

Szilárdtest lézerplazmában keletkező  
felharmonikusok vizsgálata

PhD értekezés

**Gál Kinga-Izabella**

Témavezető:

**Földes István**

a fizikai tudomány kandidátusa

Egyetemi konzulens:

**Szatmári Sándor**

a fizikai tudomány doktora

Szegedi Tudományegyetem

Kísérleti Fizikai Tanszék

**Szeged**

2002



21121



# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>3</b>
<b>2. Tudományos előzmények, célkitűzések</b>	<b>5</b>
2.1. Lézerek kölcsönhatása anyaggal, lézerplazma . . . . .	5
2.2. Felharmonikusok keltés . . . . .	17
2.2.1. Felharmonikusok keltés gázokban . . . . .	19
2.2.2. Rövid fényimpulzussal, szilárdtest felületén keltett plazmában létrejövő felharmonikusok . . . . .	25
2.2.3. Szilárdtest felületén keltett felharmonikusok gerjesztési mechanizmusai . . . . .	33
2.3. Célkitűzések . . . . .	40
<b>3. Tudományos eredmények</b>	<b>41</b>
3.1. Felharmonikusok polarizációs állapotának kísérleti vizsgálata . . . . .	41
3.1.1. A kísérleti megvalósítás . . . . .	41
3.1.2. Másod- és harmadrendű felharmonikusok polarizációs tulajdonságai . . . . .	43
3.2. Felharmonikusok keltésének analitikus, nemperturbatív hidrodinamikai leírása . . . . .	46
3.2.1. A fény-anyag kölcsönhatás leírása . . . . .	46
3.2.2. A magasabb rendű áramsűrűségek kialakulása . . . . .	47
3.2.3. A szórt fény polarizációs tulajdonságainak vizsgálata . . . . .	49
3.3. Magas felharmonikusok keltésének egy-elektron modellje optikailag sűrű közegekben . . . . .	52
3.3.1. Az elektromágneses tér meghatározása szilárdtest-lézerplazmában . . . . .	52
3.3.2. Anomális teljes visszaverődés plazmában . . . . .	60
3.3.3. Az elektromágneses hullám terjedése az optikailag sűrű közegben . . . . .	62
3.3.4. Elektronok mozgása a plazmában . . . . .	67
3.3.5. Nemlineáris rezgést végző elektronok sugárzása . . . . .	73
<b>4. Összefoglalás</b>	<b>78</b>

<b>5. Summary</b>	<b>81</b>
<b>6. Saját publikációk</b>	<b>84</b>
<b>7. Köszönetnyilvánítás</b>	<b>86</b>
<b>8. Irodalom</b>	<b>87</b>



# 1. Bevezetés

Közismert tény, hogy a Világegyetemben lévő anyag legnagyobb része plazmaállapotban van. Ennek ellenére a fizika tudományának a plazmaállapotot tanulmányozó ága alig száz évre tekint vissza. A nagymértékű lemaradásnak az az oka, hogy földi körülmények között a plazmaállapot előállítása nehézségekbe ütközik. Az ezirányú kutatások az alacsony nyomású ionizált gázok vizsgálatával kezdődtek az 1900-as évek elején. LANGMUIR és TONKS végeztek először rendszeres vizsgálatokat, amelyek a kisülési plazmákra vonatkoztak [1], az utóbbi években viszont már kutatók ezrei foglalkoznak a plazmaállapot különböző formáinak a megismerésével, megértésével.

Az elméleti kutatásokra serkentőleg hatott azon felismerés, hogy a Napban a plazmaállapotú hidrogén fúziója az energia forrása. Ez a magas hőmérsékletű, sűrű plazma létrehozása felé fordította a kutatások irányát. Magas hőmérsékletű plazmát kétféle módon állítanak elő napjainkban: mágneses összetartással (tokamakokban), illetve nagyintenzitású lézerek anyaggal való kölcsönhatásának eredményeként. A lézer-anyag kölcsönhatások során észlelt nemlinearitások más alkalmazások irányába is eltolták az alapkutatásokat. Ezek közül az egyik legfontosabb az ún. vízátlakba (2.3-4.1 nm közötti hullámhossztartomány) eső koherens röntgensugárzás előállítása, amely mind az élő mind az élettelen tudományok számára egy sokkal hatékonyabb diagnosztika alapjául szolgálhat.

A nagyintenzitású lézereknek atomokkal, molekulákkal vagy atomcsoportokkal illetve szilárdtesttel való kölcsönhatása során az anyagban nemlinearitások lépnek fel, amely következtében a lézerfény körfrekvenciájának többszörösével rendelkező körfrekvenciájú sugárzás jön létre. Ezt nevezzük *felharmonikusokkeltésnek*. A felharmonikusok keltésének egyik legígéretesebb megoldása a plazmában történő felharmonikusokkeltés.

Dolgozatom *célja* a szubpikoszekundumos impulzussal létrehozott szilárdtest lézerplazmában keltett felharmonikusok tulajdonságainak vizsgálata.

A 2.1 fejezetben a lézer-anyag kölcsönhatás során létrejövő jelenségeket foglalom össze, különös tekintettel a plazmában kelthető hullámokra és az általuk indukált jelenségekre.

A 2.2 fejezetben ismertetem a felharmonikusok területén elért eddigi eredményeket. A 2.2.1 fejezetben a gázokban keltett felharmonikusok vizsgálata terén elért eredményeket foglalom össze. A 2.2.2 és 2.2.3 fejezetek a szilárdtest felületen keltett felharmonikusokkal kapcsolatos irodalmat ismertetik, kiemelve a felharmonikusok polarizációs tulajdonságaira vonatkozó munkákat. A fejezet végén megfogalmazom célkitűzéseimet.

A 3. részben három pontba foglalva mutatom be a doktori képzés ideje alatt elért tudományos eredményeimet.

A 3.1 fejezetben bemutatom a KrF lézerrel keltett felharmonikusok polarizációs tulajdonságait. Rámutatok azokra a kísérleti tapasztalatokra, amelyek nem egyeznek meg az eddig kidolgozott, felharmonikusok leíró modellekkel.

A 3.2 fejezetben a felharmonikusok keltését elemzem a kritikus réteg környezetében. Az elemzéshez egy nemperturbatív, hidrodinamikai modellt dolgoztam ki, a Maxwell-egyenletekre, a kontinuitási-egyenletre, illetve a mozgásegyenletre alapozva.

A 3.3 fejezetben meghatározom az elektromos teret a plazmában és vizsgálom az elektron mozgását az optikailag sűrű térrészben. Kiszámolom az egy elektron nemlineáris mozgásából származó felharmonikusok relatív intenzitását. Megadom a jelenség szemléletes értelmezését.

Az utolsó előtti részben (4. rész) a fenti eredményeket foglalom össze magyarul, az angol nyelvű összefoglalót a 5. rész tartalmazza.

Az értekezésben bemutatott eredmények részben Szegeden a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén, részben Budapesten a KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézetének Plazmafizikai Főosztályán születtek.

## 2. Tudományos előzmények, célkitűzések

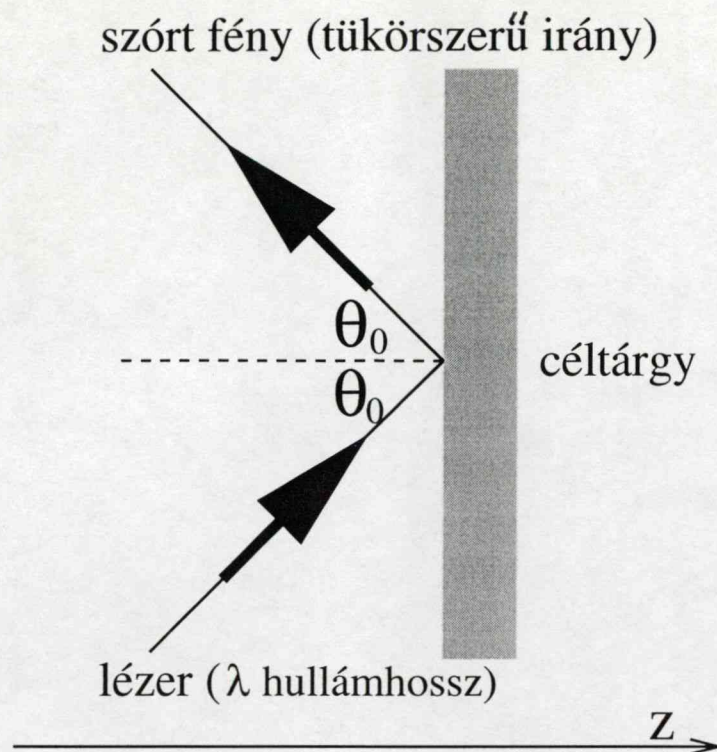
### 2.1. Lézerek kölcsönhatása anyaggal, lézerplazma

#### Hogyan keletkezik a lézerplazma?

Az ultrarövid impulzusokat kibocsájtó lézerek [2] megjelenésének eredményeként a lézerekkel kelthető elektromos terek maximális térerőssége ugrásszerűen megnőtt. Az ultragyors optikai technológiák kifejlesztésében elért eredményeknek köszönhetően olyan hullámcsomagokat sikerült előállítani, amelyeknek az impulzushossza pikoszekundumnál rövidebb. Ma már akár 5 fs-nál rövidebb lézerimpulzusokat is elő lehet állítani [3]. A hullámcsomagok terjedési irányú mérete milliméternél, sőt 10 mikronnál is kisebb lehet. Az impulzusok térbeli tulajdonságai a diffrakció-limitáltság határait súrolják, így megfelelő eljárásokkal a hullámhosszal összemérhető átmérőjű fókuszba tömöríthetők. Parabolatükörrel a sugárzás időlegesen néhány köbmikrométeres fókuszba gyűjthető. Az időbeli és térbeli összetömörítés következményeként nagyon kis energiákkal is nagyon nagy fókuszált intenzitások érhetők el, nagyobbak mint  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, de elérhetik akár a  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitást is [2]. Már  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitás esetén az elektromos térerősség amplitúdója  $10^9$  V/cm nagyságrendű. Ez meghaladja azt a térerősséget, amellyel az atommag kötélekében tartja a külső elektronokat. Az ilyen nagy elektromos térerősség elegendő az atomok ionizációjához. A kiszabadult elektronokat a tér messze elmozdítja a magtól. A mag kötélekéből kiszakadt elektronok szabadnak tekinthetők, viselkedésüket az elektromágneses térben az atommag számottevően nem befolyásolja [3]. Az atomok elektronjaik elvesztése következtében ionokká alakulnak. Az így keletkezett anyag plazmaállapotban van, tehát a lézerimpulzus gázzal vagy szilárdtesttel való kölcsönhatása során plazmát kelt.

A szilárdtest-lézerplazma keletkezésének vázlata a 1. ábrán látható. A szilárdtest felületre, azaz a céltárgyra  $\lambda$  hullámhosszú lézersugárzás esik. A lézersugár terjedési iránya  $\theta_0$  szöget zár be felület merőlegesével, melyet szaggatott vonallal jelöltem és amely a  $z$  koordinátatengellyel párhuzamos. Amennyiben a szilárdtest felületén keletkezett plazmát egy tükörnek tekintjük, a fény a síktükörről való visszaverődés törvénye szerint reflektálódik, azaz  $\theta_0$  szög alatt. Ezt az irányt a továbbiakban *tükörszerű irány*nak fogom nevezni, a tükröt képező plazmát pedig *plazmatükörnek*.





1. ábra. Lézerplazma keletkezésének vázlata

### Az intenzitásparaméter

A plazma kontrolljához szükséges az alapvető jelenségek megértése. Ilyenek a plazmahullámok keletkezése, a plazmainstabilitások kialakulása és telítődése valamint a transzportjelenségek [4]. Ezen jelenségeknek a többségét a megfigyelésen túl megfelelően jellemezték az utóbbi években.

Mielőtt a lézerplazma tárgyalását elkezdeném, megjegyzem, hogy a jelenségek leírása során használt mennyiségek *CGS mértékrendszerben* értendők, mivel a plazmafizika témakörében megjelent publikációk többsége ezen mértéktrendszert használja.

A lézer hullámhossza (amelyet alapvetően a lézer típusa determinál), impulzusideje illetve energiája meghatározza az általa keltett plazma jellemzőit. A lézer elektromos tere és a plazma elektronjainak rezgése közti csatolás mértékét az *intenzitásparaméterrel* jellemezzük. Az intenzitásparaméter a  $\mu = |v/c|$  arányt jelöli, ahol  $v$  az elektron rezgési sebességének amplitúdója,  $c$  pedig a fénysebesség. Az



elektronok rezgési sebességét a mozgásegyenletből határozhatjuk meg, feltételezve, hogy az elektronok mozgása a lézer monokromatikus elektromos térnek hatására történik:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}. \quad (1)$$

A fenti egyenletben  $\vec{E}$  az elektromos térerősségvektor a tér egy adott pontjában:  $\vec{E} = \vec{E}(z)\exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t))$  alakban írható, ahol  $\vec{k}$  a hullámszámvektor,  $\omega$  a lézer körfrekvenciája,  $t$  az idő,  $\vec{r}$  pedig az adott pont helyzetvektora.  $\vec{E}(z)$  az elektromos térerősség amplitúdója a  $z$  koordinátájú pontban.  $z$  a hullám terjedési irányát jelöli. Az elektron töltését  $e$ , a tömegét pedig  $m$  jelöli. Az (1) megoldását  $\vec{v} = \vec{v}(z)\exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t))$  alakban keressük. Ekkor az elektron sebességének amplitúdójára  $v(z) = -\frac{ie}{m\omega}E(z)$  adódik.

Legyen  $E_0$  az  $\vec{E}(z)$  abszolút értéke a lézer-plazma határfelületen, ahol az intenzitásparamétert értelmezzük. Ily módon:

$$\mu = \frac{e}{2\pi mc^2} \lambda E_0. \quad (2)$$

Tudva, hogy a lézer intenzitása az  $I = \frac{c}{8\pi} E^2$  formulával adható meg, ezt a (2) képletbe behelyettesítve és felhasználva, hogy  $c=3 \cdot 10^{10}$  cm/s,  $e=4.8 \cdot 10^{-10}$  statcoulomb és  $m=9.1 \cdot 10^{-28}$  g az intenzitásparaméter:

$$\mu = 10^{-9} \lambda [\mu m] \sqrt{I} [W/cm^2]. \quad (3)$$

Ismerve a  $\mu$  definícióját, két tárgyalásmódot különböztethetünk meg. Ha a  $\mu$  intenzitásparaméter értéke eléri az egységet, akkor relativisztikus effektusok játszódnak le a plazmában, emiatt relativisztikus tárgyalásmódot használunk a jelenségek leírására. Ha a  $\mu$  intenzitásparaméter egységénél kisebb, nemrelativisztikus elektrodinamikai tárgyalásmód segítségével írhatjuk le a jelenségeket.

## A plazma két-folyadék modellje

A plazmában, mint közegben terjedő hullámok megértése kiindulópontját jelentette a lézer-plazma kölcsönhatások leírásának. A *hidrodinamikai modellek* [5], amelyeket az elektromágneses elméletre illetve a plazma hidrodinamikai tulajdonságaira alapoznak alkalmasak e kölcsönhatás leírására. A legátfogóbb hidrodinamikai



modell, a *két-folyadék modell* alapján (lásd [4–7]), magyarázatot találunk a hullámterjedésre és más jelenségekre is (pl.: instabilitások kialakulása).

A két-folyadék modell, amint azt a neve is sugallja, két elektromosan töltött folyadék keverékének tekinti a plazmát: az elektronok és a domináns ionok alkotta „folyadék” keverékének. Mindkét folyadék kielégíti a kontinuitási- illetve a mozgásegyenletet. Egydimenziós tárgyalásmód esetén (a  $z$  koordináta a változó):

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{\partial(n_j v_{jz})}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$n_j \left( \frac{\partial v_{jz}}{\partial t} + v_{jz} \cdot \frac{\partial v_{jz}}{\partial z} \right) = \frac{n_j q_j}{m_j} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_j \times \vec{B} \right)_z - \frac{1}{m_j} \frac{\partial p_j}{\partial z}. \quad (5)$$

A  $j$ -vel jelölt,  $q_j$  töltésű és  $m_j$  tömegű részecske sűrűsége  $n_j$ , átlagos sebességvektora  $\vec{v}_j$ ,  $v_{jz}$  pedig ennek a  $z$  komponense. A  $t$  az időt,  $p_j$  a  $j$  típusú folyadék nyomását,  $\vec{E}$  és  $\vec{B}$  a részecskékre ható elektromos térerősség és mágneses indukció vektorait jelölik.

Az adott  $j$ -edik részecske nyomása és sűrűsége között az alábbi állapotegyenlet teremt kapcsolatot:

$$\frac{p_j}{n_j^\gamma} = konst \quad (6)$$

ahol, adiabatikus állapotok esetében  $\gamma = (2 + i_{sz})/i_{sz}$ ;  $i_{sz}$  a szabadsági fokok számát jelöli. Izoterm állapotok esetében  $\gamma = 1$ . *Forró plazmákban*, azaz olyan plazmákban ahol, a fényhullám fázisebessége kisebb az egyes részecskék termikus sebességénél, az állapotváltozás izoterm. Így a (6) egyenlet az ideális gáz állapotegyenletévé redukálódik. Ha a fényhullám fázisebessége nagyobb az egyes részecskék termikus sebességénél, a *plazmát hidegnek* tekintjük, a részecskék állapotának leírására pedig az adiabatikus állapotegyenletet használjuk. Ha a fenti két sebesség egyenlő, akkor a plazmát csak a *Vlaszov-egyenlet* segítségével írhatjuk le [6].

A két-folyadék modellt leíró egyenleteket a Maxwell-egyenletekkel kell kiegészíteni, mivel ezek az egyenletek teremtenek kapcsolatot az elektromos térerősség és mágneses indukció vektorai ( $\vec{E}$  és  $\vec{B}$ ) illetve a töltött folyadékok sűrűsége ( $n_j$ ) és áramsűrűsége ( $n_j q_j \vec{v}$ ) között:



$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi \sum_j n_j q_j \quad (7)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_j n_j q_j \vec{v}_j + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (10)$$

## Hullámok a plazmában

A felharmonikuseltés megértéséhez szükséges az elektronok és ionok sajátrezgéseiből származó hullámok ismerete. Ha a plazmára ható mágneses tér elhanyagolható, akkor alapvetően két típusú longitudinális, sajátrezgésből származó plazmahullámot különböztethetünk meg: a nagy frekvenciájú *elektron-plazmahullámot* (*Langmuir-hullám*) és a kisebb frekvenciájú *ion-akusztikus hullámot*.

Az elektron-plazmahullám forrásai a nagyfrekvenciás töltés-oszcillációk, amelyek az elektronok mozgásából származnak. Az elektronok kollektív mozgásának a sajátfrekvenciáját *elektron-plazmafrequenciának*,  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m}$  nevezzük [8], ahol  $n_0$  az elektronok koncentrációját,  $e$  az elemi töltést  $m$  pedig az elektron nyugalmi tömegét jelöli. Az elektron-plazmahullám körfrequenciáját,  $\omega_L$ -t, az (4) – (10) egyenletekből kapott diszperziós reláció  $\omega_L^2 = \omega_p^2 + 3k_L^2 v_e^2$  alapján határozhatjuk meg. Itt  $v_e$  az elektronok termikus sebessége,  $k_L$  pedig a hullám-szerű sűrűségperturbáció ( $n \approx n_0 \exp(ik_L z - i\omega_L t)$ ) hullámszámvektora. Mivel  $k_L^2 v_e^2 \ll \omega_p^2$ , ezért az elektron-plazmahullám körfrequenciája közelítőleg megegyezik az elektron-plazmafrequenciával.

A plazmában a nagyfrekvenciájú hullámok mellett kisfrekvenciájú hullámok is jelen vannak. Ezek az ion-akusztikus hullámok, amelyek az ionok alacsony frekvenciájú rezgéseiből származnak. Ezeknek az alacsony frekvenciájú rezgéseknek a keletkezésében mind az ionok mind az elektronok mozgása szerepet játszik.

Az ion-akusztikus hullám körfrequenciáját,  $\omega_i$ -t szintén a két-folyadék modell egyenleteiből kaphatjuk meg. A diszperziós reláció  $\omega_i = \pm k_i v_s$ , ahol  $v_s$  az *ion-akusztikus sebesség*,  $k_i$  pedig az ion-akusztikus hullám hullámszámvektorának nagy-



sága. Az ion-akusztikus sebesség nagysága  $v_s = \sqrt{(ZT_e + 3T_i)/M}$ , ahol  $M$  az ionok tömege,  $Z$  az anyag rendszáma,  $T_e$  az elektronok  $T_i$  pedig az ionok hőmérséklete, amelyet eV-ben mérünk az irodalomban használt egységeknek megfelelően.

## Elektromágneses hullámok terjedése a plazmában

A töltött részecskék sajátrezgéseiből származó hullámok fellépte mellett felmerül az a kérdés is, hogy a nagyintenzitású lézerek által kibocsájtott elektromágneses hullámok terét hogyan változtatja meg a plazma? A folyamat megértésének szempontjából meghatározó szerepe van a plazma *dielektromos állandójának*, amelyet az elektron-plazmafrekvencia illetve a gerjesztő lézer körfrekvenciája határoz meg.

Az ionok tömege sokszorosa az elektronok tömegének, így válaszuk a lézer elektromos terére sokkal lassúbb, mint az elektronoké. Ezért a plazma áramsűrűségét a (1) mozgásegyenlet felhasználásával, csak az elektronok nagyfrekvenciás rezgéseiből származtatjuk.

A további tárgyalás során a különböző mennyiségek indexxel való jelölése főlegessé válik, mert az ionok mozgásának elhanyagolása következtében csak az elektron-folyadék viselkedését tanulmányozzuk, így az elkövetkezőkben az összes mennyiség az elektronokra vonatkozik.

Az elektronok áramsűrűsége, tehát:  $en_0\vec{v} = (-ie^2n_0/m\omega)\vec{E}$ , ahol  $\vec{E}$  azt az elektromos teret jellemzi, ami a lézerplazmában a részecskékre hat (lásd (4) – (10) egyenleteket).

Felhasználva, hogy  $\partial/\partial t = -i\omega$ , a (10) egyenlet jobb oldala a következő két alakra módosítható:

$$-\frac{4\pi e^2 n_0}{c m \omega} \vec{E} + \frac{\omega}{c} \vec{E} = \frac{\omega}{c} \epsilon \vec{E} \quad (11)$$

ahol,  $\epsilon$  a konstans sűrűségű plazma dielektromos állandója:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (12)$$

$\omega_p$  a már korábban definiált elektron-plazmafrekvencia,  $\omega$  pedig a beeső nyaláb körfrekvenciája. A plazma dielektromos állandójának definíciója és bevezetése GINZBURG [9] nevéhez fűződik, aki a számolások egyszerűsítését célozta meg ilyen módon.

Ismerve a dielektromos állandó fenti alakját valamint az elektronok sűrűsége-



gét állandónak tekintve, merőleges beesés esetén a (7)–(10) Maxwell egyenletekből származtatott hullámeqyenlet a következő:

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E} = 0. \quad (13)$$

Felhasználva, hogy állandó sűrűségű plazmákban  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ , a (13) egyenletből az elektromos térerősség körfrekvenciája  $\omega$  és hullámszámának nagysága  $k$  között az alábbi diszperziós reláció származtatható:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2. \quad (14)$$

A hullámterjedés feltétele az, hogy a hullámszámvektor valós része nullától különböző legyen. Így, a diszperziós reláció ( $k = c^{-1} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}$ ) alapján levonható az a következtetés, hogy csak az elektron plazmafrekvenciájánál nagyobb körfrekvenciájú hullámok terjedhetnek a plazmában. Az  $\omega_p = \omega$  feltétel határozza meg a fényhullámok maximális behatolási mélységét. Azt a felületet, ahol az  $\omega_p = \omega$  feltétel teljesül *kritikus felületnek* nevezzük. A kritikus felületen az elektronok sűrűsége az ú.n. *kritikus sűrűség*,  $n_{cr}$ .

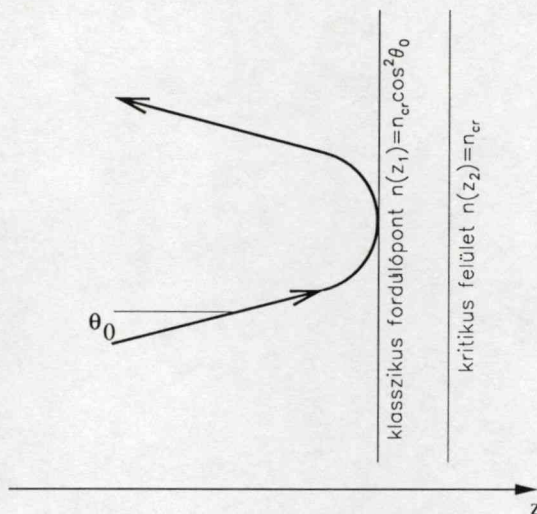
A nagyintenzitású lézerek által keltett plazma inhomogén, benne a fényhullám terjedési irányával párhuzamos sűrűséggradiens – amint azt látni fogjuk – különösen nagy, tehát a sűrűség  $n=n(z)$  illetve a dielektromos állandó  $\epsilon = \epsilon(z)$  helyfüggő, ahol  $z$  a szilárdtest felület normálisának irányát jelöli. Ha a sűrűségprofil lineáris, azaz  $n(z) \sim z$ , akkor a (13) hullámeqyenlet megoldása Airy-függvény.

Nem merőleges beesés esetén is felírható a plazmában terjedő fény hullámeqyenlete. Az elektrodinamikában elfogadott konvenciók szerint a lineárisan poláros fény elektromos térerősségvektorának iránya szerint két típusú beesést különböztetünk meg. *S-polarizált* nyalábról beszélünk, ha az elektromos térerősségvektor a beesési síkra merőleges. A *p-polarizált* nyaláb elektromos térerősségvektora pedig, a beesési síkban fekszik. Az s-polarizált nyalábot más néven transzverzális elektromos (TE), a p-polarizált nyalábot pedig transzverzális mágneses (TM) hullámnak nevezzük.

Nem merőleges beesés esetén a plazmában a fény terjedése hasonlóan tárgyalható. S-polarizált beeső nyalábra a (13) egyenletben az  $\epsilon(z) \rightarrow \epsilon(z) - \sin^2 \theta_0$  ( $\theta_0$  a beesési szögét jelöli) helyettesítést elvégezve a ferde beesésnek megfelelő hulláme-



gyenletet kapjuk [4, 7]. Ebben az esetben a teljes visszaverődés az  $\epsilon(z) = \sin^2 \theta_0$  feltétel teljesülésekor jön létre. Ily módon – a merőleges beesés esetével ellentétben – a hullám nem hatol be az  $\omega_p(z = z_2) = \omega$  feltétel által meghatározott a kritikus felületig, hanem már előtte,  $n(z = z_1) = n_{cr} \cos^2 \theta_0$ -nál klasszikusan reflektálódik. Azt a  $z_1$  értéket, ahol ez a klasszikus reflexió létrejön, *klasszikus fordulópontnak* nevezzük. Ebben az esetben a fény trajektóriája a 2. ábrán látható.



2. ábra. A fény trajektóriája nem merőleges beesés esetén

P-polarizált nyaláb nem merőleges beesése esetén a helyzet sokkal bonyolultabb, mint s-polarizált beesésnél, hiszen ekkor a  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$  nem nulla. Ekkor rezonáns elektron-plazmahullámok keletkezhetnek, ha az elektronok rezgéseknek a körfrekvenciája egyenlő a lézer körfrekvenciájával. A (4) kontinuitási egyenlet szerint  $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = \vec{\nabla} \cdot (-en\vec{v}) = -i\omega en$ . Tudva, hogy az elektronok áramsűrűsége  $-en\vec{v} = (ie^2n/m\omega)\vec{E}$ , valamint az első Maxwell egyenlet alapján  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -4\pi en$ , továbbá felhasználva a dielektromos állandó (12) definícióját az alábbi egyenlet írható:  $\vec{\nabla} \cdot (\epsilon\vec{E}) = 0$ . Ez utóbbi egyenlet alapján  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \vec{E} \cdot \vec{\nabla}\epsilon/\epsilon \sim \vec{E} \cdot \vec{\nabla}n$ , tehát az elektromos térerősségvektor egy töltéssűrűség oszcillációt hoz létre. Ily módon az elektromágneses energia részben elektrosztatikus oszcillációs energiává alakul át. A fenti jelenséget *lineáris móduskonverzió*nak vagy *rezonancia-abszorpció*nak nevezzük. A jelenség leírása GINZBURG [9] nevéhez fűződik, aki meghatározta az energiaátadás mértékét és az abszorpció függését a beesési szögtől illetve a *plazma skálahosszától*. A plazma skálahossza,  $L$  alatt a plazma  $z$  irányú lineáris hosszát



értjük, azaz  $L = |z_3 - z_0|$ , ahol  $z_3$  a szilárdtest sűrűségnek megfelelő koordinátát jelöli,  $z_0$  pedig a vákuum-plazma határfelületet.

A térbeli sűrűségfluktuációk nem csak elektron-hullámokat, hanem ion-hullámokat is kelthetnek. A különböző hullámok csatolását leíró diszperziós relációkat a két-folyadék modell megfelelő egyenleteit használva kaphatjuk meg. A nagyintenzitású lézerek anyaggal való kölcsönhatása során a beeső fénycsugár és a keletkezett elektron-plazmahullámok és ion-akusztikus hullámok keveredése várható. Ezeknek a jelenségeknek az egybefonódása miatt, a különböző hullámok felerősödnek instabilitásokat illetve más karakterisztikus jelenségeket idézve elő.

Az abszorpció és az ionizáció jellege és mértéke is befolyásolja a jelenségeket [10–12]. Lézer-plazma kölcsönhatások esetében az elektronok az atomok ütközéses-, alagút- illetve sokfotonos ionizációja során kiszabadulnak a mag kötélekéből. Ha a plazma elég sűrű ( $10^{21}$ - $10^{23}$   $1/\text{cm}^3$ ) és az impulzushossz nem túl rövid ( $\approx 1$  ps), akkor az ütközéses ionizáció és az abszorpció dominál. Ebben az esetben a plazma dielektromos állandója komplex és a (12) kifejezés a következőképpen módosul:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (15)$$

ahol  $\nu$  [1/s] az *ütközési frekvencia*, amellyel az elektronok ionokon való szóródásának mértékét fejezzük ki. Ha a plazma dielektromos állandója komplex, akkor a hullámszámvektor is komplex, amelyből következik, hogy a fénycsugár egy része elnyelődik.

### Plazmajelenségek a nagyobb intenzitások hatására ( $I > 10^{15}$ $\text{W}/\text{cm}^2$ )

Nagyintenzitású lézerek anyaggal való kölcsönhatása során a fentiekén kívül más érdekes jelenségek is lejátszódnak, mint például: önfókuszálás illetve optikai vezetés plazma-csatornában; a lézerfrekvencia eltolódása ionizációs frontok illetve plazmahullámok hatására, felharmonikus-keltés; indukált szórás a plazmáról és a keltett elektronhullámokról; nemlineáris Thomson-szórás [13–16].

A klasszikus két-folyadék modell nem ad kielégítő választ a fent felsorolt jelenségekre, mert az csak klasszikus, lineáris esetben érvényes. A hullámterjedést egzaktul csak az ú.n. *optikailag ritka térrészben* tárgyalja, azaz ott ahol a plazma



sűrűsége kisebb a kritikus sűrűsénél. Az *optikailag sűrű térrészbe*, ahol a plazma sűrűsége nagyobb a kritikus sűrűsénél, ezen modell szerint a fényhullám nem hatolhat be.

Ma már olyan nagy intenzitásokat is elő lehet állítani, amelyek hatására optikailag sűrű plazma keletkezik, ahol az elektronok oly gyorsan mozognak, hogy rezgési sebességük megközelíti a fény sebességét, vagyis  $\mu \rightarrow 1$ . Ilyen nagy intenzitás hatására ( $I > 10^{17} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ), több olyan hullám-részecske kölcsönhatás jön létre, amely a kisebb intenzitásoknál nem fordulhatott elő.

Az intenzitás növekedésével a csatolások mértéke és jellege is megváltozhat. Míg a mérsékeltnek tekinthető intenzitások ( $I > 10^{14} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) hatására az elektronok csak kis amplitúdóval rezegnek, addig a nagyobb intenzitások esetén nagy amplitúdójú rezgések, illetve hullámok is keletkezhetnek, amelyeknek a fázissebessége nem sokkal kisebb a fénysebességnél. Ezeknek a nagy amplitúdójú hullámoknak a hullámterjedése során olyan elektromos terek keletkeznek, amelyeknek térerőssége oly nagy, hogy fontos szerepe lehet az elektronok gyorsításában (az így keltett elektromos terek nagysága jóval nagyobb lehet a lineáris gyorsítóknál elért gyorsító tereknél).

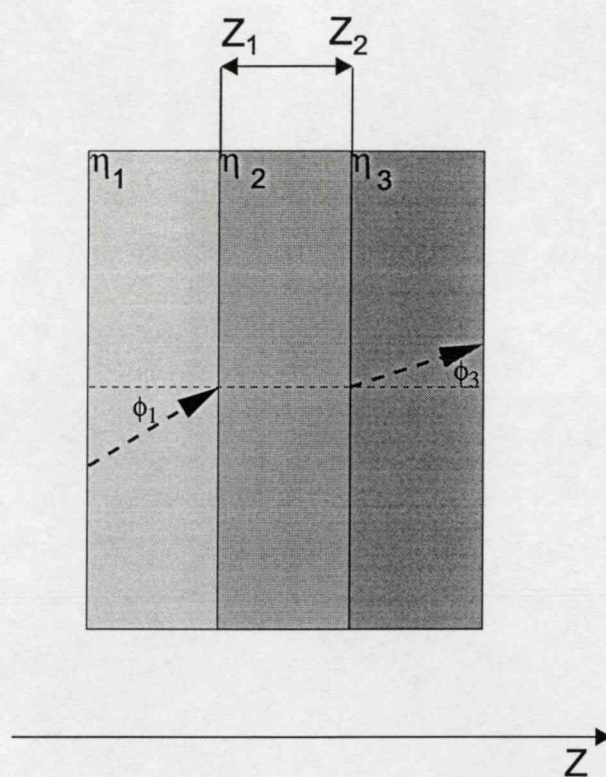
Ezeknek a jelenségeknek a leírására úgyszintén a Maxwell-egyenletekből, a kontinuitási-egyenletből és a mozgásegyenletből származtatható egyenletrendszert használják. Ekkor azonban a relativisztikus egyenletek használata szükséges, amelyeket az (4) – (10) egyenletekből a  $m\vec{v} \rightarrow m\gamma\vec{v}$  helyettesítéssel kaphatunk, ahol  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Az így kapott egyenletrendszer analitikus és numerikus megoldása ma is foglalkoztja a tudományos közvéleményt, amint az a 2.2.3 fejezetből ki fog derülni.

### **Anomális teljes visszaverődés**

Az elektromágneses hullámok különböző törésmutatójú közegekben való terjedése során érdekes jelenségeket indukálnak illetve szenvednek el. Az egyik ilyen jelenség az *anomális teljes visszaverődés* (a továbbiakban ATV; angolul frustrated total internal reflection) [17–23]. Ismeretes, hogy ha a fény egy optikailag sűrűbb,  $\eta_1$  törésmutatójú közegből egy ritkább,  $\eta_2$  törésmutatójú közegbe hatol be és a beesési szög nagyobb egy kritikus szögnél, akkor a fényhullám teljesen visszaverődik.



Ha azonban az  $\eta_2$  törésmutatójú réteg vastagsága összemérhető a beeső fény hullámhosszával és azt egy nála nagyobb  $\eta_3$  törésmutatójú közeg követi, akkor a fényhullám a várakozással ellentétben behatol az  $\eta_3$  törésmutatójú közegbe is (3. ábra). A jelenséget már Newton [21] észlelte, ennek ellenére részletes vizsgálatára és gyakorlati alkalmazására csak 20. században került sor. A kísérletek során [17, 23] megfigyelték, hogy ha két prizma közt a beeső fény hullámhosszával összemérhető levegőréteg van, akkor a fény csaknem teljes része behatol a második prizmába, bár a teljes visszaverődés miatt ezt nem várnánk. A méréseket a látható tartományban, dielektikumokban végezték (üveg-levegő-üveg). A lézer keltette felületi plazmában – mint látni fogjuk a 3.3.2 fejezetben – a jelenség egy speciális formában nyilvánul meg.



3. ábra. Az anomális teljes visszaverődés vázlata. A fény a Snell-Descartes törvényt követve hatol be az  $\eta_1$  törésmutatójú közegből az  $\eta_3$  törésmutatójú rétegbe, mintha az optikailag ritkább,  $\eta_2$  törésmutatójú ( $\eta_2 < \eta_1, \eta_3$ ) közeg nem is ékelődne az  $\eta_1$  és  $\eta_3$  törésmutatójú rétegek közé.

A plazmában lejátszódó jelenségek sokszínűsége és összetettsége miatt a kisebb intenzitások ( $I \approx 10^{14} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) esetén is létrejöhetnek olyan rétegek, ahol az elektromos térerősség lokális értéke annyira megnő, hogy az elektronok rezgési

sebessége csak egy-két nagyságrenddel kisebb, mint a fény sebessége. Véleményem szerint ez a jelenség is szerepet játszhat a felharmonikusok keltésében. Dolgozatom egyik célja meghatározni az elektromágneses tér konfigurációját ilyen plazmákban, majd elemezni azokat a jelenségeket, amelyek a felharmonikusok keltéséhez hozzájárulnak, különös tekintettel a kelthető felharmonikusok polarizációjának a keltő lézernyaláb polarizációjától való függésére.



## 2.2. Felharmonikusok

A magas rendű felharmonikusok keletkezése lézerek anyaggal való kölcsönhatása során az anyag nemlineáris válaszána egyik legszemléletesebb és talán leghasznosabb bizonyítéka. A nagyintenzitású lézerek nemesgázokkal vagy szilárd felületekkel való kölcsönhatásának eredményeként jelennek meg ezek a felharmonikusok.

A nemesgáz illetve a szilárdtest atomjai a lézernyaláb hatására ionizálódnak. Az így keletkezett közeg egy nemlineáris optikai tulajdonságokkal rendelkező plazma. Ebben a nemlineáris közegben rezgő elektronok mozgása is nemlineáris, tehát az általuk kibocsátott elektromágneses sugárzás az alapprofrendencia többszörösével rendelkező elektromágneses hullámokat is tartalmazhat.

Viszonylag hosszú – nanoszekundum nagyságrendű – lézerimpulzus hatására létrejövő plazmában a felharmonikusok keletkezése két lépésben történik. Az elektromágneses hullám lineáris móduskonverzió útján elektron-plazmahullámot kelt, amelynek körfrekvenciája megegyezhet a gerjesztő fény körfrekvenciájával. Ez a hullám nemlineárisan csatolóddhat az őt keltő fényhullámmal az alapprofrendencia második felharmonikusát eredményezve.

Ha a beeső fény intenzitása elég nagy, akkor az általa létrehozott sűrűség-perturbációk nemlineárisak. A magasabb rendű sűrűség-perturbációk a kontinuitási egyenlet értelmében magasabb rendű áramsűrűségeket is jelentenek. A magasabb rendű áramsűrűségek a magas rendű felharmonikusok forrásai.

A lézerfizika vívmányainak köszönhetően az előállított lézerimpulzusok egyre rövidültek. Az impulzushossz rövidsége miatt a szilárdtest felületén keletkező plazma mérete is csökkent, profillja csaknem lépcsőszerűvé vált. Az elektronok az így keletkezett meredek vákuum-plazma határfelület körül rezeghetnek. Ez a rezgés anharmonikus, amelynek következtében az elektronok által kibocsátott sugárzás felharmonikusokat tartalmaz.

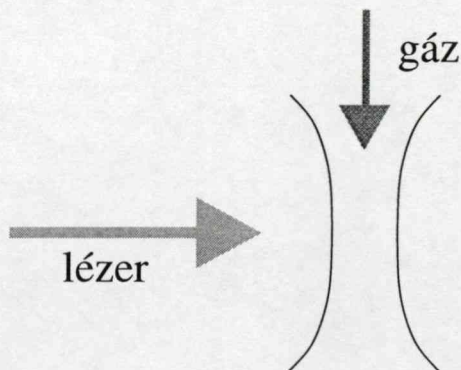
A felharmonikusok hatásfokának jelentős növekedésére számíthatunk -  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>-nél nagyobb intenzitású lézerimpulzusok esetén, meghaladva az eddig tapasztalt legnagyobb értékeket is. A nagyobb konverzió eléréséhez jól meg kell értenünk a plazmában lejátszódó jelenségeket, instabilitások okát, hogy elkerülhető legyen a plazmaprofil deformáló effektusok megjelenése. A plazma skálahosszána, L-nek

szerepe meghatározó lehet, tehát még sok plazmadiagnosztikai mérés elvégzése, illetve elmélet és/vagy szimuláció kidolgozása szükséges a folyamatok megértéséhez.

Ahhoz, hogy a felharmonikusok önálló fényforrást képezhessenek egy adott felharmonikusba lényegesen nagyobb energiát kell pumpálni, mint azt az eddigi kísérletek során tették a különböző csoportok. Koherens ultraibolya vagy röntgenforrás létrehozásához a konverziós hatások szelektív növelése a fontos, hogy az energia a kiválasztott felharmonikusba konvertálódjon. A szelektivitás megvalósítását a plazma skálahosszának megfelelő megválasztásától remélhetjük [24, 25].

### 2.2.1. Felharmonikusok keltése gázokban

Vákuum-ultraibolya illetve röntgen-impulzusok előállításának egyik legalkalmasabb módja a páratlan rendű felharmonikusok keltése gázokban 10 ps-nál rövidebb lézerimpulzusokkal [26, 27].



4. ábra. A lézer-gáz kölcsönhatás vázlata

Ha nagyintenzitású lézernyalábot fókuszálnak gázba, a lézer alapfrekvenciájának felharmonikusai is keletkeznek. A nagyintenzitású lézerek hatására a közegek – így természetesen a gázok is – nemlineárisan válaszolnak. Ezt a nemlineáris választ az időfüggő *nemlineáris polarizációvektorral*,  $P$ -vel írhatjuk le:

$$P(t) = \epsilon_0[\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E(t)^2 + \chi^{(3)}E(t)^3 + \dots], \quad (16)$$

ahol  $\chi^{(np)}$  a nemlineáris szuszceptibilitás  $np$ -ed rendű komponensét jelöli. Az  $np$ -ed rendű tag az  $np$ -ed rendű felharmonikus forrása.

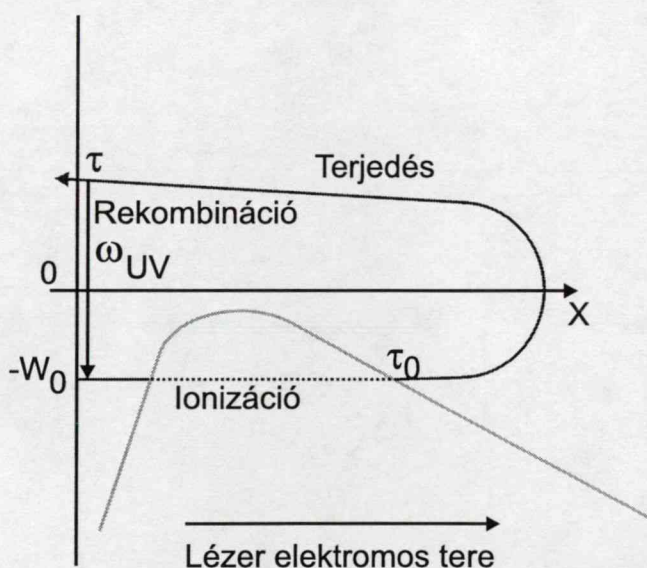
Szimmetria okok miatt homogén közegben a páros kitevőjű tényezők rendre eltűnnek, csak a páratlan kitevőjű tagok különböznek nullától. Így gázban csak páratlan rendű felharmonikusok keletkezhetnek.

A felharmonikusok által keltett makroszkopikus tér, a fókuszban található egyes elemi dipólussugárzások szuperpozíciójaként jön létre. A fókusz nem nulla kiterjedése illetve a lézernyaláb intenzitáseloszlásának egyenetlenségei a keletkező sugárzás koherencia tulajdonságait nagy mértékben korlátozzák. Egyetlen atom vagy molekula esetén a felharmonikusok keltéséért csak az elektronok gyorsulása a felelős. Az elektron gyorsulása az időfüggő *Schrödinger-egyenlet* segítségével határozható meg.



A rövid impulzusok által keltett, erős elektromágneses terek esetén LEWENSTEIN [28] ad egyszerűbb megoldást az időfüggő Schrödinger-egyenlet egzakt megoldásánál. LEWENSTEIN valójában a KULANDER által kidolgozott elméletet [29, 30] fejlesztette tovább. KULANDER szerint a lézer hatására az elektronok kiszabadulnak a mag kötelékéből, majd rekombinálódnak a fény egy rezgési periódusán belül. A rekombináció során felharmonikusokat bocsájtanak ki, amint azt a következőkben részletezem.

Az elektronok mozgását – ebben az esetben is – a Schrödinger-egyenlet írja le. Az előző modellekhez képest LEWENSTEIN az alábbi, csak ultrarövid impulzusok esetén érvényes feltételezéseket teszi: 1. az elektronokat szabadnak tekinti, 2. elhanyagolja a gerjesztett állapotok hatását az alapállapot hatásához képest. Ez a két kritérium erős elektromágneses térben érvényesül, ahol a *Stark effektus* eredményeként a gerjesztett állapotok felhasadnak és a köztes rezonáns állapotok nem befolyásolják az átmenetet a negatív energiájú alapállapotból a pozitív energiájú állapotba (kontinuum).



5. ábra. Rövid impulzusok hatására, gázban keletkező felharmonikusokért felelős elemi mechanizmus vázlata [3]

A Lewenstein-féle leírás szerint az elemi dipólussugárzás felelős a felharmonikusokért. Kvantummechanikai szempontból elemezve a dipólusnyomatékot úgy találták, hogy a felharmonikusokért alapvetően három részfolyamat játszik sze-

repet, tehát a felharmonikusok keltés valószínűségét ezen részfolyamatok valószínűségi amplitúdóinak szorzata adja. Ezek a folyamatok a következők:

A nagy elektromos tér, azaz a lézer elektromos terének hatására az elektronok alagút ionizációval (esetleg küszöb feletti ionizációval) egy adott  $\tau_0$  időpontban kiszabadulnak a mag kötelékéből, a  $-W_0$  energiájú állapotból, amint az az 5. ábrán látható. Itt az alagút ionizációt pontozott vonal jelöli. Ezt a folyamatot az *alagút ionizációs valószínűséggel* jellemezhetjük.

Az elektromos tér magával ragadja az elektron csomagokat, amelyek terjedését a folytonos vonal szimbolizálja. Ezek a csomagok egy adott *terjedési valószínűséggel* terjednek.

Egy periódusnyi idő (lézer periódusa) után az elektron visszakerül a mag térébe, ahol a  $\tau$  időpontban rekombinálódhat (*rekombinációs valószínűséggel* jellemzük a folyamat ezen részét) és egy  $\omega_{UV}$  körfrekvenciájú fotont bocsájthat ki.

Ez a jelenség az impulzus alatt kváziperiodikusan ismétlődik és a felharmonikusok diszkrét spektrumát eredményezi.

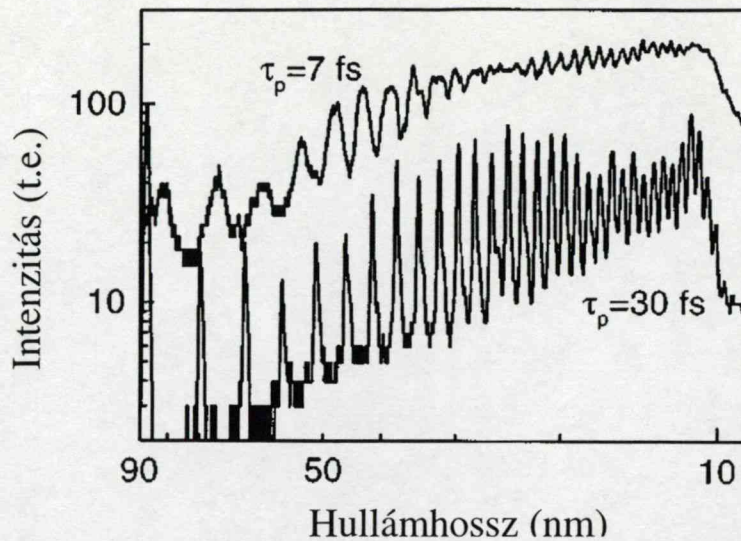
A páratlan rendű felharmonikusoknak széles skáláját sikerült detektálni. A legmagasabb rendű felharmonikus, amelyet észleltek, a lágy-röntgen tartományba esett [31].

A 6. ábrán látható a 30 fs,  $\lambda = 800$  nm hullámhosszú titán-zafir lézerimpulzussal, neon gázban keltett páratlan rendű felharmonikusok spektruma [3]. Az ábrán látható még a 7 fs impulzusidejű nyalábbal keltett felharmonikusok spektruma is. Ez utóbbi struktúrálatlanabb. Egy adott frekvencia felett, amelyet *levágási frekvenciának* nevezünk, a felharmonikusokat nem sikerült detektálni egyik esetben sem. A struktúrálatlanság oka az, hogy az impulzus hosszának rövidülésével nő a lézer sáv szélessége.

Az ábrán az intenzitás tetszőleges egységekben, (*t.e.*) van kifejezve. A (*t.e.*) jelölést a továbbiakban is használni fogom.

A levágási frekvencia közelében attoszekundumos impulzus keletkezhet. Az attoszekundumos impulzusok keltésének lehetőségével először FARKAS és TÓTH foglalkoztak [32]. Megfigyelték, hogy a felharmonikusok spektrumában van egy ún. plató, amelyet közel azonos intenzitású csúcsok alkotnak és ezek a maximumok egyenlő távolságra helyezkednek el. Ha  $N$  darab egyenlő intenzitású felharmonikus összekeverjük, egy olyan hullámcsomagot képezhet, amelynek időbeli hossza  $T/(2N)$ , ahol  $T$  a keltő





6. ábra. 7 illetve 30 fs-os impulzussal, neon gázban keltett felharmonikusok spektruma [3]

lézer periódusa. Az így kapott lézerimpulzusok rövidebbek lehetnek 1 fs-nál. Ilyen attoszekundumos impulzust közvetve sikerült már detektálni [33–35].

Annak ellenére, hogy a gázokban keletkező felharmonikusok legfontosabb tulajdonságait megérthetjük az egy atomra vonatkozó mikroszkopikus elmélet alapján, a makroszkopikus effektusoknak is meghatározó jelentőségük van, főként a keletkező felharmonikusok koherencia-tulajdonságait illetően. A mikroszkopikus elmélet alapján a gázokban keltett felharmonikusok olyan önálló koherens fényforrást képezhetnek, amelyeknek hullámhossza a röntgentartományba esik. A makroszkopikus effektusok azonban elrontják a keletkező felharmonikus koherencia-tulajdonságait.

A kísérleti tapasztalatok helyes értelmezéséhez olyan elméletre van szükség, amely a hullámterjedést is figyelembe veszi. Három fő terjedési effektust különböztethetünk meg: (i) az abszorpciót, (ii) a fázisillesztetlenséget valamint a (iii) fókuszálás romlását.

(i) Gázban való áthaladásuk közben a keletkező felharmonikusok gerjeszthetik az atom belső elektronjait és elnyelődhetnek. Ez az ultraibolya illetve röntgen tartományban történő abszorpció anyagfüggő.

(ii) A gerjesztő lézer és a felharmonikusok fázissebessége közötti eltérés miatt fáziseltolódás jön létre a gáz különböző rétegeiben keletkező felharmonikusok között. Azt a terjedési hosszt, ahol a fáziseltolódás  $\pi$ , koherenciahossznak nevezzük.

A  $\pi$ -nél nagyobb fáziseltolódások esetén a felharmonikusok koherens módon nem keletkezhetnek. A fáziseltolódásnak több oka van:

(a) A gázokban való felharmonikusok keltését az ionizáció limitálja. A szabad elektronok fáziseltolódást okoznak az alap lézerpulzusban, amely a felharmonikusok keltésére is kihat. Az ehhez kapcsolódó koherenciahossz fordítottan arányos az elektronok plazmafrequenciájával, ami az elektronok számával arányos.

(b) A hullámfront görbültsége a defókuszált lézernyalábban a fázisillesztetlenség egy másik geometriai okokra visszavezethető forrása, amelyet *Gouy-eltolódásnak* nevezünk. Hasonló effektus lép fel hullámvezetőkben is, ahol a terjedési konstans hullámhosszfüggő.

(c) A felharmonikusok keltését indukáló atomi dipólusmomentumok függnek a keltő lézer intenzitásától. Az intenzitás viszont a hullám diffrakciójának következtében változik a hullámterjedés során. Ennek eredményeként a dipólusmomentum fázisa csökken, amely szintén fázisillesztetlenséghez vezet. Ez az effektus nem skálázódik a felharmonikusok rendjével és a magasabb felharmonikusok esetén elhanyagolhatóvá válik az előző két effektushoz képest.

(iii) A lézerpulzus egy szabad-elektron plazmát kelt, amelyben a maximális sűrűség az impulzus csúcsánál helyezkedik el és csökken az alacsonyabb intenzitású részek felé. Egy ilyen sűrűségprofil a fókuszálás romlásához vezet, amely maga után vonja a lézer intenzitásának csökkenését, behatárolva azt a plazma tartományt, ahol a felharmonikusok effektíven gerjeszthetők. Magasabb felharmonikusok keletkezésénél ez az effektus is elhanyagolhatóvá válik.

A geometriai okokra visszavezethető fázisillesztetlenség és a defókuszálás javítható az impulzus energiájának és a nyaláb átmérőjének növelésével, a csúcsintenzitást állandó értéken tartva. Sajnálatos módon az abszorpció hatását ily módon nem lehet kiküszöbölni.

Egy másik érdekes probléma a keletkezett felharmonikus optikai tulajdonságainak megismerése. Ilyen például a keletkező felharmonikusok polarizációjának meghatározása. SCHULZE [36] és munkatársai azt tapasztalták, hogy a felharmonikusok megtartják a gerjesztő nyaláb polarizációját lineárisan polarizált nyalábok esetében. Méréseik szerint az elliptikusan polarizált nyalábok által keltett felharmonikusok maguk is ellipikusan polarizáltak lesznek. Szilárdtest felületen keltett felharmonikusokkal kapcsolatosan is születtek hasonló eredmények (több csoport is

végzett ilyen jellegű kísérleteket), amelyeket a következő fejezetben fogok részletezni.

Az utóbbi években a titán-zafir lézerpulzus 5 fs-ra való összenyomásának eredményeként a gázban kelthető felharmonikusok maximális rendje jelentősen megnövekedett. Ma már a 800 nm hullámhosszú lézersugárzásnak a hélium gázban keltezt 300-adik felharmonikusa is detektálható [34]. Az így keletkezett foton energiája  $\approx 0.5$  keV, hullámhossza pedig  $\approx 3$  nm.

A LUND-ban lévő 200 mJ energiájú, 5 cm átmérőjű és 110 fs impulzusidejű titán-zafir lézernyalábbal argon gázban 31 felharmonikust gerjesztettek. A mérési eredmények szerint a felharmonikusok *koherenciaideje* – amely azt az időtartamot jelöli, ameddig a fényforrás megtartja fázisát – függ a felharmonikus keletkezési helyétől. A belső, nagy intenzitású részben keletkező felharmonikusok koherencia-ideje függ a felharmonikus rendjétől, csökkenve a rend növekedésével (60 fs a 17. felharmonikus esetén és 20 fs a 29. felharmonikus esetén). A külső, alacsonyabb intenzitású részben keletkező felharmonikusok koherenciaideje 10-20 fs a felharmonikus rendjétől függetlenül [37].



### 2.2.2. Rövid fényimpulzussal, szilárdtest felületén keltett plazmában létrejövő felharmonikusok

A II. Világháború utáni időszakban a mikrohullámok tanulmányozásának egyre nagyobb figyelmet szenteltek. Megfigyelték, hogy ezen hullámok anyaggal való kölcsönhatása során parametrikus gerjesztéssel ion-akusztikus illetve Langmuir hullámok keletkeznek. Később (a lézerek megjelenése után) lézerfény hatására is észleltek hasonló jelenségeket. Szintén ebben az időszakban sikerült a lézerfény által létrehozott plazmában keletkező felharmonikusokat detektálni [38–44].

1973-ban BOBIN és munkatársai [40] egy 15 ns félértékszélességű, 1 GW csúcsteljesítményű Nd-üveg lézer szilárdtesttel való kölcsönhatása során megfigyelték, hogy a visszaszórt fényben  $\frac{1}{2}\omega$ ,  $2\omega$  illetve  $\frac{3}{2}\omega$  sugárzás is jelen van. Az ezt követő kísérletekben  $2\omega$  körfrekvenciájú sugárzás nem csak a visszaszórt nyalámban volt észlelhető.

A 70-es évek közepén EIDMANN és SIGEL [44] egy kísérletsorozatot végzett, amely során tanulmányozták a Nd-üveg lézer által keltett szilárdtest plazmában a másodrendű felharmonikus keletkezési körülményeit. A 20 J energiájú, 5 ns impulzusidejű és  $\lambda=1.06 \mu\text{m}$  hullámhosszú lézerimpulzussal keltett második felharmonikus polarizációjának a gerjesztő nyaláb polarizációjától való függésének megállapítása volt az elemzés egyik fő célja. Azt tapasztalták, hogy a beeső nyaláb p-polarizált komponense kelti a felharmonikusokat, amelyek maguk is p-polarizáltak lesznek. Elvárásaikkal ellentétben a felharmonikusok teljes térszögben észleltek. Feltételezték, hogy a lézerimpulzus hatására egy plazmatükör alakul ki, amelynek torzulásával magyarázták a felharmonikus teljes térszögben való szóródását. A felharmonikus intenzitását arányosnak találták a beeső nyaláb intenzitásának négyzetével. Adott hullámhosszú gerjesztő nyaláb esetén azt tapasztalták, hogy a másodrendű felharmonikus intenzitása négyzetesen függ a beesési szög szinuszától. E szinuszos függésnek köszönhetően merőlegesen beeső nyalábok esetén nem keletkeznek felharmonikusok. Úgyszintén négyzetes függést tapasztaltak, amikor a felharmonikusok energiáját mérték a beeső nyaláb energiájának a függvényében.

A  $\text{CO}_2$  lézerrel keltett plazmában BALDIS és munkatársai [43] észlelték először (a szerzők szerint) a második felharmonikusot a visszaszórt nyalámban.

Hasonló kísérleteket végeztek CARMAN és munkatársai [45] 1981-ben, akik a

felharmonikusokat tükörszerű irányban észlelték. A GEMINI  $CO_2$  lézer  $10^{14} W/cm^2$  impulzusával a 20. felharmonikust is sikerült gerjeszteni. A keletkező felharmonikusok száma jelentősen megnőtt az előző, kisebb intenzitású nyalábok által keltett felharmonikusok számához képest.

A csoport által kidolgozott szimuláció a felharmonikusok keletkezési mechanizmusát elemzi. Nagy meredekségű plazmában, azaz olyan plazmában, ahol az elektronok sűrűsége a keltő lézer hullámhosszával összemérhető távolságon belül változik a szilárdtest elektron sűrűségétől nulláig, felületi hullámok jönnek létre, amelyek a rezonancia-abszorpciót jelentősen megnövelik. Ennek eredményeként olyan plazmahullámok keletkeznek amelyek nemlineárisan csatolódnak az elektromágneses hullámhoz. Ennek a nemlineáris csatolásnak az eredményeként jelennek meg a felharmonikusok.

A 90-es években szubpikoszekundumos lézerimpulzusokkal sikerült olyan plazmákat kelteni, amelyeknek skálahossza összemérhető a keltő lézer hullámhosszával  $L \approx \lambda$ . Az ilyen plazmákban keletkezett felharmonikusok tulajdonságai úgy a keltő lézer, mint a keletkezett plazma paramétereitől függnék. A gerjesztő lézer paramétereit szerint két nagy csoportba oszthatók a kísérletek: az első csoportba (A) azok tartoznak, amelyeket 100 fs nagyságrendbe eső impulzusidejű gerjesztő lézerrel végeztek [46–53], míg a másodikba (B) csoportba azok, amelyeknél 100 fs-nál lényegesen hosszabb gerjesztő impulzusokat használtak [54–58]. Az (A) csoportba a titán-zafir lézerekkel végzett, míg a (B) csoportba a Nd-üveg, illetve KrF lézerekkel végzett mérések tartoznak.

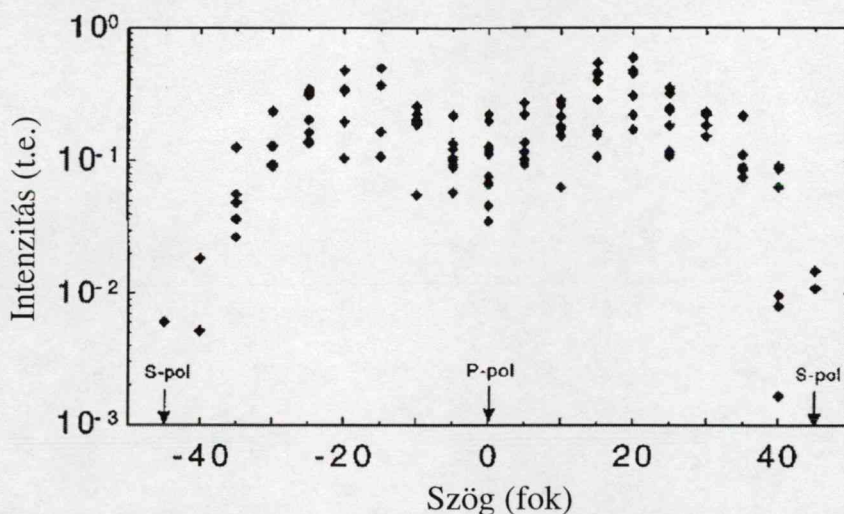
A.) KOHLWEYER és munkatársai [51] felharmonikusokat keltettek titán-zafir lézerrel ( $\lambda=794$  nm ).  $10^{17} W/cm^2$  intenzitású 150 fs impulzusidejű lézernyaláb által alumínium céltárgyon keltett plazmában a hetedik felharmonikust is detektálták. A 794 nm hullámhosszú fény hullámhosszát egy frekvencia-kétszerező kristály segítségével megduplázták, majd az így kapott nyalábbal is keltettek felharmonikusokat. Azt tapasztalták, hogy az utóbbi esetben, a jobb kontraszt következtében a felharmonikusok keltés hatásfoka is jobb, mert a frekvencia-kétszerező kristály javítja a lézernyaláb kontrasztját, amely a különböző nem lézélésből származó sugárzások és a lézernyaláb arányát jelöli. A méréseket p-polarizált beeső nyalábbal végezték.

Mivel a felharmonikusok intenzitása a kontraszt növelésével jelentősen javult, kutatók a felharmonikusok létrejötté és a vákuum-plazma határfelület meredeksége,

azaz az elektronsűrűség változásának mértéke, között szoros kapcsolatot feltételeztek.

A Ti-zafir lézer által 150 fs-os impulzussal keltett másodrendű felharmonikus polarizációs tulajdonságait GIZZI és munkatársai [52] tanulmányozták,  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitás mellett. Kísérleti munkájuk során a gerjesztő lézer polarizációját egy polarizációforgató kristállyal változtatták. A polarizációforgató kristály 0°-os állása a tiszta p-polarizált lézer nyalábnak, míg a  $\pm 45^\circ$  állása az s-polarizált lézer nyalábnak felelt meg. A polarizáció forgató kristály és a p-polarizált irány által bezárt szög függvényében mérték a második felharmonikus intenzitását.

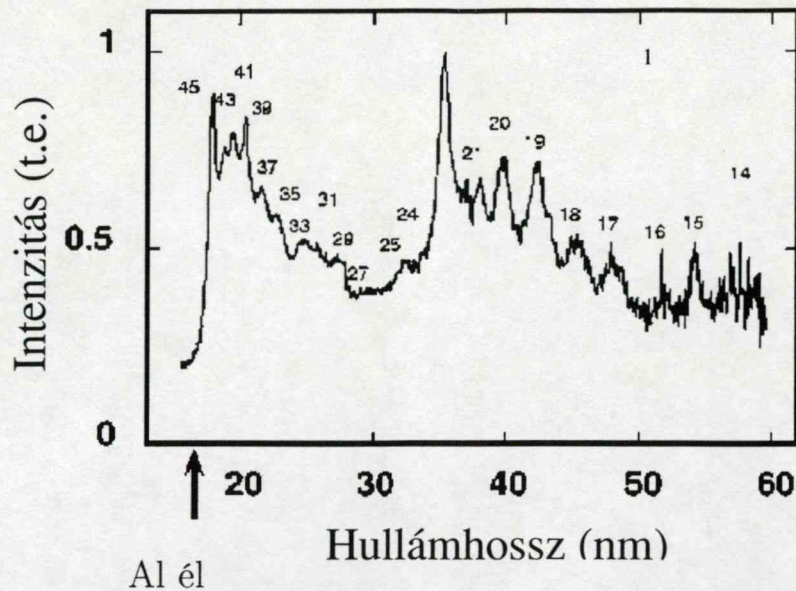
A kísérleti eredményeik azt mutatták, hogy a keltett felharmonikusok intenzitása vegyes polarizációjú gerjesztés esetén a legnagyobb, amint az a 7. ábrán látható. Tiszta p-polarizált beeső nyaláb esetén a második felharmonikus intenzitása két nagyságrenddel nagyobb, mint a tiszta s-polarizált gerjesztés esetén.



7. ábra. A másodrendű felharmonikus intenzitása a polarizáció-forgató kristály beesési síkkal bezárt szögének függvényében [52]

A 35-120 fs impulzusidejű Ti-zafir lézer p-polarizált impulzusa által keltett felharmonikusok tulajdonságait TARASEVITCH és munkatársai [53] vizsgálták. A VON DER LINDE által [46–50] előzőleg észlelt felharmonikusok skáláját kiszélesítették, detektálva a 35. felharmonikusot is. Figyelemre méltó az a tapasztalat, amely szerint *csak* a páratlan rendű felharmonikusok voltak észlelhetők 30 nm alatt (37 - 45 rendű felharmonikusok), amint az a 8. ábrán látható.





8. ábra. Szilárdtest felületén ultrarövid lézerimpulzussal keltett felharmonikusok spektruma a rövid hullámhossz tartományban [53]

Ami a felharmonikusok keltés hatásfokát illeti, azt tapasztalták, hogy az még a 10. felharmonikus esetében is nagyobb, mint  $10^{-6}$ , viszont ez a hatásfok rohamosan csökken a plazma skálahosszával, mivel a különböző plazmaskálahosszak esetén különböző gerjesztési mechanizmusok dominálnak. A nagyon rövid lézerimpulzusok hatására a felharmonikusok – a szerzők szerint – tükörszerű irányban szóródnak, térbeli eloszlásuk egy nagyon hegyes szögére korlátozódik.

B.) A titán-zafír lézerrel keltett felharmonikusok részletezése után az alábbiakban a második csoportba tartozó lézerek által keltett felharmonikusok tulajdonságait taglalom. Az összefoglalást a Nd-üveg lézerek által keltett felharmonikusokkal kezdem, majd a KrF impulzussal által gerjesztett felharmonikusokkal folytatom. A pikoszekundumos Nd-üveg lézer által keltett felharmonikusok tulajdonságait több csoport is vizsgálta. NORREYS és munkatársai [55] az Angliában lévő VULCAN nevű nagyintenzitású lézerrel keltettek felharmonikusokat. A 2.5 ps impulzushosszú, 1053 nm hullámhosszú és  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitású nyalábbal gerjesztett felharmonikusok esetében azt tapasztalták, hogy a felharmonikusok teljes  $2\pi$  térszögben szóródnak. A kísérleti tapasztalatok alapján az s- és p-polarizált felharmonikusok tulajdonságai – intenzitás és szögeloszlás – között nem találtak különbséget, amelynek okát a kritikus felület egyenetlenségeiben valamint a Rayleigh-Taylor instabilitásban keres-

ték [6, 59]. Azt tapasztalták, hogy az adott felharmonikusba konvertálódott energia függ a gerjesztő nyaláb intenzitásától. Még a 75. felharmonikusba is, amelyet még egyértelműen detektáltak, az energia  $10^{-6}$  része konvertálódott. A kísérletsorozat érdekessége, hogy a CH targeten végzett mérések bizonyultak a legjobbnak, ellentétben más csoportokkal, akik szerint az alumínium céltárgy használata optimális.

A VULCANNAL keltett negyedik felharmonikus intenzitása elég nagynek bizonyult ahhoz, hogy a keletkezett felharmonikus koherenciahossza mérhető legyen [60]. A várakozásokkal megegyezően a koherenciahossz intenzitástól való függését tapasztalták. A koherenciaidő  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitás mellett 0.02-0.4 ps-nak adódott.

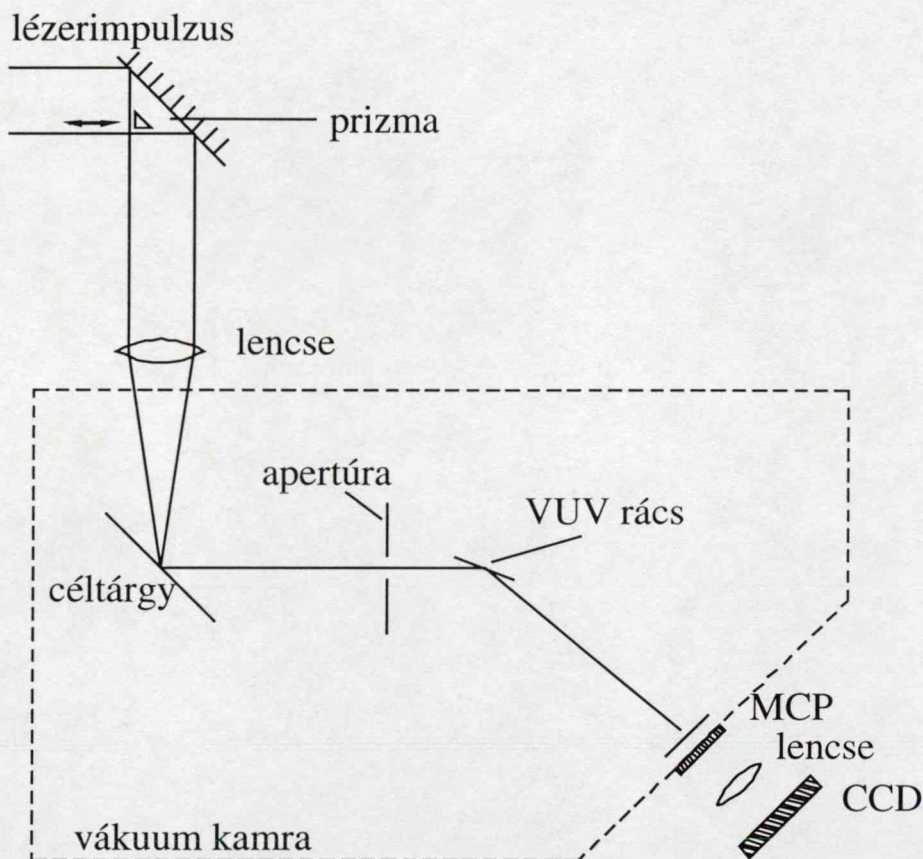
Úgyszintén a Nd-üveg lézerimpulzussal keltett plazmában keletkező felharmonikusokat vizsgálták ISHIZAWA és munkatársai [56, 61]. Úgy s-, mint p-polarizált nyalábbal végeztek méréseket. Az elméleti számolásokkal ellentétben, amelyeket a következő fejezetben mutatok be, a másod- és negyedrendű felharmonikus intenzitása között csak kis különbséget tapasztaltak, méréseik szerint a negyedrendű felharmonikus intenzitása csak négyszer kisebb a másodrendűénél. A felharmonikusok szögeloszlásával kapcsolatosan azt tapasztalták, hogy az alapharmonikus szögeloszlásával azonos nagyságrendbe esik és kisebb, mint 25°.

S-polarizált gerjesztő nyaláb hatására a keletkező felharmonikusok intenzitását egy-két nagyságrenddel kisebbnek találták, mint p-polarizált esetben. Ennek magyarázatára feltételezték, hogy az s-polarizált gerjesztő nyaláb a plazmában keletkező mágneses tér által előidézett Faraday-rotáció következtében elfordul (a Faraday rotáció az elektromos tér vektorának elfordulását jelenti erős mágneses tér hatására). Így az s-polarizált nyaláb részben p-polarizált nyalábbá alakul, amelynek eredményként s-polarizált gerjesztés esetében is keletkezhetnek felharmonikusok.

A Nd-üveg lézer s- illetve p-polarizált nyalábjai által keltett felharmonikusok konverzióját illetve szögeloszlását GANEEV és munkatársai [57] vizsgálták. A 27 ps impulzushosszú,  $\lambda = 1053$  nm hullámhosszú és  $I = 10^{13} - 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitású lézer által keltett felharmonikusok tulajdonságai eltérnek a TARASEVICH és munkatársai által tapasztaltaktól. GANEEV és munkatársai p-polarizált beeső nyaláb esetén a másod-, harmad- és negyedrendű felharmonikusok detektálta. Azt tapasztalták, hogy felharmonikusok tükörszerű irányban szóródnak, a konverziós hatásfok pedig  $2 \cdot 10^{-8}$ ,  $10^{-10}$  illetve  $5 \cdot 10^{-12}$ , a másod, harmad illetve negyedrendű felharmonikusok esetén, ha a gerjesztő lézer intenzitása  $I = 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>.



A KrF impulzussal keltett felharmonikusok vizsgálatát illetően az első és egyben legrészletesebb tanulmányokat az SZTE és az RMKI munkatársai [24,54,62,63] végezték egy SZATMÁRI típusú excimer festéklézerrendszert használva ( $\lambda = 248$  nm,  $\tau = 700$  fs) [64]. A vizsgálatokat 1995-ban kezdték, a csoport munkájába én 1998-ban kapcsolódtam be. Az ultraibolya lézerimpulzus jó fókuszálhatóságának és előimpulzusmentességének köszönhetően viszonylag kis intenzitások esetén is sikerült detektálni a második és harmadik felharmonikust [54], az alábbi kísérleti elrendezéssel:



9. ábra. A kísérleti elrendezés

A lézernyalábot egy 33 cm fókusztávolságú lencse fókuszálta a céltárgy felületére. A fókuszbán, a maximális intenzitás  $5 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>-nek adódott.

A lézernyalábot a vákuumban elhelyezett alumínium, szén, polisztirol illetve arany céltárgyakat világították meg, oly módon, hogy minden lövéskor friss felületet ért a sugárzás. A plazmáról visszavert sugárzás elemzése céljából egy VUV spektrométert építettek. A toroidális vákuum-ultraibolya rács (500 vonal/mm) [65]



segítségével összegyűjtötték a plazmáról tükörszerű irányban szórt fényt (a KrF lézer által keltett felharmonikusok tükörszerű irányban szóródnak, lásd [54]). A rács a plazmát hátul foszforernyővel ellátott MCP-detektor (microchannel plate) katód-felületére képezte le. Az MCP a vákuum-ultraibolya sugárzást látható sugárzássá konvertálta. Az immár látható fényt egy CCD kamerával detektálták. A berendezés érzékenységének köszönhetően egy-lövéses spektrumokat is regisztrálhattak 30-150 nm között. Az egyes spektrumok 25 nm szélességű tartományt fogtak át.

A fenti elrendezéssel a második és harmadik felharmonikust is sikerült detektálni. A felharmonikusokat a keltő lézer polarizációjától függetlenül észlelték. Megmérték a felharmonikusok szóródásának térbeli eloszlását, és azt tapasztalták, hogy tükörszerűen szóródnak.

Az  $n$ -ed rendű felharmonikus intenzitása  $I_{nw}$  arányos az alapimpulzus  $\alpha(n)$ -dik hatványával:  $I_{nw} \sim I^{\alpha(n)}$ , ahol  $\alpha(n)$  függ a felharmonikus rendjétől és gerjesztő nyaláb polarizációjától valamint a céltárgy anyagi minőségétől. A második felharmonikus esetében  $\alpha(n)$  1.5-2.5-nek adódott.

A későbbi kísérletek során egy előimpulzus segítségével változtatták a plazmagradiens hosszát. A plazmagradiens változtatásával a felharmonikusok konverziós hatásfokát növelték [24], megközelítőleg szelektíven gerjesztve a második és a harmadik felharmonikust.

A felharmonikusok polarizációjának a keltő lézer polarizációjától való függésének vizsgálatát is elvégeztük, aminek bemutatásával jelen dolgozat foglalkozik [66, 67].

A szubpikoszekundumos KrF lézerimpulzus által keltett plazmában keletkező felharmonikusok tulajdonságai nagyon kevésé ismertek. CHAMBERS és munkatársai [58] vizsgálták a harmad- és negyedrendű felharmonikus keletkezését 1 ps impulzushosszú (Titania lézer UK) p-polarizált lézernyaláb hatására. Azt tapasztalták, hogy a felharmonikusok intenzitása jelentősen lecsökken, ha az intenzitás kisebb, mint  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Kimutatták, hogy a fenti értéknél kisebb intenzitásoknál a felharmonikusok teljes térszögben szóródnak, ennél nagyobb intenzitások esetén viszont tükörszerű irányban voltak észlelhetők.

Látható, hogy a csoportok eredménye nem egybevágó ami a keletkező felharmonikusok polarizációjának a gerjesztő nyaláb polarizációjától való függését illeti. Az (A) csoportba tartozó eredmények szerint a keletkező felharmonikusok többnyire

p-polarizáltak lesznek. A (B) csoport tapasztalatai szerint úgy s-, mint p-polarizált gerjesztés esetén képződnek felharmonikusok. Egy másik jelentős különbség a két csoportba tartozó kísérletek között az, hogy az (A) csoporthoz tartozó mérések alapján a felharmonikusok mindig tükörszerű irányba szóródnak, míg a második csoport eredményei között találunk olyat is, amely esetében a felharmonikusokat teljes térszögben észlelték.

### 2.2.3. Szilárdtest felületén keltett felharmonikusok gerjesztési mechanizmusai

A lézerek szilárdtesttel való kölcsönhatása során létrejövő felharmonikusok keletkezésének magyarázatára több elmélet is született. A különböző hullámhosszú, impulzusidejű és energiájú lézerek által keltett felharmonikusok domináns gerjesztési mechanizmusai különbözőek lehetnek. Egyik legvitatottabb probléma a felharmonikusok polarizációjának a gerjesztő lézer polarizációjától való függése, ezért főként azokat az elméleteket fogjuk itt bemutatni (a teljesség igénye nélkül), amelyek a felharmonikusok polarizáció-függésére vonatkoznak [12, 46–50, 68, 69, 72–85]. A lineárisan polarizált gerjesztő nyaláb által keltett felharmonikusokra vonatkozó elméletek vannak többségben, habár léteznek olyan leírások is, amelyek cirkulárisan polarizált gerjesztésre vonatkoznak [70, 71].

Az első elméletet EROKHIN és munkatársai [69] dolgozták ki perturbációszámítást használva. Feltételezték, hogy forró plazmákban a lézernyaláb által rezonáns módon keltett elektron-plazmahullám nemlineárisan csatolódik az őt gerjesztő elektromágneses hullámmal. Ily módon egy  $2\omega$  körfrekvenciával rendelkező ( $\omega$  a keltő lézer körfrekvenciája) nemlineáris plazmarezgés jön létre, amely a második felharmonikus forrása. A plazmában lévő elektromos teret a plazma hőmérséklete befolyásolja, így a másodrendű felharmonikus keletkezési módját is. Magas hőmérsékletű plazmák esetén a felharmonikusok keltésért az elektromos tér illetve négyzetének longitudinális gradiense a felelős.

EROKHIN az alábbi kiválasztási szabályokat állította fel a másodrendű felharmonikus keletkezésére vonatkozóan: (i) A másodrendű felharmonikus intenzitása négyzetesen függ az őt keltő lézernyaláb intenzitásától. (ii) Rezonancia-abszorpció illetve ennek a jelenségnek a következtében megjelenő felharmonikusok keltés csak p-polarizált nyaláb esetén jön létre. (iii) A másodrendű felharmonikus tükörszerű irányban verődik vissza. (iv) A felharmonikusok keltés határfoka függ a beesési szögtől és adott  $\lambda$  hullámhossz, illetve  $L$  skálahossz esetén rendelkezik egy optimummal:  $(2\pi L/\lambda)^{2/3} \sin^2 \theta_0 \approx 0.6$ . Észrevehető, hogy ha a beesési szög  $\theta_0 = 0$ , akkor nem keletkezik második felharmonikus.

A 80-as évek elején a CARMAN és munkatársai [45] által végzett kísérletek során azt tapasztalták, hogy a felharmonikusokba a keltő lézer energiájának nagyobb



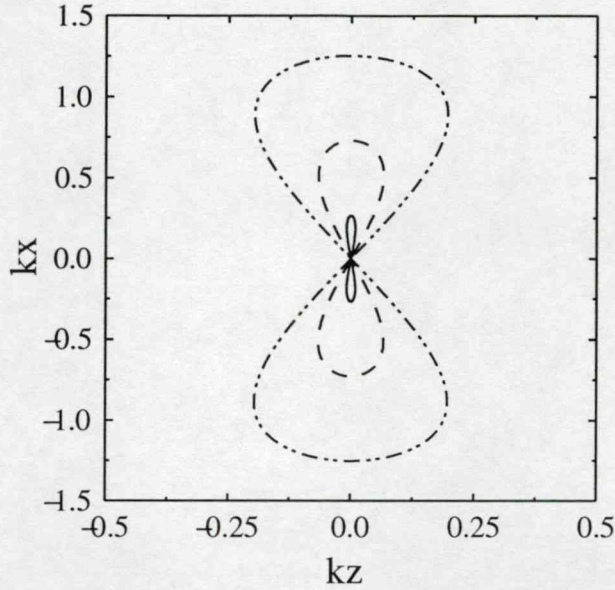
része konvertálódott, mint amennyi a Lorentz erő hatására rezgő elektronok sugárzásából számított maximális energia-értékre adódott. Ezen ellentmondás feloldására feltételezték, hogy az elektronok nemlineáris mozgásában a Lorentz erőn kívül egy másik periódikus erő is szerepet játszik. Elgondolásuk szerint a nanoszekundumos impulzus hatására keletkező plazmaprofil csaknem lépcsőszerű, így a vákuum-plazma határfelületen egy nagy nyomásgradiens jön létre. Ez a nyomásgradiens anharmonikusan rezgeti az elektronokat. A Lorentz erő és a nyomásgradiensből származó erő hatására gyorsuló elektronok által kibocsájtott felharmonikusok keletkezésének konverziós hatásfoka összemérhető a kísérleti tapasztalatokkal.

A perturbatív számolási módszert a 90-es évek közepéig használták, annak ellenére, hogy az impulzusok időben rövidültek, illetve a maximális fókuszált intenzitás nagysága jelentősen megnőtt.

Perturbációszámításon alapul a szubpikoszekundumos impulzusok által keltett plazmákban keletkező felharmonikusok polarizációjára vonatkozó elmélet, amelyet VON DER LINDE [46, 47] dolgozott ki a 90-es évek elején. A szerző a Maxwell-egyenletekre, a mozgásegyenletre és a kontinuitási-egyenletre alapozva meghatározta a másodrendű áramsűrűséget, amely a második felharmonikus forrása, feltételezve, hogy az elektron sebessége illetve sűrűsége perturbatív mennyiség. A modell megerősíti az 1974-ben EROKHIN [69] által nanoszekundumos lézimpulzusokkal keltett plazmában létrejövő felharmonikusok keletkezésére felállított kiválasztási szabályt, amely szerint a páratlan rendű felharmonikusok megőrzik a gerjesztő nyaláb polarizációját, míg a páros rendűek a beeső nyaláb polarizációjától függetlenül p-polarizáltak lesznek. Az egyes kísérletekben észlelt polarizáció-tartást a keletkező plazmatükör egyenetlenségeinek tulajdonították [72, 73], ami ugyanakkor ellentmond annak a tapasztalatnak, hogy a felharmonikusok tükörszerű irányba szóródnak. Mivel a felharmonikusok keletkezése nem perturbatív jelenség, emiatt a modell csak alacsony rendű felharmonikusok esetén érvényes. A modell egy másik hiányossága, hogy lépcsőszerűnek tekinti a plazmaprofil és elhanyagolja annak térbeli eloszlását.

Olyan elméleteket is kidolgoztak, amelyek a Lagrange formalizmus segítségével próbálták megfejtetni a felharmonikusok keletkezésének okát [74, 75], meg amelyek az intenzív térbeli Thomson szórásra alapoztak. Feltételezték, hogy a Thomson szórás következtében létrejövő felharmonikusok gerjesztési mechanizmusainak tisztázása elvezet a szilárdtest-lézerplazmában keletkező felharmonikusok gerjesztési mechaniz-

musainak megértéséhez. SARACHIK és SCHAPPERT [76] tanulmányozták az elektron mozgását erős elektromágneses térben,  $10^{-13}$  s-nál hosszabb impulzusok esetében. Bebizonyították, hogy az elektron pályája relativisztikus esetben nemlineáris. Az elektron a jól ismert nyolcas pályát írja le az ú.n. átlagosan nyugalomban lévő koordinátarendszerben, amelyben az elektron átlagos impulzusa nulla. Ez a koordinátarendszer  $v_D = c\mu^2/(4 + \mu^2)$  sebességgel mozog a laboratóriumi rendszerhez képest, ahol  $\mu$  az intenzitásparamétert jelöli,  $c$  pedig a fény sebességét.



10. ábra. Az elektron pályája [80]. A trajektoriak  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> (folytonos vonal),  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> (szaggatott vonal) illetve  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> (pontozott vonal) intenzitásnak felelnek meg ( $k = 2\pi/\lambda$ ).

Ismerve az elektron pályáját, amely a 10. ábrán látható  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>,  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> illetve  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitások esetében, azonnal megkapható a gyorsított részecskék adott irányban kisugárzott teljesítménye [86] az alábbi formula alapján:

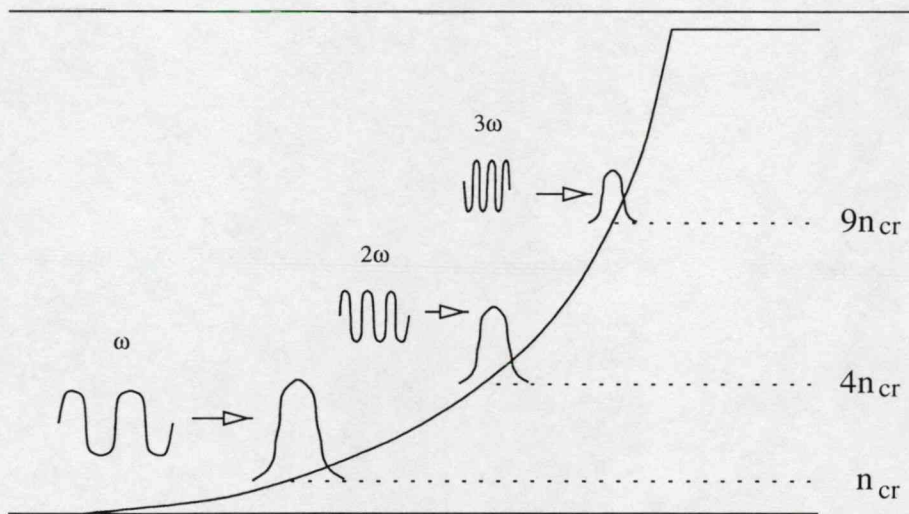
$$\frac{dP_m}{d\Omega} = \frac{e^2\omega_0^4 m^2}{(2\pi c)^3} \left| \int_0^{2\pi/\omega} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{v}) \cdot \exp\left(im\omega_0\left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}'}{c}\right)\right) \right|^2 dt, \quad (17)$$

ahol  $\vec{n}$  a forrástól a megfigyelő felé mutató egységvektor,  $\left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}'}{c}\right)$  a retardált idő,  $m$  pedig a felharmonikus rendje. A (17) egyenletet alapján megadható a felharmonikusok intenzitása elliptikusan polarizált hullám esetére. Lineárisan polarizált hullámra



a teljes térszögben kisugárzott felharmonikusok intenzitása a  $\mu < 1$  esetben arányos  $e^2\omega_0^2c/8\pi\mu^2$ -vel és csökken a felharmonikus rendjének növekedésével. A driftsebesség növekedésével  $v_D \rightarrow c$  a felharmonikusok egyre kisebb szögben szóródnak.

A lézer-plazma kölcsönhatások esetén a lézerfény ütközéses módon vagy ütközésmentesen abszorbeálódik. A p-polarizált nyalábok esetén az ütközésmentes rezonancia-abszorpció a domináns elnyelődési folyamat. Az  $(\omega, k)$  fényhullám egy  $(\omega_p, k_p)$  elektron-plazmahullámmá alakulhat ( $\omega_p = \omega$ ), amint az a 11. ábrán látható. (A jelenséget lineáris móduskonverzióknak vagy rezonancia-abszorpcióknak nevezzük, amint azt a 2.1-ben definiáltam.) A keletkezett elektron-plazmahullám és az eredeti fényhullám csatolása egy  $2\omega$  körfrekvenciájú elektromágneses hullám forrása, amely részben visszaverődik a kritikus felületen, részben pedig behatol a nagyobb sűrűségű anyagba, a  $4n_{cr}$  felületig. A  $4n_{cr}$  felületen egy  $(2\omega, k_{2p})$  elektron-plazmahullámot kelthet, amely a harmadik felharmonikusot eredményezi. Ha a harmadik felharmonikus eljut  $9n_{cr}$  felületig, ott a negyedik felharmonikus forrását képezi. Ez alapján az elgondolás alapján p-polarizált nyaláb esetében úgy s-, mint p-polarizált felharmonikusok is keletkeznek.

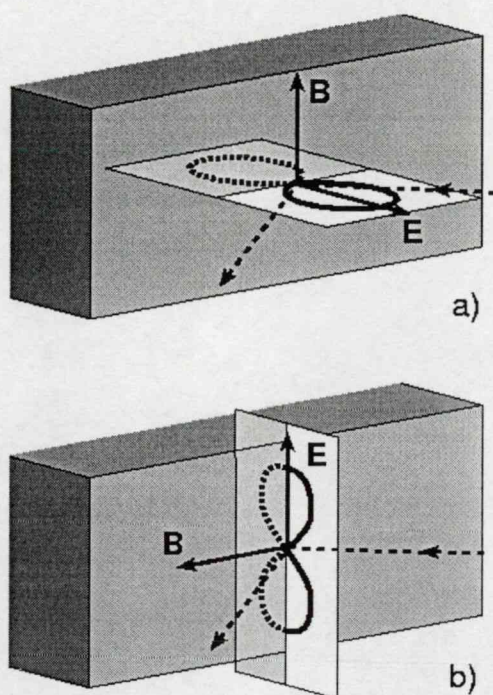


11. ábra. A felharmonikusok keletkezése a GIBBON féle perturbatív elmélet szerint [80]

Felismerve a perturbatív számolásmód korlátait 1996-ban VON DER LINDE kidolgozott egy elméletet az egyhez közeli intenzitásparaméterű, úgynevezett relativisztikus intenzitású lézernyalábok által keltett felharmonikusokra [48–50], amely



a BULANOV [14] féle rezgő plazmatükör-modell tovább fejlesztése. Ha a plazma skálahossza ( $L \ll \lambda$ ) elég kicsi és az elektronok térbeli eloszlása elhanyagolható, a kritikus felület egy periodikusan rezgő tükröt képez [14]. Relativisztikus esetben az elektronok a lineárisan polarizált elektromágneses térben a jól ismert 8-as pályán mozognak (lásd 10. ábra). Az egyes elektronok mozgását a rezgő plazmatükör modulálja, tehát a keletkező felharmonikusok körfrekvenciáját az elektronok rezgésének és ennek a modulációnak a szuperpozíciója határozza meg. A 12. ábrán látható az elektronok pályája p- (fent) és s-polarizációra (lent).



12. ábra. A relativisztikus elektron pályája p- (fent) illetve s-polarizált nyaláb (lent) esetén [49]

Az elektron mindkét esetben nyolcas pályán mozog a mágneses indukció vektorra merőleges síkban. Ily módon a rezgés két komponensre osztható. Az elektromos térrel párhuzamos rezgés körfrekvenciája  $\omega$ , míg az erre merőleges rezgése  $2\omega$ . P-polarizált nyaláb esetén az elektron pályája a beesési síkban van, a felületre merőleges komponens pedig  $\omega$  körfrekvenciával rezeg. S-polarizált nyaláb esetén az elektron pályája merőleges a beesési síkra, a felületre merőleges sebesség komponens  $2\omega$  körfrekvenciával rezeg. A plazmatükör rezgései modulálják az elektron rezgését.

Így a tükör – rezonáns esetben –  $\omega$  körfrekvenciával rezeg p- illetve  $2\omega$  körfrekvenciával rezeg s-polarizált nyaláb hatására. Ennek következtében p-polarizált nyaláb hatására úgy a páros, mint a páratlan mellékmaximumok megjelennek, amelyeknek körfrekvenciája  $\omega$  többszöröse. S-polarizált esetben csak páratlan s-polarizált felharmonikusok keletkeznek.

A lézer-plazma kölcsönhatások megértésére irányuló tanulmányok során több úgynevezett PIC-kódot is kidolgoztak, ezek közül talán a két legjelentősebbek a MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK-ban (Garching) [77] és a GIBBON [78] által kidolgozott kódok. A PIC kódok numerikusan követik az egyes töltött részecskék mozgását az elektromágneses térben. A követhető részecskék számát a számítógépek mindenkori hatásfoka határozza meg. Ismerve a töltött részecskék helyzetét és sebességét egy adott időpontban megadható a töltés- illetve az áramsűrűség. E két utóbbi mennyiséget felhasználva a Maxwell-egyenletek alapján megadható az elektromágneses tér. A számolások önkonzisztensek.

A PIC kód segítségével LICHTERS [77] tanulmányozta a felharmonikusok polarizációjának a keltő lézer polarizációjától való függését. A szimulációk során figyelembe vette a rezgő-plazmatükör modellt is. A kapott eredmények megegyeznek a VON DER LINDE által megadott kiválasztási szabályokkal, viszont ebben az esetben a szerző szerint páros rendű felharmonikusok is keletkezhetnek s-polarizált gerjesztő nyaláb esetén, de ezek a felharmonikusok p-polarizáltak lesznek.

A kritikus felületen és környezetében lejátszódó jelenségek tanulmányozására GIBBON egy sokkal átfogóbb képet adó PIC-kódot fejlesztett ki. GIBBON [81] feltételezte, hogy a felharmonikusok a kritikus zónában (a kritikus felület környezetében) keletkeznek a különböző irányú és rendű áramsűrűségek összeadásának eredményeként. Megállapította, hogy relativisztikus esetben a  $\vec{v} \times \vec{B}$  szorzat gerjesztette magasabb rendű áramsűrűségek által keltett felharmonikusok polarizáció-tartók. GIBBON az elsők között hangsúlyozza ki a mágneses tér jelentőségét a plazmában [78–81], de csak relativisztikus esetben. (A mágneses tér növekedésének jelentőségére WILKS és munkatársai [12, 82] és SPRANGLE és munkatársai [83–85] is rámutattak). Úgy-szintén ez az elmélet feltételezi, hogy felharmonikusok az optikailag sűrű közegben is megjelennek, de elhanyagolja a közeg jellemzőinek, főként az inhomogenitásának hatását az elektronok mozgására.

A GIBBON szimulációk szerint a KrF lézer p-polarizált nyalábja akár a

60-dik felharmonikust is képes gerjeszteni, amennyiben az intenzitás eléri az  $1.6 \cdot 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>-t. A KrF lézerrel keltett 60-adik felharmonikus hullámhossza a vízablakként ismert hullámhossz tartományba esik (lásd 2.1). A SZEGEDI KRf LÉZERREL végzett kísérleteket éppen ez az eshetőség motiválta. A kísérletek már több publikáció alapját is képezték [24, 54, 62], a jelen dolgozatban a felharmonikusok polarizációjának a gerjesztő lézer polarizációjától való függését elemzem.



## 2.3. Célkitűzések

Az utóbbi években nagyon sok érdekes eredmény született a lézer-anyag kölcsönhatások terén, de a lézerek széles skálája miatt ezen eredmények gyakran elmentmondók. Ezért a nagyintenzitású KrF lézer által keltett felharmonikusok polarizációs tulajdonságait vizsgáltam elméletileg, megfontolásaimat részben kiterjesztve a más lézerekkel, szilárdtest lézerplazmában keltett felharmonikusokra is. Emellett részt vettem a felharmonikusok polarizációjának a keltő lézer polarizációjától való függését vizsgáló kísérletekben.

A különböző hullámhosszú és impulzushosszú lézerek által keltett szilárdtest-lézerplazmában keletkező felharmonikusok tulajdonságai eltérők, ezért

- vizsgálni kívántam a 700 fs-os KrF lézerimpulzus által keltett másod- és harmadrendű felharmonikusok polarizációját a gerjesztő nyaláb polarizációjának, valamint a céltárgy anyagi minőségének függvényében.

A felharmonikusok keltés határfokának optimalizálása érdekében fontos megérteni a gerjesztő nyaláb paramétereinek hatását a felharmonikusok keletkezésére, ezért

- célul tűztem ki egy olyan hidrodinamikai modell kidolgozását, amely a kritikus réteg körül keletkező felharmonikusok polarizációját írja le a gerjesztő nyaláb polarizációjának függvényében. A modellezés során, analitikus, nem-perturbatív, lokális leírást használtam, amely a perturbatív modellek továbbfejlesztése [47, 69].

Áttekintve a 100 fs -10 ps impulzushosszú lézerekkel keltett plazmákban létrejövő felharmonikusok irodalmát, azt tapasztaltuk, hogy s-polarizált nyalábbal is lehet páros rendű s-polarizált felharmonikusokat keltetni ebben az impulzushossz tartományban. A jelenség okára a hidrodinamikai modellek nem világítanak rá. Feltételeztem, hogy az elméletek és kísérletek közti eltérés oka a mágneses tér elhanyagolása az elektronok mozgásának szempontjából nemrelativisztikus esetben.

- Ezért elemezni kívántam az elektromágneses teret az optikailag ritka és sűrű plazmákban, különös tekintettel a mágneses tér szerepére, valamint
- célul tűztem ki ebben a speciális konfigurációjú elektromágneses térben mozgó elektron által kibocsájtott sugárzás leírását valamint a keletkező felharmonikusok polarizációjának meghatározását.

## 3. Tudományos eredmények

### 3.1. Felharmonikusok polarizációs állapotának kísérleti vizsgálata

A tudományos előzmények összefoglalása alapján látható, hogy a legtöbb felharmonikusokkeltésre irányuló kísérletet szilárdtest lézerrel végeztek, azonban a KrF lézerek is kiválóan alkalmasak a rövid hullámhosszú sugárzás keltésére [80]. A felharmonikusokkeltésben a keltő lézer típusán kívül a lézer más paraméterei (impulzushossz, előimpulzusok intenzitása, polarizáció) is szerepet játszanak. Ezért megvizsgáltuk a 700 fs-os KrF lézerimpulzussal keltett felharmonikusok polarizációjának a keltő lézer polarizációjától való függését [66, 67].

#### 3.1.1. A kísérleti megvalósítás

A mérések a 9. ábrán bemutatott kísérleti elrendezéssel történtek. A plazmakeltéshez szükséges lézerimpulzus egy Szatmári-féle hibrid festék-excimer lézrendszerből származott [64]. Ebben a rendszerben a rövid impulzusokat egy XeCl excimer lézerrel gerjesztett festéklézer-rendszer szolgáltatja, amelyben az egymást követő festéklézerek egyre rövidebb impulzusokat állítanak elő. Frekvenciakonverzió után egy KrF excimer erősítőben háromszor átfuttatva a nyalábot (három fokozatban) a kimeneten 15 mJ energiájú, 500 fs impulzusidejű, 248 nm hullámhosszúságú impulzusok jönnek létre. Az így kapott lineárisan polarizált nyalábot lefokuszálva egy céltárgy felületére, létrehozhatjuk a plazma keletkezéséhez szükséges minimális  $I > 10^{13} \text{ W/cm}^2$  intenzitást [62]. A nyalábot egy  $f=330 \text{ mm}$  fókusztávolságú lencsével fókusználva, a maximális fókuszált intenzitás  $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ -nek adódott. A beesési szög,  $\theta_0 = 45^\circ$  volt. Az 500 fs hosszú impulzus körülbelül 700 fs-ra tágult, mielőtt elért a lézertől a vákuumkamrában elhelyezkedő céltárgyig.

Lézer-plazma kísérleteknél alapvető fontosságú a jó kontraszt, amely az erősített spontán emisszió (a továbbiakban ESE) valamint más folyamatokból származó előimpulzusok (ha van ilyen) és a főimpulzus intenzitása közötti arányt jelenti. Az előimpulzustól való mentesség igen fontos, mert a nagyintenzitású lézerimpulzusok igen kicsiny része is plazmát kelthet a felületen, így maga a főimpulzus nem a me-



redék sűrűséggradiensű szilárdtesttel találkozik, hanem az előimpulzus által keltett plazmával.

A Szatmári-féle lézerrendszerekben – a szilárdtestlézerekkel ellentétben [2]– az előimpulzus egyedüli forrása az ESE, amelynek fókuszfoltbeli intenzitását össze kell hasonlítani a rövid impulzus intenzitásával. Tömegspektróscópiai mérések [62] adatai alapján az 15 ns impulzusidejű ESE, abban az esetben nem kelt plazmát, ha intenzitása  $2 \cdot 10^6$  W/cm<sup>2</sup>-nél kisebb. (A méréseket szén targeten végezték, mivel a munkánk során használt anyagok közül a szén ionizáció potenciálja és szublimációs hőmérséklete a legnagyobb [62].)

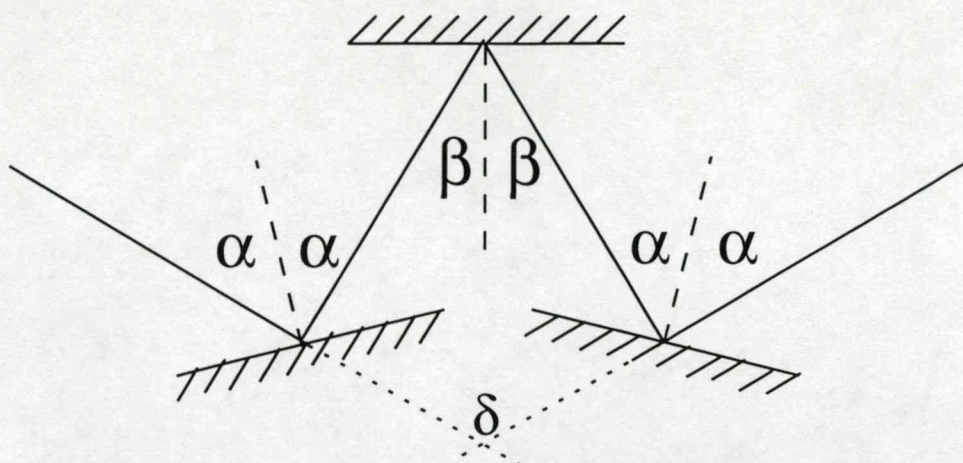
Kísérleteinkben a 15 ns impulzusidejű ESE, a gyengébb fókuszálhatósága miatt nem érte el a plazmakeltés küszöbét ( $I_{ESE} < 10^7$  W/cm<sup>2</sup>), így a kontraszt a fókuszban 10<sup>8</sup>-nak adódott. Ahhoz, hogy a kontrasztot növeljem az erősítő fokozatok közé szűrőket helyeztem el. A telítődésben működő erősítőben ezáltal az ultrarövid impulzus energiája nem csökkent lényegesen, viszont a lineárisan erősített spontán emisszió intenzitását sikerült csökkenteni. Ily módon biztosítottam, hogy a nagyintenzitású lézernyaláb valóban a szilárdtest felülettel, ne az ESE által keltett előplazmával találkozzon.

Ahhoz, hogy a visszavert nyaláb polarizációjának – amely a felharmonikusokat is tartalmazza – a keltő lézer polarizációjától való függését tanulmányozhassuk ismernünk kell a mindkét (beeső és visszavert) nyaláb polarizációját.

A gerjesztő lézerimpulzus polarizációja a festéklézernyaláb polarizációjának geometriai elforgatásával változtatható (sorozatos reflexió tükrökön). Az alapimpulzus polarizációs foka 96 százaléknál jobb volt.

A visszavert nyaláb polarizációjának meghatározása céljából a 9. ábrán látható kísérleti elrendezésbe a VUV rács és az MCP közé egy polarizátort helyeztem el. A speciális ultraibolya polarizátort három, 20 mm átmérőjű króm hordozójú arany bevonatú tükör alkotta. A polarizátor vázlatja az 13. ábrán látható (az ábra átláthatóságának biztosítása céljából a szögeket kisebbeknek rajzoltam a valóságban használtaknál). A tükrök elrendezése a VUV polarizátorban meghatározza annak paramétereit. Esetünkben az első és harmadik tükörré 76°-os szögben esett a fény, a másodikra pedig 62°-os szögben ( $\alpha = 76^\circ$ ,  $\beta = 62^\circ$ ) [87].  $\alpha$  és  $\beta$  ilyen megválasztása mellett vált párhuzamossá a polarizátoregyüttesre beeső és az arról visszavert nyaláb ( $\delta = 180^\circ$ , lásd 13. ábra).





13. ábra. Az vákuum-ultraibolya polarizátor vázlata ( $\delta = 4\alpha - 2\beta$ )

Legyen  $I_{pol}^s$  a polarizátoron áthaladt, a polarizátor számára s-polarizált nyaláb intenzitása,  $I_{pol}^p$  pedig a p polarizált nyalábé. Jelölje  $P_{pol}$  az  $I_{pol}^s/I_{pol}^p$  arányt, amely a VUV polarizátor polarizáció szerinti szelektivitását jellemzi. A második felharmonikus esetén  $P_{pol}=39.6$ , a harmadik felharmonikus esetén pedig  $P_{pol}=18.5$ .

A detektált nyaláb polarizációjának értékelésekor figyelembe kellett venni a rács szelektivitását is. A rács négyszer jobban áteresztette a számára p-polarizált fényt, mint az s-polarizáltat [65]. Jellemezze  $P_{rac s} = I_{rac s}^s/I_{rac s}^p = 1/4$  a rács polarizáció szerinti szelektivitását. A polarizátorból és rácsból álló rendszer polarizáció szerinti szelektivitása:  $P_{ossz} = P_{rac s} \cdot P_{pol}$ . A második felharmonikus esetében  $P_{ossz}=9.9$ , a harmadik felharmonikus esetében pedig  $P_{ossz}=4.62$ .

### 3.1.2. Másod- és harmadrendű felharmonikusok polarizációs tulajdonságai

A 9. ábrán bemutatott elrendezést az UV polarizátorral kiegészítve alumínium (Al), szén (C), polisztirol (CH) és arany (Au) targeteken keletkező másod- és harmadrendű felharmonikusok polarizációjának vizsgálatára használtam. Az anyagokat néhány száz nanométer vastagságban pároltuk fel üveglapokra, a polisztirolt pedig  $1\mu\text{m}$  vastagságban vittük fel szintén üveg hordozóra.

A második felharmonikus mindegyik anyag esetén jól megfigyelhető volt, a  $3\omega$  sugárzás azonban az észlelhetőség határát súrolta, arany céltárgy esetében intenzi-



tása, még az  $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  maximális fókuszált intenzitás esetén is, a zajküszöb alá csökkent.

Rend	Céltárgy	Lézer polarizáció	$(I_p - I_s)/(I_p + I_s)$
$2\omega$	Au	<i>P</i>	0.54
$2\omega$	Au	<i>S</i>	-0.83
$2\omega$	Al	<i>P</i>	0.80
$2\omega$	Al	<i>S</i>	-0.86
$2\omega$	C	<i>P</i>	0.86
$2\omega$	C	<i>S</i>	-0.86
$2\omega$	CH	<i>P</i>	0.78
$2\omega$	CH	<i>S</i>	-0.74
$3\omega$	Au	<i>P</i>	---
$3\omega$	Au	<i>S</i>	---
$3\omega$	Al	<i>P</i>	1.0
$3\omega$	Al	<i>S</i>	-1.0
$3\omega$	C	<i>P</i>	1.0
$3\omega$	C	<i>S</i>	-0.98

1. táblázat. A polarizáció foka különböző céltárgyak és beeső lézerpolarizációk esetén

Az elvártaknak megfelelően a harmadik felharmonikus intenzitása megegyezett a két gerjesztő polarizáció esetén és ugyanakkor megtartotta a keltő nyaláb polarizációját. Az elvárásokkal ellentétben viszont a második felharmonikusnál is polarizációtartást tapasztaltunk, viszont ebben az esetben az s-polarizált nyaláb által keltett felharmonikus intenzitása csaknem egy nagyságrenddel (körülbelül négyszer) kisebb volt a p-polarizált nyaláb által keltettnél. A polarizáció fokának  $p_f$  meghatározására bevezettük a

$$p_f = \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s} \quad (18)$$

mennyiséget, ahol  $I_p$  a keletkezett felharmonikus p-polarizált részének intenzitása, míg  $I_s$  az s-polarizált rész intenzitása. A tiszta p-polarizációt  $p_f=+1$ , az s-polarizációt pedig a  $p_f=-1$  jellemzi. Az 1. táblázat a keletkező felharmonikusok polarizáció fokait tartalmazza különböző céltárgyak esetén. A táblázatban szereplő adatok alapján egyértelmű, hogy a felharmonikusok a 10%-od mérési hibán belül

polarizációtartók. A 10%-os mérési hiba a lézer energiájának változásából származik.

Az s-polarizált nyaláb által keltett páros rendű felharmonikusok keletkezésének körülményei azonban nem teljesen világosak. Ezért kidolgoztam egy hidrodinamikai modellt, annak reményében, hogy ennek segítségével jobban megérthetjük a szilárdtest lézerplazmában keletkező felharmonikusok polarizációs tulajdonságait. A továbbiakban ezt a modellt ismertetem.



## 3.2. Felharmonikusok keltésének analitikus, nemperturbatív hidrodinamikai leírása

Az előző fejezetben bemutatott kísérleti eredményeink eltérnek attól az elvárástól, hogy páros rendű s-polarizált felharmonikusok nem keletkeznek, amint azt az eddigi, nemrelativisztikus intenzitásra kifejlesztett modellek jósolnák [48–50, 77]. A VON DER LINDE [47] által kidolgozott perturbatív modell alátámasztja azt a tényt, hogy másodrendű p-polarizált felharmonikusok úgy s-, mint p-polarizált beeső nyaláb esetén megjelennek, viszont az általa használt perturbáció-számítás nem használható magasabb felharmonikusok megjelenésének leírására, mivel a felharmonikusok keltés nem perturbatív jellegű [88].

Kísérleti tapasztalataink magyarázatára kidolgoztam egy nemperturbatív analitikus modellt a másod- és harmadrendű felharmonikusok polarizációs tulajdonságainak magyarázatára. A jelenség forrásának, az előző analitikus modellekhez hasonlóan a kritikus felület körüli réteget tekintetem. Feltételeztem, hogy a nagyintenzitású lézernyaláb lineáris móduskonverzió útján egy elektron-plazmahullámot kelt, amelynek csatolódása az eredeti fénynyalábbal eredményezi a felharmonikusok keletkezését.

Az alábbiakban a következő gondolatmenetet követem: a plazma hidrodinamikai modellje segítségével leírom a fény-anyag kölcsönhatást (3.2.1 fejezet), amely alapján megadhatók a magasabb rendű áramsűrűségek kifejezései a beeső nyaláb elektromos térerősségének a függvényében (3.2.2 fejezet). Ismerve a magasabb rendű ( $2\omega$ , illetve a  $3\omega$ ) áramsűrűségek kifejezését, megadhatók az általuk keltett elektromos terek (3.2.3 fejezet).

### 3.2.1. A fény-anyag kölcsönhatás leírása

Tételezzük fel, hogy egy kvázimonokromatikus, konstans amplitudójú síkhullám ráesik egy szilárdtest felületre, ahol plazmát kelt. A nagyintenzitású elektromos tér hatására az elektronok anharmonikusan oszcillálnak az elnyelődött hullám terében.

A hidrodinamikai modellekhez híven számításaimat a Maxwell-egyenletekre, a kontinuitási-egyenletre valamint a mozgásegyenletre alapoztam, amelyek az alábbi

egyenletrendszerhez vezettek [4, 7]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -4\pi e(n - ZN) \quad (19)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (20)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (22)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -u^2 \frac{1}{n} \nabla n - \frac{e}{m} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) - \nu \vec{v} \quad (23)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) = 0. \quad (24)$$

A fenti egyenletrendszerben a következő jelöléseket használtam:  $\vec{E}$  az elektromos térerősség,  $\vec{B}$  a mágneses indukció,  $\vec{j} = -en\vec{v}$  az elektronok áramsűrűsége,  $\vec{v}$  az elektronok sebesség vektora. Az elektronok koncentrációját  $n$ -nel, az ionok koncentrációját  $ZN$ -nel, az elektronok termikus sebességét  $u$ -val jelöltem,  $\nu$  pedig az elektron-ion ütközési frekvencia [46].

A egyenletrendszer Fourier-analízisével meghatározhatók azok az áramsűrűségek, amelyek a magasabb rendű felharmonikusok forrásai.

### 3.2.2. A magasabb rendű áramsűrűségek kialakulása

A magasabb rendű áramsűrűségek kialakulását a különböző változók Fourier komponenseinek csatolása eredményezi. Fejtsük Fourier-sorba ezen változókat:

$$\vec{E} = \sum_{l=1}^{\infty} \vec{E}_l \exp(-il\omega t), \quad (25)$$

$$\vec{v} = \sum_{l=1}^{\infty} \vec{v}_l \exp(-il\omega t), \quad (26)$$

$$n = \sum_{l=1}^{\infty} n_l \exp(-il\omega t), \quad (27)$$

$$\vec{j} = \sum_{l=1}^{\infty} \vec{j}_l \exp(-il\omega t). \quad (28)$$



A további tárgyalások során figyelembe veszem, hogy a beeső maximális intenzitás nemrelativisztikus, azaz a mágneses tér hatása sokkal kisebb mértékben befolyásolja az elektronok mozgását, mint az elektromos tér. Ezért a harmadrendű áramsűrűség kiszámításakor ez utóbbi szerepét elhanyagolom. A nyomásgradiensből származó erőt a egyenletben szintén elhanyagolhatjuk, mert ez az erő arányos az elektronok négyzetes középsebességével,  $u^2$ -tel, ami viszont kicsiny a  $c^2$ -hez képest.

A különböző rendű áramsűrűségek kiszámítását illetően nem szabad figyelmen kívül hagyni a plazma alaptulajdonságaiból származó, az elektronok sebességére és koncentrációjára vonatkozó feltételeket sem. A plazma kvázisemlegessége miatt a perturbálatlan plazmában az elektronok és az ionok koncentrációja megegyezik. Az ionok sebessége elhanyagolható az elektronok sebességéhez képest, emiatt az ionok hely szerinti eloszlásfüggvényét statikusnak feltételezzük, tehát a plazma kvázisemlegességének megőrzéséhez az is szükséges, hogy az elektronok átlagos kezdeti sebessége,  $\vec{v}_0$  nulla legyen.

Felhasználva a fenti közelítéseket a (19) - (24) egyenletrendszerben, az átalakítások elvégzése után az  $l$ -ed rendű Fourier komponensre az alábbi egyenletrendszer adódik:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_l = -4\pi en_l \quad (29)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_l = 0 \quad (30)$$

$$\Delta \vec{E}_l - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_l) + \frac{l^2 \omega^2}{c^2} \vec{E}_l = -\frac{4\pi}{c} \frac{i l \omega}{c} \vec{j}_l \quad (31)$$

$$-i l \omega n_l + \vec{\nabla}(n \vec{v})_l = 0 \quad (32)$$

$$-i l \omega \vec{v}_l + [(\vec{v} \nabla) \vec{v}]_l + \nu \vec{v}_l = -\frac{e}{m} \vec{E}_l - \frac{e}{m} \frac{1}{c} (\vec{v} \times \vec{B})_l. \quad (33)$$

Legyen  $j_2$  és  $j_3$  a másod- illetve harmadrendű áramsűrűség, amely a  $\vec{v}_0 = 0$  feltételezést felhasználva az alábbi formában írható fel:

$$\vec{j}_2 = -e(n_0 \vec{v}_2 + n_1 \vec{v}_1), \quad (34)$$



$$\vec{j}_3 = -e(n_0\vec{v}_3 + n_1\vec{v}_2 + n_2\vec{v}_1). \quad (35)$$

A mozgásban lévő töltések elektromágneses sugárzást bocsájtanak ki, amelynek elektromos terét a mozgó részecske áramsűrűségének segítségével határozhatjuk meg. Az  $n$ -ed rendű áramsűrűség az  $n$ -ed rendű felharmonikus forrása, így a (36) és (37) egyenletekben megadott kifejezések a másod- illetve a harmadrendű felharmonikus forrásai. Az áramsűrűségek iránya a keletkező felharmonikusok polarizációját determinálja, amint azt a következő fejezetben látni fogjuk.

Kifejezve  $v_1, v_2, n_0, n_1, n_2$ -t a (29) – (33) egyenletekből, megkapjuk a két áramsűrűség-vektornak a beeső nyaláb térerősségétől való explicit függését [66, 67]:

$$\vec{j}_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{i}{2\omega + i\nu} \left[ \omega_p^2 \vec{E}_2 - \frac{e}{m} \omega_p^2 \frac{1}{(\omega + i\nu)^2} \vec{\nabla} \vec{E}_1^2 \right] - \frac{i}{4\pi} \frac{e}{m} \frac{1}{\omega + i\nu} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1) \vec{E}_1. \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \vec{j}_3 &= \frac{i}{4\pi} \frac{1}{3\omega + i\nu} \omega_p^2 \vec{E}_3 \\ &+ \frac{i}{4\pi} \frac{1}{3\omega + i\nu} \frac{e^2}{m^2} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{1}{(\omega + i\nu)^3} \omega_p^2 (\vec{E}_1 \cdot \vec{\nabla}) \cdot [(\vec{E}_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_1] \\ &+ \frac{i}{4\pi} \frac{1}{3\omega + i\nu} \frac{e^2}{m^2} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{1}{(\omega + i\nu)^3} \omega_p^2 \{[(\vec{E}_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_1] \cdot \vec{\nabla}\} \vec{E}_1 \\ &+ \frac{1}{4\pi} \frac{e^2}{m^2} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{i}{(\omega + i\nu)^2} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1) [(\vec{E}_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_1] \\ &- \frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} \frac{i}{\omega + i\nu} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_2) \vec{E}_1. \end{aligned} \quad (37)$$

### 3.2.3. A szórt fény polarizációs tulajdonságainak vizsgálata

A felharmonikusok polarizációs tulajdonságainak elemzése céljából vizsgáljuk meg a másod- és harmadrendű áramsűrűségek által keltett elektromágneses hullámok hullámeqyenletét. A keletkező második felharmonikus hullámeqyenlete:

$$\Delta \vec{E}_2 + \frac{4\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega(2\omega + i\nu)} \right) \vec{E}_2 - \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_2) = -\frac{4\pi}{c} \frac{2i\omega}{c} \vec{j}_2^*, \quad (38)$$



ahol

$$\vec{j}_2^* = \vec{j}_2 - \frac{1}{4\pi} \frac{i}{2\omega + i\nu} \omega_p^2 \vec{E}_2. \quad (39)$$

A hullámegyenletet tanulmányozva észrevehető, hogy az elektromos tér polarizációja csak a  $\vec{j}_2^*$  áramsűrűség-vektor irányától függ, tehát a  $\vec{j}_2^*$  irányának ismerete elegendő a másodrendű felharmonikus polarizációjának a meghatározásához. Az értelmezéshez szükséges a *ponderomotoros erő* fogalmának ismerete, amely az  $\vec{F}_p = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla \vec{E}^2$  kifejezéssel adható meg [4].

A (36) egyenletben a  $\nabla \vec{E}_1^2$  -gyel arányos tag a ponderomotoros erőből származik és akár s-, akár p-polarizált beeső nyaláb esetén p-polarizált járulékot ad. A rezonancia-abszorpciót az  $n_1$  sűrűség-perturbáció okozza, tehát a (34) egyenlet második tagja ( $-en_1 \vec{v}_1$ ) és ennek megfelelően a (36) egyenlet utolsó tagja kapcsolódik ehhez a jelenséghez. Mivel s-polarizált nyalábra  $n_1 = 0$  a (36) egyenlet utolsó tagja csak p-polarizációjú beeső hullámra ad járulékot, s-polarizált beeső hullám esetén nulla. Tehát ebben a modellben a második felharmonikus a beeső elektromágneses hullám polarizációjától függetlenül p-polarizált.

A harmadik felharmonikus polarizációjának vizsgálatához írjuk fel a harmadrendű áramsűrűség által keltett fény hullámegyenletét:

$$\Delta \vec{E}_3 + \frac{9\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{3\omega(3\omega + i\nu)}\right) \vec{E}_3 - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_3) = -\frac{4\pi}{c} \frac{3i\omega}{c} \vec{j}_3^*, \quad (40)$$

ahol

$$\vec{j}_3^* = \vec{j}_3 - \frac{1}{4\pi} \frac{i}{3\omega + i\nu} \omega_p^2 \vec{E}_3. \quad (41)$$

Ebben az esetben a  $\vec{j}_3^*$  áramsűrűség adja meg a harmadrendű felharmonikus polarizációját. E célból elemezzük a  $\vec{j}_3^*$  kifejezését nagyságrendileg összehasonlítva a különböző tagokat. Megfigyelhető, hogy a

$$\frac{1}{4\pi} \frac{e}{m} \frac{i}{\omega + i\nu} (\nabla \cdot \vec{E}_2) \vec{E}_1 \quad (42)$$

tag dominál, tehát e tag polarizációja fogja meghatározni a keltett felharmonikus polarizációját. Mivel  $\nabla \cdot \vec{E}_2$  skalármennyiség, a  $\vec{j}_3^*$  iránya megegyezik az  $\vec{E}_1$  vektor irányával, tehát az  $\vec{E}_3$  vektor polarizációja megegyezik a beeső fény polarizációjával.

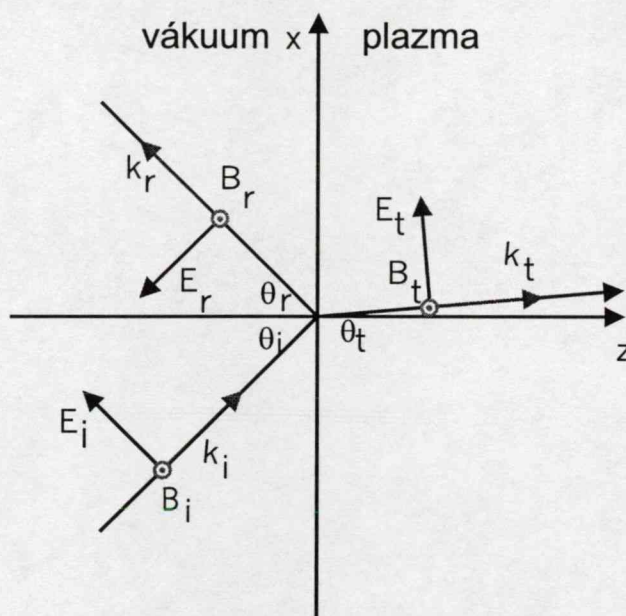
Látható, hogy a második felharmonikus esetén nincs teljes egyezés a kísérleti eredményeink [66,67] és a fenti modell között. Az a feltételezés, amely szerint az ESE által keltett előplazmában is kelthet a főimpulzus felharmonikusokat [62], esetünkben nem érvényes, hisz az ESE energiáját a plazma keltési küszöb alá csökkentettem. Egy másik hipotézis szerint a Rayleigh-Taylor instabilitás okozta felületi fodrozódás összekeveri a polarizációs irányokat [4], ami viszont ellentmond annak a tapasztalatnak, hogy a felharmonikusokat tükörszerű irányban észleltük [54].

A fenti modell, a többi hidrodinamikai modellhez hasonlóan nem magyarázza meg teljes mértékben kísérleti eredményeinket. Ezért kidolgoztam egy szabad elektron modellt, amely a fenti hiányosságot pótolni igyekszik.



### 3.3. Magas felharmonikusok keltésének egy-elektron modellje optikailag sűrű közegekben

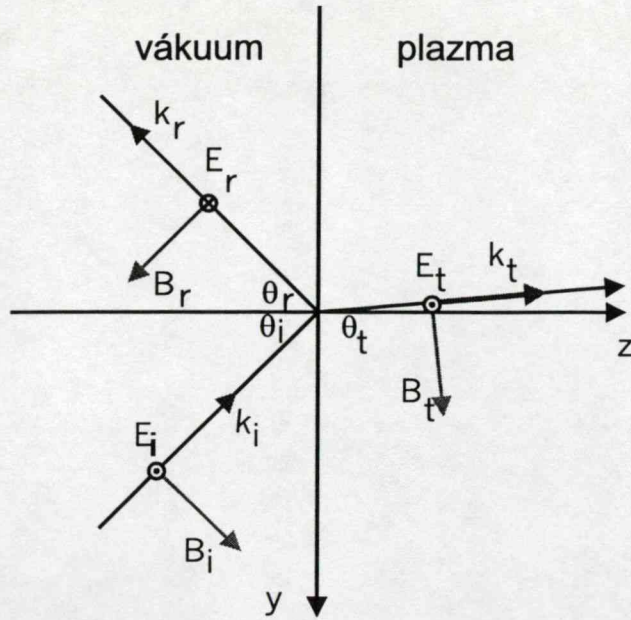
A klasszikus hidrodinamikai modellek nem adnak kielégítő választ a szilárdtest-lézerplazmában gerjesztett felharmonikusok keletkezési mechanizmusaira, valamint a keltési hatásfoknak a plazma paramétereitől való függésére. A plazma optikailag sűrű térrészében a komplex törésmutató valós része nagyon nagy, tehát a mágneses indukció amplitúdója összemérhető az elektromos tér amplitúdójával [89, 90], így az ebben a térrészben lejátszódó folyamatokban a mágneses tér meghatározó szerepet játszhat nemrelativisztikus esetben is. A mágneses indukció amplitúdójának nagysága miatt, az elektronok mozgásának a nemlinearitását a Lorentz erő  $\vec{v} \times \vec{B}$  tagjának tulajdonítottam [91]. Az elektronok mozgásának nemlinearitása a nemlineáris jelenségek forrása.



14. ábra. Fénytörés és visszaverődés p-polarizált nyaláb esetén

#### 3.3.1. Az elektromágneses tér meghatározása szilárdtest-lézerplazmában

Az elektromágneses tér meghatározása céljából tekintsünk egy monokroma-



15. ábra. Fénytörés és visszaverődés s-polarizált nyaláb esetén

tikus síkhullámot  $\vec{E}_i$ -t, amely a 14. illetve a 15. ábrákon látható módon esik a szilárdtest felületére. Jelölje  $\vec{E}_0$  a hullám elektromos terének amplitúdóját,  $\omega$  a körfrekvenciáját,  $\vec{k}$  pedig a hullámszámvektorát:

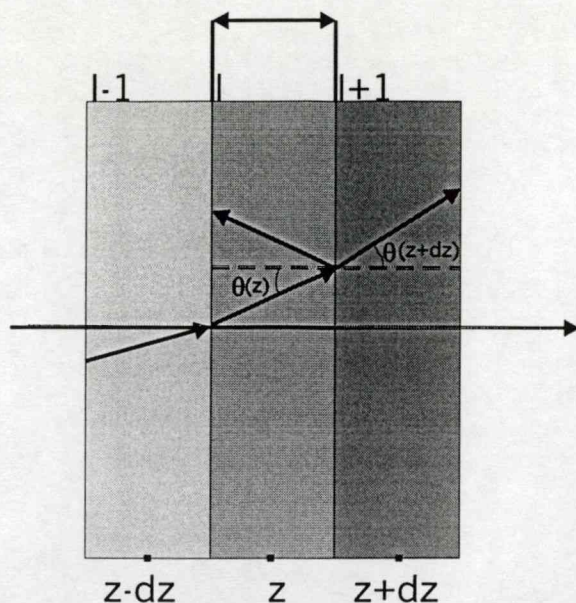
$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)). \quad (43)$$

A plazmában keltett tér meghatározására a Fresnel formulákat alkalmaztam. A Fresnel formulák csak lépcsőszerű határfelületek esetén érvényesek, így a plazmát olyan vékony rétegekre kell osztani [11], amelyeket jól meghatározott határfelületek választanak el egymástól, amint azt a 16. ábrán látható. Figyelembe véve a fény törését és visszaverődését az egyes határfelületeken kiszámíthatjuk az elektromágneses teret a plazma tetszőleges pontjában.

Először határozzuk meg a törési szöget egy adott  $z$  pontban! Legyen egy  $dz$  vastagságú, állandó  $\eta_l$  törésmutatójú réteg a  $z$  koordináta körül. Ezt a réteget az  $\eta_{l-1}$  illetve az  $\eta_{l+1}$  törésmutatójú rétegektől az  $l-1, l$  és  $l, l+1$  határfelületek választják el. Az  $\eta_{l-1}$  törésmutatójú réteg a  $z-dz$  koordinátájú pont körül, az  $\eta_{l+1}$  törésmutatójú réteg pedig a  $z+dz$  koordinátájú pont körül fekszik (16. ábra):

$$\eta_l = \sqrt{\epsilon(z)}, \quad (44)$$





16. ábra. A fény törése és visszaverődése az infinitezimális rétegeken

$$\eta_{l-1} = \sqrt{\epsilon(z - dz)}, \quad (45)$$

$$\eta_{l+1} = \sqrt{\epsilon(z + dz)}. \quad (46)$$

Változó sűrűségű lézerplazmák esetén a dielektromos állandó a (15) egyenlethez képest az alábbi módon módosul:

$$\epsilon(z) = 1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega(\omega + i\nu(z))}, \quad (47)$$

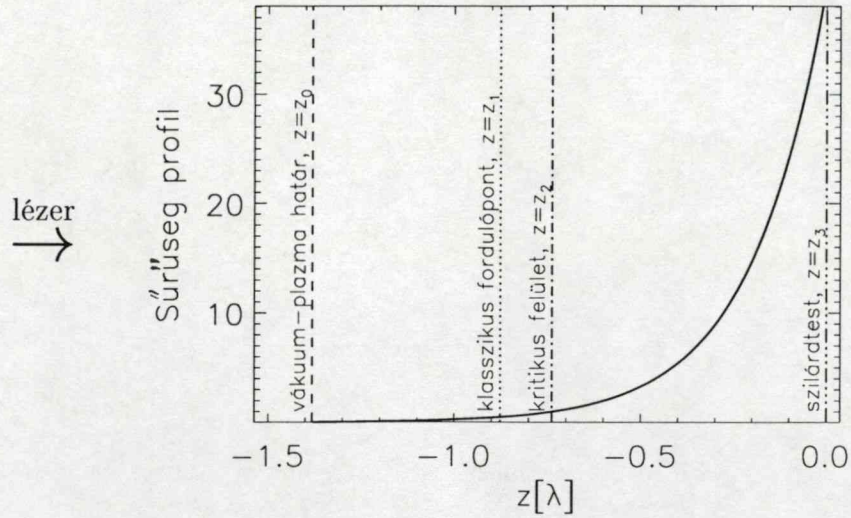
ahol  $\omega_p^2(z) = 4\pi n(z)e^2/m$  az elektron-plazmafrekvencia,  $\omega$  a lézer körfrekvenciája, illetve  $\nu(z)$  az elektron-ion ütközési frekvencia. Az elektronok koncentrációját  $n(z)[1/\text{cm}^3]$ -vel jelöltem.

A rövid lézerimpulzusok által keltett plazmák sűrűségprofilja  $n(z)$  exponenciálisan növekvő, amint azt a 17. ábrán láthatjuk. A továbbiakban kitérek a profil megválasztási jellemzőinek tárgyalására is.

Írjuk fel a Snell-Descartes törvényt az  $l, l+1$  határfelületre:

$$\sqrt{\epsilon(z)} \sin \theta(z) = \sqrt{\epsilon(z + dz)} \sin \theta(z + dz). \quad (48)$$





17. ábra. A plazma sűrűségprofilja a beeső lézernyaláb hullámhosszára,  $\lambda$ -ra normált  $z$  koordináta függvényében ( $L=1.65\lambda$ )

A beesési szöget  $\theta(z)$ , a törési szöget  $\theta(z + dz)$  jelöli, amelyek a  $\theta_i$  illetve a  $\theta_t$  szögeknek felelnek meg a 14. illetve 15. ábrákon. Taylor-sorba fejtve  $\epsilon(z + dz)$ -t és  $\sin\theta(z + dz)$ -t  $z$  körül az első rendig:

$$\epsilon(z + dz) = \epsilon(z) + \epsilon'(z)dz \quad (49)$$

és

$$\sin\theta(z + dz) = \sin\theta(z) + \cos\theta(z)\theta'(z)dz. \quad (50)$$

és átrendezve a (48) egyenletet az alábbi differenciálegyenlethez jutunk:

$$\text{ctg}\theta(z)\theta'(z) = -\frac{1}{2} \frac{\epsilon'(z)}{\epsilon(z)}. \quad (51)$$

A vákuum dielektromos állandójának értéke 1, tehát  $\epsilon(z_0) = 1$ , ahol  $z_0$  a lézer-plazma határfelületnek megfelelő koordinátát jelöli. Integrálva (51)-t  $z_0$  és egy tetszőleges  $z$  pont között megkapjuk a hullámszámvektor és a beesési merőleges által bezárt szög szinusztát illetve koszinuszát, amely csak a lokális dielektromos állandótól és a beesési szögtől függ:



$$\sin\theta(z) = \frac{\sin\theta_0}{\sqrt{\epsilon(z)}} \quad (52)$$

és

$$\cos\theta(z) = \sqrt{\frac{\epsilon(z) - \sin^2\theta_0}{\epsilon(z)}}. \quad (53)$$

Ha dielektromos állandó komplex, akkor úgy a szinusz, mint a koszinusz komplex értéket vesz fel, amelynek következtében az anyagban az elektromos és mágneses terek részben elnyelődnek. Elemezve a (52) és (53) egyenleteket észrevehető, hogy az  $\epsilon(z) = \sin^2\theta_0$  felétel teljesülésekor a hullám teljesen visszaverődik. Ha a dielektromos állandó valós és  $\epsilon(z) < \sin^2\theta_0$  akkor a hullám szintén elnyelődik.

Az alábbiakban rámutatok azokra a kritériumokra, amelyek alapján a dielektromos állandó komplex volta megállapítható és tanulmányozom ennek hatását a plazmába behatoló elektromos térre. Elemezzük a fény visszaverődését és törését egy monoton növekvő, meredek sűrűségprofil esetén legyen  $n(z) = pn_{cr}exp(qz)$ , ahol  $p$  és  $q$  a profil paraméterei,  $n_{cr}$  pedig a kritikus sűrűség, amelynek megfelelő felület (kritikus felület) a 17. ábrán a  $z_2$  koordinátánál fekszik ( $n(z_2) = n_{cr}$ ). A paraméterek fizikai jelentése a következő:  $p$  az  $n_s/n_{cr}$  arányt jelöli, ahol  $n_s$  a szilárdtest teljes elektronsűrűsége,  $q$  pedig a sűrűségprofil meredekségét jellemzi. Az optikailag ritka térrész skálahossza  $d = |z_2 - z_0|$ , ahol  $z_0$  az a koordináta, amelynél a sűrűség nulla. A következőkben nullának fogom tekinteni a sűrűséget, ha annak értéke a kritikus sűrűség 1 százalékáa. A plazma teljes skálahossza  $L = |z_3 - z_0| = \ln(0.01/p)/q$ , ahol  $z_3$ -at a  $n(z_3) = n_s$  feltétel határozza meg.

A továbbiakban két különböző optikai sűrűségű térrészt fogok megkülönböztetni; az optikailag ritka térrészt, ahol a lokális plazmafrekvencia  $\omega_p(z)$  kisebb, mint a gerjesztő lézer körfrekvenciája  $\omega$  és az optikailag sűrű térrészt, ahol a fenti feltétel fordítottja érvényes. Az optikailag ritka térrészt szintén két részre bontjuk. A  $z_0$  és  $z_1$  koordináták közötti rész az egyik, a másik pedig a  $z_1$  és  $z_2$  közötti szegmens. A  $z_1$  koordináta a klasszikus fordulópontot jelöli ( $\epsilon(z_1) = \sin^2\theta_0$ ), a  $z_2$  pedig a kritikus felületet (lásd fentebb). A  $z_1$  koordinátánál a hullám teljes visszaverődést szenved.

Az optikailag ritka és optikailag sűrű térrészben lévő elektronok számának aránya:



$$\frac{\int_{z_0}^{z_2} n(z) dz}{\int_{z_2}^{z_3} n(z) dz} = \frac{1}{p-1} \approx \frac{1}{p}. \quad (54)$$

Szilárdtestek esetében  $p \approx 10 - 100$ , emiatt az optikai térrészben sokkal kevesebb részecske van, mint az optikailag sűrű térrészben.

Az ütközések szerepét el lehet hanyagolni, ha az elektronok átlagos szabad úthossza nagyobb a plazma méreténél [92]. Az átlagos szabad úthossz:  $l_a = u(z)/\nu(z)$ , ahol  $\nu(z) = 2.91 \cdot 10^{-5} \cdot n(z) \cdot T(z)^{-1.5} [1/s]$  az elektron-ion ütközési frekvencia,  $u(z) = 4.19 \cdot 10^7 \cdot T(z)^{0.5} [cm/s]$  pedig az elektronok átlagos termikus sebességét jelöli [7]. Méréseink szerint az elektronok hőmérséklete a vákuum-plazma határfeületen  $T(z_0) = T_0 = 200-300 eV$  [63]. Feltételezzük, hogy ez a hőmérséklet exponenciálisan csökken a nagyobb sűrűségek felé haladva, amíg a szilárdtest sűrűségénél eléri a szobahőmérsékletet. Ekkor a plazma hőmérséklete a  $T(z) = p' exp(q'z)$  törvény szerint változik, ahol  $p' = 8.3 \cdot 10^{-5}$  és  $q' = -6.8$ . Az optikailag ritka térrészben az átlagos szabad úthossz kisebb, mint a hullámhossz, így ebben a térrészben az ütközések szerepe elhanyagolható. Az optikailag sűrű térrészben az átlagos szabad úthossz nagyobb a hullámhossznál, tehát ebben a közegben figyelembe kell venni az ütközéseket. Ha elhanyagoljuk az ütközéseket az optikailag ritka térrészben, a dielektromos állandó a (12) egyenlethez hasonlóan a következő:

$$\epsilon(z) = 1 - \frac{n(z)}{n_{cr}}. \quad (55)$$

Az 16. ábra geometriáját követve meghatározhatjuk a teret az optikailag ritka térrész egy tetszőleges  $z$  pontjában. Az elektromos (és mágneses) tér két részből tevődik össze: az  $l-1, l$  felületen tört (elsődleges) hullámból és az  $l, l+1$  felületről visszaverődött (másodlagos) hullámból. A transzmissziós és reflexiós koefficienseket a Fresnel formulák adják. Feltételezve, hogy a plazma mágneses permeabilitása 1, s-polarizált beeső nyaláb esetére a transzmissziós  $t_{l-1, l}$  és a  $r_{l, l+1}$  koefficiens a következő formában írható [93]:

$$t_{l-1, l} = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon(z)}{\epsilon(z-dz)} - \sin^2 \theta(z-dz)}} \cos^2 \theta(z-dz) \quad (56)$$

és



$$r_{l,l+1} = \frac{1 - \sqrt{\frac{\epsilon(z+dz) - \sin^2 \theta(z)}{\epsilon(z)} \frac{1}{\cos^2 \theta(z)}}}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon(z+dz) - \sin^2 \theta(z)}{\epsilon(z)} \frac{1}{\cos^2 \theta(z)}}}. \quad (57)$$

Az elektromos tér az  $l$ . rétegben,  $E_l$  az  $E_l^{prim}$  és  $E_l^{sec}$  terekből áll, azaz az  $l-1, l$  felületen áteresztett  $E_l^{prim} = t_{l-1, l} E_{l-1}$  és az  $l, l+1$  felületen visszaverődött  $E_l^{sec} = r_{l, l+1} E_l^{prim} = t_{l-1, l} r_{l, l+1} E_{l-1}$  amplitúdójú hullámokból tevődik össze. A lokális transzmissziós ( $t(z)$ ) és (reflexiós  $r(z)$ ) koefficienseket a (52) és (53) egyenletek levezetésénél használt módszer segítségével határoztam meg:

$$t(z) = \left( \frac{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \right)^{-\frac{1}{4}}, \quad (58)$$

illetve

$$r(z) = \left( \frac{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (59)$$

Szintén az (52) és (53) egyenletek felhasználásával határozható meg a két hullám fázisa is, amelyre a 15. ábra geometriáját követve  $\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0} z - \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 y - \omega t$  adódik az áteresztett hullám esetében, a visszavert hullám esetében pedig a fázis  $-\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0} z - \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 y - \omega t$ . Így a előbbieken meghatározott reflexiós és transzmissziós együtthatókkal az elektromos tér:

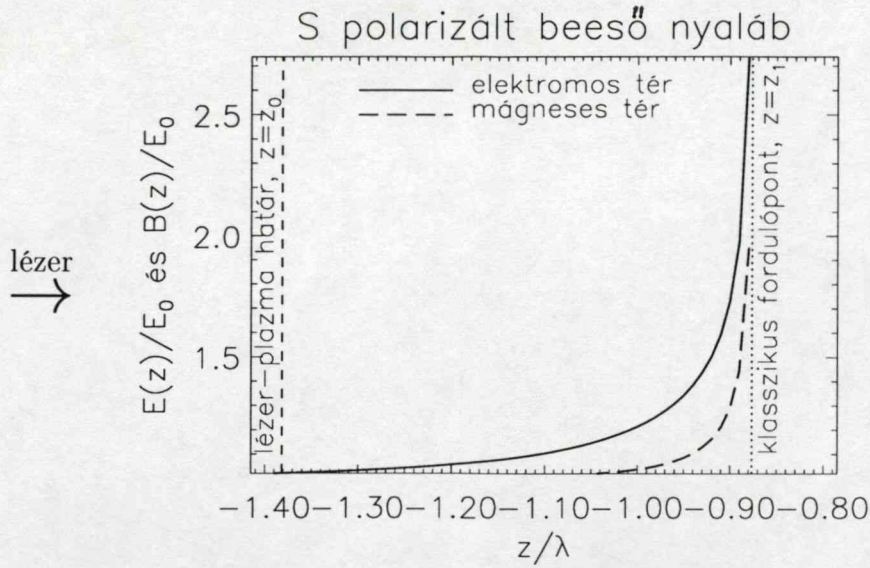
$$E(z) = \left( \frac{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \right)^{-\frac{1}{4}} \exp\left(i \left( \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0} z - \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 y - \omega t \right)\right) E_0 + \left( \frac{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \right)^{\frac{1}{4}} \exp\left(i \left( -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0} z - \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 y - \omega t \right)\right) E_0, \quad (60)$$

a mágneses indukció pedig [93]

$$B(z) = \sqrt{\epsilon(z)} E(z) \quad (61)$$

alakban írható fel. Felhasználva a (55) egyenletet megkapjuk az elektromos tér és mágneses indukció amplitúdóját a beeső nyaláb amplitúdójára normálva a hullámhosszra normált koordináta függvényében. A 18. ábrán ezeket a normált amplitúdókat láthatjuk  $L = \ln(0.01/p)/q = 1.65\lambda$  skálahossz ( $p=40, q=5$ ) és  $\theta_0 = 45^\circ$  beesési szög esetén.





18. ábra. A beeső nyaláb elektromos térerősségének amplitúdójára normált elektromos tér ( $E(z)/E_0$ ) és mágneses indukció ( $B(z)/E_0$ ) amplitúdója a  $z/\lambda$  koordináta függvényében ( $L=1.65\lambda$ )

Megfigyelhető, hogy az elektromos tér megnő a klasszikus reflexiós pont körül. Ez a növekedés a dielektromos állandó csökkenésének következménye. Az elektromos tér növekedése a (61) egyenlet szerint maga a után vonja a mágneses indukció amplitúdójának növekedését. A mágneses indukció amplitúdója lassabban növekszik, mint az elektromos téré, mivel a törésmutató értéke kisebb, mint 1.

P-polarizált lézervény esetében hasonló módon határozhatjuk meg az elektromos térerősséget és mágneses indukciót, ha a plazma skálahossza összemérhető a gerjesztő nyaláb hullámhosszával. Ekkor az elektromos tér a 14. ábra geometriáját követve az alábbi:

$$\begin{aligned}
 E(z) = & \left( \frac{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \right)^{-\frac{1}{4}} \exp\left(i \left( \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0} z + \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 x - \omega t \right)\right) E_0 \\
 & + \left( \frac{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \right)^{\frac{1}{4}} \exp\left(i \left( -\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(z) - \sin^2 \theta_0} z + \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 x - \omega t \right)\right) E_0. \quad (62)
 \end{aligned}$$

Megjegyzendő, hogy nagyon rövid skálahosszú plazmák esetén az elektromágneses tér konfigurációja megegyzik s- és p-polarizált beeső nyaláb esetén. Az elekt-



romos tér amplitúdójának megnövekedése a klasszikus reflexiós pont körül hosszú skálahosszú plazmák esetében már ismert volt [9]. A fenti modellben a skálahossz rövideje miatt a növekedés menete s- és p-polarizált nyalábok esetén megegyezik.

### 3.3.2. Anomális teljes visszaverődés plazmában

Az anomális teljes visszaverődés (ATV) jelenségét tanulmányoztam lézerplazmák esetében, hogy megértsük azt a folyamatot, amely során a fény nem merőleges beesés esetén is behatol a kritikus felületig. Ekkor a jelenség sokkal bonyolultabb, mint a 2.1 által bemutatott esetben, amikor az ATV állandó törésmutatójú dielektrikumokban játszódik le.

A 3.3.1 fejezetben láthattuk, hogy a plazmába behatoló hullám teljes visszaverődést szenved a  $z_1$  klasszikus reflexiós pontban. Az optikailag ritka térrészben a klasszikus fordulópont és a kritikus felület azaz  $z_1 - z_2$  közé eső réteg törésmutatója kisebb, mint az őt határoló két rétege, tehát ebben az esetben a rétegen az anomális visszaverődés jelensége lép fel. Az irodalomból ismert anomális teljes visszaverődéssel szemben [17] a lézer-plazmában a harmadik közeg ( $z > z_2$ ) nem dielektrikum, hanem vezető közeg. Ennek a vezető közegnek a törésmutatója a 3. ábra jelölései szerint  $\eta_3$ , az első közegé pedig  $\eta_1$ . A közegek törésmutatója sem állandó, hanem folytonosan változó az  $\eta(z_2)=0$ -tól eltekintve. A  $z_1 - z_2$  réteg vastagsága, amely az anomális reflexióért felelős:  $z_1 - z_2 = (\lambda/q)\ln 2$ , amely kisebb mint a hullámhossz. Legyen ennek a rétegnek az átlagos törésmutatója  $\eta_2$ , transzmissziós és reflexiós koefficiensei pedig [94]:

$$t = \frac{1 + t_{1,2}t_{2,3}\exp(i\delta)}{1 - r_{1,2}r_{2,3}\exp(2i\delta)} \quad (63)$$

illetve

$$r = \frac{r_{1,2} + r_{2,3}\exp(2i\delta)}{1 + r_{1,2}r_{2,3}\exp(2i\delta)}, \quad (64)$$

ahol  $\delta$  az egymást követő hullámok közötti fáziskülönbség:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} dz \sqrt{\eta_2^2 - \eta_1^2}. \quad (65)$$

Ha a  $q > 5$ , akkor  $z_1 - z_2 = (\lambda/q)\ln 2$  réteg vastagsága infinitezimálisan kicsi, ezért az általa bevezetett fáziseltolódás elhanyagolható, tehát  $\exp(2i\delta) \approx 1$ -nek tekinthető.





Összehasonlítva a (63) és (64) egyenleteket, megfigyelhető, hogy bármely  $z$  koordináta esetén a transzmissziós koeficiens jóval nagyobb a reflexiós koeficiensnél. A transzmissziós koeficiens divergenciája miatt annak maximális lehetséges értékét, azaz egyet vehetünk. A transzmissziós koeficiens divergenciájának oka az elektromos tér szingularitása a kritikus felületen. Ha a transzmisszió koeficiens egy, akkor ez a réteg nem csökkenti az elektromos térerősség és mágneses indukció amplitúdóját és nem vezet be fáziskülönbséget a két tér közé (ha a réteg vastagsága nem infinitezimálisan kicsi, akkor a fáziseltolódás nem elhanyagolható, lásd [8]). Ennek következtében az elektromágneses hullám behatol az optikailag sűrű térrészbe, ahol *inhomogén hullámként* fog terjedni, vagyis olyan hullámként amely esetében az azonos fázisú felületek nem esnek egybe az azonos amplitúdójú felületekkel.

A jelen modell keretei között elhanyagoltam az elektron-plazmahullám csatlakozását az elektromágneses hullámmal a kritikus felületen  $p$ -polarizált beeső nyaláb esetén is, azaz a rezonancia-abszorpció jelenségét nem vettem figyelembe. Az elektromos tér amplitúdójának nagyságát a kritikus felületen az infinitezimális rétegen létrejövő anomális teljes visszaverődésnek tulajdonítottam. Így a modellünk szerint az elektromos tér megnő a klasszikus reflexiós pont körül és ezzel a megnövekedett amplitúdóval hatol be az optikailag sűrű közegbe, a beeső nyaláb polarizációjától függetlenül. Ennek oka, hogy a nyaláb anomális teljes visszaverődést szenved a klasszikus reflexiós pont és a kritikus felület között.

Az elektromos tér megnövekedése a klasszikus reflexiós pont körül összhangban van a régebbi [4, 7, 9] elméletekkel, amint azt a 3.3.1 fejezetben részleteztem. A rezonancia-abszorpción alapuló modellek szerint  $p$ -polarizált esetben a fény alagút effektussal eljut a kritikus felületig. Itt a dielektromos állandó szingularitásának ( $\epsilon(z_2)=0$ ) következményeként az elektromos tér amplitúdója a végtelenhez tart.  $S$ -polarizált esetben ez az effektus nem lép fel, mert ekkor  $\vec{E} \perp \vec{\nabla}\epsilon$ . Ez ellentétben áll a jelen modellel, amely feltételezi, hogy mindkét polarizáció esetén az elektromos tér amplitúdója nagy a kritikus felület környezetében és ezt az anomális teljes visszaverődésnek tulajdonítja.

A jelen modell, a rezonancia-abszorpcióra alapozó modellekkel ellentétben egyenértékűnek tekinti a plazmát a beeső fény polarizációjának szempontjából. A két modell között eltérés csak  $s$ -polarizáció esetén jelentős. Az itt bemutatott modell szerint  $s$ -polarizált nyaláb esetén is nagyon nagy a tér a kritikus felület kö-

rül. Az anomális teljes visszaverődés jelensége az alagút effektus magyarázata is lehetne.

Feltételezhető, hogy meredek plazmák esetében, ahol a klasszikus reflexiós pont és a kritikus felület közötti rész a hullámhossz törtrésze, az elektromágneses térre a plazma ugyanolyan hatást fejt ki polarizációtól függtlenül. Ha a fenti réteg vastagsága összemérhető a hullámhosszal, akkor a fenti közelítések nem alkalmazhatók és a plazma különböző képpen változtatja meg e két lineáris polarizációjú fény konfigurációját. Ebben az esetben a rezonancia-abszorpció szerepe a meghatározó.

### 3.3.3. Az elektromágneses hullám terjedése az optikailag sűrű közegben

Ahhoz, hogy jellemezzük az elektromágneses hullám terjedését az optikailag sűrű közegben, ismernünk kell ezen nagy sűrűségű közeg dielektromos állandóját. A 3.3.1 fejezetben kifejtett megfontolások szerint ebben a térrészben az elektron-ion ütközések nem elhanyagolhatók, tehát a dielektromos állandó a (47) egyenlet sorbafejtése alapján az alábbi alakban írható:

$$\epsilon(z) = 1 - \frac{n(z)}{n_{cr}} + i \frac{\nu n(z)}{\omega n_{cr}}, \quad (66)$$

ahol  $\nu$  az elektron-ion ütközési frekvenciát jelöli, amelyet konstansnak fogok tekinteni az elkövetkezőkben.

Továbbra is alkalmazva az  $n(z) = pn_{cr} \exp(qz)$  sűrűségprofil, a számolások egyszerűsítése céljából bevezetem a következő jelöléseket:

$$c(z) = 1 - p \cdot \exp(qz) \quad (67)$$

és

$$d(z) = f \cdot p \cdot \exp(qz), \quad (68)$$

ahol  $f = \langle \frac{\nu}{\omega} \rangle$ ,  $\langle \rangle$  jelölés a hely szerinti átagértéket jelöli. Ily módon a dielektromos állandó az alábbi formát ölti:  $\epsilon(z) = c(z) + id(z)$ . A dielektromos állandó komplex mennyiség, tehát az optikailag sűrű térrész vezető közegként viselkedik [86, 93–95].

Az anomális teljes visszaverődést szenvedő hullám transzmittálódott része inhomogén hullámként fog terjedni az optikailag sűrű közegben, tehát a hullámszámvektor valós része nem válik nullává ebben az esetben. Feltételezve, hogy a  $z_1 - z_2$  réteg (a 3.3.2 fejezetben használt jelölés szerint az  $z_1 - z_2$  közti réteget  $l$  jelöli) nem befolyásolja a fény törését, a valós törési szög meghatározására a fénytörés törvényét használjuk dielektrikum-fém határfelület esetére:

$$\sqrt{\epsilon_{l-1}} \sin \theta_{l-1} = \sqrt{\epsilon_{l+1}} \sin \theta_{l+1}. \quad (69)$$

Összehasonlítva (69) és (48) egyenleteket, megfigyelhetük, hogy  $\sin \theta(z)$ -re kapható kifejezés formailag analóg a (52) egyenlettel, de fémek esetén viszont  $\sin \theta(z)$  komplex. A formai analógia a reflexiós és transzmissziós koefficiensekre, valamint az elektromos tér fázisára ((60) egyenlet) úgyszintén érvényes. A (60) egyenletbe behelyettesítve a komplex dielektromos állandót, az elektromos tér  $E^{od}(z) \exp(i\phi)$  alakban írható. Az  $E^{od}$  amplitúdót az optikailag sűrű térrészben:

$$E^{od}(z) = \frac{\cos^{\frac{1}{2}} \theta_0}{((c(z) - \sin \theta_0)^2 + d(z)^2)^{\frac{1}{8}}} \exp \left[ -\frac{\omega}{c} ((c(z) - \sin \theta_0)^2 + d(z)^2)^{\frac{1}{4}} \cdot \sin \left( \frac{1}{2} \arctg \left( \frac{d(z)}{c(z) - \sin \theta_0} \right) \right) z \right] E_0, \quad (70)$$

a  $\phi(z)$  fázist pedig:

$$\begin{aligned} \phi(z) &= \frac{\omega}{c} [(c(z) - \sin^2 \theta_0)^2 + d(z)^2]^{\frac{1}{4}} \cos \left( 0.5 \arctg \frac{d(z)}{c(z) - \sin \theta_0} \right) z \\ &- \frac{\omega}{c} \sin \theta_0 y - \omega t - \frac{1}{4} \arctg \left( \frac{d(z)}{c(z) - \sin \theta_0} \right) \end{aligned} \quad (71)$$

képlettel adhatjuk meg. A dielektromos állandó komplex volta miatt a  $\sin \theta(z)$  is komplex, tehát ez a mennyiség már nem a valós, fizikai értelemben vett törési szög. A valós törési szöget az elektromos tér fázisának valós része segítségével határoztam meg. Azokat a felületeket, ahol a fázis valós része konstans, az alábbi egyenlet írja le:

$$[(c(z) - \sin^2 \theta_0)^2 + d(z)^2]^{\frac{1}{4}} \cos \left( 0.5 \arctg \frac{d(z)}{c(z) - \sin \theta_0} \right) z - \sin \theta_0 y = konst. \quad (72)$$

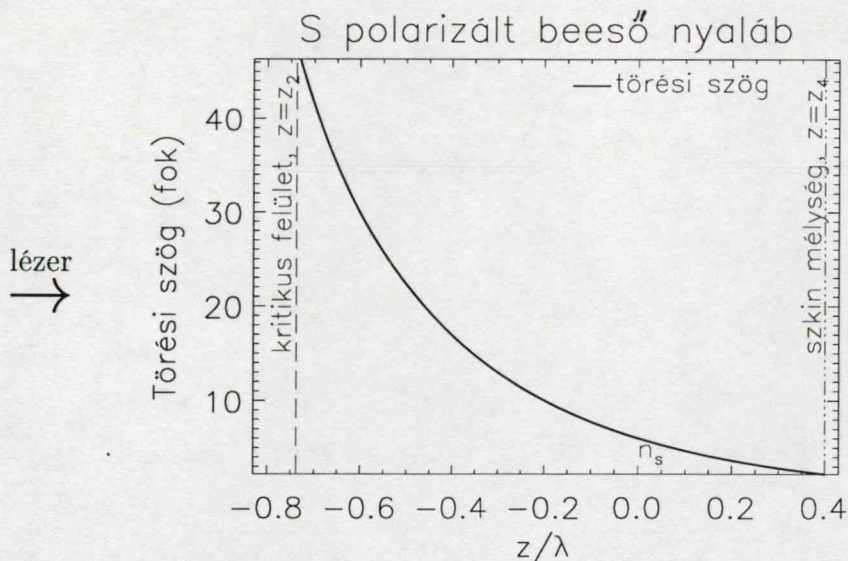


Ugyanakkor ezen síkok normálisai  $\theta_r(z)$  szöget zárnak be a felület normálisával. A valós törési szög tangense  $y/z$ , ami a következő formában írható:

$$\operatorname{tg}\theta_r(z) = \frac{\sin\theta_0}{\left[(c(z) - \sin^2\theta_0)^2 + d(z)^2\right]^{1/4}} \frac{1}{\cos\left(0.5\operatorname{arctg}\frac{d(z)}{c(z) - \sin\theta_0}\right)}. \quad (73)$$

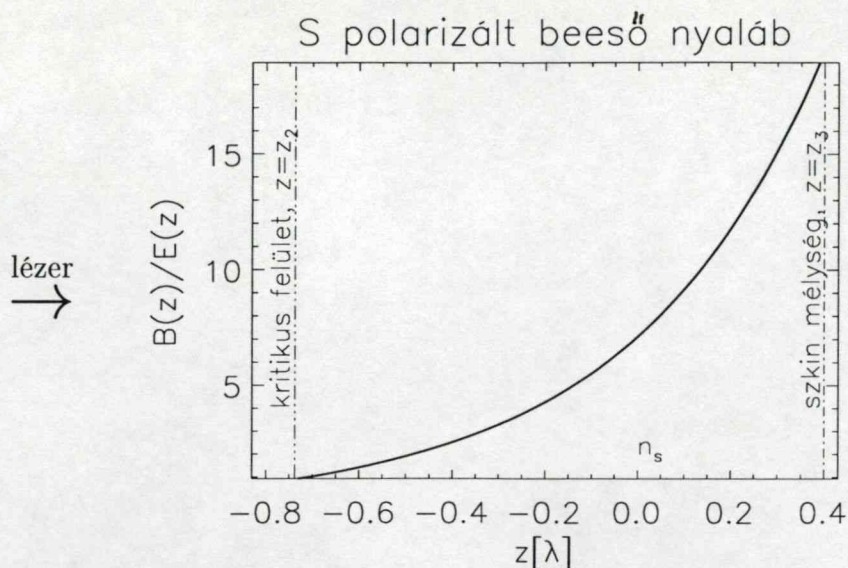
$L = \ln(0.01/p)/q = 1.65\lambda$  skálahosszú és  $f = 0.8$  átlagos ütközési paraméter esetén a törési szög a  $z/\lambda$  függvényében a 19. ábrán látható módon változik. Megfigyelhető, hogy a nagyobb sűrűségek irányába a törési szög csökken. A törési szög csökkenésével együtt a sűrűbb rétegek felé haladva a hullámszámvektor közel párhuzamossá válik a  $z$  tengellyel. Ennek oka a törésmutató növekedése, amely a 20. ábrán látható. Ha a törési szög tart nullához, akkor az inhomogén hullám elektromos térerősségének és mágneses indukciójának vektora és a valós hullámszámvektor párhuzamossá válik a koordinátarendszer tengelyeivel [89, 90].

Ha a plazma skálahossza csökken (a  $p$  és  $q$  paraméterek változásakor), akkor a törési szög növekedése gyorsabb, amint azt a (73) egyenlet elemzése során megfigyelhetjük. A törésmutató növekedésének mértéke meghatározza a törési szög csökkenésének mértékét.



19. ábra. A törési szög a normált  $z/\lambda$  koordináta függvényében ( $L = 1.65\lambda$ )



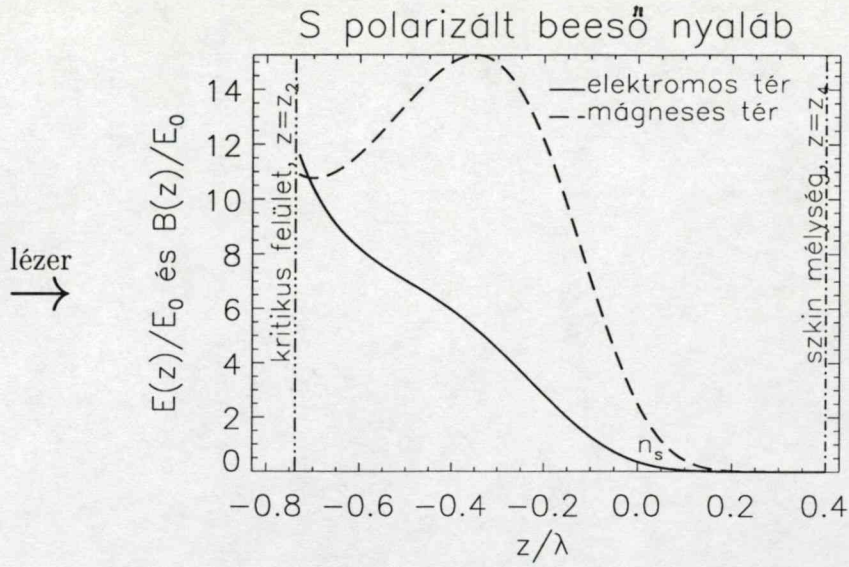


20. ábra. A mágneses indukció és elektromos térerősség amplitúdójának aránya  $B(z)/E(z)$  a  $z/\lambda$  koordináta függvényében ( $B(z)/E(z) = |\sqrt{\epsilon(z)}| = (c(z)^2 + d(z)^2)^{1/4}$ ,  $L = 1.65\lambda$ )

A plazma sűrűségprofiljának meredeksége az elektromos tereősség és mágneses indukció nagyságát is befolyásolja. A 21. ábrán látható az elektromos térerősség és mágneses indukció lecsengése a normált  $z/\lambda$  távolság függvényében. A mágneses indukció amplitúdójának lassú csökkenése a dielektromos állandó gyors növekedésének tulajdonítható. A törésmutató hatványfüggvény szerinti növekedése és az elnyelésből származó exponenciális lecsengés eredményezi a mágneses indukció 21. ábrán látható maximumát. Megfigyelhető, hogy a mágneses indukció lokális maximumának értéke egy nagyságrenddel nagyobb az elektromos tér ugyanannál a koordinátánál számított értékénél.

A modellben – a fényelnyelést figyelembe vevő leírásokhoz hasonlóan [94] – az elektromos tér és a mágneses indukció exponenciálisan „lecseng”, a mágneses indukció viszont a közeg sajátosságainak köszönhetően rendelkezik egy lokális maximummal. Ennek a lokális maximumnak a következménye, hogy az optikailag sűrű térrészben a mágneses indukció hatása ( $\vec{v} \times \vec{B}$ ) nem elhanyagolható ez elektronok mozgásának szempontjából, még akkor sem, ha az elektronok nemrelativisztikus sebességgel mozognak.





21. ábra. A beeső nyaláb elektromos térerősségének amplitúdójára normált elektromos térerősség ( $E(z)/E_0$ ) és mágneses indukció ( $B(z)/E_0$ ) amplitúdója a  $z/\lambda$  koordináta függvényében ( $L=1.65\lambda$ )

A fenti leírásban nem vettük figyelembe az anomális szkin-effektust [96]. Ahhoz hogy az anomális szkin-effektus elhanyagolható legyen két feltételnek kell teljesülnie: az elektronok maximális amplitúdója kisebb kell legyen a szkin mélységnél és mind az elektromos térnek, mind a mágneses indukciónak le kell csengenie ezen a „mélységen” belül. A szkin mélységet az (74) egyenlet alapján számíthatjuk ki:

$$\frac{\cos^{\frac{1}{2}} \theta_0}{((c(d_{skin}) - \sin \theta_0)^2 + d(d_{skin})^2)^{\frac{1}{8}}} = \exp \left[ +\frac{\omega}{c} ((c(d_{skin}) - \sin \theta_0)^2 + d(d_{skin})^2)^{\frac{1}{4}} \sin \left( \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{d(d_{skin})}{c(d_{skin}) - \sin \theta_0} \right) \right) z - 1 \right]. \quad (74)$$

A (74) implicit egyenletet megoldva a szkin mélység  $0.7\lambda$ -nak adódott  $p=40$  és  $q=5$  sűrűség-paraméterekre ( $L=1.65\lambda$ ). Az elektron maximális kitérése  $a_{max}$  (lásd később) még a relativisztikus határ ( $\mu=1$ ) közelében is kisebbnek bizonyult a skin mélységnél ( $a_{max} \approx 0.13\mu\lambda$ ).



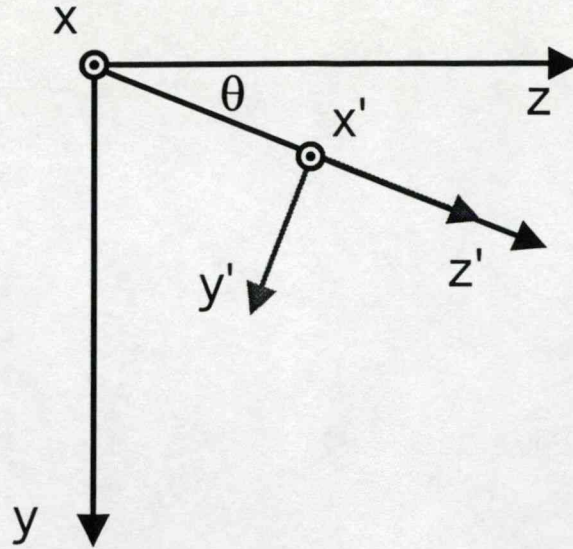
### 3.3.4. Elektronok mozgása a plazmában

Az előző fejezetben meghatároztam az elektromágneses tér konfigurációját a plazmában. A plazma elektronjai nemlineárisan rezegnek az elektromágneses térben, amelynek konfigurációja a 18. (optikailag ritka térrészben) és 21. (optikailag sűrű térrészben) ábrákon láthatók. Ez utóbbi esetben a mágneses indukció elég nagy ahhoz, hogy nemrelativisztikus esetben is a Lorentz erő  $e(\vec{v} \times \vec{B})/c$  tagja összemérhető az  $e\vec{E}$  taggal. A tárgyalások egyszerűsítése céljából elemezzük az elektron mozgását egy olyan koordinátarendszerben, amelynek tengelyei párhuzamosak az elektromos térerősséggel ( $x' || \vec{E}$ ) és a mágneses indukció vektorával ( $y' || \vec{B}$ ). Mindkét polarizáció esetén a mennyiségeket áttranszformáljuk az xyz koordinátarendszerből az x'y'z' koordinátarendszerbe, majd az elektron trajektóriájának meghatározása után visszatranszformáljuk az eredeti koordinátarendszerbe. Ez a koordinátatranszformáció lehetővé teszi, hogy mindkét lineáris polarizáció esetén ugyanúgy tárgyaljuk az elektron mozgását a plazmában. A transzformáció segítségével a háromdimenziós tárgyalásmód dimenzióinak csökkentését elkerülhettük. A háromdimenziós modell, akárcsak a három dimenziós szimulációk, pontosabban leírja a jelenségeket, mint az alacsonyabb dimenziójú tárgyalások. A transzformáció tetszőleges z koordináta esetén elvégezhető, így a sebesség  $\sin\theta_r(z)$ -től való függését is figyelembe vesszük.

Jelen modell kidolgozásánál az anyag-lézerfény közötti kölcsönhatást az elektromágneses tér konfigurációjának meghatározásakor vettük figyelembe, ezért az elektronok mozgásegyenletében az  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  és  $\vec{k}$  vektorok tartalmazzák e kölcsönhatásokat, tehát ha eltekintünk a magasabb rendű nemlinearitásoktól, akkor a mozgásegyenletben főleg ezen kölcsönhatásokat ismételtelen figyelembe venni. A plazmában kialakult mágneses indukció amplitúdójának relatív nagysága miatt még nemrelativisztikus esetben ( $v/c \ll 1$ ) sem hanyagolható el a  $\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}$  tag a Lorentz erőben, tehát a mozgásegyenlet:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}. \quad (75)$$

$\vec{E} = \vec{E}_p \exp(i(\omega t - \vec{k}' \cdot \vec{r}' + \phi_1))$  a lokális elektromos térerősséget ( $\vec{E}_p$  a lokális amp-



22. ábra. A koordináta-rendszer elforgatása

litúdó) és  $\vec{B} = \vec{B}_p \exp(i\omega t - \vec{k}' \cdot \vec{r}' + \phi_0)$  a lokális mágneses indukciót jelöli ( $\vec{B}_p$  a lokális amplitúdó),  $\vec{v}$  pedig az elektronok sebessége. Megoldva a (75) egyenletet megkapjuk a magasabb rendű felharmonikusokat is tartalmazó sebességet. A (75) egyenletet komponensekben felírva, megfigyelhető, hogy az elektron az  $x'$ - $z'$  síkban fog gyorsulni, a mozgásegyenlet pedig az alábbi alakot ölti:

$$\begin{cases} m \frac{dv_{x'}}{dt} = -eE_p \exp(i\omega(t - \eta' \frac{z'}{c}) + i\phi_1) + e \frac{v_{z'}}{c} B_p \exp(i\omega(t - \eta' \frac{z'}{c}) + i\phi_0) \\ m \frac{dv_{z'}}{dt} = -e \frac{v_{x'}}{c} B_p \exp(i\omega(t - \eta' \frac{z'}{c}) + i\phi_0) \end{cases} \quad (76)$$

ahol, az elektronok kezdősebességét elhanyagoltuk.

Vezessük be a  $t' = t - \eta' \frac{z'}{c}$  változót, ahol  $\eta'$  az anyag lokális tulajdonságaitól és a beesési szögtől függ. A valós törésmutatót a (52) and (73) egyenletek összehasonlításával határoztam meg:

$$\eta' = [(c(z) - \sin^2 \theta_0)^2 + d(z)^2]^{\frac{1}{4}} \cos \left( 0.5 \arctg \frac{d(z)}{c(z) - \sin \theta_0} \right). \quad (77)$$

Elvégezve a változócsereét:

$$\begin{cases} m \frac{dv_{x'}}{dt'} (1 - \eta' \frac{v_{z'}}{c}) = -eE_p \exp(i\omega t' + i\phi_1) + e \frac{v_{z'}}{c} B_p \exp(i\omega t' + i\phi_0) \\ m \frac{dv_{z'}}{dt'} (1 - \eta' \frac{v_{z'}}{c}) = -e \frac{v_{x'}}{c} B_p \exp(i\omega t' + i\phi_0) \end{cases} \quad (78)$$



Mivel  $(\eta'v_{z'}/c \ll 1)$ , így azt a következőkben elhanyagoljuk. Bevezetve az  $u = v_{x'} + iv_{z'}$  új változót, a következő differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{du}{dt'} = -\frac{e}{m}E_p \exp(i\omega t' + i\phi_1) - i\frac{e}{m} \frac{u}{c} B_p \exp(i\omega t' + i\phi_0). \quad (79)$$

A differenciálegyenletet  $v_{x'}$ -re illetve  $v_{z'}$ -re megoldva, az alábbi összefüggések adódnak:

$$\begin{aligned} v_{x'} = & -\frac{1}{\omega_L} \frac{e}{m} E_p \sin(\phi_1 - \phi_0) \\ & + \frac{1}{\omega} \frac{e}{m} E_p \exp\left(\frac{\omega_L}{\omega} \cos \phi_0\right) \\ & \sum \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\omega_L}{\omega}\right)^{n-1} \cdot \\ & \sin\left[\phi_1 - \phi_0 + \frac{\omega_L}{\omega} \sin \phi_0 - n\left(\omega t + \frac{\omega}{c} \eta' z' + \phi_0\right)\right] \end{aligned} \quad (80)$$

és

$$\begin{aligned} v_{z'} = & -\frac{1}{\omega_L} \frac{e}{m} E_p \cos(\phi_1 - \phi_0) \\ & + \frac{1}{\omega} \frac{e}{m} E_p \exp\left(\frac{\omega_L}{\omega} \cos \phi_0\right) \\ & \sum \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\omega_L}{\omega}\right)^{n-1} \cdot \\ & \cos\left[\phi_1 - \phi_0 + \frac{\omega_L}{\omega} \sin \phi_0 + n\left(\omega t + \frac{\omega}{c} \eta' z' + \phi_0\right)\right]. \end{aligned} \quad (81)$$

Az (80) és (81) egyenletekben  $\omega_L(z)$  a lokális Larmor frekvenciát jelöli.

$$\omega_L(z) = \frac{eB(z)}{mc}. \quad (82)$$

Ismerve a sebességkomponenseket az  $x'y'z'$  koordinátarendszerben, megadhatók az elektron sebességkomponensei laboratóriumi rendszerben is. A 22. ábra alapján megfigyelhető, hogy laboratóriumi rendszerben az s-polarizált nyaláb hatására rezgő elektron sebesség komponensei a következők:

$$\begin{cases} v_x = v_{x'} \\ v_y = v_{z'} \sin \theta(z) \\ v_z = v_{z'} \cos \theta(z) \end{cases} \quad (83)$$



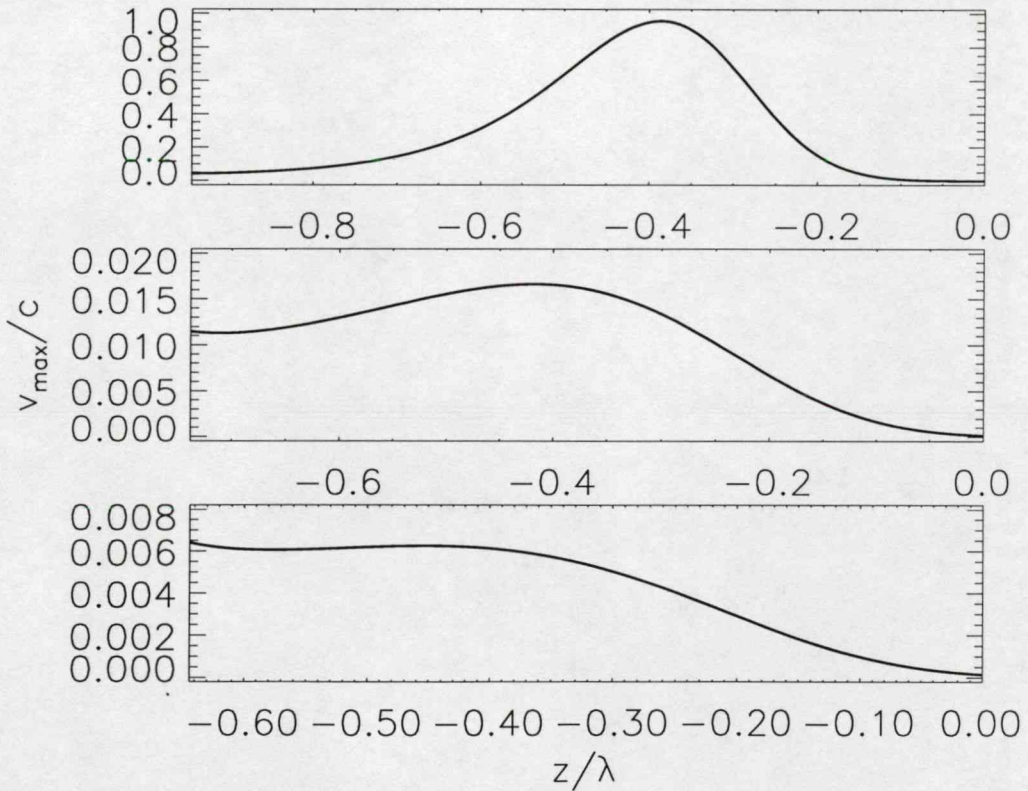
Hasonló módon járhatunk el p-polarizált nyaláb esetén is, az alábbi sebességkomponenseket kapva:

$$\begin{cases} v_x = v_{x'} \cos \theta(z) \pm v_{z'} \sin \theta(z) \\ v_y = 0 \\ v_z = \pm v_{x'} \sin \theta(z) + v_{z'} \cos \theta(z) \end{cases} \quad (84)$$

A fenti sebességkomponensek a felharmonikusok forrásai, mivel tartalmaznak  $n\omega$ -s tagokat is. Az  $n$ -ed rendű sebesség nagyságát meghatározó tényező az  $x'y'z'$  koordinátarendszerben az  $n$ -ed rendű sebességamplitúdó  $v_n$ :

$$v_n = \mu \cdot c \cdot t(z) \cdot \left(\frac{\omega_L}{\omega}\right)^{n-1} \frac{1}{n!} \exp\left(\frac{\omega_L}{\omega} \cos \phi_0\right), \quad (85)$$

ami a  $p$  és  $q$  paramétereiktől függ. Akár s- akár p-polarizált nyaláb által rezgetett elektronok sebességeit vizsgáljuk, a sebesség nagyságát mindkét esetben a (85) kifejezés határozza meg.



23. ábra. A másodrendű sebességkomponens  $z/\lambda$  függvényében, a  $z_2 - z_3$  tartományban,  $\mu=0.02$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ,  $q=5$ , és  $p=112$  (fent),  $p=40$  (középen) valamint  $p=25$  (lent) esetén ( $n(z_2) = n_{cr}$  és  $n(z_2) = n_s$ ).

Tekintsük rögzítettnek a  $q$  paramétert, és elemezzük a másodrendű sebesség-amplitúdót vagyis a (85) kifejezést  $n=2$  esetén különböző  $p$  paraméterekre. Ha  $q=5$  és  $p > 113$ , akkor a másodrendű sebességamplitúdó meghaladja a fény sebességét, így a következőkben, az ennél kisebb  $p$  értékeket vesszük figyelembe. A 23. ábrán láthatók a másodrendű sebesség-amplitúdók az optikailag sűrű térrészben három különböző  $p$  paraméter esetén.

A három  $p$  paraméternek megfelelően az alsó grafikon  $L = 1.56\lambda$  ( $p=25$ ), a középső  $L = 1.65\lambda$  ( $p=40$ ), a felső pedig  $L = 1.86\lambda$  ( $p=112$ ) skálahosszú plazmának felel meg ( $L=\ln(0.01/p)/q$ ). Megfigyelhető, hogy a  $p$  paraméter növekedése, ami maga után vonja a plazma skálahosszának növekedését, a sebesség-amplitúdó növekedését eredményezi. Annak ellenére, hogy a plazma skálahossza nem változik jelentősen a különböző  $p$  paraméterek esetén a sebesség-maximumok közti különbség meghaladhatja az egy nagyságrendet.

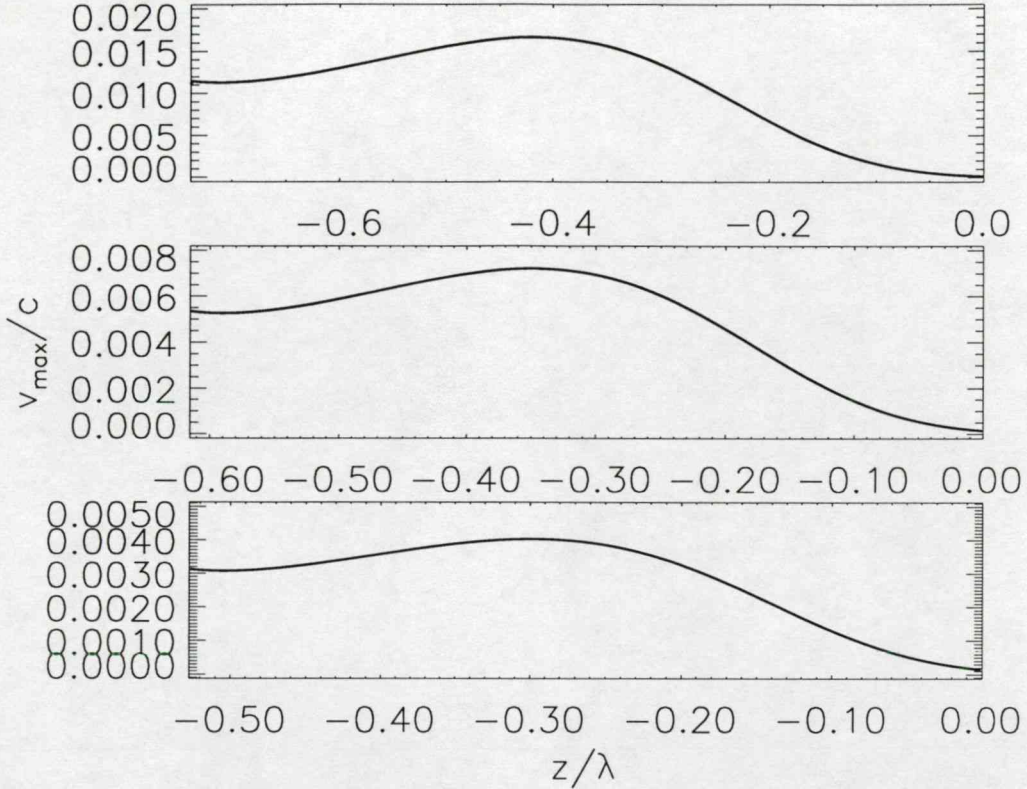
Az optikailag sűrű térrészben az elektromos térerősség és mágneses indukció amplitúdója exponenciálisan csökkennek. Az exponenciális csökkenés mértékét a törésmutató imaginárius része határozza meg. Így, a sűrűségprofil paramétereinek bármilyen kicsiny változása nagy különbségekhez vezethet az elektromágneses tér konfigurációjában, többek között a mágneses indukció lokális maximumának értékében is. A mágneses indukció lokális maximumának nagy mértékű változása a  $p$  paraméter bármilyen kis változása esetén, maga után vonja a sebesség-amplitúdó nagy mértékű változását is.

Másrészt, ha a  $p$  csökken, akkor a plazma skálahossza is csökken, tehát a plazmaréteg elvékonyodik. Az elvékonyodott plazmaréteg egy plazmatükört képez. Ebben az esetben a rezgő plazmatükör modellje érvényesül [49, 77]. (Az optikailag ritka térrészben lejátszódó folyamatokat elhanyagoltam, mivel ebben a térrészben lévő elektronok száma sokkal kisebb, amint az (54) egyenlet alapján láttuk.)

Elemeztem a sebesség nagyságát rögzített  $p$  és változó  $q$  esetére is. Legyen  $p=40$  a  $q$  pedig 5, 6 illetve 7. Ezeknek a paramétereknek megfelelő skálahosszak  $L = 1.65\lambda$  ( $q=5$ ),  $L = 1.38\lambda$  ( $q=6$ ) és  $L = 1.18\lambda$  ( $q=7$ ). A 24. ábrán a különböző másodrendű sebesség-amplitúdókat ábrázoltam. Megfigyelhető, hogy ha  $q$  nő, akkor a plazma skálahossza és a másodrendű maximális sebesség csökken, viszont a sebesség maximum egyre inkább a kritikus felületre tolódik. A sebességmaximum csökkenését a mágneses indukció lokális maximumának a  $q$  növekedése által előidé-



zett csökkenése okozza. A plazma skálahosszának csökkenése és a sebességmaximum kritikus felületre való tolódása alapján arra a következtetésre juthatunk, hogy egy bizonyos skálahossznál kisebb  $L$  értéknél a rezgő plazmatükör-modell írja le pontosan a jelenségeket.



24. ábra. A másodrendű sebességkomponens  $z/\lambda$  függvényében, a  $z_2 - z_3$  tartományban  $\mu=0.02$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ,  $p=40$ , és  $q=5$  (fent),  $q=6$  (középen) valamint  $q=7$  (lent) esetén ( $n(z_2) = n_{cr}$  és  $n(z_3) = n_s$ ).

Mindkét esetben a valóságban mért – és az eddigi modellek esetén számolt – skálahosszfüggésnél sokkal nagyobb  $e$  modell által jósolt függés. Ennek okozója az elektromos tér szingularitása a kritikus felületnél. Az elektromos tér nagysága a valóságban nem végtelen, így csökkenésének mértéke nem változik a modell által feltételezett mértékben a sűrűségprofil kis mértékű változásakor. Ennek eredményeként a mágneses indukció lokális maximumának értéke is kevésbé függ a sűrűségprofil paramétereitől.



### 3.3.5. Nemlineáris rezgést végző elektronok sugárzása

A klasszikus elektrodinamikából ismeretes [86], hogy a gyorsuló részecskék sugárzást bocsájtanak ki, amelynek vektorpotenciálja az alábbi módon definiálható:

$$\vec{A}(\vec{R}, t) = -e \frac{4\pi}{c} \int \frac{\vec{v}_t(\tau)}{|\vec{R} - \vec{r}(\tau)|} \delta\left(t - \frac{1}{c} |\vec{R} - \vec{r}(\tau)| - \tau\right) d\tau. \quad (86)$$

A kifejezésben szereplő  $\vec{R}$  vektor a megfigyelési ponthoz tartozó helyzetvektor,  $\vec{r}(t)$  pedig a sugárzó részecske helyzetvektora,  $\vec{v}_t$  pedig a  $z$  tengelyre merőleges sebesség. Tételezzük fel, hogy a megfigyelési pont elég nagy távolságra van a sugárzást kibocsájtó részecskétől, tehát használható az úgynevezett dipólus közelítés, amely szerint az  $\vec{r}(t) \approx \vec{r}_0$ , azaz  $r_0$  az a pont, amely körül az elektron oszcillál ( $r_{0x}, r_{0y}, r_{0z}$  az  $\vec{r}_0$  vektor komponensei). Felhasználva, hogy  $\int f(x)\delta(x - x_0)dx = f(x_0)$  ( $\delta$  a Dirac deltát jelöli,  $f$  pedig egy tetszőleges függvény) és figyelembe véve a dipólus közelítést és elhanyagolva a retardációt a nevezőben, a vektorpotenciál az alábbi alakot ölti:

$$\vec{A}(\vec{R}, t) = -e \frac{4\pi}{c} \frac{1}{|\vec{R} - \vec{r}_0|} \vec{v}_t\left(t - \frac{1}{c} |\vec{R} - \vec{r}_0|\right). \quad (87)$$

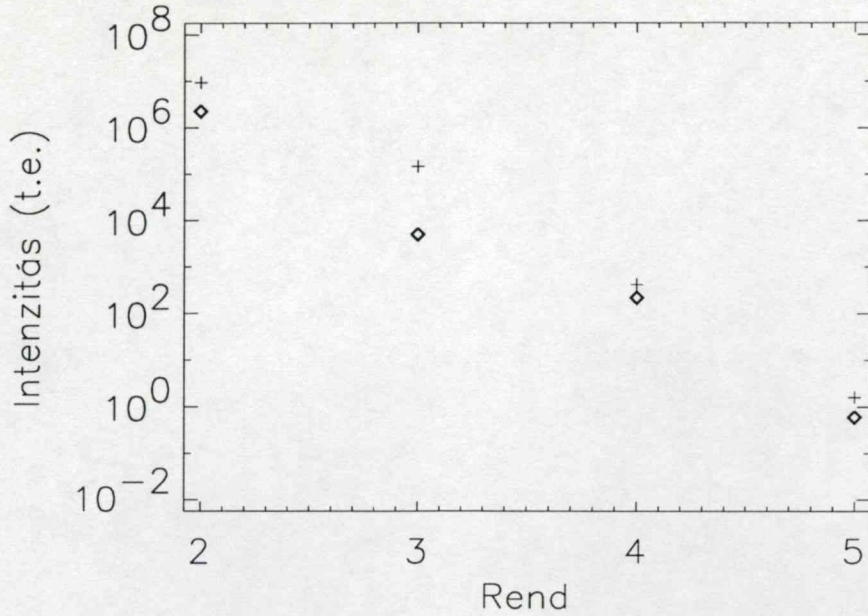
Megfigyelhetjük, hogy a vektorpotenciál nagyságát, és – amint azt a későbbiekben látni fogjuk – a felharmonikusok intenzitását, a sebesség időfüggése határozza meg. Ahhoz, hogy esetünkben a vektorpotenciált megkapjuk, az alábbi helyettesítéseket kell elvégezni (80) és (81) valamint a (83) és (84) képletekben:

$$t \rightarrow t - \frac{1}{c} |\vec{R} - \vec{r}_0|, \quad (88)$$

$$\phi_1 - \phi_0 \rightarrow \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{d(r_{0z})}{c(r_{0z})}, \quad (89)$$

$$\phi_0 \rightarrow \frac{1}{4} \operatorname{arctg} \left( \frac{d(r_{0z})}{c(r_{0z}) - \sin\theta_0} \right) + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{d(r_{0z})}{c(r_{0z})}, \quad (90)$$

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c} \eta' z' &\rightarrow \frac{\omega}{c} \sin\theta_0 r_{0y} + \\ &\frac{\omega}{c} \left[ (c(r_{0z}) - \sin^2\theta_0)^2 + d(r_{0z})^2 \right]^{\frac{1}{4}} \cos \left( 0.5 \operatorname{arctg} \frac{d(r_{0z})}{c(r_{0z}) - \sin\theta_0} \right) r_{0z}. \end{aligned} \quad (91)$$



25. ábra. A különböző rendű felharmonikusok intenzitása a harmonikus rend függvényében  $\mu=0.02$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ,  $q=5$ ,  $p=40$  ( $L=1.65\lambda$ ) paraméterek esetén. A + a p-polarizált nyalábbal, míg a  $\diamond$  az s-polarizált nyalábbal kapott eredményeket mutatja

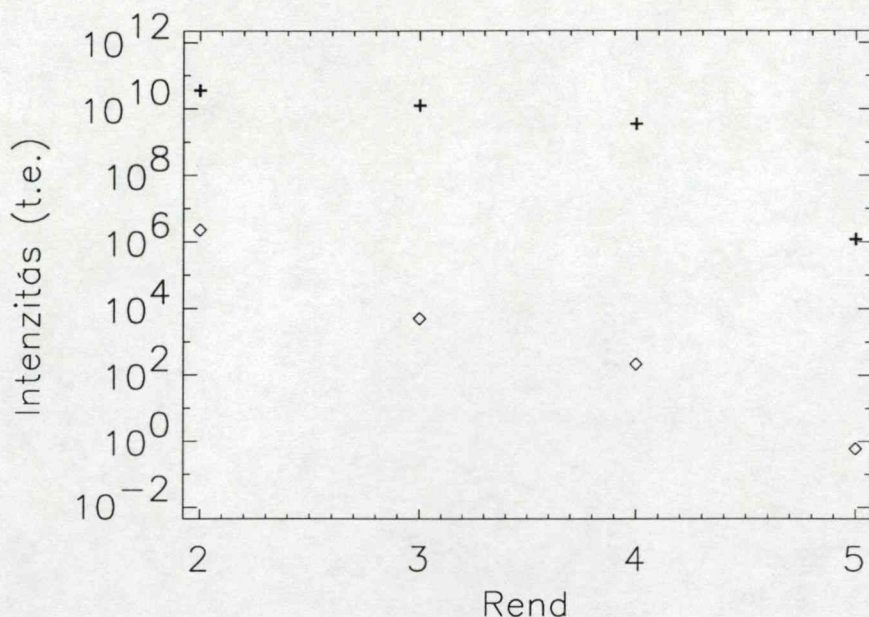
Az n-ed rendű sebességkomponensből kiszámítható n-ed rendű vektorpotenciál,  $\vec{A}_n$ . Az n-ed rendű vektorpotenciából származtatva az elektromos tér  $\vec{E}_n = -\partial\vec{A}_n/\partial t$  és a mágneses indukció kifejezéseit  $\vec{B}_n = \vec{\nabla} \times \vec{A}_{n,r_0}$  (az indexben szereplő  $r_0$  mutatja, hogy a rotációt e szerint a vektor szerint számoljuk) [81], továbbá ismerve, hogy az adott rendű (n) felharmonikus intenzitását az

$$S_n = \frac{1}{2t} \frac{c}{4\pi} \int_{-t}^t (\vec{E}_n \times \vec{B}_n) d\tau \quad (92)$$

kifejezés szolgáltatja, behelyettesítés után meghatározható a különböző rendű felharmonikusok intenzitása. Megjegyezném, hogy bármely felharmonikus esetén  $t \gg n2\pi/\omega$ .

A maximális intenzitást a maximális sebességgel rendelkező elektron bocsájtja ki. Felhasználva a (80) és (81) valamint a (83) és (84) egyenleteket, meghatároztam azt a helyet, ahol az elektronok sebessége maximális az optikailag sűrű térrészben, majd kiszámoltam itt az általuk kisugárzott különböző rendű felharmonikusok intenzitását is. A 25. ábrán s- és p-polarizált nyaláb esetén a különböző felharmonikusok



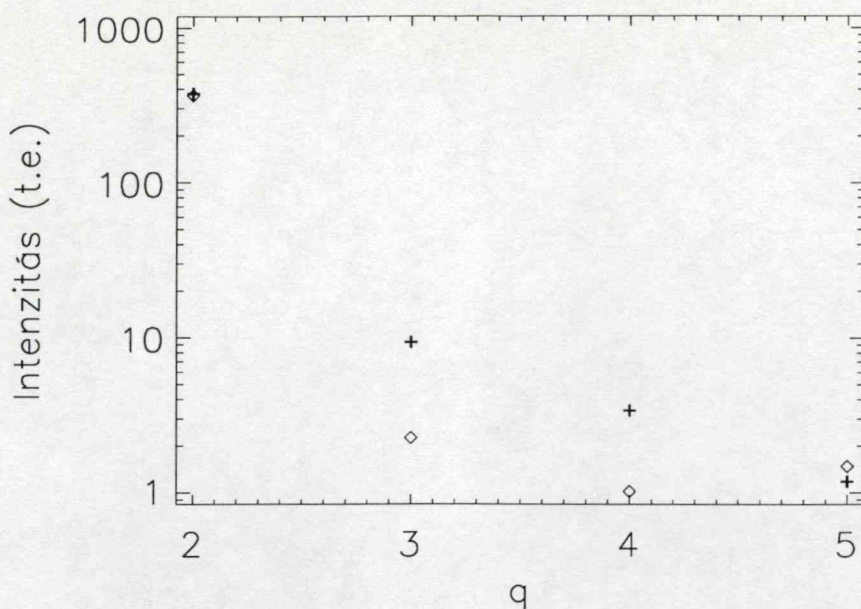


26. ábra. A felharmonikusok intenzitása a harmonikus rend függvényében  $\mu=0.02$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ,  $q=5$  paraméterek esetén. Az eredmények s-polarizált nyalábra vonatkoznak. A + jel a  $p=112$  ( $L=1.86\lambda$ ), míg a  $\diamond$  a  $p=40$  ( $L=1.65\lambda$ ) paraméterekkel kapott eredményeket mutatja

intenzitása látható a rend függvényében,  $p=40$ ,  $q=5$  ( $L=1.65\lambda$ ),  $\mu=0.02$  és  $\sin\theta_0=45^\circ$  esetén. A felharmonikusok intenzitása csökken a felharmonikus rendjének növekedésével. A p-polarizált nyaláb által keltett felharmonikusok intenzitása nagyobb, mint az s-polarizált nyaláb által gerjesztetteké. A különbség függ a felharmonikus rendjétől, de egy nagyságrendnél kisebb marad.

A rezgés során kibocsájtott sugárzás intenzitásának a plazmaprofil meredekségétől való függésének kimutatása céljából összehasonlítottam az s-polarizált nyaláb által keltett felharmonikusok intenzitását két különböző meredekségű sűrűségprofil esetében. Az 26. ábrán a +-szal jelölt pontok a  $p=112$ ,  $q=5$ -nek ( $L=1.86\lambda$ ) megfelelő intenzitásokat jelölik a különböző rendű felharmonikusok esetén. A  $\diamond$  jel pedig a  $p=40$ ,  $q=5$  ( $L=1.65\lambda$ ) paraméterű profilra kapott intenzitásokat jelöli. Összehasonlítva a 26. ábrán látható grafikonokat észrevehető, hogy ha a  $p$  nagyobb (ami egyenértékű a nagyobb skálahosszal), akkor a felharmonikusok intenzitása is nagyobb. A különbség több nagyságrend is lehet, mivel a sebesség-amplitúdók esetében észlelt





27. ábra. A másodrendű felharmonikus intenzitása a  $q$  függvényében  $\mu=0.02$ ,  $\theta_0=45^\circ$ ,  $p=40$  ( $L=1.65\lambda$ ) paraméterek esetén. A + a p-polarizált nyalábbal, míg a  $\diamond$  az s-polarizált nyalábbal kapott eredményeket mutatja

különbség itt fokozottan jelentkezik ( $S_n \sim v_n^2$ ). Szintén megfigyelhető az is, hogy ha a  $p$  paraméter nő, akkor a felharmonikusok intenzitásának a rendtől való függése sokkal kevésbé hangsúlyozott.

A plazmaprofil exponensében szereplő  $q$  paraméter is nagy mértékben befolyásolja a keletkező felharmonikusok intenzitását. E célból a 27. ábrán a másodrendű felharmonikus intenzitását ábrázoltam  $p=40$  ( $L=1.65\lambda$ ),  $\mu=0.02$  és  $\sin \theta_0=45^\circ$  és változó  $p$  esetén.

Az s-polarizált nyaláb által keltett másodrendű felharmonikus intenzitását a  $\diamond$  jelöli, míg a p-polarizált nyaláb által keltetteket a + jel. Megfigyelhető, hogy  $q$  növekedésével, a plazma skálahossza csökken, tehát a felharmonikus intenzitása is csökken mindkét polarizációra. A csökkenés menete különbözik a két polarizáció esetében. Ennek következtében a különböző skálahosszak esetén a két polarizáció által gerjesztett felharmonikusok intenzitásbeli különbsége is változik.

A jelen modell a 2.2.2 fejezet osztályozása szerint a B csoportba tartozó kísérleti eredmények magyarázatát tűzte ki célul. Pontosabban az s-polarizált nyalábok



által keltett s-polarizált páros rendű felharmonikusok keletkezési körülményeit próbálja megismerni. A modell feltételezi, hogy a B csoportba tartozó lézerek által keltett plazmákban az elektromágneses tér konfigurációja megegyezik a két lineáris polarizáció esetén. A számolások szerint az elektromágneses tér anomális teljes visszaverődést szenved a klasszikus reflexiós pont és a kritikus felület közötti rétegen és inhomogén hullámként behatol az optikailag sűrű közegbe. Az optikailag sűrű közeg törésmutatójának abszolút értéke nagyon nagy, emiatt a mágneses indukció amplitúdója lokálisan akár többszöröse is lehet az elektromos tér amplitúdójának. *Az ebben a térben rezgő elektronok sugárzásából származó felharmonikusok megtartják a keltő lézer polarizációját.* A modell összhangban van azon tapasztalatokkal, amelyek esetében a plazma skálahossza összemérhető a gerjesztő lézer hullámhosszával, de a plazmatükör kialakulásának feltételei nem adottak. Ez a 100 fs-nál hosszabb lézermimpulzusok keltette plazmákban érvényesül.

A fenti mechanizmussal keltett felharmonikusok intenzitásának maximuma a számolások szerint nagy mértékben függ a plazma skálahosszától, mivel ettől a mennyiségtől a mágneses indukció amplitúdója exponenciálisan függ. A kísérletileg tapasztalt intenzitásértékek nem függenek a céltárgy anyagi minőségétől, vagyis a plazma skálahosszától. A különbségnek feltételezésem szerint két oka van: 1. az elektron-ion ütközési frekvencia elektronsűrűségtől való függésének elhanyagolása; 2. az elektromos tér szingularitása a kritikus felületnél (ha figyelembe vesszük, hogy az elektromos tér amplitúdójának értéke nem végtelen, akkor csökkenésének menete lassúbb, a mágneses indukció lokális maximumának értéke pedig kisebb).

Úgyszintén jó egyezést tapasztaltam, amikor összehasonlítottam egy adott rendű s és p-polarizált felharmonikus intenzitását: úgy a mérések, mint a modell azt mutatták, hogy a különbség egy nagyságrendnél kisebb.

Összegzésként elmondható, hogy a modell feltárja az s-polarizált nyalábok által keltett s-polarizált páros rendű felharmonikusok keletkezési körülményeit és jónak mondható egyezést mutat a 3.1 fejezetben bemutatott kísérleti eredményekkel.

## 4. Összefoglalás

*1. Kollegáimmal együtt kísérletileg kimutattam, hogy a 248 nm hullámhosszú és 700 fs impulzushosszú lézernyalábbal szilárdtest felületén keltett felharmonikusok megtartják a gerjesztő lézer polarizációját.*

A kísérletek során úgy tapasztaltam, hogy a KrF lézer által kibocsájtott lézernyaláb polarizációjától függetlenül kelthető másod- és harmadrendű felharmonikus szilárdtest felületen. A keltett másod- és harmadrendű felharmonikus megtartja a gerjesztő lézer polarizációját. A kísérletsorozat különlegessége, hogy s-polarizált másodrendű felharmonikus is észleltünk s-polarizált gerjesztés esetén. A másod- és harmadrendű felharmonikusok intenzitása független a céltárgy anyagának minőségétől [63, 66, 67].

*2. Egy Fourier analízisre épülő hidrodinamikai modellt dolgoztam ki, amely megmagyarázza a másod és harmadrendű felharmonikusok keletkezését a kritikus felület környezetében.*

A Maxwell-egyenletekre, a mozgásegyenletre és a kontinuitási-egyenletre épülő modell a másod- és harmadrendű felharmonikus keletkezését magyarázza meg nem-perturbatív módon. Az egyenletrendszer Fourier analízisével meghatároztam a különböző rendű áramsűrűségeket, amelyek az adott rendű felharmonikusok forrásai. Ismerve a forrástagot, a Maxwell-egyenletekből származtatott hullámegyenletek alapján meghatároztam a felharmonikusok polarizációját. Megfigyeltem, hogy a másodrendű felharmonikus p-polarizált a beeső nyaláb polarizációjától függetlenül. A harmadrendű felharmonikus keletkezését különböző csatolások eredményezik, a fő járulékot az alapharmonikus illetve a másodrendű felharmonikus csatolása adja [66, 67].

*3. Analitikus módon tanulmányoztam az elektromágneses tér szerkezetét a közepes meredekségű plazmákban. Bebizonyítottam, hogy meredek sűrűséggradiensű plazmák esetén az elektromágneses tér konfigurációja megegyezik s- és p-polarizált esetben. Rámutattam arra, hogy a fény anomális teljes visszaverődést szenved a klasszikus reflexiós pont és a kritikus felület közötti rétegen, majd a nyaláb transz-*



*mittálódott része a inhomogén hullámként hatol be az optikailag sűrű közegbe.*

Optikailag ritka plazmák esetében az elektromágneses tér struktúráját Ginzburg az 1900-as évek közepén hidrodinamikai alapelveket használva határozta meg. Ultrarövid impulzusok esetében ez a módszer csak a keletkezett plazma optikailag ritka térrészében alkalmazható. Ezért a Fresnel formulák segítségével egységes leírási módszert használva az optikailag ritka és sűrű plazmában egyaránt meghatároztam a tér struktúráját. Kiderült, hogy rövid skálahosszú plazmákban az s- és p-polarizált nyaláb keltette elektromágneses tér konfigurációja megegyezik. Meredek sűrűséggradiensek esetében a klasszikus fordulópont és a kritikus felület közötti távolság a hullámhossz törtrésze és ekkor egyúttal a réteg törésmutatója kisebb, mint az öt mindkét oldalon határoló plazmáé, ily módon ezen a rétegen a hullám anomális teljes visszaverődést szenved. Az anomális teljes visszaverődés során transzmittálódott nyaláb inhomogén hullámként hatol be az optikailag sűrű térrészbe. Rámutattam arra, hogy az inhomogén hullám mágneses indukciójának amplitúdója a közeg sajátosságainak következtében egy lokális maximummal rendelkezik [89–91].

*4. Analitikusan vizsgáltam az elektron mozgását a 3. pontban meghatározott elektromágneses térben. Bebizonyítottam, hogy a plazma optikailag sűrű tartományában a mágneses indukciónak nemrelativisztikus esetben is meghatározó szerepe van az elektronok mozgásában. Kimutattam, hogy a teljes Lorentz erő hatására mozgó elektronok mozgásának nemlinearitásai okozzák a visszaszórt sugárzásban észlelt, az alacsonyfrekvencia többszörösével rendelkező koherens sugárzás jelenlétét.*

Az optikailag sűrű közeg sajátosságainak következménye, hogy a mágneses indukció amplitúdójának lokális értéke az elektromos tér amplitúdójának többszöröse is lehet. Ekkor a Lorentz erőben a mágneses indukciót tartalmazó tag nem hanyagolható el. A teljes Lorentz erő hatására az elektronok nemlineárisan rezegnek. Egy koordináta-transzformáció segítségével sikerült egységes tárgyalási módot találni az s- illetve p-polarizált nyalábok terében rezgő elektronok mozgásának leírására. A nemlineáris rezgések során az elektronok felharmonikusokat is tartalmazó elektromágneses sugárzást bocsájtanak ki. Számolásaim szerint ezeknek a felharmonikusoknak a polarizációja megegyezik a keltő lézer polarizációjával. A p-polarizált nyalábok által keltett adott rendű felharmonikus intenzitása egy nagyságrenddel nagyobb, mint s-polarizált gerjesztés esetén [89–91].



A doktori értekezésben ismertetett tudományos eredmények a nagyintenzitású KrF lézer által, szilárdtest-lézerplazmában keletkező felharmonikusokat elemzik. A felharmonikusok gerjesztésének megértése egy perspektívát jelenthet koherens váku-ultraibolya illetve röntgen fényforrás létrehozására.



## 5. Summary

*1. It has been demonstrated experimentally that the harmonics generated by KrF laser system keep the polarization of the fundamental laser beam.*

It has been found experimentally that second and third harmonics can be generated by both p and s-polarized KrF laser pulse. The generated harmonics preserve the polarization of the fundamental laser beam. It has been shown that the s-polarized incident beam can generate s-polarized second harmonic. It has been found that the degree of polarization of the harmonics does not depend on the target material [63,66,67].

*2. An analytical hydrodynamic model has been developed to explain the generation of odd order harmonics in the critical region. The model is based on Fourier analysis of the Maxwell equations, of the continuity equation and of the equation of motion.*

The model, which is based on the fundamental equations such as the Maxwell equations, continuity equation and the equation of motion, explains the creation of second and third harmonics in a nonperturbativ way. The source of a given order nonlinearity is determined by the current density of the same order, which has been obtained by Fourier transformation of the above mentioned system of equations. The polarization of a given harmonic can be determined by using the wave equation of appropriate order whose source is naturally the appropriate order of the nonlinear current density. It has been recognized that the third harmonic is produced by different wave couplings. The main source is originated from the coupling of the gradient of the second harmonic field and the fundamental field [66,67] .

*3. The structure of the electromagnetic field inside a plasma of medium density gradient has been determined analytically. It has been shown that in the case of steep density profiles the configuration of the electromagnetic field is the same for both s- and p-polarized laser light. It has also been shown that after frustrated total internal reflection on the layer determined by the classical turning point and by the critical surface the electromagnetic field penetrates in the overdense region as an*

*inhomogeneous wave.*

Using hydrodynamical considerations Ginzburg determined the structure of the electromagnetic field for underdense region already in 1940. In the case of plasmas produced by ultrashort pulses this method can only be applied in the underdense region. The structure of electromagnetic field was determined using the Fresnel relations. The analysis has been done for both the optically rare and dense media, using the same treatment. It has been obtained that in the case of short scale length plasmas the field has the same structure for both incident polarizations. In the case of steep density profiles the distance between the classical turning point and the critical surface is a few per cent of the wavelength, so after frustrated internal total reflection the wave can penetrate in the overdense region as an inhomogeneous electromagnetic wave. It has also been shown that the amplitude of the magnetic induction of this inhomogeneous wave has a local maximum because of the special properties of the plasma [89–91].

*4. The motion of the electrons in the electromagnetic field described above has been analyzed analytically. It has been demonstrated that the magnetic field has a decisive role in the motion of the electrons even in nonrelativistic case. The nonlinear motion of the electrons due to the complete Lorentz force are considered to be the main source of the harmonic generation.*

Special properties of the optically dense media determine the magnitude of the amplitude of the magnetic induction, which may be a few times of the amplitude of the electric field.

This way the term, that contains the magnetic field, cannot be neglected in the Lorentz force. The oscillation of the electrons due to the complete Lorentz force is nonlinear. Using a transformation of the frame of reference a method has been found that is capable of giving the source of nonlinearities for s- and p-polarized laser light in the same manner. One of the most interesting result is that the harmonics preserve the state of polarization of the incident laser beam. The intensity of a given harmonic is higher for p-polarized incident beam than for s-polarized incident beam. The difference may be an order of magnitude [89–91].

High harmonic generation produced by a KrF laser system on solid surfaces



has been examined experimentally and a theoretical explanation has been done for the existence of s-polarized even order harmonics. High harmonics may constitute a possible coherent source of light in the vacuum ultraviolet region, so it is necessary to understand the mechanism which generate them.

Most of the above listed scientific achievements contribute to the better understanding of the physical mechanisms of high harmonics produced by high intensity KrF laser systems. The higher order harmonics could constitute a new vacuum ultraviolet or x-ray source.

## 6. Saját publikációk

Referált folyóiratban megjelent publikációk:

- [I]. G. Veres, J.S. Bakos, I.B. Földes, K. Gál, Z. Juhász, G. Kocsis, and S. Szatmári, „Polarization of Harmonics Generated by Ultrashort KrF-laser Pulses on Solid Surfaces”, *Europhys. Lett.* **48**, pp. 390-396, 1999.
- [II]. \*B. Hopp, Z. Tóth, K. Gál, Á. Mechler, Zs. Bor, S.D. Moustazis, S. Georgiou and C. Fotakis, „Time-resolved investigation of the transient surface reflection changes of subpicosecond excimer laser ablated liquids”, *Appl. Phys. A* **69**, pp. S191-S194, 1999.
- [III]. 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**, pp. 264-269, 2000.
- [IV]. K. Gál and S. Varró, "Polarization Properties of High Harmonics Generated on Solid Surfaces", *Opt. Commun.* **198**, pp. 419-431, 2001.

Konferencia kiadványban megjelent publikációk:

- [V]. I.B. Földes, K. Gál, „Felharmonikus-keltés lézerplazmában”, Fény-anyag kölcsönhatás, kvantumoptika -Tavaszi iskola, Pécs, Magyarország, 64-72 o., 1999
- [VI]. S. Varró and K. Gál, „Single Particle Analysis of Second and Third Harmonic Generation on Solid Surfaces”, *Europhysics Conference Abstracts* **24B**, pp. 1701-1704, 2000.
- [VII]. \*I.B. Földes, J. S. Bakos, K. Gál, G. Kocsis, E. Rácz, S. Szatmári, S. Varró and G. Veres, „On Polarization Properties of Harmonics Generated in Laser Plasmas on Solid Surfaces”, XVth Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, pp. 380-381, Lillafüred, Magyarország, 2000.

- [VIII]. \*G. Veres, J.S. Bakos, I.B. Földes, K. Gál, G. Kocsis, E. Rácz, S. Szatmári, S. Varró, „Szilárdtest lézerplazmában keltett felharmonikusok polarizációs tulajdonságai”, IV. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről, Budapest, Magyarország, P20-P21 o., 2000.
- [IX]. K. Gál and S. Varró, „Single Electron Model of Second and Third Harmonic Generation on Solid Surfaces”, *Proceedings of SPIE 4424*, pp. 228-231, 2001.

A \*-gal jelölt munkákat nem használtam fel az értekezésben.



## 7. Köszönetnyilvánítás

Ezúton mondok köszönetet mindenelőtt témavezetőmnek, Dr. Földes István-nak (RMKI, Plazmafizikai Főosztály) és egyetemi konzulensemnek Dr. Szatmári Sándor professzornak, akik a lézer-anyag kölcsönhatások rejtelseibe bevezettek, és akiktől e terület szépségeit, érdekességeit megtanulhattam. Szintén köszönetemet fejezem ki Dr. Varró Sándornak az SzFKI (Lézerfizikai Osztály) osztályvezetőjének, akitől az elméleti fizika érdekességeit megtanulhattam. Az értekezésben bemutatott eredmények elsősorban a velük folytatott közös munka révén születtek. Tudásukat tapasztalatukat átadva és megteremtve a kutatások infrastruktúrális feltételeit lehetővé tették e dolgozat megszületését.

Megköszönöm Dr. Hevesi Imre professor emeritusnak, hogy értékes tanácsaival és gondos útmutatásaival egyengette lépteimet a doktori képzés ideje alatt.

Köszönettel tartozom Dr. Bakos József professzornak (RMKI, Plazmafizikai Főosztály), aki a kutatások során több alkalommal értékes tanácsokkal látott el.

A kutatási eredmények elkészülésében nagy segítséget nyújtottak Dr. Kocsis Gábor, Dr. Veres Gábor és Rácz Ervin az RMKI munkatársai, valamint Dr. Nagy Tamás a SZTE tanársegéde. Őket is köszönet illeti.

Köszönöm Dr. Hopp Bélának és Dr. Tóth Zsoltnak, hogy segítettek tágítani a lézer-anyag kölcsönhatásra vonatkozó ismereteim körét.

Köszönetet mondok a Kísérleti Fizikai Tanszék, a Fizikus Tanszékcsoporthoz valamint a Plazmafizikai Főosztály tagjainak a mindennapi munkám során nyújtott segítségükért.

## 8. Irodalom

- [1] Abonyi Iván, *A negyedik halmazállapot*, Gondolat Kiadó, Budapest, 1971.
- [2] G. Mourou, „The ultra-high peak-power laser: present and future”, *Appl. Phys. B* **65**, pp. 205-211, 1997.
- [3] T. Brabec and F. Krausz, „Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics”, *Rev. Mod. Phys.* **72**, pp. 545-591, 2000.
- [4] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley 1998.
- [5] H. Hora, *Plasmas at High Temperature and Density*, Roderer-Verlag, Regensburg 2000.
- [6] F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, New York, 1976.
- [7] C. S. Liu and V. K. Tripathi, *Interaction of Electromagnetic Waves with Electron Beams and Plasmas*, World Scientific, Singapore, 1994 .
- [8] R. Guenther, *Modern Optics*, John Wiley and Sons, 1990.
- [9] V.L. Ginzburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, Gordon and Beach, Inc, New York, 1960.
- [10] F. Brunel, „Not-So-Resonant Absorption”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, pp. 52-55, 1987.
- [11] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel, G. Kühnle, S. Szatmári and F.P. Schäfer, „Absorption of Subpicosecond Ultraviolet Laser Pulses in High Density-Plasma”, *App. Phys. B* **50**, pp. 79-99, 1990.
- [12] S.C. Wilks, W.L. Kruer, and A.B. Langdon, „Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, pp. 1383-1386, 1992.
- [13] C.E. Max, Second Harmonic Production from Solid Targets, in *Laser Plasma Interactions*, R. Balian and J.C. Adam, ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, pp. 304-410, 1982.

- [14] S.V. Bulanov, N.M. Naumova and F. Pegaro, „Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with overdense plasma”, *Phys. Plasma* **1**, pp. 745-757, 1994.
- [15] W.L. Kruer, E.M. Campbell, C.D. Decker, S.C. Wilks, J. Moody, T. Orzechowski, L. Powers, L.J. Suter, B.B. Afeyan and N. Dague, „Strongly driven laser-plasma coupling”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, pp. A409-A417, 1999.
- [16] K. Witte, C. Gahn, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, A. Pukhov and G. Tsakiris, „Physics of ultra-intense laser-plasma interaction”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, pp. B221-B230, 1999.
- [17] S. Zhu, A.W. Yu, D. Hawley, and R. Roy, „Frustrated Total Internal Reflection: A demonstration and Review”, *Am. J. Phys.* **54**, pp. 601-606, 1986.
- [18] K.H. Drexhage, „Monomolecular Layers and Light”, *Nature*, pp. 108-118, 196..
- [19] I. Simon, „Spectroscopy in Infrared by Reflection and Its Use for Highly Absorbing Substances”, *J. Opt. Soc. Am.* **41**, pp. 336-345, 1951.
- [20] R.W. Ditchburn, „Some New Formulas for Determining the Optical Constants from Measurements of Reflected Light”, *J. Opt. Soc. Am.* **45**, pp. 743-748, 1955.
- [21] I. Newton, *Optics*, Dover, New York, 1952.
- [22] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley Publ. Copm. Inc., USA, 1987.
- [23] A. Haibel, G. Nimtz and A.A. Stahlhofen, „Frustrated total reflection: The double-prism revisited”, *Phys. Rev. E* **63**, pp. 047601/1-047601/3, 2001.
- [24] I.B. Földes, J.S. Bakos, Z. Bakonyi, T.Nagy and S. Szatmári, „Harmonic generation in plasmas of different density gradients”, *Phys. Lett. A* **258**, pp. 312-316, 1999.
- [25] M. Zepf, G.D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D.M. Chambers, P.A. Norreys, U. Andiel, A.E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J.S. Warkand K. Witte, „Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets”, *Phys. Rev. E* **58**, pp. R5253-R5256, 1998.



- [26] Anne L'Huillier and Ph. Balcou, „High-order harmonic generation in rare gases with 1-ps 1053-nm laser”, *Phys. Rev. Lett* **70**, pp. 774-777, 1993.
- [27] L. Poletto, G. Tondello and P. Villoresi, „High-order laser harmonics detection in the EUV and soft x-ray spectral regions”, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, pp. 2868-2874, 2001.
- [28] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L'Huillier and P. B. Corkum, „Theory of High-Harmonic Generation by Low-frequency Laser Fields”, *Phys. Rev. A* **49**, pp. 2117-2132, 1994.
- [29] K.C Kulander and B.W. Shore, „Generation of Optical Harmonics by Intense Pulses of Laser Radiation. Single-Atom Spectrum for Xenon”, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, pp. 502-508, 1990.
- [30] J.L Krause, K.J. Schafer and K.C. Kulander, „High-Order Harmonic Generation from Atoms and Ions in the High Intensity Regime”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, pp. 3535-3538, 1992.
- [31] Ch. Spielmann, N.H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek and F. Krausz, „Generation of Coherent X-rays in the Water-Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses”, *Science* **278**, pp 661-664, 1997.
- [32] G. Farkas and C. Tóth, „Proposal for attosecond light pulse generation using multiple harmonic conversion processes in rare gases”, *Phys. Lett.* **168**, pp. 447-450, 1992.
- [33] N.A. Papadogiannis, B. Witzel, C. Kalpouzos and D. Charalambidis, „Observation of Attosecond Light Localization in Higher Order Harmonic Generation”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, pp. 4289-4292, 1999.
- [34] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, Ch. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum, and F. Krausz, „X-ray Pulses Approaching the Attosecond Frontier”, *Science* **291**, pp. 1923-1927, 2001.

- [35] P.M. Paul, E.S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H.G. Muller and P. Agostini, „Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation”, *Science* **292**, pp. 1689-1692, 2001.
- [36] D. Schulze, M. Dörr, G. Sommerer J. Ludwig, P.V. Nickles, T. Schlegel, M. Drescher, U. Kleineberg and U. Heitzmann, „Polarization of the 61st harmonic from 1053-nm laser radiation in neon”, *Phys. Rev. A* **57**, pp. 3003- 3007, 1998.
- [37] C. Lingå, M. B. Gaarde, C. Delfin, M. Bellini, T.W. Hänsch, A. L’Hullier and C.-G. Wahlström, „Temporal coherence of high-order harmonics”, *Phys. Rev. A* **60**, pp. 4823-4830, 1999.
- [38] A. Caruso, A. De Angelis, G. Gatti, R. Gratton, and S. Martellucci, „Second-Harmonic Generation in Laser Produced Plasmas”, *Phys. Lett.* **33**, pp. 29-30, 1970.
- [39] L.M. Goldman, J. Soures, and M.J. Lubin , „Saturation of Stimulated Backscattered Radiation in Laser Plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **31**, pp. 1184-1187, 1973.
- [40] J.L. Bobin, M. Decroisette, B. Meyer, and Y. Vitel , „Harmonic Generation and Parametric Excitation of Waves in Laser-Created Plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **30**, pp. 594-597, 1973.
- [41] P. Lee, D.V. Giovanielli, R.P. Godwin, and G.H McCall, „Harmonic Generation and Frequency Mixing in Laser-Produced plasmas”, *Appl. Phys. Lett.* **24** pp. 406-408, 1974.
- [42] C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, and J. Mizui , „Brillouin Scattering and Parametric Double Resonance in Laser-Produced Plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **32**, pp. 1038-1041, 1974.
- [43] H.A. Baldis, H. Pépin, T.W. Johnston, and K.J. Parbhakar, „Second-Harmonic Light from the Interaction of a Nanosecond  $CO_2$  Laser Pulse with the Plasma Produced from Polyethylene Sheet”, *Phys. Rev. Lett* **35**, pp. 37-39, 1975.
- [44] K. Eidmann and R. Sigel, „Second-Harmonic Generation in an Inhomogeneous Laser-Produced Plasma”, *Phys. Rev. Lett.* **34**, pp. 799-802, 1975.

- [45] R. L. Carman, C. K. Rhodes and R.F. Benjamin, „Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in  $CO_2$ -laser produced plasmas”, *Phys. Rev. A* **24**, pp. 2649-2663, 1981.
- [46] D. von der Linde, H. Schulz, T. Engers, and H. Schöler, „Second Harmonic Generation in Plasmas Produced by Intense Femtosecond Laser Pulses” *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, pp. 2388-2397, 1992.
- [47] D. von der Linde, Second Harmonic Production from Solid Targets, in *Laser Interactions with Atoms, Solids, and Plasmas*, R.M.More ed., Plenum Press, New York, pp. 207-237, 1994.
- [48] D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowicz and A. Antonetti, „Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses”, *Phys. Rev. A* **52**, pp. R25-R27, 1995.
- [49] D. von der Linde and K. Rzazewski, „High-order optical harmonic generation from solid surfaces”, *Appl. Phys. B* **63**, pp. 499-506, 1996.
- [50] D. von der Linde, „Generation of high order optical harmonics from solid surfaces”, *Appl. Phys. B* **68**, pp. 306-319, 1999.
- [51] S. Kohlweyer, G.D. Tsakiris, C.G. Wahlström, C. Tillman, and I. Mercer, „Harmonic Generation from Solid-Vacuum Interface Irradiated at High Laser Intensities”, *Opt. Commun.* **117**, pp. 431-438, 1995.
- [52] L.A. Gizzi, D. Giulietti, A. Giulietti, P. Audebert, S. Bastiani, J. P. Geindre, and A. Mysyrowicz, „Simultaneous Measurements of Hard X Rays and Second-Harmonic Emission in fs Laser-Target Interactions”, *Phys. Rev. Lett.* **76** pp. 2278-, 1996.
- [53] A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, Ph. Balcou, G. Ray, J.-P. Chambalet, U. Teubner, D. Klöpfel and W. Teobald, „Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses”, *Phys. Rev. A* **62**, pp. , 2000.



- [54] I.B. Földes, J.S. Bakos, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy, and S. Szatmári, „Harmonic Generation in UV Laser Plasma”, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **2**, pp. 776-781, 1996.
- [55] P.A. Norreys, M. Zepf, S. Moustazis, A.P. Fewes, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, P. Neely, F.N. Walsh, J.S. Wark and A.E. Dangor, „Efficient Extreme UV Harmonics Generated from Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, pp. 1832-1835, 1996.
- [56] A. Ishizawa, K. Inaba, T. Kanai, T. Ozaki and H. Kuroda, „High-Order Harmonic Generation from a Solid Surface Plasma by Using a Picosecond Laser”, *IEEE J. Quant. Electron.* **35**, pp. 60-65, 1999.
- [57] R.A. Ganeev, J.A. Chakera, M. Raghuramaiah, A.K. Sharma, P.A. Naik and P.D. Gupta , „Experimental study of harmonic generation from solid surfaces irradiated by multipicosecond laser pulses”, *Phys. Rev. E* **63**, pp. 026402/1-026402/6, 2001.
- [58] D.M. Chambers, P.A. Norreys, A.E. Dangor, R.J. Marjoribanks, S. Moustazis, D. Neely, S.G. Preston, J.S. Wark, I. Watts and M. Zepf, „Feasibility study of high harmonic generation from short wavelength lasers with solid targets”, *Opt. Commun.* **148**, pp. 289-294, 1998.
- [59] F.F. Cap, Handbook on plasma instabilities, New York, Academic Press, 1976.
- [60] J. Zhang, M. Zepf, P.A. Norreys, A.E. Dangor, M. Bakarezos, C. N. Danson,, A. Dyson, A.P. Fewes, P. Gibbon, H.M. Key, P. Lee, S. Moustazis, P. Neely, F.N. Walsh and J.S. Wark, „Coherence and bandwidth measurement of harmonics generated from solid surfaces irradiated by intense picosecond laser pulses”, *Phys. Rev. A* **54**, pp. 1597-1603, 1996.
- [61] A. Ishizawa, T. Kanai, T. Ozaki and H. Kuroda, „Enhancement of High-Order Harmonic Generation Efficiency from Solid-Surface Plasma Controlling the Electron Density Gradient of Picosecond Laser-Produced plasmas”, *IEEE J. Quant. Electron.* **37**, pp. 384-389, 2001.



- [62] J.S. Bakos, I.B. Földes, M.Á. Kedves, G. Kocsis, G. Veres, Z. Bakonyi, T. Nagy, and S. Szatmári, „ASE Prepulse Effects in High-Harmonic Generation”, 6th International Conference on X-ray Lasers, *IOP. Conf. Ser. No 159*, pp. 531-534, 1999.
- [63] 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**, pp. 264-269, 2000.
- [64] S. Szatmári, „High-brightness ultraviolet excimer lasers”, *Appl. Phys. B* **58**, pp. 211-223, 1994.
- [65] Jobin-Yvon, grating data sheet.
- [66] \*I.B. Földes, K. Gál, „Felharmonikus-keltés lézerplazmában”, Fény-anyag kölcsönhatás, kvantumoptika -Tavaszi iskola, Pécs, Magyarország, 64-72 o., 1999.
- [67] G. Veres, J.S. Bakos, I.B. Földes, K. Gál, Z. Juhász, G. Kocsis, and S. Szatmári, „Polarization of Harmonics Generated by Ultrashort KrF-laser Pulses on Solid Surfaces”, *Europhys. Lett.* **48**, pp. 390-396, 1999.
- [68] B. Bezzerides, R.D. Jones and D.W. Forslund, „Plasma Mechanism for Ultraviolet Harmonic Radiation Due to Intense  $CO_2$  Light”, *Phys. Rev. Lett.* **49**, pp. 202-205, 1982.
- [69] N.S. Erokhin, S.S. Moiseev and V.V. Mukhin, „Theory of second-harmonic generation in an inhomogeneous hot plasma”, *Nuclear Fusion* **14**, pp. 333-339, 1974.
- [70] Y.I Salamin and F.H.M Faisal, „Harmonic generation by scattering circularly polarized light of arbitrary intensity from free electrons of arbitrary initial velocity”, *Phys. Rev. A* **55**, pp. 3964-3967, 1997.
- [71] W. Yu, M.Y Yu, J. Zhang and Z. Xu, „Harmonic generation by relativistic electrons during irradiance of a solid target by a short-pulse ultraintense laser”, *Phys. Rev. E* **57**, pp. R2531-R2534, 2000.

- [72] J. Parashar and A.K. Sharma, „Second harmonic generation by an obliquely incident laser on vacuum-plasma int'erface”, *Europhys. Lett.* **41**, pp. 389-394, 1998.
- [73] J. Parashar and R. Bharuthram, „Second Harmonic Generation of a Laser on Rippled Metallic Surface”, *Phys. Scripta* **60**, pp. 562-563, 1999.
- [74] C. Grebogi, V. K. Tripathi and H.H Chen, „Harmonic generation of radiation in a steep density profile”, *Phys. Fluids* **26**, pp. 1904-1908, 1983.
- [75] R. Ondarza-Rovira and T.J.M. Boyd, „Plasma harmonic emission from laser interactions with dense plasma”, *Phys. Plasmas* **7**, pp. 1520-1530, 2000.
- [76] E. S. Sarachik and G.T. Schappert, „Classical Theory of the Scattering of Intense Laser Radiation by Free Electrons”, *Phys. Rev. D* **1**, pp. 2738-2752, 1970.
- [77] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, „Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensities”, *Phys. Plasmas* **3**, pp. 3425-3437, 1996.
- [78] P. Gibbon and A.R. Bell, „Collisionless Absorption in Sharp-Edged Plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, pp. 1535-1538, 1992.
- [79] P. Gibbon, „Efficient Production of Fast Electrons from Femtosecond Laser Interaction with Solid Targets”, *Phys. Rev. Lett.* **73**, pp. 664-667, 1994.
- [80] P. Gibbon, „Harmonic Generation by Femtosecond Laser-Solid Interaction: A Coherent „Water-Window” Light Source?”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, pp. 50-53, 1996.
- [81] P. Gibbon, „High-Order Harmonic Generation in Plasmas”, *IEEE J. Quant. Electron.* **33**, pp. 1915-1924, 1997.
- [82] S.C. Wilks, W.L. Kruer, and W.B. Mori, „Odd Harmonic Generation of Ultra-Intense Laser Pulses Reflected from an Overdense Plasma”, *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **21**, pp. 120-124, 1993.
- [83] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, „Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **41**, pp. 4463-4470, 1990.



- [84] P. Sprangle and E. Esarey, „Stimulated Backscatter Harmonic Generation from Intense Laser Interactions with Beams and Plasmas”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, pp. 2021-2024, 1991.
- [85] P. Sprangle and E. Esarey, „Interaction of ultrahigh laser fields with beams and plasmas”, *Phys. Fluids B* **4**, pp. 2241-2248, 1992.
- [86] J.D. Jackson, *Classical electrodynamics*, New York Wiley and Sons., 1963.
- [87] W.R. Hunter, „Design criteria for reflection polarizers and analyzers in the vacuum ultraviolet”, *Appl. Opt.* **17**, pp. 1259-1270, 1978.
- [88] S. Varró and F. Ehlotzky, „Higher Harmonic Generation at Metal Surfaces by Powerful Femtosecond Laser Pulses”, *Phys. Rev. A* **54**, pp. 3245-3249, 1996.
- [89] S. Varró and K. Gál, „Single Particle Analysis of Second and Third Harmonic Generation on Solid Surfaces”, *Europhysics Conference Abstracts* **24B**, pp. 1701-1704, 2000.
- [90] K. Gál and S. Varró, „Single Electron Model of Second and Third Harmonic Generation on Solid Surfaces”, *Proceedings of SPIE* **4424**, pp. 228-231, 2001.
- [91] K. Gál and S. Varró, „Polarization Properties of High Harmonics Generated on Solid Surfaces”, *Opt. Commun.* **198**, pp. 419-431, 2001.
- [92] C.T. Hansen, S.C. Wilks, and P.E. Young, „Spectral Evidence for Collisionless Absorption in Subpicosecond Laser-Plasma Interactions”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, pp. 5019-5022, 1999.
- [93] J.A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill Book Company, Inc, New York, and London, 1941.
- [94] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon, Oxford, 1980.
- [95] Á. Budó-T. Mátrai, „*Kísérleti fizika 3*”, Tankönyvkiadó, Budapest, 1989.
- [96] W. Rozmus and V.T. Tikhonchuk, „Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas”, *Phys. Rev. A* **42**, pp. 7401-7412, 1990.