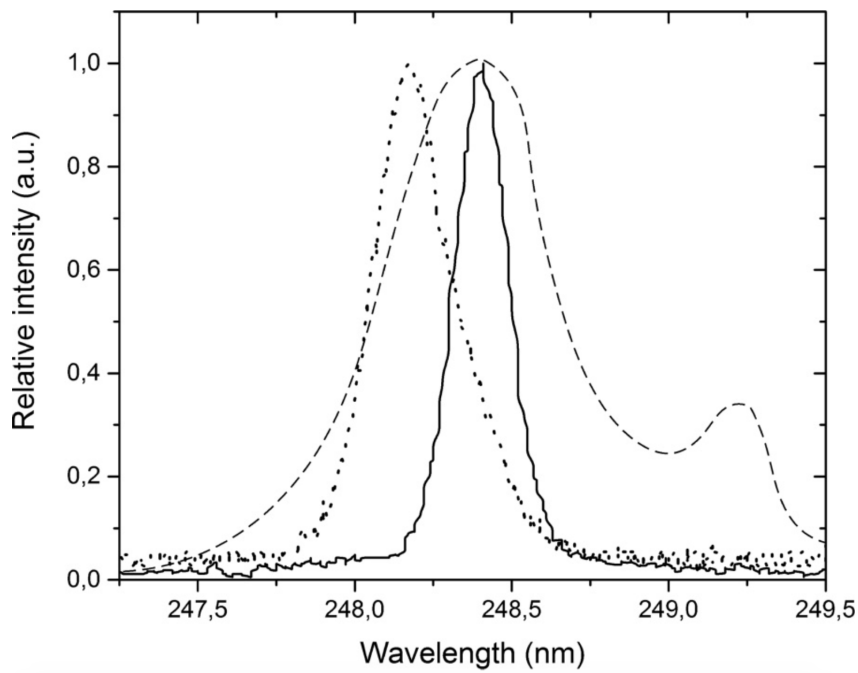
magán a teljesítmény-spektrumon is. A gerjesztő lézer időbeli alakjára feltételezéssel élve, valamint hagyományos doppler-effektusból így visszafejthetővé válik a rétegbeli pillanatnyi gyorsulás és a sebesség. Közleményében egy korábbi KrF kísérlet eredményeivel veti össze a modellt.

Számításait saját kísérleti eredményeim értelmezéseinél is felhasználom és összevevtem a "hagyományos" doppler-spektroszkópiai mérésekkel.

KrF lézerekkel keltett felületi harmonikusok vizsgálata kapcsán 2000-ben Földes és kutatócsoportja is kékeltolódásról számolt be [90]. Már moderált, 10^{15}W/cm^2 intenzitás felett, több mint $2 \cdot 10^7 \text{cm s}^{-1}$ tágulási sebességre következtettek szén és alumínium plazmákból.

Tóth és kollégái közel $2 \cdot 10^7 \text{cm/s}$ sebességű táguló plazmafrontról számoltak be. Pumpa-próba elrendezésükben a gerjesztő 450 fs hosszúságú KrF nyaláb által keltett plazmát, az alapharmonikussal tapogatták le, annak eltolódásából következtettek a sebességekre a késleltetés függvényében [98]. A tématerület nemzetközi hírű proponálója, Prof. Heinrich Hora az ausztráliai New-South Wales egyetem Földes és Kalashnikov kísérletére alapozva, részben ponderomotoros erőket sejt a meglepően a nagy tágulási sebességek mögött. Modellje a "makroszkópikus blokk-gyorsítás", amely szerint a ponderomotors potenciál általi gyorsítás kedvező hatással lehet különféle bór-proton lézerfúziós sémák hatásfokára [99]. Lézeres részecskegyorsításon alapuló aneutronikus fúziót orosz és francia kutatócsoportok pár éve sikeresen megfigyeltek [100]. Az ilyen fúziós reakciók előnye hogy kevés neutron termelődésével járnak, így megkerülhető a reaktorelemek besugárzás általi gyors degradációja.

Kutatócsoportunk 2015-ben, a plazmatükör elrendezéseket vizsgáló közleményében szintén beszámolt jelentős mértékű Doppler-eltolódásról [93]. A mérés célja esetünkben alapvetően technológiai kérdések megválaszolása volt.



2.9. ábra. A 2015-ös plazmatükör kísérlet során tapasztalt Doppler-eltolás. Szaggatott vonal: KrF erősítési sávszélessége, folytonos vonal: beérkező nyaláb spektruma, pontozott vonal: a reflektált nyaláb kék-eltolódott spektruma, $I = 8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ [93].

Kísérletileg demonstráltuk hogy a reflektált impulzusok tovább erősíthetők még olyan, viszonylag keskeny erősítési-sávszélességű erősítőkből mint az excimerek (2.8. ábra). A legjobb hatásfok tartományán megfigyelt, nagyjából 0,25 nm eltolódás még megengedi a plazmatükör két erősítőfokozat közötti alkalmazását.

6. Célkitűzés

Célul tűztem ki eltérő rendszámú (arany és bór) céltárgyak felületén keltett lézerplazmák reflexióképességének vizsgálatát különböző lézerparaméterek mellett, mint a lézerintenzitás, polarizáció és az intenzitáskontraszt. Utóbbi esetén a nemrégiben bemutatott és a rendszerbe sikeresen integrált Nemlináris Fourier-szűrésre alapozok. Céлом volt a keltett lézerplazmák integrált röntgenhozamainak relatív mérése, azok összehasonlítása a lézerparaméterek függvényében.

Kiemelt célom volt a lézerplazmák spektroszkópai mérése is, amiből meg szeretném állapítani a reflektáló kritikus felület mozgását és gyorsulását, különös tekintettel az intenzitáskontraszt szempontjából. Erre a reflektált gerjesztő nyaláb spektrális csúcsának Doppler-eltolódásából, valamint a spektrumok alakjából szeretnék következtetni.

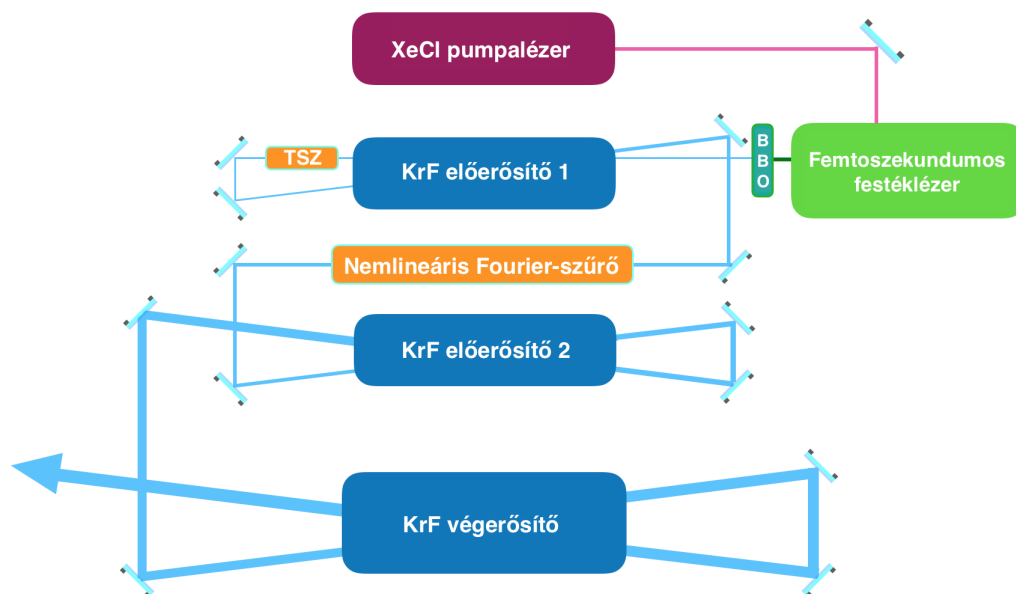
7. Tudományos eredmények

7.1. Kísérleti módszerek

7.1.1. A lézerrendszer leírása

Kísérleteimhez az ultrarövid ultraibolya (248 nm) impulzusokat egy, már a 1.3.2-es alfejezetben bemutatott és 2017-ben továbbfejlesztett (1.4.1-es alfejezet) Szatmári-típusú lézer szolgáltatja [54].

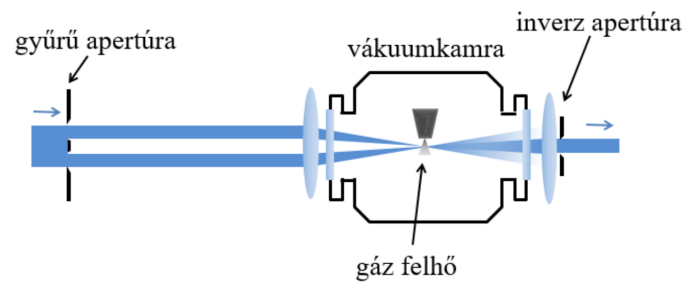
Emlékeztetőül: a 497 nm központi hullámhosszúságú magimpulzusokat egy XeCl excimer által pumpált EVFL *Elosztott Visszacsatolású Festéklézer* bocsájtotta, ami a homogén térbeli erősítés céljából egy ún. *Bethune-cellán* van átvezetve. A magimpulzusok egy BBO kristály által frekvenciakétszereződnek és *direkt módon* erősödnek az egymást követő KrF fokozatokban (2.9. ábra).



2.10. ábra. A kísérleteim alapjául szolgáló továbbfejlesztett KrF lézer sematikus rajza, a Nemlineáris Fourier-szűrővel beépítve, 2019-ben. A TSZ itt egy hagyományos térszűrőt, míg a BBO a frekvenciakétszerező kristályt jelöli.

A lézer különlegességét az idő- és térszűrésre is alkalmas, Nemlineáris Fourier-szűrés (NLFSZ) adja [101], amelynek működési elve a következő. Egy klasszikus térszűrés-

hez hasonlóan, egy konfokális teleszkóp Fourier-síkjában történik a térbeli komponensek modulációja. Ha a fókuszálás egy nemlineáris válaszjelű közegben (pl. gázplazmában) történik, valamint konjugált szűrőpárt helyezünk az nyaláb közepére, a kisjelű ESE transzmissziója közel zérusnak adódik. A nagy intenzitású főimpulzus transzmissziója, a fellépő fázismoduláció miatt már nullától különböző lesz. A nemlineáris fázistolás oka az argon gázban keltett optikailag ritka plazma (1-nél kisebb) törésmutatója (2.11. ábra).



2.11. ábra. Az rendszerbe beépített NLFSZ elvi működének sematikus rajza [55].

A transzmisszió akkor optimális, ha a fókuszsíkbéli zérus rendű komponens a kölcsönhatás során π fázistolást szenved. Ilyenkor közel 40 % a transzmisszió, és 3 (de elviekben akár még nagyobb) nagyságrendű intenzitáskontraszt javulás érhető el. Mivel a szűrés érzékeny a beérkező nyaláb térbeli koherenciájára, az azt megelőző passz elé egy hagyományos, teleszkópos térszűrés is be van építve. Mindkét szűrő vákuumigényes, amit egy közös, olajsűrővel ellátott elővákuum szivattyú szolgáltat. Ha kísérletünk alacsony kontrasztú nyalábokat kíván, a szűrés megkerülése rendkívül egyszerű. Az apertúrapár kivételével és a gázbefecskendezés kikapcsolásával szándékosan "lerontható" a kontraszt, teret engedve a ESE fejlődésének.

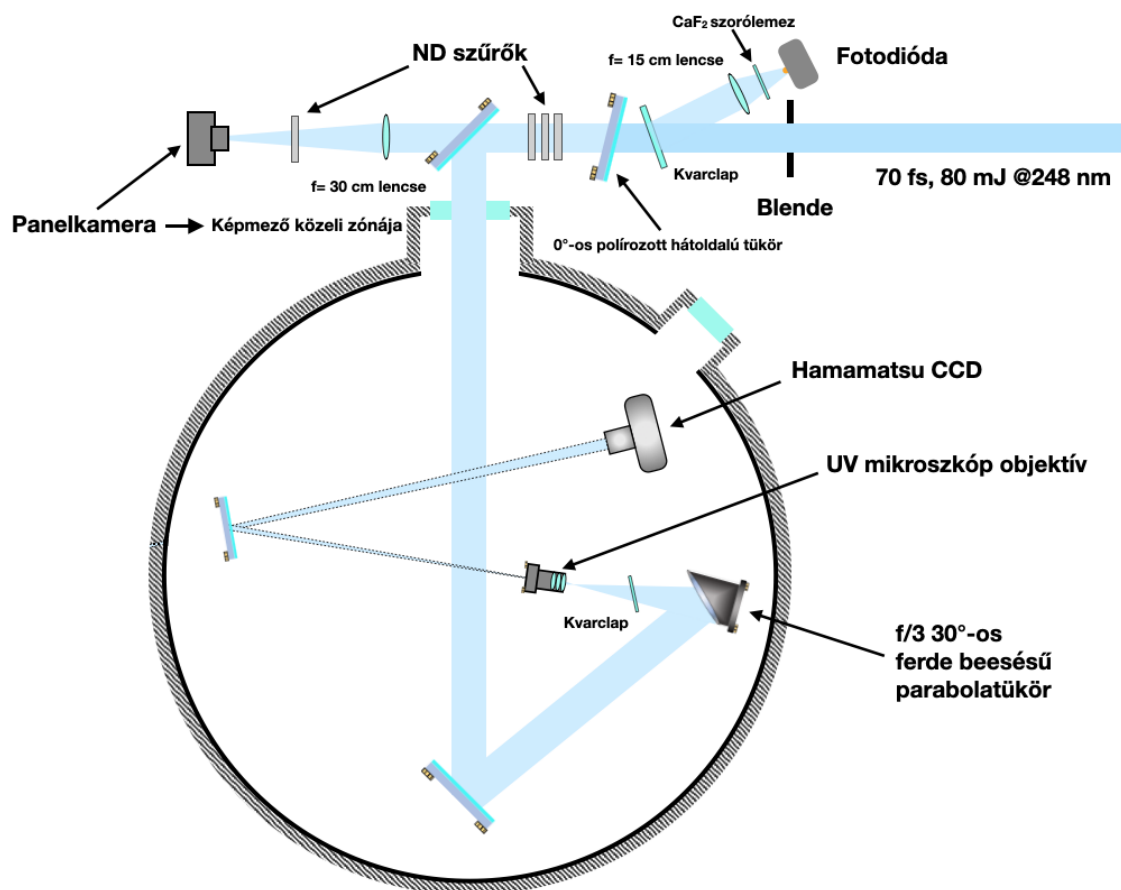
A továbbiakban off-axis sémájú elrendezésben [102], lépcsőzetesen erősödik a a nyaláb, és a kimeneten 4,5 cm x 4,5 cm, négyzet alakú, lapos ún. "flat-top" intenzitásprofillal bíró alakot vesz fel az impulzus. A nyaláb egy $f=10\text{m}$ -es lencsével kollimálódik. Az impulzushossz félértékszélessége az autokorrelációs mérésekből 700 fs, és szokásosan Gauss időbeli alakot feltételezünk. (Megjegyzés: a valóságos profil azonban más is lehet. A működési elvéből adódóan, az autokorreláció erősen szimmetrizáló hatású, így önmagában csak a félértékszélesség meghatározására alkalmas. Az erősítés telítődő jellege miatt, a felfutó él várhatóan sokkal meredekebb

[103]. Ez az előplazma hosszának becslése miatt különösen fontos.) Mivel célom a lehető legjobb fókuszálás elérése volt, valamint kísérleteim lineáris polarizációt igényeltek, a multiplexelési séma nyalábosztóját kivettem. Így közvetlenül a kimenten, a kollimálólencse ($f=10$ m) után 80-83 mJ ($\text{RMS} = 6\%$, a szórása) impulzusenergiát mértem.

Az intenzitáskontrasztot a szűrő alkalmazásával 10^{12} -nek, valamint használata nélkül $5 \cdot 10^5$ -nek mértem (lásd következő alfejezet). A céltárgy előtt, a spektrumból meghatározható csörp értéke $3,5(\pm 0,5) \cdot 10^{-5} \text{ fs}^{-2}$ -nek adódott. A kimeneti polarizációt a frekvenciakétszerezés előtt, 497 nm-re készült $\lambda/2$ -es hullámlemez forgatásával változtattam. Az ellenőrzéshez egy kvarcból készült Glan-Thompson prizmat használtam. A polarizációs kioltási arány közvetlenül a lézer kimentén, a nagy számú optikai elem miatt 1:7-nek adódott a fotodiódás (típusjelzés: Thorlabs DET 210) mérésekből. Emiatt a lézerimpulzusokat inkább részben kevert polarizációjú nyalábnak lehet tekinteni. A tapasztalat szerint a lézer stabilitása folytonos üzemmódban jobb, így annak frekvenciáját 1 Hz-re állítottam és az egyes lövéseket egy szinkronizált redőnyzárral választottam ki. Ugyanezen szinkronizáló egység szolgáltatja a triggerjelet a spektrométereknek, az oszcilloszkópoknak és az energiamérőknek is.

7.1.2. Fókuszdiagnosztika

Nagy intenzitások eléréséhez, és a reprodukálhatósághoz elengedhetetlen egy jó minőségű, leképezési hibáktól lehetőleg mentes fókuszfolt. A legtöbb aberráció kivédése céljából emiatt egy, a gyártó által előzetesen bemért (SORL), kvarcbevonatú, alumíniumból készült $f/3$ -as parabolatükört használtam. Hátránya, hogy beállításuk általában jóval összetettebb mint egy lencsée, hiszen a lézer és a tükör optikai tengelyének nagy pontossággal kell egybe esnie. A fókuszfolt leképezéséhez az alábbi elrendezést építettem fel több lépcsőben.



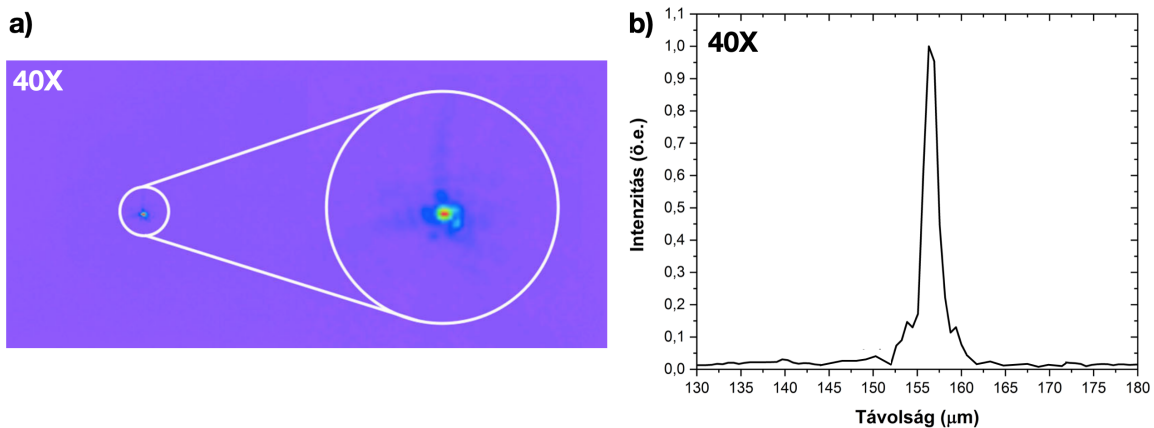
2.12. ábra. A fókusz sík leképezéséhez általam felépített elrendezés sematikus rajza.

Első lépésben a vákuumkamra előtti terelőtükrön felfűztem az UV nyaláb közepére egy HeNe lézert. A nyalábot párhuzamosítottam a vákuumkamrában lévő optikai asztallal, két blende segítségével. A parabolatükör tartójába, közepére egy 0°-os tükröt illesztettem, és a tükrötartó csavarjait úgy állítottam, hogy az pontosan visszafelé lőjön. Miután a parabolatükröt óvatosan behelyeztem, azt úgy forgattam hogy a reflektált nyaláb egy magasságban reflektáljon a beérkezővel. Ezt a vákuumkamra egy távoli részén, összehúzott blendével ellenőriztem.

Mivel tapasztalatom szerint, még a legjobb minőségű "off-axis" (döntött optikai tengelyű) parabolatükrök esetén is több fokos eltérés lehet a névleges és a valós eltérítési szög között, ezért közelítő beállítással kezdtem. A nyalábot először egy polírozott hátoldalú tükrön vezettem keresztül, ami közel 4 nagyságrendet gyengített a szűrőkre eső nyalábon. Erre az előzetes gyengítésre azért van szükség, mert már a fókuszálatlan nyaláb is képes a szűrők alumínium felületét roncsolni. Egy további 0,001- és 0,01-os szűrés után közvetlenül egy panelkamerára tereltem a nyalábot. A

kamera fényérzékeny felületét (CCD) egy vékony kvarclap védte, és az erről származó visszaszórt fényjellel állítottam be a merőleges beesést. A parabolatükör függőleges és vízszintes tengelyét úgy állítottam, hogy az mindkét irányba a lehető legkisebb képet adja a monitorra kivetített képen, ügyelve a CCD telítődésére. Miután a foltméret olyan apró méretűvé vált hogy az nem volt feloldható, a következő lépésben azt lencsével képzetem le.

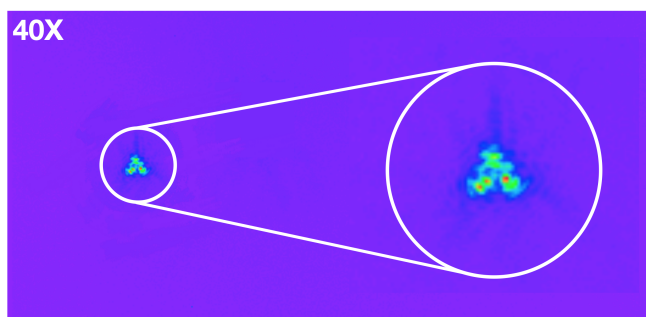
A panelkamera helyére egy mikrométer csavarral ellátott transzlációs padra helyeztem, állítható lencsetartót helyeztem, benne egy $f=10$ mm-es fókuszú kis apertúrájú lencsével, úgy hogy a parabola és a lencse fókuszsíkja egybeessék. Ilyenkor fontos hogy a lencse leképezési hibáit ne örökölje a nagyított nyaláb, így a lencse felületéről reflektált fénnel fűztem fel a két elem optikai tengelyét, amit minden parabola beállítási pozíciónál ellenőriztem. A lencse után a képtávolságot, és így a nagyítást fokozatosan növeltem $N = (k - f)/f$ szerint, ahol N a nagyítás, k a képtávolság, f pedig a lencse fókusz-távolsága. A nagyított fókuszfelvételeket egy *Hamamatsu C7040 UV* típusjelzésű kamera lineáris válaszelőérő, UV érzékeny CCD felületére tereltem. A fényérzékeny chip aktív felülete 6mm x 12,288 mm, valamint 532 vízszintes és 256 függőleges pixelből áll. Egy pixel mérete $24\mu m \times 24\mu m$, ami a pontos nagyítás meghatározásánál lényeges. Az ilyen módon elérhető legkisebb foltméret esetén, a lencsét egy $f=3$ mm fókusz-távolságú, szérikus hibákat kompenzáló, három lencséből álló UV mikroszkóp-objektívra cseréltem, és a képtávolságot a lehető legnagyobbra növeltem (2.12-es ábra) a parabolatükör finom állítása mellett. A levegőáramlás okozta fázisfront torzulások elkerülése céljából a teljes nyalábutat befedtem. (Megjegyzés: a napi beállítások megkönnyítéséhez a kamra előtti polírozott hátoldalú terelőtükrön a gyenge, transzmittált nyalábot lencsével összehúztam, majd egy szűrővel ellátott panelkamerára tereltem. A kamera képét egy monitorra küldtem, amin a folt pozícióját bejelöltem, leképezve képmező közeli zónáját. Elmondható hogy a hőmérséklet és páratartalom állandó értéken tartásával a parabola beállítása stabil maradt, hetente igényelt csak komolyabb utóbeállítást.) A fókuszfoltokról felvételt készítettem és azokat elmentettem .tiff, valamint .txt formátumokba. A kiértékeléshez Bali Krisztián, szakdolgozatához írt programját használtam (2.13. ábra).



2.13. ábra. A fókuszolt 40X-es nagyított képe (a), valamint a vízszintes tengely menti intenzitáseloszlás (b) [104].

A felvételek tanúsága szerint a fókuszolt félértékszélességének függőleges tengely menti mérete $1,85 \pm 0,1 \mu m$, míg a vízszintes tengelyé $1,95 \pm 0,1 \mu m$, ami közelítőleg a diffrakciós-limit két-háromszorosának felel meg. Ezen számottevően nem rontott a parabolatükör védelmét szolgáló 1 mm vastag suprasil kvarclap, ami a beérkező impulzus spektrumára sem volt érdemi hatással. A védőlapra a szilárdtest céltárgyak ablációjából származó lerakódások elleni védelem miatt volt szükség. A fókuszeloszlás numerikus integrálásának elvégzése után elmondható hogy az energia több mint 70% -a főrendbe esik.

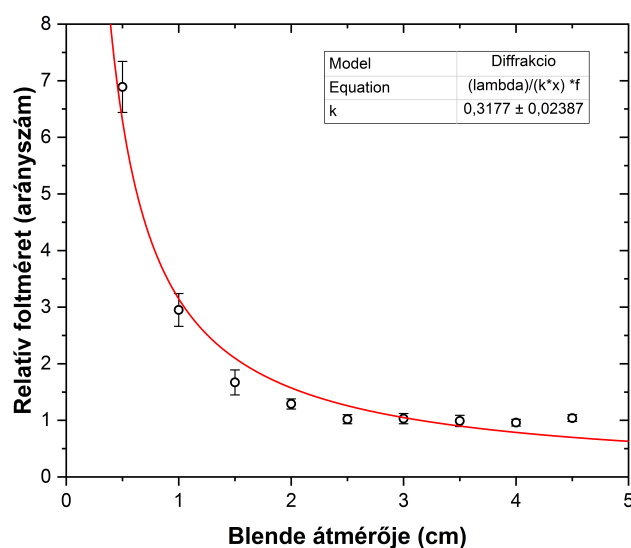
Kísérleteim egyik szabad paramétere az intenzitás. Ennek változtatására többféle módon járhatunk el. A legelterjedtebb módszer a céltárgy fókuszsíkból való ki-be mozgatása (z-scan), ám tapasztalatom szerint ilyenkor a folt homogenitása gyorsan, pár tized mm alatt jelentősen leromlik (2.13. ábra).



2.14. ábra. A folt képe a fókuszolt után másfél milliméterre, 40X nagyítás mellett. Mérete alapján megfigyelhető $\approx 10^{16} W/cm^2$ intenzitásnak.

Ez véletlenszerű, ún. "hot-spot"-ok megjelenésével jár és a mérés reprodukálhatóságát jelentősen csökkenti.

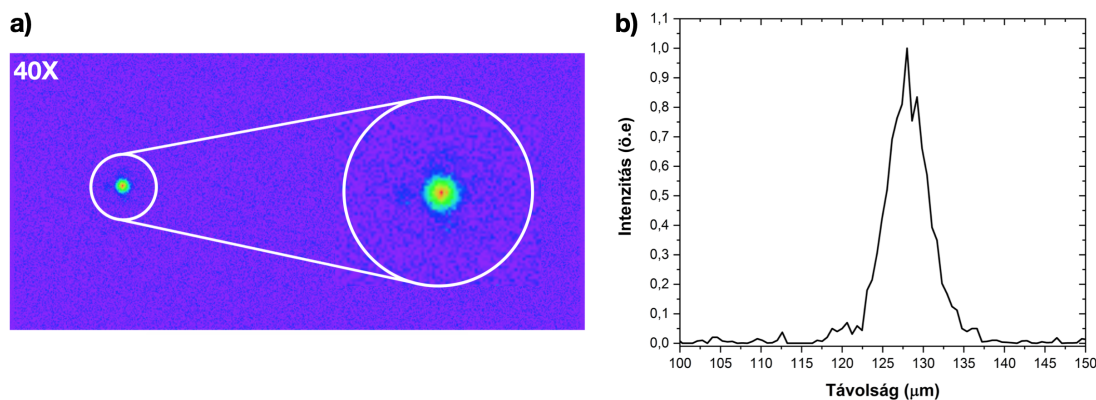
Másik megközelítés a nyaláb blendézése. Ezzel nem csak a fókuszálódó impulzus energiáját csökkentem, hanem a diffrakció miatt, egyben a foltméretet is növelem. Ehhez referenciafelvételeket kell készíteni különböző átmérőjű nyalábokhoz (2.15. ábra). A változtatható, kör alakú apertúrát 5 mm-es lépésekben állítottam. Tolómérő segítségével így pontosan beállítható volt a kívánt intenzitás.



2.15. ábra. A kísérletekhez használt referenciagrafikon. A foltméretek félértékszélességének relatív változása a teljes nyalábhoz képest a blende átmérőjének függvényében.

A fenti ábrán jól látszik a közel hiperbolikus $\lambda/d \cdot f$ függés, valamint az is hogy az érdemi növekedése a fókuszfoltnak csak az eredeti átmérő felétől mutatkozik. Ez érdekes közelítő becslése, és igazolása annak hogy impulzusaink térbeli koherenciája kitűnő, és nagyjából két-háromszorosán diffrakciólimitáltak.

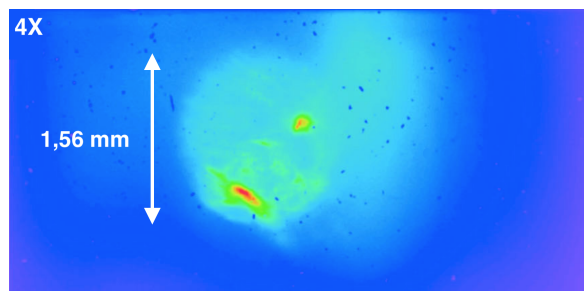
A módszerrel a legkisebb, 5 mm-es apertúra állás esetén is megmaradt a folt jó homogenitása (2.16. ábra).



2.16. ábra. A fókuszolt képe 5 mm-es blendeállásban (a), és vízszintes keresztmetszeti intenzitásprofilja, félértékszélessége $\approx 6\mu\text{m}$ (b). Ez a fókuszeloszlás megfeleltethető $\approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$ intenzitásnak.

A módszerrel viszonylag könnyedén állítható volt az intenzitás a céltárgyon 10^{15} W/cm^2 és 10^{18} W/cm^2 között.

Az éles kísérletek megkezdése előtt megmértem az intenzitáskontrasztot is. A Nemlineáris Fourier-szűrő alkalmazásával az ESE fókuszoltja rendkívül nagy, 1,56 mm volt (2.17. ábra). Ehhez a nagyítást jelentősen csökkentettem, amit a terelőtükrök és a CCD áthelyezésével értem el. Az energiakontraszt arány is magas volt, jobb mint 1:80.



2.17. ábra. Az ESE foltméret 4X-es nagyított képe a fókusz síkban, Nemlineáris Fourier-szűrő alkalmazása esetén. Megjegyzés: a jobb felső sarokban látható homályos folt a leképező lencse és a védő kvarclap közötti parazita-reflexióból származik [104].

Az intenzitáskontraszt ebben az esetben közel 10^{12} -nek adódott, ami a kölcsönhatások "tisztá" vizsgálatához unikális körülményeket teremtett.

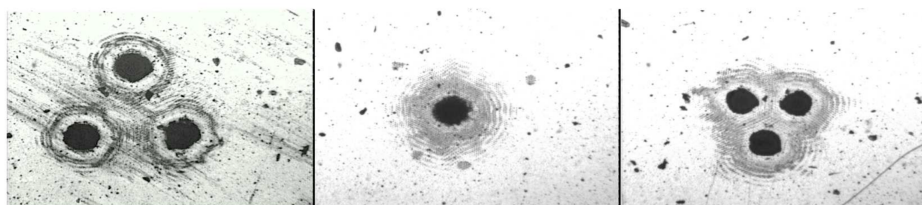
Ezzel szemben, a szűrő használata nélkül az ESE foltméret nagy mértékben lecsökkent, félértékszélesség szerint mindössze $8\mu\text{m}$ volt. Ennek magyarázata az, hogy az

előszűrő az erősítési láncnak már az elején kiszűri az ESE optikai tengelyhez közeli részét, majd az erősödik tovább. Az energiakontraszt is leesett, nagyjából 1:10 értékre. Kísérleteim szempontjából ez szintén érdekes, hiszen az így kapott $5,5 \cdot 10^5$ intenzitáskontraszt jó összehasonlítási alapot nyújt a gyakran gyengébb (10^6) kontrasztú, CPA sémát alkalmazó Ti:zafír lézerekkel.

7.1.3. Kísérleti elrendezés

A parabolatükör beállítása után a következő lépés a fókuszsík meghatározása volt. A leképezéshez használt lencsetartót egy XYZ, számítógéppel vezérelhető transzlációs egységre cseréltem (típusjelzés: STANDA 133373). A műszer lépésköze $1,25\mu$ /lépés volt, amit tolómérővel ellenőriztem. A ráillesztett házi készítésű céltárgytartó alkalmas 4 cm oldalhosszúságú, vagy átmérőjű négyzet ill. kör céltárgyak befogására és 4 pontos rögzítésére. A teljes egység stabilitását egy mechanikus profilométerrel ellenőriztem. A 4 cm-es céltárgy teljes hosszában kevesebb mint $\pm 3\mu$ -t térült el minden irányban, ami azt jelenti hogy a kísérletek során végig a nyalábunk 6μ -es Rayleigh-hosszán belül maradtunk.

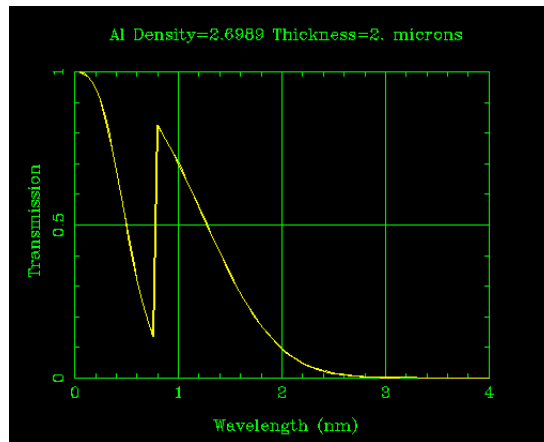
Első közelítésben ún. *Hartmann-lemezt* használtam. Ez azt a jelenséget használja ki hogy a fókuszsík után a kép megfordul. A gyakorlatban ez annyit tesz, hogy egy három pontban kivágott papír apertúra képe ablációs nyomot hagy egy üveglemezre párologtatott alumínium céltárgyon, és a foltok távolságának függvényében a fókusz helye meghatározhatóvá válik (2.16. ábra).



2.18. ábra. A Hartmann-lemezzel ablált foltok alumínium céltárgyon. Balról jobbra: a fókusz előtt, a fókuszsík környékén, és a fókusz után [105]

Az az ablációs foltok relatív távolsága azok optikai tengely szerinti helyzetétől függ, és erre egyenest illesztettem, amiből a zérushelyet meghatároztam. Ennek szórása azonban $\pm 25\mu$ volt ami még nem kellően pontos.

Korábbi eredményekből tudható hogy a lézerplazmák röntgenhozama 1-nél magasabb hatványtól függ a gerjesztő lézer intenzitásától [87]. Általánosan is kijelenthető hogy érzékeny beállításoknál az nemlineáris válaszjelet eredményezzen. E célból a céltárgytól nagyjából 30 cm távolságra, azzal szemben és egy magasságban egy IRD AXUV-100 szilícium diódát helyeztem, amelynek jelét oszcilloszkópról leolvastam. A dióda a röntgensugárzásnak csak a teljes időintegrálját mutatta, így időbeni feloldásunk nem volt. Hogy a plazma saját fénye és a háttér ne zavarja a mérést, a dióda elé egy $2\mu\text{m}$ vastag alumínium szűrőt helyeztem, amit előzetesen lámpa fénye alatt ellenőriztem lyukakat, sérüléseket keresve (2.19. ábra).

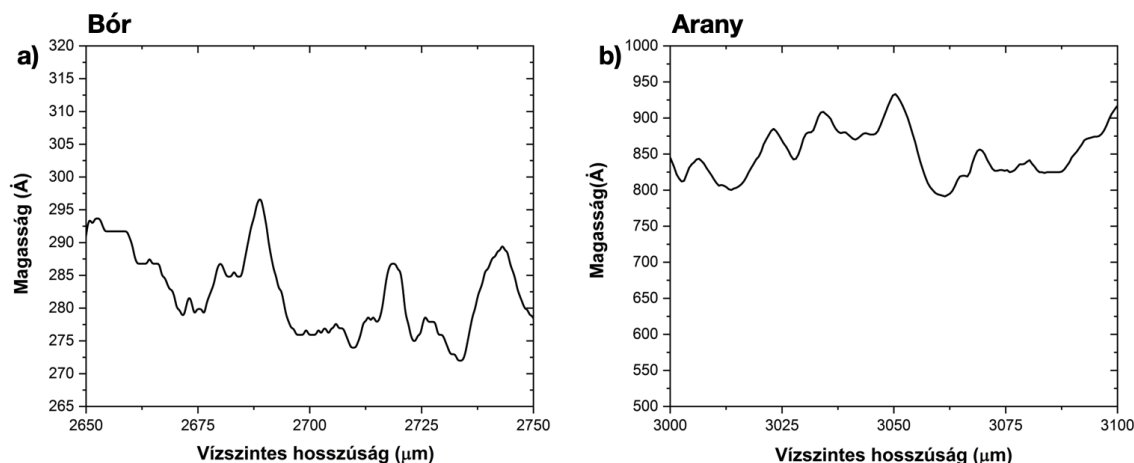


2.19. ábra. A $2\mu\text{m}$ vastag alumínium szűrő áteresztőképessége röntgen tartományon [106].

A kísérleteket vákuumban végeztem ($<10^{-5}$ mbar), amit egy kétszintes, olajmentes elővákuum-szivattyúból és egy turbomolekuláris pumpából álló rendszer szolgáltatott. Az előzőleg, illesztett függvényből számolt zérushelytől $-25\mu\text{m}$ -re állítottam a céltárgyat, majd $+25\mu\text{m}$ -ig $5\mu\text{m}$ -es lépésközzel 5 lövéses átlagokból, a legnagyobb mért röntgenjel pozíciójához állítottam a céltárgyat. Ez a módszer praktikusán a parabolatükör napi ellenőrzését is segítette, hiszen elmosódó folt fókuszfolt esetén a röntgenjel meredek lecsökken, továbbá ezt az elrendezést használtam a különböző tulajdonságú lézerimpulzusok által keltett plazmák teljes röntgenhozamának méréséhez is.

Az céltárgyaimnak kifejezetten kis és nagy rendszámú anyagokat választottam. Az úsztatott üvegre vákuum-párolgatatott, 500 nm vastag arany és bór céltárgyak simaságát előzetesen egy DEKTAK 8 típusú profilométerrel ellenőriztem (2.20. ábra). Ez

indokolt volt, hiszen a felületi morfológia döntően képes befolyásolni a fény és lézer-impulzusok elnyelődését. Bizonyos alkalmazásoknál (pl. lézeres részecskegyorsítás [107]) ezt a hatást kihasználják, bonyolult (általában tüskés) struktúrákat létrehozva hogy a lézer elektromos terét lokálisan (akár hullámhossznál kisebb térrészekben) gyengítsék, vagy éppen erősítsék.

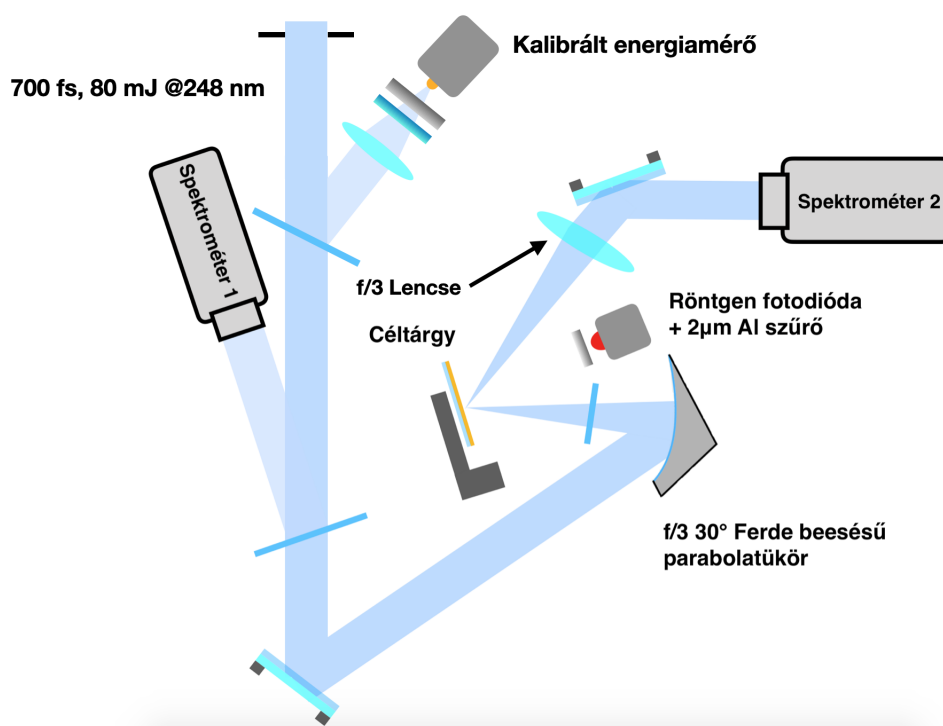


2.20. ábra. Bór és arany céltárgyak felületi profilja 200 μ m hosszúságon vizsgálva. A felületi egyenetlenségek mérőszáma angströmben van megadva.

A profilométerrel végzett vizsgálatok szerint a céltárgyak rendkívül simának mondhatóak ($< \lambda/5$), a legnagyobb egyenetlenségek is csak párszor 10 nm nagyságrendbe esnek.

Következő lépésben a céltárgyról, 45°-ban reflektált nyalábot fűztem fel. Ehhez a 2.11-es ábrához hasonló módon gyengítettem a lézert, majd a céltárgyak kisjelű ($\approx 30\%$), reflexióját követtem. A táguló nyalábot egy $f=15$ cm-es kvarclencsével kollimáltam és tereltem át a kimeneti, szintén kvarcból készült kamraablakon keresztül (2.21. ábra).

A lencse és az ablak transzmisszióját előzetesen a gyengítetlen szubpikoszekundumos jellel mértem, ami 85%- és 75% -nak adódott, és a reflexió számításakor figyelembe vettem.



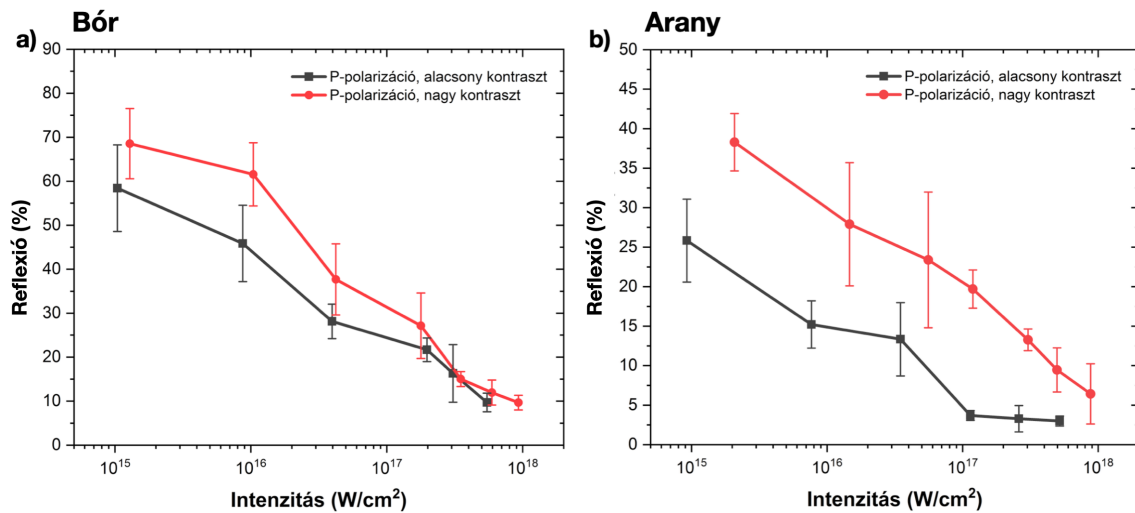
2.21. ábra. A spektrális mérésekhez épített elrendezés elvi rajza. Megjegyzés: a reflektivitás méréséhez a spektrométereket nem használtam, ill. "Spektrométer 2" helyén egy energiamérő fej volt.

A reflektált nyalábot ezután az abszorpció méréséhez egy abszolút energiamérőre (típusjelzés: GENTEC QE50PL-S-MD-D0), vagy spektrális mérések esetén, egy $70\text{ }\mu\text{m}$ résállású, kétrácsos monokromátorra tereltem. Utóbbi felbontóképessége hitelesítés után 0.027 nm/pixel volt, és a lineáris CCD detektornak a jelét egy triggerelhető kiolvasó-egységen keresztül oszcilloszkópon rögzítettem. Mivel a lézer spektrumának súlypontja lövésenként akár $0,2\text{ nm}$ -t is ingadozott, minden "éles" lövéskor a bemenő spektrumot is felvettem. A beérkező nyaláb spektrométere (az ábrán "Spektrométer 1") is azonos konfigurációjú, ám a rés nagysága valamivel nagyobb, $110\text{ }\mu\text{m}$ volt. Minden lövés energiáját rögzítettem. Erre egy kutatócsoportunk által fejlesztett, saját regisztertárral rendelkező és számítógéppel vezérelhető, fotodiódán alapuló energiamérőt használtam [108]. A kamra utáni terelőtükör polírozott hátoldalú volt, így egy kamerát helyeztem mögé aminek képét monitorra vetítettem. A felfűzött HeNe lézert beengedve, és egy, a kamrába épített LED fényforrással nyomon követhettem a nyaláb helyét a céltárgyon. A KrF kisülések okozta zaj kivédése érdekében, ahol csak lehetett optikai-, vagy megfelelően rövid BNC kábeleket kötöttem be.

7.2. Lézerplazmák reflexióképességének vizsgálata

7.2.1. Eredmények

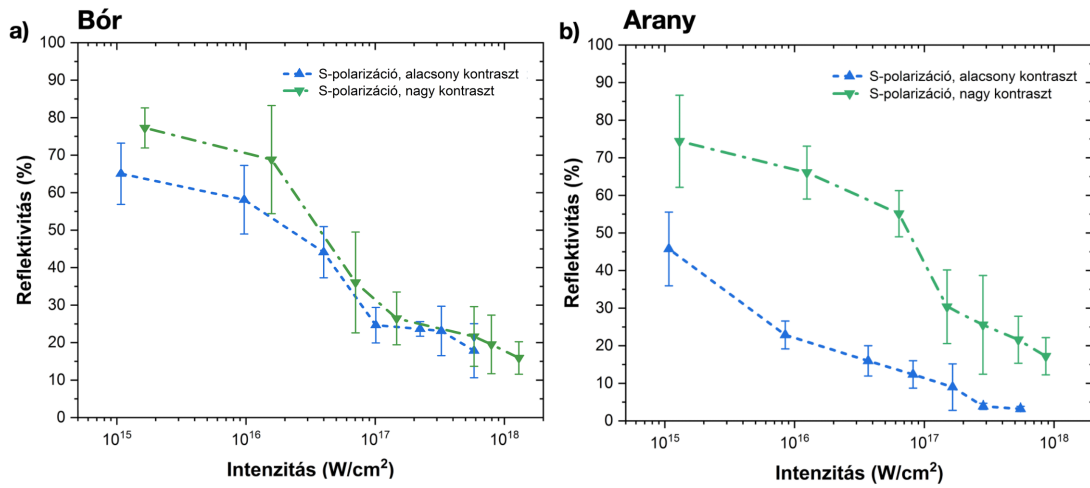
A továbbiakban az $5 \cdot 10^5$ és a 10^{12} intenzitáskontraszttal bíró esetekre kis és nagy kontrasztú esetekként hivatkozok. Hasonlóan az elektromos térerősségvektor iránya szerint vízszintes, valamint függőleges nyalábokra P- és S- polarizáltként utalok. A keletkező lézerplazmák intenzitás- és kontrasztfüggő reflektivitását a 2.22. ábrán láthatjuk. Minden mérési pont 5-10 lövés átlagát jelzi. Bór esetén a kezdeti reflexióképesség összemérhető a korábbi, kisebb beesési szögű méréseinkkel [93], míg aranynál Fedosejevs eredményei pont az általunk mért értékek között helyezkednek. Ezt az kísérletéhez használt lézer impulzusai kontrasztjának köztes (10^7) értékével magyarázom. Fontos kiemelnünk azt is, hogy az alacsony kontraszt, esetében az ESE már a kezdeti intenzitásokon is meghaladja ($> 5 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$) a kritikus 10^8 W/cm^2 fotoemissziós küszöböt. Emiatt az aranynál már itt megmutatkozik az erős kontrasztfüggés. Az intenzitás növekedésével a reflektivitás monoton, logaritmikus csökkenését tapasztaltam.



2.22. ábra. Bór (a) és arany (b) céltárgyak reflektivitása az intenzitás függvényében. A P-polarizált nyalábok alacsony (feketével), és nagy kontrasztú (pirossal) eseteit külön görbéken ábrázoltam [109].

A csúcsintenzitások közelében a reflektivitás 10% alá csökken, azaz az abszorpció drámaian megnő. A kontrasztból adódó különbség is gyakorlatilag eltűnik, különösen bór céltárgyakon. A tendencia összevethető Ziener infravörös tartományú méréseivel aki szintén nagy abszorpciót tapasztalt 10^{17} W/cm^2 felett, ami megfeleltethető az $I \lambda^2$ skála szerinti, 248 nm-es 10^{18} W/cm^2 intenzitású impulzusainkkal. Singh méréseinek alsó intenzitástartománya $I \lambda^2$ szerint egybeesik a mi csúcs körüli értékeinkkel. Hasonlóan hozzánk, ezen a tartományon ők is kis különbséget találtak a legalacsonyabb és legmagasabb kontrasztú nyalábok abszorpciójában, habár az abszorpciós mechanizmusok várhatóan jelentősen különböznek ilyenkor (lásd Diskusszió).

A méréseket megismételtém S-polarizált nyalábok alkalmazásával (2.23. ábra).

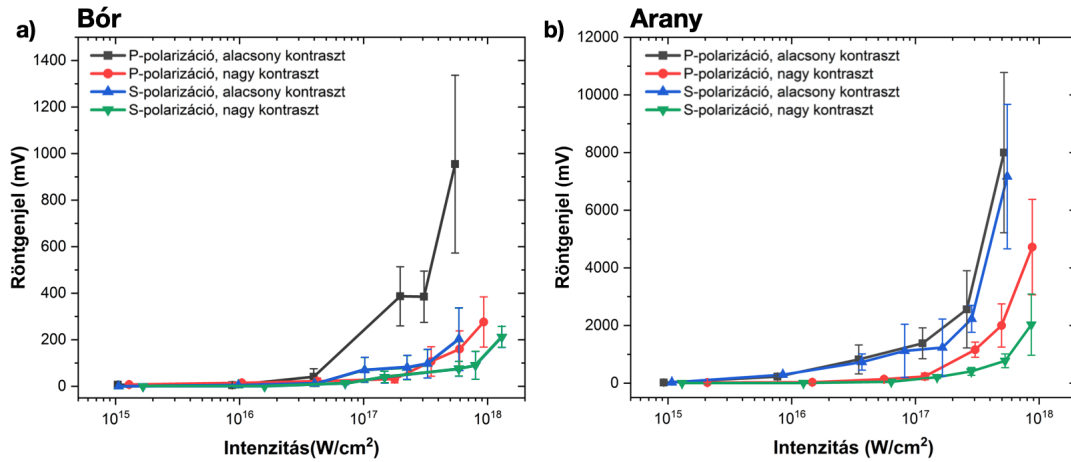


2.23. ábra. Bór (a) és arany (b) céltárgyak reflektivitása az intenzitás függvényében S-polarizált nyalábbal [104].

Várható módon, a plazmára merőleges komponens nélküli (vagy jelentősen kisebb) gerjesztés abszorpciója alacsonyabb, különösen az alsóbb intenzitástartományon. Itt még viszonylag jól követi a Drude-modellt az abszorpció polarizációfüggésében (állandó kontraszt mellett S-P polarizációk összehasonlításával). Tiszta impulzusok esetén több mint 20% -s reflexiónövekményt mértem Fedosejevshez képest ezen a tartományon (2.4. ábra). Feltételezésem szerint, az ő kontrasztmutatóik alapján a fotoemissziós küszöb környékén jártak, ami megmagyarázza a jelentős eltérést, és egyben a 10^8 W/cm^2 küszöb létjogosultságát is alátámasztja [90]. Megfigyeléseim szerint, minden intenzitáson és apertúraállásban élesek maradtak a nyaláb szélei, te-

hát a diffúz reflexió járuléka várhatóan kicsi volt. Ez azt jelenti, hogy az abszorpció becsléshez használható az $A=1-R$ közelítés. Ezt Fedosejevs mérései is megerősítik, azaz nagy szögeknél ez a szórás kis mértékű, és az intenzitással csökkenő tendenciát mutat.

A keltett plazma röntgensugárzásának intenzitásfüggő, integrált jelét a 2.24. ábrán láthatjuk. Alacsony kontraszt és P-polarizáció esetén a hozam egyértelműen nagyobb. Ennek értéke minden esetben 10^{17} W/cm^2 felett kezd el meredeken emelkedni. Alacsonyabb intenzitásokon a jelerősség az oszcilloszkóp dinamikus tartományának legalsó határán volt, de kitakart lézer mellett az eltűnt. Így megbizonyosodtam abban hogy nem háttérzajt mérek.



2.24. ábra. Bór (a) és arany (b) céltárgyakon keltett, különböző lézerplazmákból származó röntgensugárzások erősségének relatív mérése [107].

A $2\mu\text{m}$ vastag alumíniumfólia csak 2 nm alatt (vagy 500 eV felett) kezd átlátszóvá válni (2.18. ábra). A jel növekedését a főként fékezési sugárzásból származó jel spektrumának súlypontjának az XUV-ból a lágy röntgenbe eltolódása okozhatja. Tudni való hogy a bór atomoknak nincs 1 keV felett sugárzásos átmenete, ám arany esetén az M-héj járuléka már jelentős lehet. A rendszámbeli különbségen felül ez magyarázza a közel egy nagyságrendi különbséget a jelerősségben. Teubnerhez hasonlóan, a 2.12-es grafikonokból, illesztéssel meghatároztam a röntgenjel erőssége és gerjesztő lézer intenzitása közötti $I_{X\text{-ray}} = I_L^\gamma$ összefüggés exponensét (2.2. táblázat).

	γ_{Au}	γ_B
Alacsony kontraszt	1.68 ± 0.17	1.64 ± 0.17
Nagy kontraszt	1.64 ± 0.17	1.3 ± 0.08

2.2. táblázat. Bór (γ_B) és arany (γ_{Au}) plazmák röntgensugárzásának intenzitásfüggése 10^{17} W/cm^2 felett és P-polarizáció esetén [109].

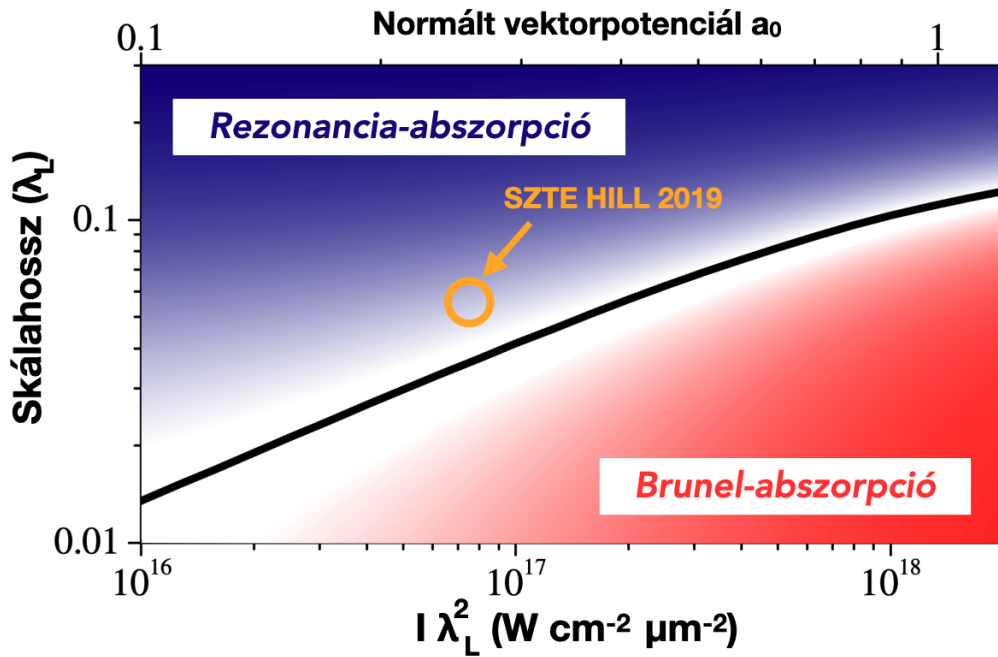
7.2.2. Diszkusszió

Kísérleteim az első plazmafizikai alkalmazása a Nemlineáris Fourier-szűrő technikának. Használatával KrF lézerek esetében, eddig még a szakirodalomban nem látott tisztaságú impulzsok kölcsönhatását vizsgáltam eltérő rendszámú anyagokkal. Az abszorpciós mérések hasonló növekvő tendenciát mutatnak korábbi, infravörös lézerekkel végzetekhez. A tapasztalt magasabb értékek a rövid hullámhosszból adódó nagyobb behatolási mélységéből, és kritikus elektronsűrűségből adódik ($n_{c,KrF} = 2,2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ szemben a titán-zafír lézerek $n_{c,IR} = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ értékével), valamint $L \neq 0$ előplazma esetén, abban hosszabb úton kell terjednie.

A bór esetén mért gyenge polarizáció- és kontrasztfüggés az atom egyszerű elektronszerkezetével magyarázható. Ezzel szemben aranynál ezek a különbségek kihangsúlyozódnak. A fotoionizációs ráta, és így az inverz fékezési sugárzás is jóval nagyobb. Kiemelkedő az arany alacsony kontrasztú, P-polarizált nyalábú gerjesztésének a $\approx 95\%$ -os abszorpciója a csúcsintenzitáson. Teubner ESE gerjesztésű repülési időadataiból, ebben az esetben a ns-os háttér keltette előplazma hossza meghaladhatja a 10λ -t is [88].

A korai szimulációk szerint a domináns abszorpciós mechanizmus 10^{17} W/cm^2 -ig az ütközéses abszorpció, afelett pedig az ütközésmentes folyamatok. Alacsony kontraszt esetén ez főleg a rezonancia-abszorpciót jelenti, hiszen 45° -os beesési szögünk ennek különösen kedvez (még ha nem is optimálisan, 2.22. egyenlet). Érdekeség hogy ez a szög szintén jó hatással van a felületi harmonikusok keltésének hatásfokára is [110]. Az előimpulzusokkal terhelt kölcsönhatásokat ez, és a hosszú előplazma, fenomenologikusan kielégítően magyarázza, de mi a helyzet a nagy intenzitáskontraszt esetén, ahol 10^{18} W/cm^2 felett sem keltődött jelentős előplazma.

Elemi megfontolásokból kiindulva a Brunel-mechanizmus hatását veszem figyelembe [83], aminek abszorpciós járuléka a 2.24. egyenlet alapján meghaladhatja a 80% -ot is. Megjegyzem, mivel 700 fs-os impulzusaim már elég hosszúak ahhoz hogy a felfutó él által keltett plazma időben akár több száz fs-ig táguljon, így a skálahosszra egy konzervatív $L/\lambda \approx 0,1 - 0,2$ értéket becsülök. Ez rendkívül érzékeny az impulzus időbeli alakjára, amit későbbi szimulációk során mindenképp figyelembe kell venni. Így várhatóan valamekkora rezonancia-abszorpció is jelen van, tehát kevert hatásról van szó.



2.28. ábra. A rezonancia- és Brunel-abszorpció arányának intenzitás- és skálahosszfüggése $1 \mu\text{m}$ -re normált gerjesztő lézerimpulzusokkal. Feketével: a folytonos átmenet görbéje, narancs: az általam használt nagy tisztaságú, P-polarizált KrF impulzusokkal keltett plazmák abszorpciós járuléka 10^{18} W/cm^2 -en. [111]-alapján.

Habár a plazma és a lézer elektromos térerősségvektora közötti csatolás szempontjából teljesen különböző a két folyamat, az átmenetet mégis jellemezhetjük egy folytonos függvénnyel (2.28. ábra). A fenti ábrából is jól látszik hogy nagy intenzitásokon a domináns abszorpciós hatás a Brunel-mechanizmus, de a teljes fizikai kép megértése kiegészítő, átfogó szimulációkat igényel. Továbbá az impulzushossz az ütközéses abszorpció meglétét is indokolja, ami alacsonyabb intenzitásokon még jelentősebb is lehet.

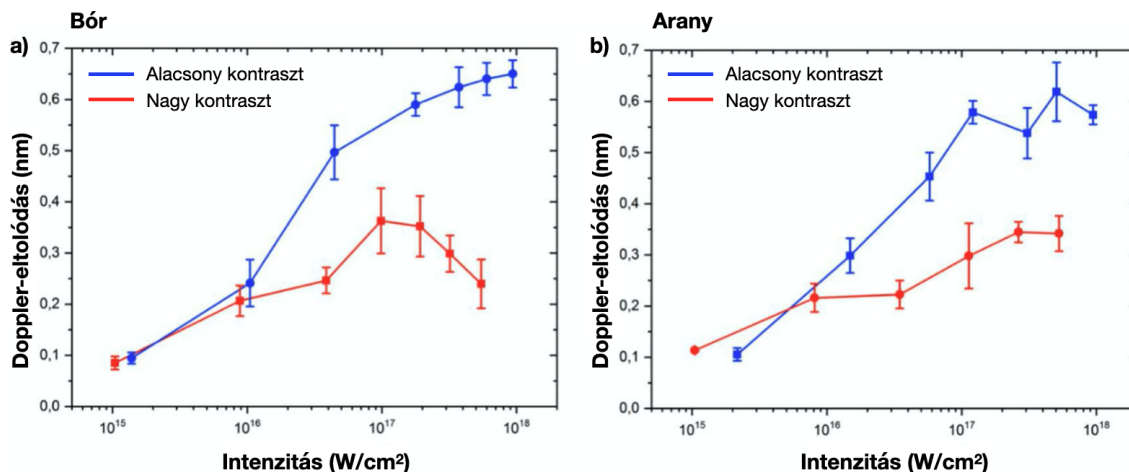
S-polarizált nyalábokra hasonlóan nagy abszorpciót kaptam, bár a csúcshintenzitásokon átlagban 5 – 10%-al kisebb értékeket, nagy szórás miatt. Ezt Teubnerhez hasonlóan én sem tudom teljesen magyarázni. Valószínűsíthetően a viszonylag gyenge 1:7-es polarizációs arány miatt, a csúcshintenzitáson már egy több mint 10^{17} W/cm^2 -es, részben P-polarizált komponens növeli az abszorpciót. Egy másik lehetséges folyamat a plazma-oszcillációk által, a kritikus felületen keltett "gyűrődések", úgynevezett "surface-rippling" [112]. Ez megváltoztathatja a nyaláb polarizációját a felületen, amit 2D PIC szimulációkkal lehetne igazolni.

A relatív lézer-röntgen konverziós mérésekből kitűnik a kontrasztfüggés, valamint bór és jó kontraszt esetén a kisebb értékű intenzitásfüggő exponens. Ennek magyarázata a meredek plazmaprofil miatt rövidebb plazma, amiben a szabad részecskék átmenetének járuléka jelentősen kisebb. A fékezési-sugárzás térfogategységre vonatkoztatva jellemzően leginkább $n_e^2 \sqrt{T_e}$ -vel arányos, de esetünkben a plazma össztérfogatával is erősen korrelál.

7.3. A kritikus felület spektroszkópai vizsgálata

7.3.1. Eredmények

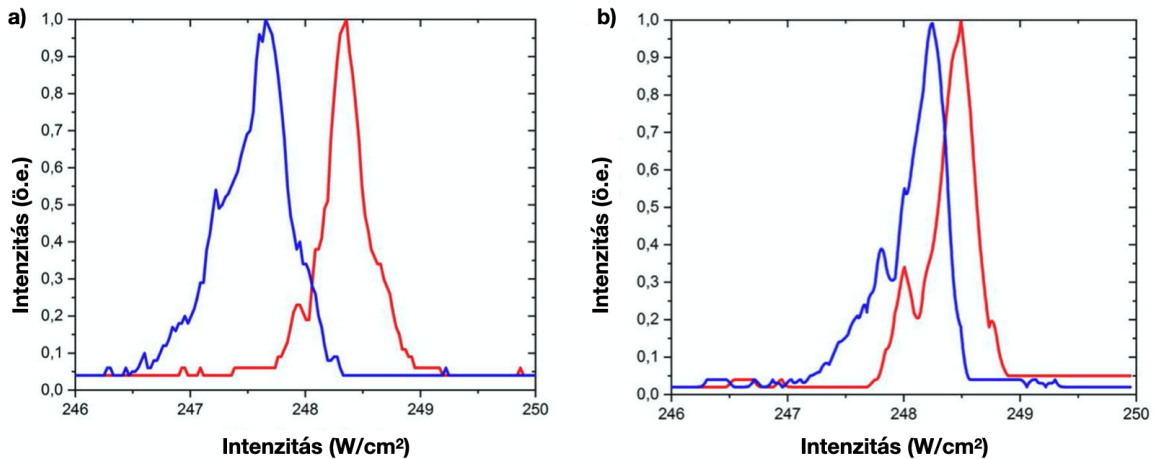
Fontos eredmény a reflektált impulzusok spektrális vizsgálata. A mérések során mindvégig P-polarizált nyalábokkal használtam, az intenzitás és a kontraszt volt a szabad paraméter. A spektrális csúcsok Doppler-eltolódásának mértékét a 2.25. ábráról olvashatjuk le.



2.25. ábra. Bór (a) és arany (b) lézerplazmákról reflektált lézerimpulzusok spektrális eltolódása az intenzitás függvényében. A gerjesztő impulzus P-polarizált volt és minden pont 4-8 lövés átlaga [104].

A különböző kontrasztértékek esetén a kezdeti Doppler-eltolódás 10^{15} W/cm^2 és 10^{16} W/cm^2 között, hasonlóan kis mértékű mindkét céltárgyra. Ezek az értékek jól illeszkednek a korábbi KrF kísérleti eredményekhez [88,90]. Nagyobb intenzitásokon kontraszttól függően elválnak a görbék, és bór esetén közel 0,65 nm a maximális eltolódás a csúcshintenzitáson. Telítődést, sőt, bór esetén az alacsony kontrasztú görbe enyhe csökkenését látjuk 10^{17} W/cm^2 felett. Megemlítem hogy tiszta impulzusokkal a maximálisan megfigyelt kék-eltolódás közel 3-4-szeres a korábbi KrF kísérletekhez képest, ahol a kontraszt 2-4 nagyságrenddel alacsonyabb volt. Hozzáteszem, még a csúcshintenzitás környékén sem lesz a fókuszált nyaláb relativisztikus, így fénynyomásból eredő vörös-eltolódást sehol sem tapasztaltam.

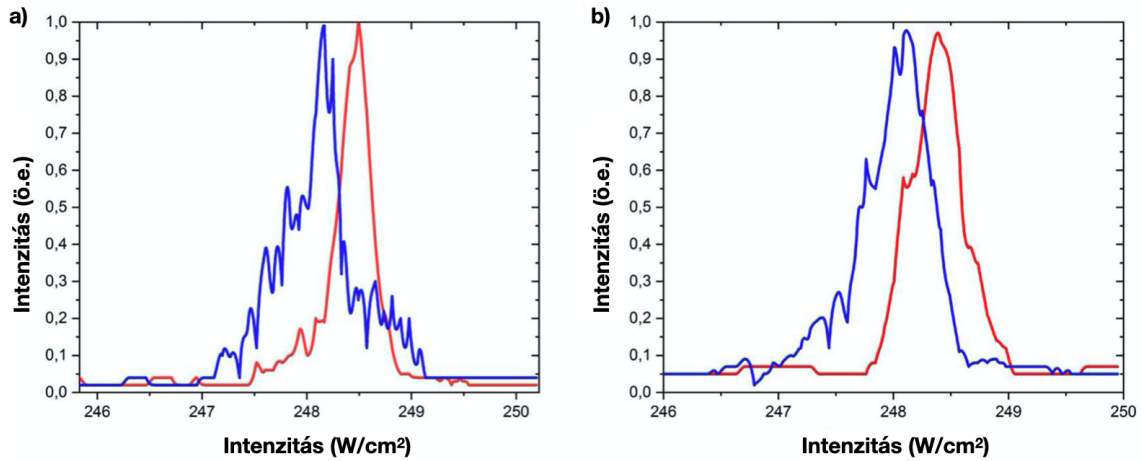
Tiszta impulzusok esetén a bórplazmáról reflektált sugárzás spektruma a 2.26. ábrán látható.



2.26. ábra. Nagy kontrasztú lézerrel keltett, bór plazmáról tükrösen reflektált sugárzás spektruma 10^{18} W/cm^2 (a), és 10^{16} W/cm^2 (b) lézerintenzitásokon. A vörös vonal a beérkező lézer spektrumát, a kék pedig a reflektált impulzus spektrumát jelöli [104].

Amíg a beérkező nyaláb spektrális félértékszélessége tipikusan $0,4 \pm 0,2 \text{ nm}$, addig a reflektált spektrum az intenzitás növekedésével kiszélesedik, akár 0,7 nm értékig. A

reflektált spektrum kisebb hullámhosszúságú szélén néhol vállak jelentkeznek, ami a pozitívan csörpölt impulzus időfüggő reflektivitáshoz köthető. Megfigyeltem hogy amíg tiszta impulzusok esetén a spektrális modulációk marginálisak, addig azok alacsony kontrasztnál jelentősen és fokozatosan felerősödnek az intenzitás növekedésével (2.27. ábra).



2.27. ábra. Alacsony kontrasztú lézerrel keltett, bór plazmáról tükröződően reflektált sugárzás spektruma 10^{18} W/cm^2 (a), és 10^{16} W/cm^2 (b) lézer-intenzitásokon. A vörös vonal a beérkező lézer spektrumát, a kék pedig a reflektált impulzus spektrumát jelöli [104].

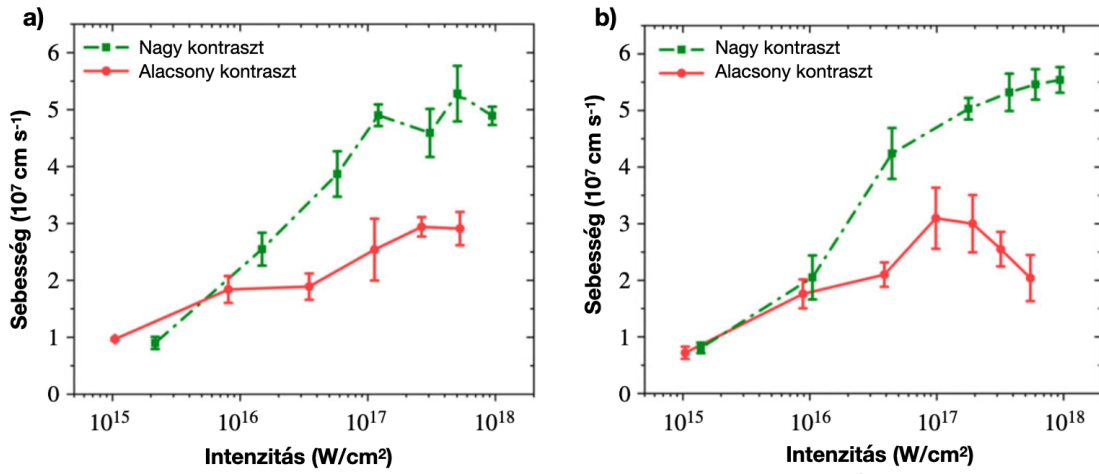
A korai Kalashnikov által vezetett kísérletek is hasonló eredményekről számoltak be az alacsony kontrasztú mérések során [96]. Ebben az esetben (különösen 10^{18} W/cm^2 felett, ahol az ESE intenzitása meghaladja a $5 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ -t), a főimpulzus egy hosszú, sűrű előplazmában terjed. Ilyenkor az képes gerjeszteni az intenzitás adott hatványa szerinti magasabb rendű törésmutató és szuszceptibilitás komponenseket, amik így visszahatnak magára a spektrumra. Arany esetén ezek a modulációk még hangsúlyosabbak és kisebb intenzitásokon is megjelennek, amit a közeg alacsonyabb plazmakeltési-küszöbével magyarázhatunk.

7.3.2. Diszkusszió

A klasszikus, nem-relativisztikus Doppler-formulából következtethetünk a reflektáló felület tágulási sebességére is.

$$v = \frac{c}{2\cos\theta} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (2.21)$$

Itt θ a beesési szöget, $\Delta\lambda$ a spektrális eltolódást, λ pedig a lézer központi hullámhosszat jelöli. A 2.29. ábrán a következtetett sebességeket láthatjuk tiszta, P-polarizált nyalábokra.



2.29. ábra. A Doppler-eltolódásból következtetett sebességek P-polarizált impulzusokkal [109].

A grafikonból megállapítható hogy a tiszta impulzusoknál tapasztalt, közel $6 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ tágulási sebesség több mint háromszor nagyobb az eddig bármilyen KrF lézerrel lmért értékekhez képest [97]. Megjegyzendő azonban, hogy ez még jócskán elmarad Singh vagy Mondal értékeitől [95,113]. Feltételezve hogy lézerintenzitás felfutási ideje a félértékszélességének a fele (350 fs), és jelentős kritikus réteg sebességváltozás csak idáig idáig tart, ez megfeleltethető $1,7 \cdot 10^{18} \text{ ms}^{-2}$ gyorsulásnak. Az értelmezéshez a bór példáját veszem, mivel 10^{17} W/cm^2 felett az már teljesen ionizált állapotban van. P-polarizált, tiszta impulzusokat és Brunel-mechanizmust feltételezve :

$$A = \frac{I_{absz}}{I_0} = 8 \frac{v_{osc}}{c} \sin^2 \theta, \quad (2.22)$$

ahol

$$v_{osc} = \frac{e|E|}{m\omega} = \frac{e}{m\omega} \sqrt{\frac{8\pi I_0}{c}}. \quad (2.23)$$

Ebből a forró elektronok hőmérséklete közelítőleg **11,5 keV**-nak adódik a csúcsintenzitáson, és az ebből származtatott ion-akusztikus sebesség a 2.1-es egyenlet szerint $7,3 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$. Relativisztikus korrekciókkal is kevesebb mint 5% az eltérés ($v_e < 0,45 c$), így jogos az állításunk miszerint még szub-relativisztikus tartományon mozgunk. Ennek ellenére a fénynyomás járuléka nem elhanyagolható, még ha nem is meghatározó. Wilks és Kruer összefoglalója alapján a fénynyomásból származó sebességkomponens nagysága [114] :

$$v_f = \frac{p}{\rho\delta} \tau \approx 1,1 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}, \quad (2.30)$$

ahol $p = \frac{I}{c} = 330 \text{ Mbar}$ a fénynyomás, ρ a sűrűség, $\tau = 350 \text{ fs}$ az impulzus felfutási ideje. A skálahosszat továbbra is $\rho = \lambda/5$ -nek becsüljük. A két sebességkomponens különbsége jól visszaadja a Doppler-eltolódásból következtetett értékeket ezen az intenzitáson. Láthatjuk hogy habár a fénynyomás még nem dominál ilyenkor, de a kölcsönhatásba már nem elhanyagolhatóan beleszól. Kutatócsoportunk korábbi eredményei is arról tanúskodnak hogy 10^{16} W/cm^2 lézerintenzitás esetén már az ablációs nyomással "versenyre kelhet" a fénynyomás, hozzájárulva ahhoz hogy plazmaprofil meredekebbé váljék, makroszkópikus gyorsítást előidézve [97].

A gyorsulás meghatározására alternatív módszert kínál a 2.1.3. alfejezetben röviden felvázolt Sauerbrey-modell [96]. A gyorsulást állandónak feltételezve ($b = konst.$), egy pozitívan csörpölt impulzusra

$$\sqrt{\left(1 + \left(a\tau_{L2} + \frac{\omega b \tau_{L2}}{2c}\right)^2\right)} = \sqrt{(1 + (a\tau_{L2})^2)} \frac{\Delta\lambda_r}{\Delta\lambda_L}, \quad (2.24)$$

egyenlet adódik, amelyből b kifejezhető. Az egyenletben $a = 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ fs}^{-2}$ a csörp értéke, és $\tau_L = 350 \text{ fs}$ ismét az impulzus felfutási ideje. A 2.26/a grafikont alapul véve a lézer kezdeti $\Delta\lambda_L = 0,35 \text{ nm}$ sávszélessége a reflexiót követően $\Delta\lambda_r = 0,7 \text{ nm}$ -re szélesedik. Ez közelítőleg $b = 3,1 \cdot 10^{18} \text{ ms}^{-2}$ gyorsulásnak felel meg, ami majdnem kétszerese a Doppler-egyenletből származtatott értéknek. Fontos hangsúlyoznom, hogy a módszer rendkívül érzékeny az impulzushosszra és az eredő csörpre. Így a kiértékelések során rendkívül nagy, $> 70\%$ -os szórást számoltam azonos intenzitásokra, stabil lézerműködés mellett is. További hátrány hogy

spektrális moduláció fellépésekor, a valós félértékszélesség meghatározása nehézkes (2.27/a ábra). Ezen okokból kifolyólag a módszer alkalmazhatósága esetemben erősen korlátozott, így a hagyományos Doppler-formula megbízhatóbb módszert nyújt. Mivel a két módszer nagyságrendileg azonos gyorsulásokat eredményezett, elmondható hogy kielégítő kontraszt és intenzitás mellett KrF lézerekkel makroszkópikus anyagmennyiség irányított gyorsítása megvalósítható. A kísérleti eredmények jó alapot nyújthatnak további, 2D PIC szimulációk összevetéséhez is.

Megjegyzendő, hogy pár ciklusú (≈ 2) lézerekkel keltett felületi harmonikusok vizsgálatakor ezeknél több nagyságrenddel nagyobb gyorsítás is elérhető. Nemrégiben, a spektrális-interferometriai adatsorok feldolgozása kapcsán, közel 10^{22} ms^{-2} , a plazmába benyomódó gyorsulásról számoltak be kollégáim [115].

8. Összefoglalás

Napjaink nagyintenzitású lézer-plazma kísérletei értelmezéséhez elengedhetetlen az előimpulzusok által keltett felületi perturbációk figyelembevétele. Ez az állítás igaz nem csak az általam használt ultraibolya lézerekre, hanem általánosan, minden típusú jelenlegi és tervezett rendszerre, és jelentősége a folyamatosan növekvő csúcsintenzitásokkal kihangsúlyozódik. Dolgozatom második fejezetében elsőként demonstráltam a nemrégiben bemutatott Nemlineáris Fourier-szűrés, mint hatékony intenzitáskontraszt javító technika alkalmazását intenzív lézer-plazma kísérletben. Használatával 10^{12} kontraszt mellett, unikális körülmények között vizsgáltam bór és arany céltárgyak reflexióját 10^{15} W/cm^2 és 10^{18} W/cm^2 közötti intenzitástartományon. Az intenzitás-, kontraszt, és polarizációfüggés (lineáris S és P) eredményei alacsony intenzitásokon jól visszaadják a korábbi irodalmi értékeket. Magas intenzitásokon az abszorpció jelentősen megnő (akár $> 90\%$ értékig), amit a megjelenő, majd dominánssá váló ütközésmentes, nemlineáris mechanizmusok (Rezonancia-abszorpció, Brunel-abszorpció) hatásával, fenomenologikusan értelmeztem.

A szűrést megkerülve, $5,5 \cdot 10^5$ kontrasztarányú nyalábokkal dolgozva kimutattam az ESE által keltett előplazma jelentős mértékű hatását.

Egy házi fejlesztésű, diódán alapuló röntgen-fotodetektorral és annak jeléből, relatív méréssel összehasonlítottam a különböző gerjesztésű és anyagú plazmák teljes, integrált röntgenhozamait. Az alacsony kontraszt esetén tapasztalt jelentős növekedést, főleg a hosszú előplazmában jelen lévő ütközéses, szabad átmenetek hatásával értelmeztem. Ezen a méréseim hozzájárulhatnak egy jövőbeni KrF alapú, koherens, impulzusüzemű röntgenforrás fejlesztéséhez.

Ezen eredmények tézispontszerű megfogalmazása:

III. A szakirodalomban KrF hullámhosszon (248 nm) eddig nem közölt intenzitáskontraszt értékek mellett vizsgáltam arany és bór céltárgyak tükröszerű reflexióképességét. Az általam felépített kísérleti elrendezés lehetővé tette a lézer-plazma kölcsönhatásokat befolyásoló előimpulzusok hatásának kimutatását, azok intenzitásának változtatásával. A széles intenzitástartományt lefedő méréseim ($10^{15} \text{ W/cm}^2 - 10^{18} \text{ W/cm}^2$) a reflexió-

képesség logaritmikus csökkenését mutatják. A csúcsintenzitások közelében mért jelentős reflexióképesség csökkenésre fenomenologikus magyarázatot adtam. A két eltérő rendszámú céltárgyon keltett lézerplazmák relatív röntgenhozamait összehasonlítottam a gerjesztő lézerimpulzusok paramétereinek függvényében.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

Zs. Kovács, K. Bali, B. Gilicze, S. Szatmári and I. B. Földes; "*Reflectivity and spectral shift from laser plasmas generated by high-contrast, high-intensity KrF laser pulses*". Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences Volume 378, Issue 2184 (2020).

A reflektáló kritikus rétegről értékes tájékoztató információt nyújt annak gerjesztés során történő mozgása, amire spektrális vizsgálatokból következtettem. E célból felépítettem egy kísérleti elrendezést ami párhuzamosan mérte a beérkező, és a reflektált nyalábok spektrumait. A méréseim során végig kék-eltolódást, azaz a céltárgy felületéről kifelé táguló plazmafrontot észleltem. Nagyobb, $> 10^{17} \text{ W/cm}^2$ intenzitások felett az eltolódás mértéke erősen függött az intenzitáskontrasztól. Tiszított nyalábokkal közel kétszeres növekményt mértem mindkét céltárgyon. Ezt az alacsony kontraszt esetén megjelenő előplazma okozta gyengébb lézer-plazma csatlással magyaráztam. A csúcsintenzitásokon, tisztított impulzusokkal mért jelentős, 0,6 nm kék-eltolódás több mint háromszorosa a korábbi, KrF lézerekkel mért értékekhez képest. A klasszikus, nem-relativisztikus Doppler-eltolódásból meghatároztam a tágulási sebességeket az intenzitás függvényében. A származtatott tágulási sebességek ($6 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$) magyarázatára bór céltárgy esetén közelítő, a nyomásviszonyokat figyelembe vevő számítást adtam. A reflektált lézerimpulzusok spektrális sávszélességének változásából közvetlenül a kritikus réteg gyorsulására is következtettem, amelynek maximális értéke $\approx 3,1 \cdot 10^{18} \text{ ms}^{-2}$ volt a csúcsintenzitás környezetében. Ez a korábbiaknál közel $\approx 50\%$ -al nagyobb érték. Az így kapott gyorsulásértékekből származtattam a tágulási sebességeket is. A két megközelítés nagyságrendileg hasonló értékeket adott, ám tapasztalatom szerint az általam használt impulzushossz mellett a klasszikus Doppler-formulával számított értékeknek jelentősen kisebb a szórása.

Ezen eredmények tézispontszerű megfogalmazása:

Spektroszkópiai módszerekkel a reflektáló kritikus felület mozgását vizsgáltam. A mérések során a reflektált gerjesztő lézerimpulzus hullámhosszának kék-eltolódását tapasztaltam, ami egy lézer irányába táguló plazmafrontra utal. Nagy intenzitáskontrasztú gerjesztéssel spektrális csúcs eltolódásából (0.6 nm), a legnagyobb következtetett tágulás sebesség $6 \cdot 10^7$ cm/s-nak adódott. Ez több mint kétszer nagyobb érték a korábbi, hasonló lézerrendszerekkel végzett kísérletekhez képest. Az ebből számolt gyorsulás értékét ($1,7 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$) összehasonlítottam a lézerimpulzus spektrális sáv szélességének változását alapul vevő modellel. Az így számított $3,1 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$ gyorsulás nagyságrendi egyezést mutat a klasszikus módszerrel számolttal. A csúcshintenzitás környezetében tapasztalt nagy tágulási sebesség értelmezéséhez közelítő számítást adtam az elektronhőmérséklet és a lézertér fénynyomásának figyelembe vételével.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

Zs. Kovács, B. Gilicze, S. Szatmári, I.B. Földes; "*Large Spectral Shift of Reflected Radiation From Laser Plasmas Generated by High Contrast KrF Laser Pulses*". Frontiers in Physics, Volume 8, id. 321 (2020).

III. Tézispontok

I. Kísérleti módszerekkel jellemeztem különböző, nagy tiltott sávész-lelességű félvezetők-ből készült fotovezető antennákat relatív teljesítmé-nyük szempontjából. Fotovezető antennákkal az eddig mért legnagyobb kvázi-félciklusú impulzusenergiát sikerült elérnem (11 μJ). Elsőként mér-tem meg fotovezető antennák optikai-THz impulzusenergia konverziójá-nak energiakontraszt függését, amelyre fenomenologikus magyarázatot adtam.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

X. Ropagnol, **Zs. Kovács**, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, Carlos, M. Garcia-Rosas, S. Szatmári, I. B. Foldes, T. Ozaki; *"Intense sub-terahertz radiati-on from wide-bandgap semiconductor based large-aperture photoconductive antennas pumped by UV lasers"*. New Journal of Physics 21(11), (2019).

II. Megterveztem és megépítettem egy THz impulzusok spektrális jel-lezésre alkalmas Michelson-interferométert. Ennek eredményeire épít-ve egy 4H-SiC félvezető-ből gyártott fotovezető antennára alapuló THz nyalábutat fejlesztettem, amelynek alkalmazhatóságát egy InGaAs félve-zető nemlineáris terahertz-transzmissziójának mérésével demonstráltam. Méréseim szerint a rendkívül nagy ponderomotoros potenciállal bíró THz-sugárforrás (60 eV), egyedi körülményeket teremt szilárdtestfizikai ger-jesztési kísérletekhez.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

X. Ropagnol, **Zs. Kovács**, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, Carlos, M. Garcia-Rosas, S. Szatmári, I. B. Foldes, T. Ozaki; *"Intense sub-terahertz radiation from wide-bandgap semiconductor based large-aperture photoconductive antennas pumped by UV lasers"*. New Journal of Physics 21(11), (2019).

III. A szakirodalomban KrF hullámhosszon (248 nm) eddig nem közölt intenzitáskontraszt értékek mellett vizsgáltam arany és bór céltárgyak tükörszerű reflexióképességét. Az általam felépített kísérleti elrendezés lehetővé tette a lézer-plazma kölcsönhatásokat befolyásoló előimpulzusok hatásának kimutatását, azok intenzitásának változtatásával. A széles intenzitástartományt lefedő méréseim ($10^{15} \text{ W/cm}^2 - 10^{18} \text{ W/cm}^2$) a reflexióképesség logaritmikus csökkenését mutatják. A csúcshintenzitások közelében mért jelentős reflexióképesség csökkenésre fenomenologikus magyarázatot adtam. A két eltérő rendszámú céltárgyon keltett lézerplazmák relatív röntgenhozamait összehasonlítottam a gerjesztő lézerimpulzusok paramétereinek függvényében.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

Zs. Kovács, K. Bali, B. Gilicze, S. Szatmári and I. B. Földes; *"Reflectivity and spectral shift from laser plasmas generated by high-contrast, high-intensity KrF laser pulses"*. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences Volume 378, Issue 2184 (2020).

IV. Spektroszkópiai módszerekkel a reflektáló kritikus felület mozgását vizsgáltam. A mérések során a reflektált gerjesztő lézerimpulzus hullámhosszának kék-eltolódását tapasztaltam, ami egy lézer irányába táguló plazmafrontra utal. Nagy intenzitáskontrasztú gerjesztéssel spektrális csúcs eltolódásából (0.6 nm), a legnagyobb következtetett tágulás sebesség $6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ -nak adódott. Ez több mint kétszer nagyobb érték a korábbi, hasonló lézerrendszerekkel végzett kísérletekhez képest. Az ebből számolt gyorsulás értékét ($1,7 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$) összehasonlítottam a lézerimpul-

zus spektrális sávszélességének változását alapul vevő modellel. Az így számított $3,1 \cdot 10^{18} m/s^2$ gyorsulás nagyságrendi egyezést mutat a klasszikus módszerrel számolttal. A csúcsintenzitás környezetében tapasztalt nagy tágulási sebesség értelmezéséhez közelítő számítást adtam az elektronhőmérséklet és a lézertér fénynyomásának figyelembe vételével.

A tézisponthoz felhasznált referált folyóiratcikk:

Zs. Kovács, B. Gilicze, S. Szatmári, I.B. Földes; "*Large Spectral Shift of Reflected Radiation From Laser Plasmas Generated by High Contrast KrF Laser Pulses*". Frontiers in Physics, Volume 8, id. 321 (2020).

IV. Summary

During the almost 60 years in the history of laser physics, a major milestone was the advancement of high power, short ($< ps$) pulse generating techniques. While their interaction with matter provides phenomena rich in physics just by their own merit, nowadays their application as a drivers for *secondary light sources* has become even more perspective. Such radiation sources as attosecond, coherent x-ray, or on the lower frequency range of the EM spectrum: *terahertz radiation*. The topic of my thesis were the study of the two above mentioned two phenomena. These fields are linked by the temporal and spatial coherence and the method of excitation itself. In the following I will summarize my main results in the form of thesis points.

In the first part of my thesis I present my experiments which I conducted within the framework of a Canadian-Hungarian joint experiment. I've demonstrated experimentally the applicability of Szatmári-type lasers in order to generate THz pulses from Photoconductive Antennas (PCA). I've compared the THz output and the efficiency of the antennas, made from different semiconductors.

The high breakdown voltage, and large band gap semiconductor based antennas were made from: ZnSe, GaN, 4H-SiC, 6H-SiC, and $\beta - Ga_2O_3$. With my experimental setup I've characterized the THz energy yields as a function of energy density, and bias voltage. Similar measurements were made using compressed laser pulses, although the picosecond timescale pedestals lowered the total THz yield. Large aperture antennas made from SiC were also tested, and peak THz energies were achieved in a high vacuum, biased at 64 kV/cm. Using this setup, a record pulse energy of 11 μJ was achieved (half-cycle operational mode) for photoconductive antennnas. I have also observed a strong linear relationship between the laser pulses energy contrast

and the THz yield, for which I gave an approximate phenomenological explanation.

First thesis point:

I. Using experimental methods I have characterized photoconductive antennas developed from large band gap semiconductors. Using photoconductive antennas I've achieved the highest pulse energy ($11 \mu J$ for a quasi-half cycle THz pulse. I've measured the relationship between the energy contrast of the pumping laser and the optical-THz conversion efficiency, for which I gave an approximate phenomenological explanation.

In order to spectrally characterize the THz radiation, I've designed and implemented a Michelson-interferometer. From the obtained waveform I've reconstructed the THz pulse length (2,2 ps), and the power spectrum as well. The spectral peak was located at 50 GHz, and the calculated ponderomotive potential, and THz electric field strength was 60 eV, and 117 kv/cm respectively. The developed high power (6 MW) radiation source is capable for solid-state excitation experiments. In order to demonstrate this, I've built an experimental setup that was able to measure the nonlinear THz transmission enhancement of an InGaAs thin film sample. The enhancement maximum was around 1,7, which using a model developed by my canadian colleagues can be interpreted as a THz field strength of 90 kV/cm. This is in good agreement with the results of the spectral analysis.

Second thesis point:

I have designed and implemented a Michelson interferometer, which was capable to spectrally characterize the THz pulses from photoconductive antennas. Based on these findings I have developed a THz radiation source and an experimental setup, in order to demonstrate the nonlinear transmission enhancement of an InGaAs thin film. From these results I've concluded that this radiation source with its extremely high ponderomotive potential is applicable in solid-state excitation experiments.

In order to properly interpret high intensity laser-plasma experiments, one has to take into account the role of surface perturbations caused by prepulses. This is true not only for KrF, but to all current and planned short pulse laser systems. In the second part of my thesis I have demonstrated the first application of the recently introduced laser contrast enhancement technique, the Nonlinear Fourier-filtering in a laser-plasma interaction experiment. This allowed me to examine such phenomena at record high (at this wavelength) 10^{12} intensity contrast. With these unique experimental conditions I have measured the reflectivity of boron and gold plasmas in an intensity range between 10^{15} W/cm^2 and 10^{18} W/cm^2 . The intensity-, polarization-, and contrast dependence are in good agreement with earlier observations at lower intensities. However at high intensities the reflectivity drops due to the appearing nonlinear mechanisms such as resonance- and Brunel-absorption.

By bypassing the filtering, the contrast dropped by more than six orders of magnitude, to around $5,5 \cdot 10^{12}$. Using these laser pulses I have demonstrated the significant effect of the prepulses caused by ASE (Amplified Spontaneous Emission).

A home built diode based X-ray photodetector was used to measure the relative X-ray yields of different laser plasmas. Low laser contrasts resulted in significant increase of the total X-ray yield, which I interpreted as the effect of collisional dominated proceses occuring in the larger volume preplasma.

Third thesis point:

III. I have investigated the reflectivity of boron and gold targets using unprecedented intensity contrast KrF laser pulses. My experimental setup allowed to investigate the role of prepulses by controlling their intensity. The covered wide intensity range ($10^{15} \text{ W/cm}^2 - 10^{18} \text{ W/cm}^2$) showed a logarithmic decrease of reflectivity. Phenomenological explanation is given for the significant decrease of reflectivity at near peak intensities. I have compared the total x-ray yields of the laser plasmas generated in two different atomic number targets, and correlated the values to different laser parameters.

Useful information from the reflecting critical surface can be retrieved by examining its motion. This was achieved by spectral analysis of the main incident and reflected pulse. During my experiments I have found only significant blue shifts in the spectrum which indicates a plasma corona counter propagating with the laser pulse. At high intensities, above 10^{17} W/cm this blue shift heavily depended on the contrast, and by using filtered pulses, the enhancement of blue shifts was about double, including all the two targets. The reported 0,6 nm blue shift was more than three times higher than earlier KrF experiments. The highest (indicated by the non-relativistic Doppler-formula) expansion speed of the plasma was around $6 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$. This was compared to another model, in which the incident and reflected pulse's bandwidth is compared. From this latter method, the maximum calculated acceleration of a boron plasma (excited with high contrast, high intensity, P-polarized pulses) was around $\approx 3,1 \cdot 10^{18} \text{ ms}^{-2}$, which is 50% higher than previous reports at this wavelength.

Fourth thesis point:

Using spectroscopic methods I have investigated the motion of the critical reflecting surface. During the experiments I have observed a significant, intensity dependent blue shift of the excitation pulses, which indicates an expanding plasma front. Using high contrast pulses, the largest spectral shift of 0,6 nm can be attributed to the highest expansion velocity of $6 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$. This value is more than twice compared to previously reported experiments with similar laser systems. From this, the inferred acceleration was $1,7 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$, which I compared to another method that includes the spectral bandwidth changes in the reflected laser pulse. This calculation yielded a maximum acceleration of $3,1 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$, which is in approximately good agreement with the more conventional method. In order to interpret the high expansion velocities near the peak intensities, I gave an approximate calculation that takes into account the local electron temperature and light pressure components.

V. Publikációk

Az értekezés téziseihez felhasznált referált folyóiratcikkek:

1. X. Ropagnol, **Zs. Kovács**, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, Carlos, M. Garcia-Rosas, S. Szatmári, I. B. Foldes, T. Ozaki; *"Intense sub-terahertz radiation from wide-bandgap semiconductor based large-aperture photoconductive antennas pumped by UV lasers"*. New Journal of Physics 21(11), (2019)

2. **Zs. Kovács**, K. Bali, B. Gilicze, S. Szatmári and I. B. Földes; *"Reflectivity and spectral shift from laser plasmas generated by high-contrast, high-intensity KrF laser pulses"*. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences Volume 378, Issue 2184 (2020).

3. **Zs. Kovács**, B. Gilicze, S. Szatmári, I. B. Földes; *"Large Spectral Shift of Reflected Radiation From Laser Plasmas Generated by High Contrast KrF Laser Pulses"*. Frontiers in Physics, Volume 8, id. 321, (2020).

Egyéb referált folyóiratcikkek:

4. B. Gilicze, A. Barna, **Zs. Kovács**, S. Szatmári, István B. Földes; "Plasma mirrors for short pulse KrF lasers". Review of Scientific Instruments 87, 083101 (2016)

5. I. B. Földes, B. Gilicze, **Zs. Kovács**, S. Szatmári; "Plasma Mirrors for Cleaning Laser Pulses from the Infrared to the Ultraviolet". The European Physical Journal Conferences 167:04001, (2018).

6. K. Litauszki, **Zs. Kovács**, L. Mészáros, Á. Kmetty; "Accelerated photodegradation of poly(lactic acid) with weathering test chamber and laser exposure – A comparative study". Polymer Testing 76, (2019).

Referált konferenciakiadványok:

Zs. Kovács, B. Gilicze, S. Szatmári, I. B. Földes; "Nagy intenzitású ultraibolya lézerekkel keltett plazmák kontrasztfüggő abszorpciója és dinamikája". IX. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről, (2021).

VI. Köszönetnyilvánítás

Ez úton is szeretném kifejezni hálámat témavezetőimnek, egy évtized nagyobb részét átölelő, eddigi közös munkánkért. *Prof. Dr. Földes Istvánnak*, a témajavaslatok, konzultációk, és a szakmai bevezetésem felül kulcsszerepe volt a nemzetközi együttműködések létrejöttében is. *Prof. Dr. Szatmári Sándornak* köszönöm a műszaki, intézményi háttér biztosítása mellett az értékes konzultációkat is, valamint a kísérleti gondolkodásmódom türelmes formálását.

Hálás vagyok Gilicze Barnabásnak a több évnyi közös erőfeszítésekért, és a napi laboratóriumi munkába való bevezetésemért. Alapos, precíz gondolkodása és segítése nélkül munkám nem született volna meg.

Köszönettel tartozom Dajka Ritának aki biztosította munkám pályázati és anyagi körülményeit.

Dr. Szörényi Tamás, Dr. Tóth Zsolt, Dr. Földi Péter, és Dr. Rácz Péter kollégáimnak köszönöm a kéziratához kapcsolódó értékes kritikai megjegyzéseket, és szakmai konzultációinkat.

A laboratórium hallgatói, *Bali Krisztián* és *Homik Zsolt* a technikai segítségnyújtáson túl, jó hangulatú munkakörnyezetet is biztosítottak.

Köszönet illeti *Dr. Xavier Ropagnolt*, a kanadai INRS kutatóját, aki bevezetett a terahertz sugárzások tudományába.

Egyetemi fizikai tanulmányaim megkezdéséért hálás vagyok *Dr. Orosz Lászlónak* a Műegyetem oktatójának, aki korai beszélgetéseinkkel erre a pályára orientált.

A Fizika Intézet *Elektromos és Mechanikus Műhelyének* minden dolgozójának hálás vagyok gyors és alapos munkájukért. Külön kiemelném *Szántó Zoltán* és *Bognár Róbert* kollégáimat, akikkel az évek során a legszorosabb volt a napi szintű kapcsolatom műszaki ügyekben.

Röviden fel szeretném sorolni azokat a barátaimat, szeretteimet akik az elmúlt években végig kitartottak mellettem:

Almási Dénes, Dr. Barta Zsanett, Dr. Csomós Árpád, Czepek Lóránd, Györffi Judit, Hornyák Levente, Kanik Barnabás, Litauszki Katalin, Madácsy László, Dr. Miklós Ágnes, Páli Róbert, Szabó Máté, Szamos Csaba, Tűzkő Barnabás és Tűzkő Dorina.

Végül de nem utolsó sorban, hálás köszönetet mondok Édesanyámnak és családomnak akik a legnehezebb pillanataimban is megértették velem hogy soha nem adhatom fel.

Munkakörülményeimet a Wigner Fizikai Kutatóintézet, valamint az EUROfusion Konzorcium pályázata biztosította, amiért köszönettel tartozok.

Kutatási eredményeim az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával, az EFOP-3.6.2-16-2017-00005, azonosítószámú, „ Ultragyors fizikai folyamatok atomokban, molekulákban, nanoszerkezetekben és biológiai rendszerekben ” projekt segítségével jöttek létre.

VII. Irodalomjegyzék

- [1] Zwicky, F. "On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae". The Astrophysical Journal 86:217 (1937)
- [2] Planck Collaboration; "Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results". Astronomy Astrophysics, Volume 594, id.A1, 38 pp. (2015)
- [3] Maiman, T. H. "Stimulated optical radiation in ruby". Nature 187 (4736): 493–494 (1960)
- [4] J. F. Federici et al. "THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs". Semiconductor Science and Technology, 20(7):S266–S280
- [5] A. J. Fitzgerald, E. Berry, N. N. Zinovev, G. C. Walker, M. A. Smith, J. M. Chamerlain; "An introduction to medical imaging with coherent terahertz frequency radiation". Physics in Medicine Biology, Vol 47, No 7 (2002)
- [6] Q. Sun et al. "Recent advances in terahertz technology for biomedical applications". Quantitative Imaging in Medicine and Surgery, 2017 Jun; 7(3): 345–355 (2017)
- [7] W. He, C. R. Donaldson, L. Zhang, K. Roland, P. McEljinney, A. W. Cross "High Power Wideband Gyrotron Backward Wave Oscillator Operating towards the Terahertz Region". Phys. Rev. Lett. 110, 165101 (2013)
- [8] P. Tassin, T. Koschny, C. M. Soukoulis "Graphene for Terahertz Applications". Science Vol. 341, Issue 6146, pp. 620-621 (2013)
- [9] J. B. Jackson et al. "Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings". Optics Communications, 281(4):527–532, (2008) [10] J. Ahn, D. N. Hutchinson, C. Rangan, and P. H. Bucksbaum; "Quantum phase retrieval of a Rydberg wave packet using a half-cycle pulse". Physical Review Letters, 86(7):1179–1182 (2001)
- [11] J. B. Baxter, G. W. Guglietta "Terahertz Spectroscopy". Analytical Chemistry,

83, 12, 4342–4368 (2011)

[12] A. McIntosh et al; "Terahertz spectroscopy: a powerful new tool for the chemical sciences?". Chemical Society Reviews Issue 6 (2012)

[13] N. Karpowicz et al; "Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire “terahertz gap”. Applied Physics Letters, 92(1):011131 (2008)

[14] J. Hebling, K. Yeh, M. C. Hoffmann, K. A. Nelson; "High-Power THz Generation, THz Nonlinear Optics, and THz Nonlinear Spectroscopy". IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Volume: 14 , Issue: 2 (2008)

[15] T.Dekorsy,H.Auer,H.Bakker,H.Roskos,andH.Kurz; "THz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons". Physical Review B, 53(7): 4005–4014 (1996)

[16] R. Ulbricht, E. Hendry, Ji. Shan, T. F. Heinz, M. Bonn; "Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy". Rev. Mod. Phys. 83, 543 (2011)

[17] L. Ozyuzer et al; "Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors". Science, 318(5854):1291–1293 (2007)

[18] K. Kovács, E. Balogh, J. Hebling, V.Tosa, K. Varjú; "Quasi- phase-matching high-harmonic radiation using chirped THz pulses". Physical Review Letters, 108(19) (2012)

[19] M. Shalaby, C. P. Hauri; "Demonstration of a low-frequency three- dimensional terahertz bullet with extreme brightness". Nature Communications, 6:1–8 (2015)

[20] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, G. Weinreich; "Optical rectification". Phys. Rev. Lett. Vol 9, No. 11 (1962)

[21] D. Mittleman et al; " Recent advances in terahertz imaging" Appl. Phys. B 68 1085–94 (1999)

[22] J. Hebling, A. Stepanov, G. Almási, B Bartal, J. Kuhl; "Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts" Appl. Phys. B 78 593–9 (2004)

[23] H. A. Hafez et al. ;"Intense terahertz radiation and their applications" . Journal of Optics (2016)

[24] C. Vicario, B. Monoszlai, Cs. Lombosi, A Mareczko, A. Courjaud, JA Fülöp, CP. Hauri; “Pump pulse width and temperature effects in lithium niobate for effici-

- ent THz generation" Optics Letters 38 (24), 5373-5376 (2013)
- [25] J. Fülöp, L. Palfalvi, G. Almasi, J. Hebling; "Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification" Opt. Express 18 12311–27 (2010)
- [26] F. Blanchard et al ; "Effect of extreme pump pulse reshaping on intense terahertz emission in lithium niobate at multimillijoule pump energies". Opt. Lett. 39 4333–4 (2014)
- [27] Z. Tibai, M. Unferdorben, Sz. Turnár, A. Sharma, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling; "Relativistic electron acceleration by focused THz pulses", J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 51, 134004 (2018)
- [28] L. Pálfalvi, Gy. Tóth, L. Tokodi, Zs. Márton, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling; "Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation", Optics Express Vol. 25, Issue 24, pp. 29560-29573,(2017)
- [29] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R. Falcone; "Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction Phys. Rev. Lett. 71 2725–8" (1993)
- [30] T. Löffler, F. Jacob, H.G. Roskos; "Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air" Appl. Phys. Lett. 77 453 (2000)
- [31] D. Cook, R. Hochstrasser; "Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air" Opt. Lett. 25 1210–2 (2000)
- [32] M. Kieß, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, H.G. Roskos; "Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves Opt. Lett. 29 1120–2 (2004)
- [33] K. Y. Kim, J. H. Glowia, A. J. Taylor, G. Rodriguez; "Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields". Opt. Express 15 4577–84 (2007)
- [34] M. C. Hoffmann, J. Fülöp; "Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications". Journal of Physics D: Applied Physics. 44-8 (2011)
- [35] C. D'Amico et al; "Conical forward thz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air". Phys. Rev. Lett. 98 235002 (2007)
- [36] M. K. Chen et al; "Terahertz generation in multiple laser-induced air plasmas" Appl. Phys. Lett. 93 231102 (2008)

- [37] M. Clerici et al; 2013 "Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization" *Phys. Rev. Lett.* 110 253901 (2013)
- [38] D. H. Auston, K. P. Cheung, P. R. Smith; "Picosecond photoconducting Hertzian dipoles". *Appl. Phys. Lett.* 45, 284-6 (1984)
- [39] J. T. Darrow et al; "Saturation properties of large-aperture photoconducting antennas". *IEEE J. Quantum Electron.* 28, 1607-16 (1992)
- [40] P. K. Benicewicz, A. J. Taylor; "Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased InP photoconductors". *Optics Letters*, 18, 16 (1993)
- [41] S. Matsuura, M. Tani, H. Abe, K. Sakai, H. Ozaki, and S. Saito; "High-Resolution Terahertz Spectroscopy by a Compact Radiation Source Based on Photomixing with Diode Lasers in a Photoconductive Antenna" *Journal of Molecular Spectroscopy* 187, 97 (1998).
- [42] N. T. Yardimci, S. Yang, C. Berry, M. Jarrahi; "High-power terahertz generation using large-area plasmonic photoconductive emitters". *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 5 223–9 (2015)
- [43] A. Dreyhaupt, S. Winnerl, T. Dekorsy, M. Helm; "High- intensity terahertz radiation from a microstructured large- area photoconductor". *Appl. Phys. Lett.* 86 121114, (2005)
- [44] X. Ropagnol, R. Morandotti, T. Ozaki, M. Reid; "THz pulse shaping and improved optical-to-THz conversion efficiency using a binary phase mask" *Opt. Lett.* 36 2662–4, (2011)
- [45] H. Yoneda, K. Tokuyama, K. Ueda, H. Yamamoto, K. Baba ; "High-power terahertz radiation emitter with a diamond photoconductive switch array" *Appl. Opt.* 40 6733–6, (2001)
- [46] O. Imafuji, B. P. Singh, Y. Hirose, Y. Fukushima, S. Takigawa; "High power sub-terahertz electromagnetic wave radiation from GaN photoconductive switch" *Appl. Phys. Lett.* 91 071112 (2007).
- [47] X. Ropagnol, R. Morandotti, M. Reid, T. Ozaki; "Improvement in thermal barriers to intense terahertz generation from photoconductive antennas" *J. Appl. Phys.* 116 043107, (2014).
- [48] X. Ropagnol, R. Morandotti, T. Ozaki, M. Reid; "Toward high-power terahertz emitters using large aperture ZnSe photoconductive antennas" *IEEE Photon. J.* 3

174–86, (2011)

- [49] J. Yoshii, C. H. Lai, T. Katsouleas, C. Joshi, W. B. Mori; "Radiation from Cerenkov wakes in a magnetized plasma" *Phys. Rev. Lett.* 79 4194–7, (1997)
- [50] Gopal A et al; "Observation of gigawatt-class THz pulses from a compact laser-driven particle accelerator" *Phys. Rev. Lett.* 111 074802, (2013)
- [51] B. J. Baliga; "Power semiconductor device figure of merit for high-frequency applications", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 10, no. 10, pp. 455-457, (1989)
- [52] S. Szatmári, F.P. Schäfer; "Simplified laser system for the generation of 60 fs pulses at 248 nm", *Opt. Commun.* 68, 196-202 (1988)
- [53] A. P. Schwarzenbach, T. S. Luk, I. A. McIntyre, U. Johann, A. McPherson, K. Boyer, C. K. Rhodes; "Subpicosecond KrF* excimer-lasource", *Optics Letters* Vol. 11, Issue 8, pp. 499-501 (1986)
- [54] B. Gilicze, Zs. Homik, S. Szatmári; "High-contrast, high-brightness ultraviolet laser system", *Optics Express* Vol. 27, Issue 12, pp. 17377-17386 (2019)
- [55] B. Gilicze; "Intenzív ultraibolya lézerpulzusok intenzitáskontrasztjának javítása". Doktori értekezés, Szegedi tudományegyetem (2020).
- [56] X. Ropagnol, Zs. Kovács, B. Gilicze, M. Zhuldybina, F. Blanchard, Carlos, M. Garcia-Rosas, S. Szatmári, I. B. Foldes, T. Ozaki; "Intense sub-terahertz radiation from wide-bandgap semiconductor based large-aperture photoconductive antennas pumped by UV lasers" *New Journal of Physics* 21(11), (2019)
- [57] J. Larruquert et. al; "Self-consistent optical constants of SiC thin films", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 28, No. 11 (2011)
- [58] Y. Goldberg, M.E. Levinshtein, M. E. Rumyantsev; "Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, SiC, BN, SiC, SiGe", John Wiley Sons, Inc., New York, 93-148, (2001)
- [59] Razzari et. al; "Nonlinear ultrafast modulation of the optical absorption of intense few-cycle terahertz pulses in n-doped semiconductors". *Phys. Rev. B*, 79, 193204 (2009).
- [60] X. Chai, X. Ropagnol, M. Raeiszadeh, S. Safavi-Naeini, M. Reid, T. Ozaki; "Subcycle Terahertz Nonlinear Optics", *Phys. Rev. Lett.* 121, 143901 (2018)
- [61] Razzari et. al; "Nonlinear ultrafast modulation of the optical absorption of intense few-cycle terahertz pulses in n-doped semiconductors". *Phys. Rev. B*, 79,

- 193204 (2009). [62] <http://britneyspears.ac/physics/highfields/highfields.htm>
- [63] Y. Goldberg, N. M. Schmidt; "Handbook Series on Semiconductor Parameters, vol.2" , World Scientific, London, pp. 62-88. (1999)
- [69] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva, ; "Relativistic doppler effect: Universal spectra and zeptosecond pulses". Phys. Rev. Lett. 93, 115002, (2004).
- [70] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman; "Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications", Nature volume 239, pages139–142 (1972)
- [71] D. Strickland, G. Mourou; "Compression of amplified chirped optical pulses". Optics Communications. Elsevier BV. 56 (3): 219–221. (1985)
- [72] E.G.Gamaly, V.T. Tikhonchuk; Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48, 413 (1988)
- [73] W. M. Manheimer, D.G. Colombant, J. H. Gardner; "Steady-state planar ablative flow". Phys. Fluids 25, 1644 (1982)
- [74] W. L. Kruer; "The physics of laser plasma interactions". Avalon Publishing, (1988).
- [75] D. Salzmann; "Atomic Physics in Hot Plasmas". International Series of Monographs on Physics, Oxford University Press. (1998)
- [76] P. Gibbon; "Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction". Imperial College Press (2005)
- [77] M. Born, E. Wolf; "Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light " Cambridge University Press (1981)
- [78] C. Max; "Physics of the coronal plasma in laser fusion targets". North-Holland Publishing Company, (1982).
- [79] V. L. Ginzburg; "The propagation of electromagnetic waves in plasmas". International Series of Monographs in Electromagnetic Waves, Oxford: Pergamon, 2 nd. rev. and enl. ed., 1. (1970).
- [80] G. J. Pert; "Inverse bremsstrahlung in strong radiation fields at low temperatures". Phys. Rev. E 51, 4778 (1995).
- [81] V. L. Ginzburg; "Propagation of Electromagnetic waves in Plasmas" Pergamon, New York, (1964)
- [82] Földes István; "Bevezetés a lézerplazmák fizikájába" Hevesi Imre (szerk.): PhD kurzusok fizikából, 217-302. o. JATE Press, Szeged 2014

- [83] F. Brunel; "Not-so-resonant, resonant absorption". *Phys. Rev. Lett.* 59, 52 (1987)
- [84] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, S. C. Davey, R. M. More; "Resistivity of a Simple Metal from Room Temperature to 10^6 K". *Phys. Rev. Lett.* 61, 2364 (1988)
- [85] H.C. Kapteyn, M. Murnane, A. Szoke, R. W. Falcone ; "Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering". *Optics Letters* Vol. 16, Issue 7, pp. 490-492 (1991).
- [86] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, G. Kühnle, S. Szatmári, F. P. Schäfer; "Absorption of subpicosecond ultraviolet laser pulses in high-density plasma". *Applied Physics B* volume 50, pages79–99 (1990).
- [87] D. D. Meyerhofer, H. Chen, J. A. Delettrez, B. Soom, S. Uchida, and B. Yakobi; "Resonance absorption in high-intensity contrast, picosecond laser–plasma interactions". *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 5, 2584 (1993)
- [88] U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key, J. Lister, and D. Neely; "Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets". *Phys. Rev. E* 54, 4167 (1996)
- [89] N. Iwata, S. Kojima, Y. Sentoku, M. Hata Kunioki Mima; "Plasma density limits for hole boring by intense laser pulses". *Nature Communications* volume 9, Article number: 623 (2018)
- [90] I.B. Földes, J.S. Bakos, K. Gál, Z. Juhász, M.Á. Kedves, G. Kocsis, S. Szatmári and G. Veres; "Properties of High Harmonics Generated by Ultrashort UV Laser Pulses on Solid Surfaces". *Laser Physics* 10, 264-269 (2000)
- [91] Ch. Ziener, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, M. H. R. Hutchinson, A. J. Langley, and D. Neely; "Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence"; *Journal of Applied Physics* 93, 768 (2003)
- [92] I. B. Földes, D. Csáti, F. L. Szűcs, and S. Szatmári; "Plasma mirror and temperature evolution for short pulse KrF lasers". *Radiat. Eff. Defects Solids* 165, 429–433 (2010)
- [93] B. Gilicze, A. Barna, Zs. Kovács, S. Szatmári, István B. Földes; "Plasma mirrors for short pulse KrF lasers". *Review of Scientific Instruments* 87, 083101 (2016)

- [94] P. K. Singh et. al.; "Contrasting levels of absorption of intense femtosecond laser pulses by solids". Scientific Reports volume 5, Article number: 17870 (2016)
- [95] M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel, M. Schnuerer, F. Billhardt, I. Will, W. Sandner, and N. N. Demchenko; "Dynamics of Laser-Plasma Interaction at 10^{18}W/cm^2 "; Phys. Rev. Lett. 73, 260 (1994).
- [96] R. Sauerbrey, J. Fure, and S. P. Le Blanc; "Reflectivity of laser-produced plasmas generated by a high intensity ultrashort pulse". Physics of Plasmas 1, 1635 (1994)
- [97] R. Sauerbrey; "Acceleration in femtosecond laser-produced plasmas". Physics of Plasmas 3, 4712 (1996)
- [98] Zs. Tóth, B. Hopp, J. Klebniczki, N. Kresz, Z. Bor, D. Anglos, C. Kalpouzos, C. Fotakis; "Expansion velocities of 0.5 ps KrF excimer laser induced plasma by Doppler-shift analysis of pump probe measurements". Appl. Phys. A. 79, 1287-1290 (2004).
- [99] P. Lalouis, I.B. Földes, H. Hora; "Ultrahigh acceleration of plasma by picosecond terawatt laser pulses for fast ignition of fusion". Laser and particle beams 30, 233-242 (2012)
- [100] C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia J. Rafelski; "Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma". Nature Communications volume 4, Article number: 2506 (2013)
- [101] . Gilicze, R. Dajka, . B. Földes, S. Szatmári; "Improvement of the temporal and spatial contrast of the nonlinear Fourier-filter". Optics Express 25(17):20791 (2017).
- [102] S. Szatmári, G. Almási P. Simon; "Off-axis amplification scheme for short-pulse amplifiers". Applied Physics B volume 53, p. 82–87(1991)
- [103] Zs. Bor, S. Szatmári Alexander Müller; "Picosecond pulse shortening by travelling wave amplified spontaneous emission". Applied Physics B volume 32, pages 101–104 (1983).
- [104] Zs. Kovács, B. Gilicze, S. Szatmári, I.B. Földes; "Large Spectral Shift of Reflected Radiation From Laser Plasmas Generated by High Contrast KrF Laser Pulses". Frontiers in Physics, Volume 8, id. 321 (2020).
- [105] Zs. Kovács; "Plazmatükör elrendezések vizsgálata". Diplomamunka, SZTE TTIK (2015).
- [106] <https://henke.lbl.gov/opticalconstants/filter2.html>

- [107] H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel, K. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. Ledingham, T. Esirkepov; "Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets". *Nature*. 439(7075):445-8. (2006)
- [108] A. Barna, I. B. Foldes, Z. Gingl, R. Mingesz; "Compact Energy Measuring System for Short Pulse Lasers". *Metrology and Measurement Systems* 20 : 2 pp. 183-190. , 8 p. (2013).
- [109] Zs. Kovács, K. Bali, B. Gilicze, S. Szatmári and I. B. Földes; "Reflectivity and spectral shift from laser plasmas generated by high-contrast, high-intensity KrF laser pulses". *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* Volume 378, Issue 2184 (2020).
- [110] I. B. Földes. J. Bakos, Z. Bakonyi, T. Nagy, S. Szatmári; "Harmonic generation in plasmas of different gradients". *Phys. Lett. A* 258, 312–316 (1999).
- [111] C. Thaury, F. Queré; "High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanisms" *J. Phys. B*. 43, 213001 (2010)
- [112] E. Rácz, I. B. Földes, G. Kocsis, G. Veres, K. Eidmann, S. Szatmári; "On the effect of surface rippling on the generation of harmonics in laser plasmas". *Appl Phys B*. 82:13–8 (2006)
- [113] S. Mondal et. al.; "Doppler Spectrometry for Ultrafast Temporal Mapping of Density Dynamics in Laser-Induced Plasmas". *Phys. Rev. Lett.* 105, 105002 (2010)
- [114] S. C. Wilks, W. L. Kruer; "Absorption of Ultrashort, Ultra-Intense Laser Light by Solids and Overdense Plasmas". *IEEE J. of Quant. El.* VOL. 33, No. 11, (1997)
- [115] D. Kormin, A. Borot, G. Ma, W. Dallari, B. Bergues, M. Aladi, I. B. Földes Laszlo Veisz; "Spectral interferometry with waveform-dependent relativistic high-order harmonics from plasma surfaces". *Nature Communications* volume 9, Article number: 4992 (2018)