

# **SPECIÁLIS EXCIMER LÉZEREK**

**PhD értekezés**

*Szerző:*

**Bohus János**

*Témavezető:*

***Dr. Szatmári Sándor***

*a fizika tudomány doktora (az MTA doktora)*

Szegedi Tudományegyetem  
Kísérleti Fizikai Tanszék

**Szeged**

2007.

# Tartalomjegyzék

<b>BEVEZETÉS .....</b>	<b>4</b>
<b>1. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK, CÉLKITŰZÉSEK.....</b>	<b>7</b>
1.1. A mikrolitográfia által támasztott, fényforrásokra vonatkozó követelmények .....	7
<b>1.2. Excimer lézerek hangolására és a spektrum szűkítésére szolgáló optikai elrendezések .....</b>	<b>8</b>
1.2.1. Hangolás optikai ráccsal és Fabry-Perot etalonnal .....	8
1.2.2. A prizmás nyalábtágító.....	14
<b>1.3. A koherenciahossz, a spektrum alakja és a sáv szélesség kapcsolata .....</b>	<b>15</b>
<b>1.4. Keskenysávú lézerrendszerek összehasonlítása.....</b>	<b>17</b>
<b>1.5. Excimer lézerek gázkisüléssel történő gerjesztése.....</b>	<b>19</b>
1.5.1. A gerjesztő feszültség felfutási idejének és az előionizációnak a hatása a lézerimpulzus energiájára, illetve a gázkisülés homogenitására .....	19
1.5.2. A tirátron és a mágneses telítődés elvén működő kapcsoló .....	24
1.5.3. A <i>C-C áttöltés</i> és a mágneses impulzuskompresszió elvén működő gerjesztő körök .....	27
<b>TERVEZETT CÉLKITŰZÉSEK .....</b>	<b>35</b>
<b>2. ÚJ EREDMÉNYEK.....</b>	<b>37</b>
<b>2.1. Keskenysávú ultraibolya lézerrendszerek előállítása mikrolitográfiai célokra .....</b>	<b>37</b>
2.1.1. Keskenysávú, impulzusüzemű lézer oszcillátorok méretezése .....	37
2.1.2. Keskenysávú festék-excimer lézerrendszer összeállítása és spektrális tulajdonságai.....	39
2.1.3. Rövid és hosszú rezonátorral készített keskenysávú KrF excimer lézereknek az építése és spektrumainak kísérleti összehasonlítása.....	47
<b>2.2. A mágneses telítődésen alapuló mágneskapcsoló szivárgó áramának kompenzálása.....</b>	<b>51</b>
2.2.1. A mágneskapcsoló szivárgó áramának kompenzálása transzformátorral .....	53
2.2.2. A differenciális pumpáló áramkör.....	55
<b>2.3. Az előionizáció hatékonyságának növelése .....</b>	<b>60</b>
2.3.1. Az előionizáció hatása a tárolt energiára.....	60
2.3.2. Az R-C és a transzformátoros kapcsolású „elő-előionizáló áramkörök” .....	63
<b>2.4. Két és három kisülési terű excimer lézerek.....</b>	<b>67</b>
2.4.1. A gázkisülések késleltetésének beállítása .....	68
2.4.2. A gerjesztő áramkör számítógépes szimulációja.....	71

2.4.3. Az „elosztott” mágneskapcsoló.....	74
2.4.4. Az elosztott mágneskapcsoló felhasználásával épített lézer .....	80
<b>ÖSSZEFOGLALÁS.....</b>	<b>83</b>
<b>SUMMARY .....</b>	<b>87</b>
<b>KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS.....</b>	<b>90</b>
<b>IRODALOMJEGYZÉK .....</b>	<b>91</b>

## Bevezetés

Az első integrált áramkört 1958-ban készítették közvetlenül a litográfia eszközeinek megjelenése után, úgynevezett *kontaktnyomtatással*. Ez utóbbi azt jelenti, hogy az áramkör mintázatát hordozó *maszkt* közvetlenül a fotoérzékeny rétegre vagy néhány mikrométerrel a fölé helyezték el. A kontaktnyomtatáson alapuló eljárást viszonylag hosszabb ideig alkalmazták, és a fejlesztés céljából pl. a fényforrások koherenciájának mértékét csökkentették, s így a felbontóképességet növelték. Az 1974-es évben az elérhető minimális vonalszélességet a kezdeti 200  $\mu\text{m}$ -ről 2  $\mu\text{m}$ -re sikerült csökkenteni. Ebben az időben áttörés következett be a mikrolitográfiában. Nevezetesen, a kontaktnyomtatás helyett, a maszk és a fotoérzékeny réteg között elhelyezkedő, tükrökből álló egyszeres nagyítású leképező rendszert kezdtek használni. Ezzel a megoldással elkerülhető volt, hogy a maszk és a fotoérzékeny réteg közvetlenül érintkezzen egymással. Mivel a tapasztalat szerint az 1,5  $\mu\text{m}$ -es vonalszélesség elérése az egyszeres nagyítású leképező rendszerrel sikertelennek bizonyult, ezért ezt a rendszert 1985-ben megszüntették. További áttörést jelentett az az 1978-ban kifejlesztett műszaki megoldás, amely lehetővé tette, hogy a maszkt lencséből álló rendszerrel képezzék le a fotoérzékeny rétegre. A továbbiakban azonban újabb probléma jelentkezett. Ugyanis a refraktív elemekből álló optikai rendszer színi hibájának kiküszöbölése céljából keskenysávú fényforrást kellene alkalmazni. Ilyen fényforrás kifejlesztése azonban különleges problémát jelentett. Megvilágító fényforrásként ugyanis kezdetben a látható hullámhossztartományban működő lámpákat alkalmazták, azonban az elérhető felbontóképesség növelése, s így a hullámhossz csökkentése továbbra is megoldandó feladat maradt. Excimer lézereket 1982-óta használnak mikrolitográfiai célokra. Az excimer lézereknek – a mikrolitográfia szempontjából - előnyös tulajdonságai: a nagy teljesítmény, a hangolhatóság és a csökkenthető sáv szélesség.

*A leírtakat figyelembe véve az volt a célom, hogy az optikai mikrolitográfiában alkalmazható keskenysávú festék- és excimer lézeres fényforrásokat vizsgáljak és fejlesszek ki.*

A rövid impulzusú KrF excimer lézerrendszerek segítségével igen nagy fókuszált intenzitásokat ( $>10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) érhetünk el, amihez azonban – a tárolt energia növelése céljából

- nagy keresztmetszetű KrF erősítőket kell előállítunk. Az elektronnyalábbal pumpált excimer lézereknek nagy a keresztmetszete. Ezzel szemben a gázkisüléssel gerjesztett lézerek felépítésüknél fogva egyszerűbben üzemeltethetőek, ennél fogva előnyösebben használhatók a kutatómunkában. A rövid impulzusú excimer erősítők egyik legfontosabb értékmérője a pillanatnyilag tárolt energia mennyisége és a nyaláb homogenitása. Ezeket - többek között - az aktív közeg térfogata és a kisülés homogenitása határozza meg. Az excimer lézer aktív közegében lejátszódó gázkisülés homogenitását jelentősen befolyásolja az előionizáció erőssége, és a gázkisülést tápláló gerjesztő feszültségimpulzus felfutási ideje.

*Célul tűztem ki, hogy olyan, excimer lézerek pumpálására alkalmas áramköröket fejlesszek ki, amelyek a hagyományos gerjesztő áramkörökkel szemben nagyobb tárolt energiát eredményeznek.*

Az *első fejezet* 1.1 pontjában a mikrolitográfia által támasztott, fényforrásokra vonatkozó legfontosabb követelményekről lesz szó. A 1.2. pontban a kis sávszélességű lézerek előállításához szükséges különböző hangolóegységek legfontosabb tulajdonságait foglalom össze. Az 1.3. pontban a koherenciahossz, a spektrum alakja és a sávszélesség közötti összefüggésekre mutatok rá. Ezeknek az összefüggéseknek a felhasználásával határozom meg az általam vizsgált lézer spektrális sávszélességét. Az 1.4. pontban három különböző típusú keskenysávú lézerrendszert hasonlítok össze, a mikrolitográfia szempontjából fontos tulajdonságok alapján. Az 1.5. pontban a homogén gázkisülés létrehozásához szükséges legfontosabb feltételeket foglalom össze, amelyek figyelembevételével fejlesztettük ki az ismertetésre kerülő, excimer lézerekben alkalmazható áramköri kapcsolásokat. Az 1.5. pontban ismertetem az excimer lézerek gerjesztésére szolgáló legfontosabb kapcsolásokat is.

A *második fejezetben* saját eredményeimet részletezem. A 2.1. pontban a mikrolitográfia céljaira alkalmazható, keskenysávú festék-excimer és excimer-excimer típusú *mester oszcillátor teljesítmény-erősítő* lézerrendszerek fejlesztéséről és vizsgálatáról számolok be. A 2.2. pontban az excimer lézerekben alkalmazott mágneskapcsoló szivárgó áramának kompenzálására alkalmas áramköri kapcsolásokat mutatok be. A szivárgó áram kompenzálása által a gázkisülés homogénabb lesz, s így növekszik az excimer erősítőben tárolt energia. A 2.3. pontban az excimer lézerek gerjesztőköréin elvégzett, az előionizációt javító újításokat mutatom be. Ezeknek az újításoknak köszönhetően növekszik az excimer lézerekben a kisülés homogenitása. A 2.4. pontban három kisülési térrel rendelkező excimer

lézer fejlesztésének legfontosabb elemeit mutatom be. Ennek a lézernek az a különlegessége, hogy egyetlen tirátron és mágnescapcsoló vezérli mindhárom kisülési csövet. A kisülések közötti késleltetéseknek és a kis *jitter*nek köszönhetően a lézerberendezés alkalmassá válik három, egymást követő lézerimpulzus erősítésére vagy előállítására. Egy ilyen lézert egy nemzetközi együttműködés keretében fejlesztettünk ki, és jelenleg is egy nagyintenzitású lézerrendszer részeként működik.

# 1. Tudományos előzmények, célkitűzések

## 1.1. A mikrolitográfia által támasztott, fényforrásokra vonatkozó követelmények

Az optikai mikrolitográfia a mikroelektronikai eszközök gyártásának kulcsfontosságú eljárása. A mikrochipek igen bonyolult gyártástechnológiájához, azaz az áramkör kapcsolási rajzát tartalmazó – finom rajzolatú - maszkok több lépésből történő leképezéséhez a mikrolitográfia különleges eszközeire van szükség. Az áramköri elemek integráltságának folyamatos növekedési igénye is megkívánja a mikrolitográfiai eljárások, eszközök fejlesztését. Az ipari alkalmazások szempontjából – a mikrolitográfia területén – az excimer lézerek, mint fényforrások számos előnnyel rendelkeznek a kezdetben használt spektrálműveléssel (pl. higany lámpával) szemben. A leképezéses mikrolitográfia szempontjából a fényforrások legfontosabb jellemzője a spektrális sávszélesség. Ez azzal magyarázható, hogy az optikai mikrolitográfiában használatos - lencséből felépülő - leképező rendszerek nem akromatikusak. Így a fényforrás véges sávszélessége miatt a leképezés során színi hiba lép fel. Mivel a mikrolitográfiában használható szélessávú, akromatikus leképező rendszerek előállítására igen költséges eljárás lenne, ezért előnyösebb keskenysávú fényforrásokat alkalmazni. Továbbá a – fényforrást is tartalmazó – gyártósornak egyik fontos jellemzője az időegység alatt gyártható áramkörök száma. Ezt a számot a fényforrás teljesítménye is befolyásolja. A mikrolitográfiai eljárás során a leképezés felbontóképessége elvileg a megvilágító fényforrás  $\lambda$  hullámhosszától, illetve az alkalmazott optikai rendszer numerikus apertúrájától ( $NA$ -tól) függ. A legkisebb „rajzolható” vonalszélesség (line width;  $LW$ ) az  $LW = k_1 \lambda / NA$  összefüggéssel adható meg, ahol  $k_1$  egy konstans (tipikus értéke  $\sim 0,5$ ). A leképező rendszer egy másik kritikus paramétere: a fókusz mélysége (depth of focus;  $DoF$ ), amely a fotónegatív felületének megkívánt minőségét, „simaságát” határozza meg. Ez a  $DoF = k_2 \lambda / NA^2$  összefüggéssel adható meg, ahol  $k_2$  egy konstans (tipikus értéke  $\sim 2,5$ ). Látható, hogy az  $LW$  és a  $DoF$  mennyiségek a hullámhosszal csökkennek, tehát kisebb hullámhosszú fényforrással a rajzolható vonal szélessége is kisebb, azonban az optikai tengely irányában pontosabban kell pozicionálni a fotónegatívot, valamint annak vastagságát is csökkenteni kell. Ma az iparban széles körben alkalmaznak keskenysávú

KrF lézereket, azonban egyre nagyobb szerep jut a kisebb - 193 nm és 157 nm - hullámhosszúságú ArF, illetve F<sub>2</sub> lézereknek is. Az 1. táblázatban a mikrolitográfia követelményei és a megfelelő lézer paraméterek láthatók. A táblázatban szereplő *kritikus dimenzió* arra a legkisebb méretre utal, amely az adott mikrolitográfiai eljárással létrehozható [7-9].

<b>A mikrolitográfiához rendelhető jellemzők</b>	<b>A lézerek vonatkozó paraméterei</b>
felbontóképesség	hullámhossz, sáv szélesség
a fókusz mélysége (DoF)	hullámhossz, sáv szélesség
a fókusz stabilitása	a hullámhossz stabilitása
a létrehozott áramkörti elemek egységessége	a nyaláb profil, a nyaláb divergencia és a nyaláb irányának stabilitása
kritikus dimenzió-kontrol	hullámhossz- és energia stabilitás
nyereség	a paraméterek stabilitása
gyártó kapacitás	teljesítmény, ismétlési frekvencia, a karbantartás szükségessége
költségek	élettartam, a karbantartás szükségessége, megbízhatóság

1. táblázat *A mikrolitográfia jellemzői és a lézerek megfelelő paraméterei*

## **1.2. Excimer lézerek hangolására és a spektrum szűkítésére szolgáló optikai elrendezések**

### **1.2.1. Hangolás optikai ráccsal és Fabry-Perot etalonnal**

Ismeretes, hogy az excimer lézerekben alkalmazott hagyományos sávszűkítő eljárások a következők: a rezonátorba szerelt Fabry-Perot etalonok, valamint a Littrow-elrendezésben vagy súrlódó beesésben használt optikai rácsok, nyalábtágítóval. Ezeknek a megoldásoknak azonban a számos hátrányos tulajdonságával kell számolnunk, ha nagy átlagos kimenő teljesítményt követelünk meg. Ilyen hátrányos tulajdonságok például:

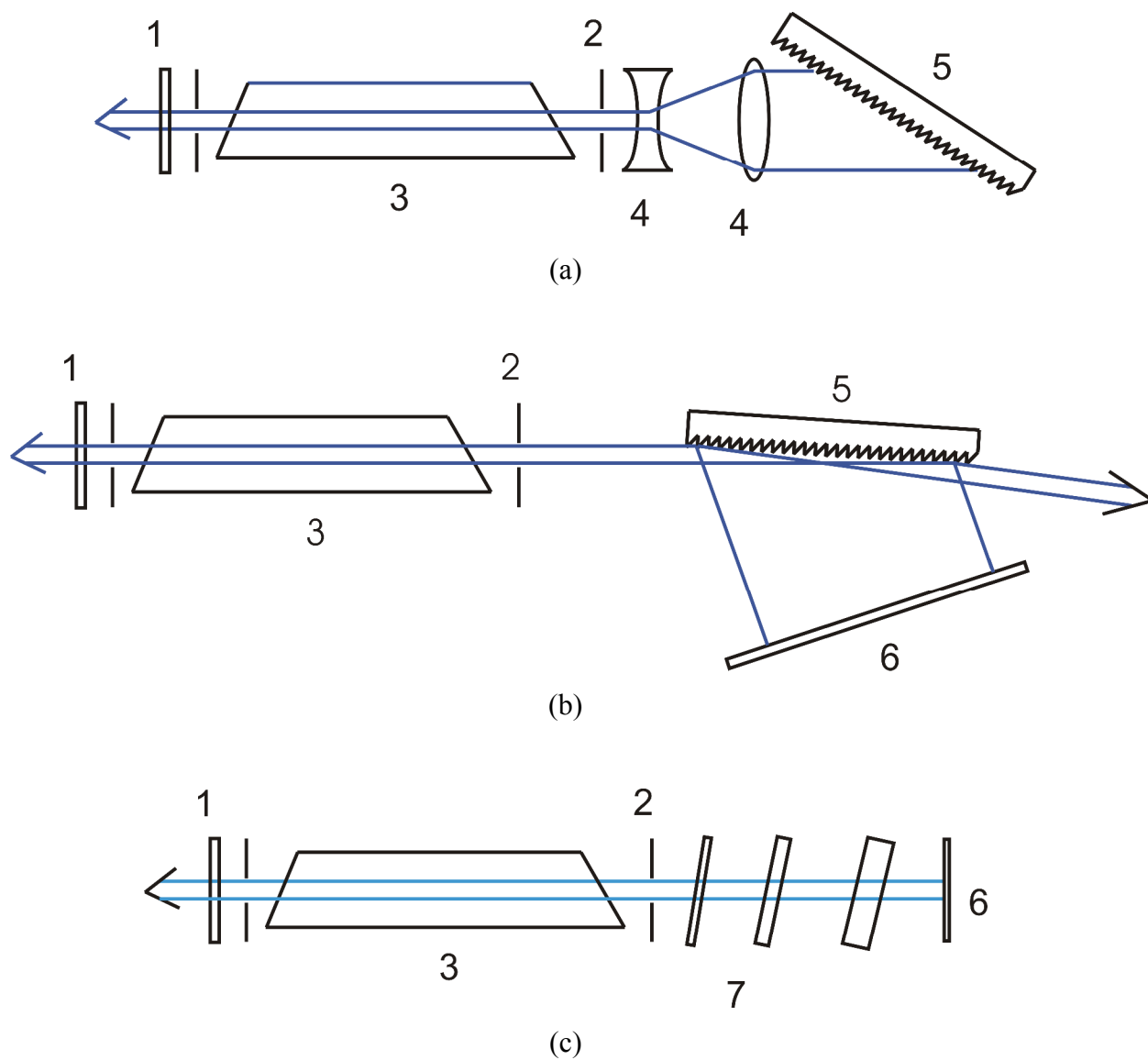
- a) a Fabry-Perot etalonnal hangolt lézerek esetében; az etalonok rövid élettartama, a hullámhossz nagy mértékű változása és a kis sáv szélesség-stabilitás
- b) az optikai ráccsal hangolt lézerek esetében; kis kimenő teljesítmény, és az elektródok rövid élettartama.



Ezek a nehézségek elkerülhetők, ha a hangoló egységet prizmás nyalábtágítóból, Fabry-Perot etalonokból és optikai rácsból állítjuk össze. A prizmás nyalábtágító csökkenti az etalonokra eső fény intenzitását, az etalonok élettartama ezért jelentősen megnő, a hullámhossz változás minimalizálódik és a kívánt hullámhossz gyorsan beállítható. Az alkalmazott sáv szélesség csökkentő eljárásnak a következő feltételeknek kell megfelelnie:

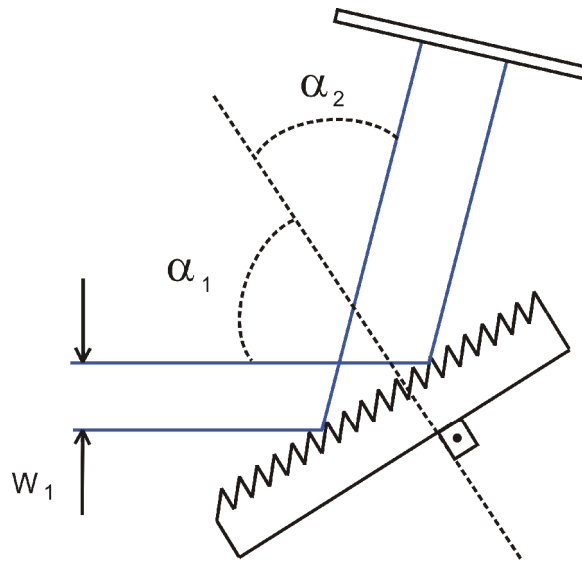
- a) kis fényintenzitásnak kell esnie a hangoló egység optikai elemeire, (hogy hosszú legyen az élettartamuk)
- b) a hullámhossz egyszerű és gyors szabályozhatósága, (a sztepper nagy termelékenysége érdekében)
- c) az elektromos kisülésnek szélesnek kell lennie, (hogy a kimeneti energia és az elektródák élettartama nagy legyen) [11].

Az etalonokkal és a Littrow-rácscsal együttesen történő hangolás esetén a sáv szélesség igen kicsi, és a hangolhatóság tartománya is csökken. A súrlódó beesés esetén használt optikai rácscsal hasonlóan kicsiny sáv szélességek érhetők el mint a Littrow-rácscsal. Az 1.1.(b) ábrán a tükör (6) Littrow-rácscsal is helyettesíthető. Az 1.1. (a),(b), és (c) ábrákon a különböző optikai elemekből álló keskenysávú, hangolható lézer rezonátorokat láthatunk. Az excimer lézerek Fabry-Perot etalonokkal történő hangolása a hatékonyság, egyszerűség és megbízhatóság tekintetében nagyon előnyös. Az 1.1.(c) ábrán látható elrendezésben – attól függően, hogy melyik excimer átmenetre akarjuk hangolni a rezonátort -három Fabry-Perot etalont is használhatunk egyszerre. Ilyen esetben  $0,1 \frac{1}{cm}$  sáv szélesség is elérhető. Egy adott lézerrezonátorba szerelt diszperzív elem vizsgálata során figyelembe kell vennünk – az elérhető legkisebb sáv szélesség mellett – a mechanikai-stabilitást, valamint a hőmérsékletváltozásra vonatkozó stabilitást és a energiaveszteséget. Mivel egy lézerrezonátorban több visszaverődés alatt alakul ki a spektrum, ezért a hangoló egység által egyetlen áthaladás alatt létrehozott spektrum vizsgálata tájékoztató jellegű. A továbbiakban kettő, különböző hangolóegységgel felszerelt lézerrezonátort vizsgálva, közlöm az egyetlen áthaladás alatti sáv szélességet és mechanikai stabilitást. Az egyszerűség kedvéért a cikk szerzője feltételezi, hogy a nyaláb diffrakció-limitált, az aktív közeget 1 mm széles apertúrák zárják le és a rezonátor hossza 100 cm. Az utóbbi értékek hasonlóak a valóságban létező excimer lézerek méreteihez. Egy ilyen lézer Fresnel-száma - 250 nm-es hullámhosszon -:1-nek adódik.



1.1. (a)-(c) ábra. Különböző keskenysávú, hangolható excimer lézer oszcillátorok: (a) optikai rács Littrow-elrendezésben nyalábtágítóval, (b) optikai rács súrlódó beesésben, (c) hangolás Fabry-Perot etalonokkal. Az ábrákon feltüntetett optikai elemek: 1) féligáteresztő kicsatoló tükör, 2) apertúra, 3) lézer, 4) lencse, 5) optikai rács, 6) tükör, 7) Fabry-Perot etalon.

**$\alpha$ ) Súrlódó beesésben használt optikai rács**



1.2.ábra. Súrlódó beesésben használt optikai rács sematikus ábrázolása.

Az 1.2. ábrán látható jelöléseket felhasználva és feltéve, hogy a rács első rendben működik, a rács egyenlet a következőképpen írható:

$$\frac{c}{f} = d(\sin \alpha_1 \pm \sin \alpha_2) , \quad (1.1)$$

ahol  $f$  a lézer frekvenciája,  $d$  a rácsállandó,  $\alpha_1$  és  $\alpha_2$  a beesési és az elhajlási szöget jelentik.

A rács egyenlet differenciálással egyetlen impulzus  $\Delta f$  sávszélességére

$$\Delta f = \frac{f^2 d \cos \alpha_2}{c} \Delta \alpha_2 , \quad (1.2)$$

adódik, feltételezve, hogy  $\alpha_1$  állandó. Abban az esetben, ha a nyaláb diffrakció-limitált és a rács a nyalábátmérőt  $(1/\cos \alpha_1)$ -szeresére növeli meg, akkor egyetlen impulzus sávszélességére az alábbi kifejezést írhatjuk:

$$\Delta f = \frac{2,44 f d \cos \alpha_1 \cos \alpha_2}{w_1} . \quad (1.3)$$

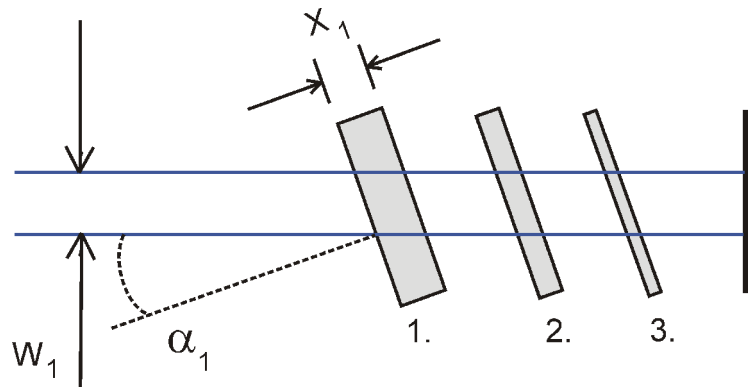
Ebben az egyenletben  $w_1$  az apertúra átmérőjét jelenti. Vezessük be a  $D$  instabilitási tényezőt, amely a – mechanikai rezgések miatt fellépő - frekvenciaváltozások és a sáv szélesség hányadosa. Képezve a rácsegyenlet differenciáltját és feltéve, hogy a mechanikai vibrációkat a  $d\alpha_2$  értékekkel fejezhetjük ki a

$$D \approx \frac{w_1 f}{2,44c \cos \alpha_1} |d\alpha_2|, \quad (1.4)$$

kifejezést kapjuk.

Feltételezve, hogy  $\alpha_1 = 89^\circ$ , és hogy a rács karcolatsűrűsége 2400 vonal / mm, a hullámhossz 250 nm és hogy az apertúra átmérője 1 mm, akkor a sáv szélesség 0,6 1/cm-nek és az instabilitási tényező:  $D = 9 \times 10^{-4} |d\alpha_2|$  nagyságúnak adódik.

### β) Három Fabry-Perot etalonnal hangolt rezonátor



1.3. ábra. Három Fabry-Perot etalonnal hangolt lézer oszcillátor hangoló egysége.

Az 1.3. ábra jelöléseit használva és feltételezve, hogy az  $\alpha_1$  beesési szög kicsi, akkor egy impulzus  $\Delta f$  sáv szélességére azt kapjuk, hogy:

$$\frac{\Delta f}{c} \approx \frac{1}{2n x_1} F_1, \quad (1.5)$$

ahol  $\frac{1}{2nx_1}$  a legvastagabb etalon szabad spektrális tartománya és  $F_1$  a *finesse* (a szabad spektrális tartomány és a felbontóképesség hányadosa). Mivel a 2. és 3. etalon sávszélessége sokkal nagyobb, mint az 1. etalon sávszélessége, ezért leginkább az 1. – legkisebb szabad spektrális tartománnyal jellemezhető - etalon mechanikai rezgései befolyásolják a hullámhosszat. A Fabry-Perot etalon frekvenciafüggő transzmissziójára vonatkozó összefüggést [12] differenciálva az

$$\frac{1}{c}df = \frac{\sin \alpha_1}{2nx_1 \cos^2 \alpha_1} d\alpha_1 \quad (1.6)$$

összefüggéshez jutunk. A  $D$  instabilitási tényezőre így azt kapjuk, hogy:

$$D \approx \frac{F_1 \sin \alpha_1}{\cos^2 \alpha_1} |d\alpha_1|. \quad (1.7)$$

Tegyük fel, hogy az 1., 2. és 3. jelű Fabry-Perot etalonok (1.3. ábra) szabad spektrális tartományai rendre  $1 \frac{1}{cm}$ ,  $5 \frac{1}{cm}$  és  $40 \frac{1}{cm}$ , valamint mindhárom etalon finesse 20. Ebben az esetben a sávszélesség  $0,05 \frac{1}{cm}$  lesz és a  $D$  instabilitási tényező értéke  $10^\circ$ -os beesési szög esetén igen kicsi:  $D \approx 4|d\alpha_1|$ . Sajnos, az etalonok hőtágulása miatt, a hosszú idő alatt bekövetkező hullámhosszváltozás túlságosan nagy ahhoz, hogy az etalonokat előnyösen lehessen használni a rezonátorban.

Az előbbieken kifejtett kvantitatív kijelentések csak közelítő jellegűek, mégis azt lehet mondani, hogy az eredmények körvonalazzák a különböző hangolóegységekkel felépített rezonátorok fő tulajdonságait. A fentieket összefoglalva mondhatjuk, hogy:

- a) Mind a súrlódó beesésű rács (l. 1.2. ábra), mind az etalon noha igen kicsi sávszélesség elérését teszi lehetővé, mégis az optikai ráccsal készített rezonátor közel  $90^\circ$ -os beesési szög mellett igen érzékenyé válik a mechanikai rezgésekre,
- b) az etalonnal készített rezonátorok nagyon stabilisak,
- c) csak a súrlódó beesésű optikai ráccsal készített rezonátor alkalmazható minden – excimer – hullámhosszra anélkül, hogy optikai elemeket kellene cserélni a hangoló egységben [13-19].

Hanna és munkatársai [20] szerint a Littrow-elrendezésben összeállított rezonátor sávszélességét a következőképpen becsülhetjük meg: Littrow elrendezésben az optikai rács szögdiszperziója a

$$\frac{d\Theta}{d\lambda} = \frac{2 \tan \Theta}{\lambda} \quad (1.8)$$

kifejezéssel adható meg, ahol  $\lambda$  a hullámhossz és  $\Theta$  a beesési szög. Ezt az összefüggést felhasználva, ha a rács hossza  $D$ , a beesési szög  $\Theta$ , és a nyaláb divergenciája  $2\lambda / (\pi D \cos \Theta)$ -val egyenlő (a rácsot teljes hosszúságában kivilágítja a nyaláb), akkor a spektrális sávszélesség a

$$d\lambda \approx \frac{2\lambda^2}{\pi D \sin \Theta} \quad (1.9)$$

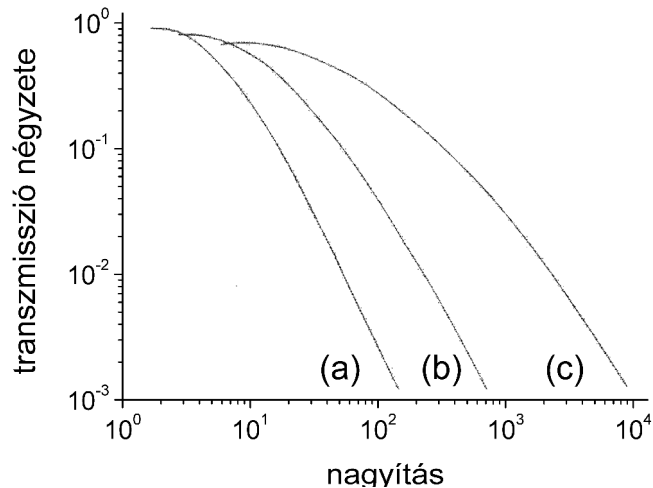
összefüggéssel adható meg. Mivel a Littrow-elrendezésben használt optikai rács szögdiszperziója általában egy nagyságrenddel nagyobb a prizmás nyalábtágító szögdiszperziójánál, így a prizmás nyalábtágító szögdiszperziója elhanyagolható.

### 1.2.2. A prizmás nyalábtágító

A nyalábtágító legfontosabb jellemzői a nagyítás és a transzmisszió nagysága. A nagyítás az elérhető legkisebb sávszélességet határozza meg, a transzmisszió pedig a rezonátoron belüli visszacsatolás mértékét jelentősen befolyásolja. Nagy (50-100-szoros) nagyítások esetén, – ami a kis sávszélesség eléréséhez szükséges – a prizmák felületének reflexiója növekszik, a nyalábtágító transzmissziója pedig éppen ezért csökken. Kettő vagy több prizma használatával a reflexió miatt bekövetkező veszteségek kisebbek lesznek és a nyalábtágító nagyításának hullámhossztól való függése is csökkenthető.

A nyalábtágító nagyítása és transzmissziója kiszámítható a Snellius – Descartes törvénye és a Fresnel – formulák alapján. A számítás szerint két egyforma prizmából álló nyalábtágító transzmissziójának – változatlan össznagyítás esetén – maximuma van, ha az egyes prizmák nagyításai egyenlők. Ebben az esetben a bemeneti és a kimeneti nyalábok párhuzamosak. Az 1.4. ábrán egy, kettő és négy prizmából álló nyalábtágítók számított

transzmissziójának négyzetét ((a), (b), (c) görbék) láthatjuk a nagyítás függvényében. A számításokban a cikk szerzői [21] figyelembe vették, hogy a nyalábtágítón a nyaláb oda-vissza keresztülhalad.



1.4. ábra. Egy, kettő és négy prizmából álló nyalábtágítók számított transzmissziójának négyzetei ((a), (b), (c) görbék) a nagyítás függvényében.

A szerzők olyan  $90^\circ$ -os, szimmetrikus prizmákat tétéleztek fel, amelyek anyagának törésmutatója 1,5 és nincsenek antirefleksiós bevonattal ellátva. A transzmisszióra vonatkozó görbék szerint (l. 1.5. ábra) előnyös a prizmák számát növelni, figyelembe kell azonban venni, hogy ezáltal a rezonátor hossza is növekszik. A nyalábtágító hosszúságát figyelembe véve, a négy prizmából álló nyalábtágító választása optimálisnak mondható.

### **1.3. A koherenciahossz, a spektrum alakja és a sávszélesség kapcsolata**

Ismeretes, hogy a Michelson interferométer segítségével meghatározható egy adott nyaláb koherenciahossza, amely viszont összefüggésben van a spektrális sávszélességgel. Tegyük fel, hogy a Michelson interferométer segítségével egy részben koherens nyalábot vizsgálunk. Ebben az esetben az interferométer kimenetén megjelenő interferogram alapján kiszámítható a

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.10)$$

összefüggéssel definiált  $V$  láthatóság. Az  $I_{\max}$  és  $I_{\min}$  az interferogramban megjelenő maximális, illetve minimális intenzitásokat jelentik. A  $V$  láthatóság függvénye az interferométer karjai mentén, a nyalábok között fennálló útkülönbségnek, amelynek megtételéhez  $\tau$  idő szükséges. A  $V$ -nek  $\tau = 0$  esetén maximuma van, ha pedig  $\tau$  sokkal nagyobb a nyalábra jellemző úgynevezett  $\tau_c$  koherencia időnél, akkor  $V$ -nek minimuma van, illetve eltűnik. Ez azt jelenti, hogy ha az interferométer karjai mentén előálló útkülönbség sokkal nagyobb, mint az  $l_c = c\tau_c$  összefüggéssel megadható koherenciahossz, akkor a nyalábok tartósan nem interferálnak egymással. Ha az intenzitások egyenlők, akkor a láthatósági görbe egyenlő a nyaláb  $g(\tau)$  időbeli koherencia komplex fokának abszolút értékével. (Amely egy 0 és 1 közötti szám.) A  $g(\tau)$  függvényből a  $\tau_c$  koherencia idő a

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau \quad (1.11)$$

összefüggés segítségével nyerhető. A spektrum  $\Delta\nu_c$  effektív spektrális sávszélességét a

$$\Delta\nu_c = \frac{1}{\tau_c} \quad (1.12)$$

összefüggés segítségével kapjuk. A koherencia idő és a spektrum félértékszélessége (sávszélessége) közötti összefüggés a spektrum alakjától függ, amelyre példát az 1.1. táblázat mutat [22,23].



a spektrum alakja	a spektrum félértékszélessége
négyszögletes	$\frac{1}{\tau_c}$
Lorentz	$\frac{1}{\pi\tau_c} \approx \frac{0,32}{\tau_c}$
Gauss	$\frac{\sqrt{2 \ln 2 / \pi}}{\tau_c} \approx \frac{0,66}{\tau_c}$

1.1 táblázat *A koherencia idő és a sávszélesség kapcsolata.*

#### **1.4. Keskenysávú lézerrendszerek összehasonlítása**

A 2.1.1. pontban még vissza fogunk arra térni, hogy egy hangolt, keskenysávú lézeroszcillátorból nyert lézerimpulzus sávszélessége hogyan függ az impulzushossztól illetve, hogy az impulzus transzformáció limitáltságának a foka hogyan függ a rezonátor hosszának és a diszperzív hangoló elem által bevezetett úgynevezett aktív késleltetésnek az arányától. Az analízis eredményeként azt mondhatjuk, hogy ha a kis sávszélesség előállítása a célunk, akkor célszerű hosszú impulzusidejű, rövid, hangolt rezonátorokat előállítani. A továbbiakban figyelembe véve az előbb elmondottakat összehasonlítok néhány keskenysávú lézerberendezést.

Ismeretes, hogy az iparban használatos KrF lézerek erősítésének élettartama tipikusan 15-20ns, az aktív közegek hossza pedig fél méter és egy méter között van. Jó minőségű gázkisülés hosszú idejű fenntartásával elérhető a hagyományos lézerek impulzusidejének többszöröse [24]. A hosszú impulzusidő következtében a spektrális sávszélesség kisebb lesz ugyan, azonban még ebben az esetben sem lesz az impulzus transzformáció limitált. Ígéretes (és ma az iparban is egyre gyakrabban használt megoldás), hogy a magimpulzust egy kis energiájú és kis méretű, a kívánt spektrum előállítására optimalizált excimer lézeroszcillátorban állítjuk elő [25-27]. Továbbra is problémát jelent azonban, hogy az ultraibolya tartományban kevés anyag átlátszó és ezeknek az anyagoknak ezen kívül a törésmutatója is nagy, ezért a belőlük készített optikai elemek minősége erősen függ a felület megmunkálásától.

Az előzőekben ismertetett hátrányoktól mentes lenne egy olyan mester oszcillátor teljesítmény-erősítő lézerrendszer, amelyben az oszcillátor a látható tartományban működik és a frekvenciakonverzió után az oszcillátor jelét egy nagy teljesítményű excimer erősítő tovább erősíti [28-33]. Előnyös lehet például az, ha a keskenysávú magimpulzusokat egy excimer lézerrel gerjesztett festéklézerrel generáljuk. Az ilyen esetben adódó technikai előny között megemlíthetjük, hogy: rövid rezonátorral könnyen fel lehet építeni egy festéklézert, s így a lézerimpulzus transzformáció limitáltságának mértéke közelebb lehet 1-hez, mint egy excimer lézer esetén (l. részletesebben a 2.1.1. pontban). A spektrum látható tartományában nagyobb jósági tényezőjű Fabry-Perot etalonok készíthetők és a látható tartományban működő optikai elemek élettartama is számottevően nagyobb. Előnyt jelent az is, hogy a frekvenciakonverzió során a nyaláb minősége javul [34], a sávszélesség kisebb lesz és az ESE tartalom csökken. Nehézséget jelent a nemlineáris kristály segítségével frekvenciakonverziót alkalmazó lézerberendezésnek alkalmazása esetén az is, hogy – megfelelő alapanyagok hiányában – a hullámhossz egy bizonyos határon túl nem csökkenthető.

Az alábbiakban összefoglalom a különböző keskenysávú lézerrendszerek felépítésének és működésének előnyeit továbbá hátrányait:

**(1) Hangolt excimer oszcillátor esetében** (főként ezeket használják az iparban)

*az előnyök:* egyszerűség → megbízhatóság;

*a hátrányok:* korlátozott spektrális tisztaság, nem transzformáció limitált működés, a spektrális tulajdonságok függenek a teljesítménytől → kis impulzusenergia → nagy ismétlési frekvencia, nagy ESE szint.

**(2) Hangolt, kis teljesítményű excimer oszcillátor – excimer teljesítmény erősítő esetében**

*az előnyök:* a spektrális tulajdonságok nem függenek más paraméterektől, optimalizált oszcillátor felépítés (kis teljesítmény, kis méret, amely megengedi a közel transzformáció limitált működést), kis ESE szint, a végerősítő által létrehozott időbeli “kapu” előnyös hatású az impulzushossz és a sávszélesség szorzatára;

*a hátrányok:* a működés továbbra sem transzformáció limitált.

**(3) Hangolt, impulzusüzemű festéklézer oszcillátor** (amely az excimer lézer hullámhosszához képest kétszeres hullámhosszal működik) – **excimer teljesítményerősítő esetében**

*az előnyök:* a spektrális tulajdonságok nem függenek a teljesítmény erősítőtől, kiváló spektrális tulajdonságok az oszcillátor optimális felépítésének (l. 2.1.1. pont) köszönhetően, „mérsékelt” ESE tartalom a látható spektrum tartományban, amely jó jel/zaj viszonyt eredményez, a frekvenciakonverzióknak köszönhetően létezik spektrális és ESE szűrés, a kis

teljesítményű oszcillátor folyamatos és a teljesítmény erősítő szakaszos üzemmódja csökkenti a spektrumot befolyásoló termális effektusokat;

*a hátrányok:* bonyolult felépítés, korlátozott megbízhatóság.

## **1.5. Excimer lézerek gázkisüléssel történő gerjesztése**

A homogén, nagy térfogatú gázkisülés létrehozása különösen fontos rövid impulzusú KrF erősítők esetében [28,35,36]. Ennek az az oka, hogy az excimerok telítési energiasűrűsége kicsi a kisjelű erősítési tényezőhöz viszonyítva. Az erősítés telítődésének elkerülése céljából tehát a nyaláb keresztmetszetét az erősítés folyamán célszerű folytonosan növelni. Ez az eljárás egy nagy keresztmetszetű, elektronnyalábbal pumpált KrF erősítő esetében megvalósítható ugyan, azonban a kutatások szempontjából a gázkisüléssel táplált excimer lézerek előnyösebben használhatók. A nyaláb keresztmetszetének növelésével kapcsolatos problémára további megoldást jelent az úgynevezett *off-axis* erősítési séma, amelynek segítségével a nyaláb keresztmetszete az egyik irányban növelhető. Megoldást jelent az is, ha nagy elektródátávolságú, széles és homogén kisüléssel gerjesztett lézert alkalmazunk. A rövid impulzusú excimer erősítők szempontjából ez azért is előnyös, mert az  $E_{pill} = \epsilon_{tel} g_0 l A$  összefüggéssel megadható, *pillanatnyilag tárolt energia* – amely a rövid impulzusú erősítők legfőbb értékmérője - a kisülés keresztmetszetének növelésével nagyobb lesz ( $\epsilon_{tel}$  a telítési energiasűrűség,  $l$  és  $A$  a közeg hosszúsága, illetve felülete) [29].

### **1.5.1. A gerjesztő feszültség felfutási idejének és az előionizációnak a hatása a lézerimpulzus energiájára, illetve a gázkisülés homogenitására**

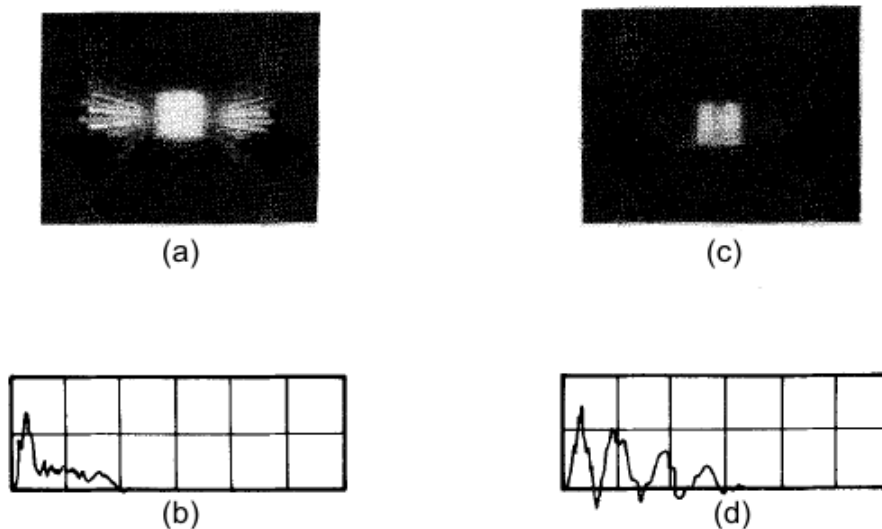
A gázkisülés folyamán bekövetkező *letörést* – nagy  $E/n$  hányados mellett – az elektródák között véletlenszerűen jelenlevő individuális elektronoknak tulajdonítható *tértöltés mező* felépülése okozza, ( $E$  az elektromos térerősség,  $n$  a gázmolekulák koncentrációja). Nagy  $\alpha d$  elektronsokszorozódási faktor esetén ( $\alpha d \geq 20$ , ahol  $\alpha$  az úgynevezett első *Townsend* együttható és  $d$  a kisülési térben levő elektródok távolsága) a gázkisülés keletkezésének pillanatától fogva „fonalas” jellegű lesz. Nagy  $E/n$  hányados és nagy  $\alpha d$  faktor jellemző például a *szikraköz kapcsolókra* vagy nagy nyomású, önfenntartó gázkisülés alapján működő lézerekre is. Az ilyen gázkisülésekre – ha azok természetes módon alakulnak ki - térben

homogén ködfénykisülés helyett a szikrakisülés a jellemző. A lézerekben homogén kisülést érhetünk el megfelelő előionizáció segítségével. Az elégséges előionizáció hatására ugyanis – a gerjesztő feszültségimpulzus megjelenése előtt – a gáz térfogatában egyenletesen elosztva, megfelelő számú elektron jelenik meg.

A gázkisülésre vonatkozó elméletben feltételezzük, hogy az előionizáció által kiváltott primér elektronok által elindított, lavinaszerű gázkisülés időbeli fejlődése független attól, hogy az elektródok között mekkora a primér elektronok sűrűsége. Mivel a fonalas kisülést az erős töltésgradiens okozza, ezért feltételezzük, hogy ezt a töltésgradienst a tértöltés hozza létre. Abban az esetben, ha a gázban csak kevés elsődleges elektron által létrehozott *elektron lavina* van jelen, akkor nagy a töltésgradiens, mivel ezeknek a lavináknak a térbeli kiterjedése és diffúziójának sebessége korlátozott. Ha a primér elektronok által keltett elektron lavinák száma – egy bizonyos határon túl – növekszik, akkor azt várhatjuk, hogy ezek térben átfedik egymást. Ezért ha a másodlagosan keltett elektronok sűrűsége elég nagy, akkor a – kisülésben - kialakuló plazma homogénné válik, továbbá a tértöltés okozta töltésgradiens eltűnik, és ennek következtében az elektronnyalábok (fonalas kisülés) kialakulásának valószínűsége csökken, tehát javul a kisülés homogenitása.

Az egyes primér elektronok által keltett elektron lavinák hatására kialakuló tértöltés mező gyenge az elektródok között fellépő elektromos térhez viszonyítva. Ha a kialakuló elektron lavinák által kollektíven létrehozott tértöltés-mező hatása is elhanyagolható, akkor feltételezhetjük, hogy az elektron lavina kialakulásának valószínűsége minden primér elektron esetében ugyanakkora. Így módon az elsődlegesen kialakuló elektron lavinák sűrűsége - a letörési folyamat kezdetén - arányosnak vehető az *előionizációs sűrűséggel*. Ha minden elektron *driftsebessége* ugyanakkora, akkor a szomszédos – gömb alakúnak feltételezett – elektronfelhők középpontjai közötti távolság ugyanakkora marad, mint az előionizáció által keltett primér elektronok közötti távolság. Ha az elektron lavinákat gömb alakúnak tételezzük fel, akkor meghatározhatjuk ezeknek a gömböknek azt a kritikus sugarát, amely esetén az általuk létrehozott tértöltés-mező nagysága egyenlő az elektródák által létrehozott elektromos erőtér nagyságával. A kritikus méretű gömbök középpontjainak távolságából, pedig meghatározható az - előionizációval létrehozott - elektronoknak az a minimális sűrűsége, amely ahhoz szükséges, hogy a gömbök által létrehozott tértöltés-mező gradiense, ne hozzon létre inhomogenitásokat a töltéseloszlásban. Az 1.5. ábrán egy gázkisülés - polaroid film segítségével készített - integrált luminozitását (1.5.(a) és 1.5. (c)) és az elektródok potenciálkülönbségének változását láthatjuk az idő függvényében (1.5.(b) és 1.5.(d)).

Az elektródokon megjelenő véges felfutási idejű feszültségimpulzusoknak köszönhetően, az elektronok távolodnak a katódtól. A katód közelében ezért csökken az elektronoknak – az előionizáció által meghatározott – kezdeti sűrűsége. Az elektronok sűrűségét a katód közelében, az előionizáció mellett a rekombináció is befolyásolja. Megjegyezzük, hogy gáz halmazállapot és kis mértékű előionizáció esetén a rekombináció elhanyagolható. Ha az előionizáció intenzitása állandó az elektron lavina elindulásának kezdetéig, akkor bebizonyítható, hogy a katód közelében az előionizációval létrehozott elektronok sűrűsége – általában – a kisülési tér többi részében fennálló sűrűségnek a harmadánál vagy felénél is nagyobb lesz. Ha a feszültség felfutási ideje nagy, tehát az elektródok közötti potenciálkülönbség – s így az  $E/n$  hányados – hosszú ideig a letöréshez szükséges érték alatt marad, akkor az egyes elektronok körül kialakuló elektron lavinák eltávolodnak a katód felületétől és egymástól is, és így a kialakuló tértöltés-mező nagy gradiense miatt inhomogén kisülés indul meg.

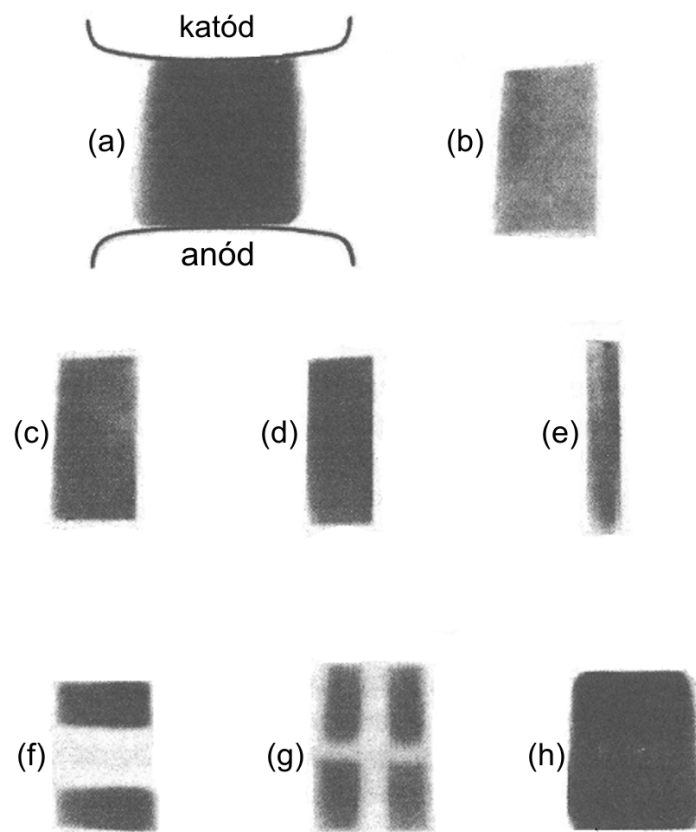


1.5.(a)-(d) ábra. Az előionizáció hatása a gázkisülés homogenitására és az elektródák feszültségére; megfelelően erős ((a) és (b) ábrák) és elégtelen ((c) és (d) ábrák) előionizáció esetén (a vertikális és horizontális skálák  $50kV/osztásnak$  és  $50ns/osztásnak$  felelnek meg).

Az 1.5. ábrán az (a) és (b), illetve (c) és (d) szerint a – röntgensugárral létrehozott – primér elektronok száma a homogén kisülés létrehozásához szükséges kritikus érték felett, illetve alatt van. A gáztöltési arányok;  $He:Xe:F_2 = 200:8:1$ . Az 1.5.(a) ábrán homogén kisülés képe látható. Az 1.5.(b) ábra pedig azt mutatja, hogy szerint a letörés után a feszültség közel konstans marad. Az 1.5.(c) ábrán „csatornák”-ból álló, inhomogén kisülés képe látható. Az 1.5.(d) ábra szerint az elektróda feszültsége elégtelen előionizáció esetében oszcillál. Az

előzőekben ismertetett méréseknél az előionizációt minden esetben a gázkisülés beindulásáig fenntartották. A feszültség oszcillációja azzal magyarázható, hogy – a kritikus értéknél kisebb előionizáció - esetén kis impedanciájú szikrakisülés alakul ki, amelyen keresztül egy L-C rezgőkör záródik [37].

Taylor az előionizációnak a gázkisülésre gyakorolt hatását [38] egy XeCl excimer lézernek és az ezt előionizáló KrF lézernek a segítségével vizsgálta. A kísérletek során az előionizáló KrF lézer nyalábját különböző alakú maszkokkal takarták ki. Az XeCl lézer nyalábját pedig ultraibolya fényérzékeny fotópapírra vetítették. Eredményül, az 1.6.(a)-(h) ábrán látható nyalábprofilokat kapták.

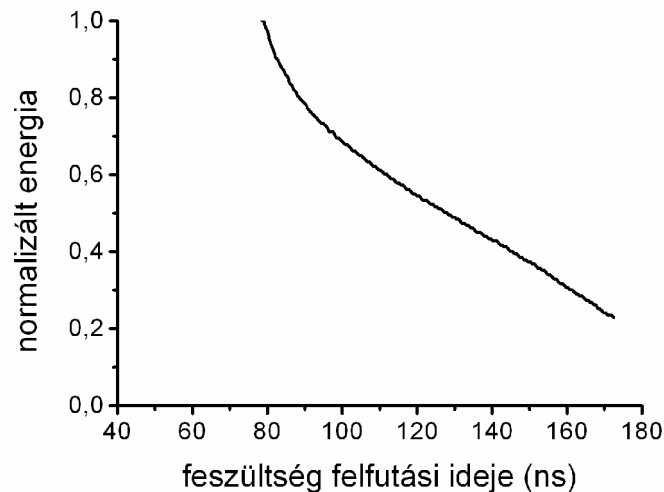


1.6.(a)-(h) ábra. Az egyes képek az XeCl lézer nyalábprofiljait mutatják az előionizáló nyalábot blokkoló, különböző alakú maszkok esetén.

A kísérlet eredménye azt bizonyítja, hogy az előionizáló „sugár” szélességének változtatásával befolyásolták a kisülés szélességét miközben az 1.6.(a) ábrától az (e) ábráig haladva, az előionizáló nyaláb szélességét csökkentették, az 1.6.(f) és (g) ábrán pedig különböző alakú maszkokkal takarták ki az előionizáló nyalábot. A mérések azt is mutatták,

hogy a kisülés szélességének csökkentésével a lézer erősítése növekszik, a kimenő energia, pedig csökken.

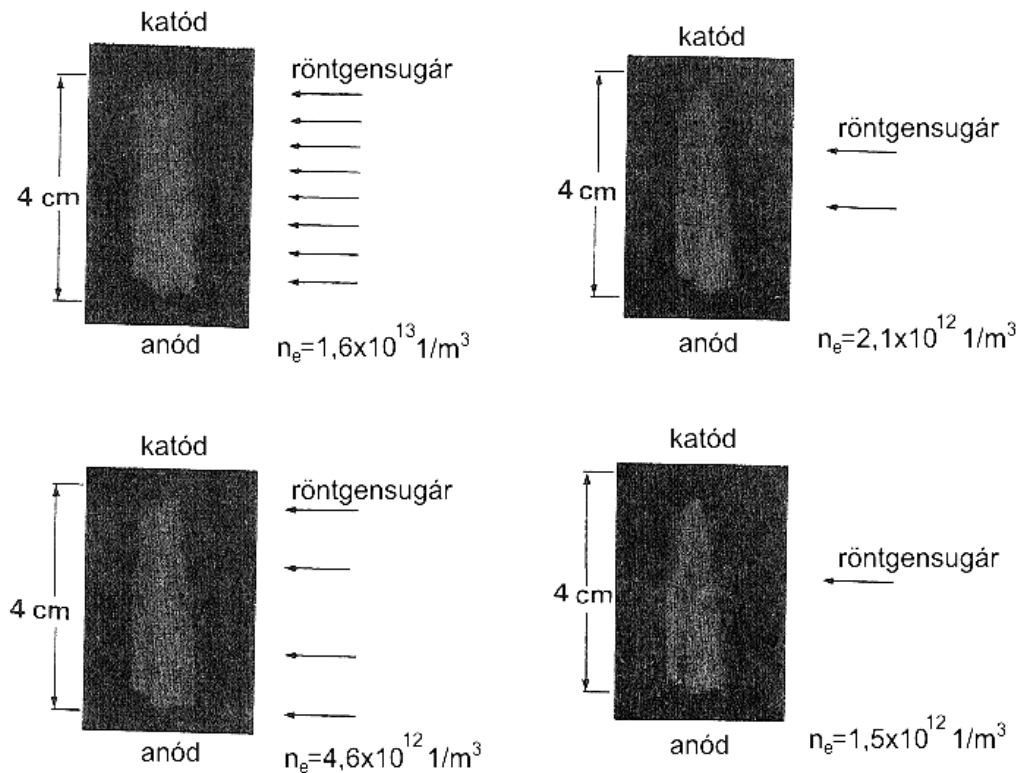
Sze és munkatársa [39] KrF lézerrel végzett kísérletek eredményeként azt nyerték, hogy a gerjesztő feszültségimpulzus felfutási ideje jelentősen befolyásolja a lézer kimenő energiáját (l. 1.7. ábra). A kísérletek során a feszültségimpulzus felfutási idejét a gerjesztő áramkörbe szerelt - különböző induktivitású - tekercsek segítségével változtatták.



1.7. ábra A KrF lézer impulzusainak energiája gerjesztő feszültségimpulzus felfutási idejének függvényében.

Az 1.7. ábráról leolvasható, hogy a KrF lézer gázkisüléssel történő gerjesztése igen meredek felfutású feszültségimpulzusokat igényel, a felfutási idő növekedése a kimenő energia csökkenéséhez vezet.

Sumida és munkatársai [40] előionizáltak egy KrF lézert, Röntgen-sugarakkal. A kísérlet folyamán az előionizáló sugárzás erősségét fokozatosan változtatták és a KrF lézer nyalábjának profilját polaroid papír segítségével rögzítették (l. 1.8. ábra). Eredményként azt kapták, hogy az előionizáló röntgensugárzás erősségétől függően a nyaláb homogenitása változik [41-53].



1.8. ábra Röntgen-sugárral előionizált KrF lézer-nyaláb profilja. Az ábrán látható számok az  $n_e$  előionizációs elektronsűrűséget jelentik.

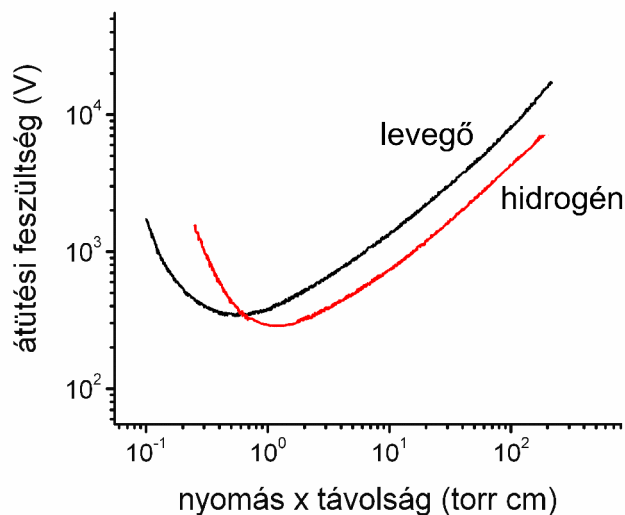
### 1.5.2. A tirátron és a mágneses telítődés elvén működő kapcsoló

A Paschen-görbe szerint ha az adott anyagi minőségű gázban két elektróda segítségével homogén elektromos teret hozunk létre, akkor a letörési feszültség függ a  $pd$  szorzattól (1. 1.9. ábra), ahol  $p$  a gáz nyomása és  $d$  az elektródák közötti távolság. A legkisebb letörési feszültséget *Paschen-minimumnak* nevezzük. Hidrogén esetén a Paschen minimum 300 V, és az ehhez tartozó  $pd$  szorzat értéke:  $pd \approx 1$  torr cm. Más gázokhoz tartozó minimum értékek kissé eltérnek ettől az értéktől.

Egy tirátron legfontosabb alkotóelemei: az anód, egy elektromosan fűthető katód, egy védőlemezzel ellátott rács és egy elektromosan fűthető hidrogén csapda. Tirátron esetében általában teljesül, hogy a rács és az anód között a nyomás és a távolság szorzata  $pd \leq 0.1$  torr cm. Látható, hogy ez az érték - a 1.9 ábra szerint - messze van a Paschen-minimumtól. A rács és a katód közötti távolságot célszerű úgy megválasztani, hogy a  $pd$  szorzat közel legyen a Paschen – minimumhoz. Mivel az elektromosan fűtött katódból kilépő elektronok csökkentik a letörési feszültséget a rács és a katód között, így a tirátron könnyen



*trigger*elhető. A tirátron működése három szakaszra bontható: kapcsolás (zárás), állandósult vezetés és regeneráció vagy nyitás. Ha egy – megfelelően nagy energiájú - pozitív feszültségimpulzus érkezik a rácusra, akkor a rács és a katód között plazma alakul ki. Ez a plazma diffúzió révén gyorsan a rács és az anód közötti térbe jut, ahol – a jelenlevő nagy térerősség miatt – megindul a gázkisülés, vagyis a tirátron bekapcsolása kezdetét veszi. A tirátron rácsa és az anódja között jelenlevő plazma diffúzió révén a katód irányába terjed, miközben az útja mentén további ionizációt segít elő, ami a tirátron záródását teszi lehetővé. Azt az időtartamot, ami eltelik a katód és a rács közötti letörés és a tirátron teljes bekapcsolása között, *anódkésleltetésnek* nevezzük. Ennek tipikus értéke 100-200 ns.



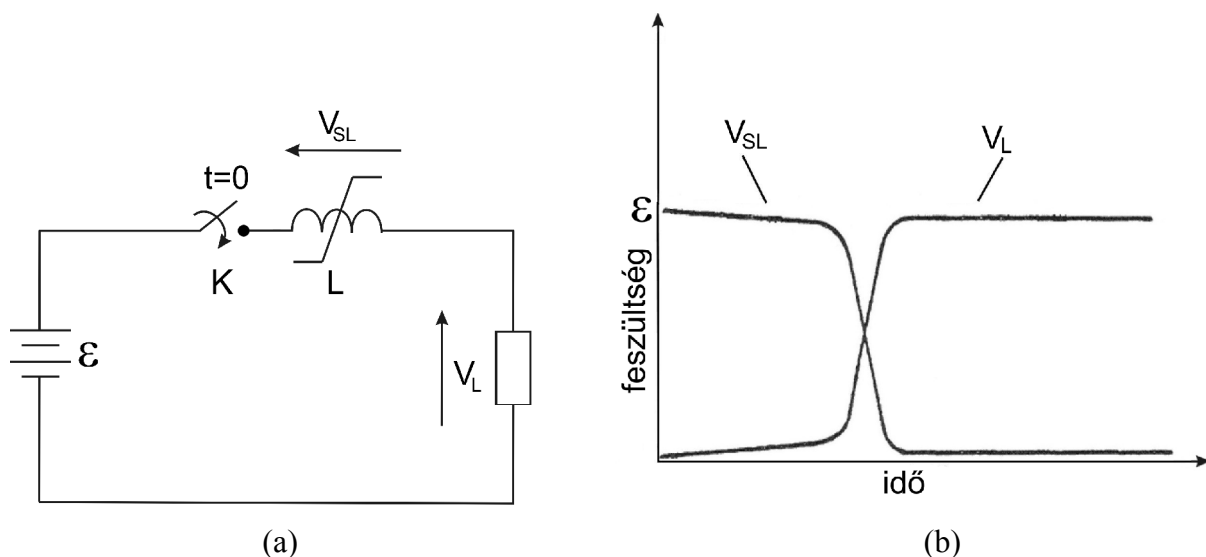
1.9. ábra. A letörési feszültség a  $pd$  szorzat függvényében levegő és hidrogén esetén (Paschen-görbe).

A vezetési fázis alatt a tirátronon mérhető feszültségese 100 V nagyságrendű. Ha a külső áramforrást lekapcsoljuk, az áram megszűnik és a tirátronban az ionizált gáz rekombinálódik. A rekombináció ideje mikroszekundum nagyságrendű. Ez az időtartam határozza meg a tirátronnal elérhető maximális ismétlési frekvenciát.

A kettős rácús tirátronokban, a második rácusra kapcsolt feszültséggel szabályozható az anódkésleltetés. A tirátronok normális működéséhez az szükséges, hogy megfelelő irányú áramot vezessünk rajtuk keresztül. Ellenkező esetben az elektródok – a szikrakisülés miatt – elporladhatnak. Ennek elkerülésére kifejlesztettek olyan speciális tirátronokat, amelyekben az ellenkező irányú áram okozta szikrakisülés helyének megszabásával megvédik az elektródokat. Az ilyen tirátronok alkalmasak – pl. az excimer lézerek rezgőkörében fellépő –

ellenkező irányú áram vezetésére is. A deutériummal töltött tirátronokon a – vezetés során fellépő – feszültségesés kisebb, mint a hidrogénnal töltött tirátronokban, s így az elektromos energiaveszteség is kisebb. A deutériummal töltött tirátron hátránya, hogy – a diffúzió s így - a rekombináció sebessége kisebb, mint a hidrogénnal töltött tirátronban. A hidrogénnal töltött tirátronok 1MHz, a deutériummal töltöttek pedig néhány kHz ismétlési frekvenciáig használhatóak [54-56].

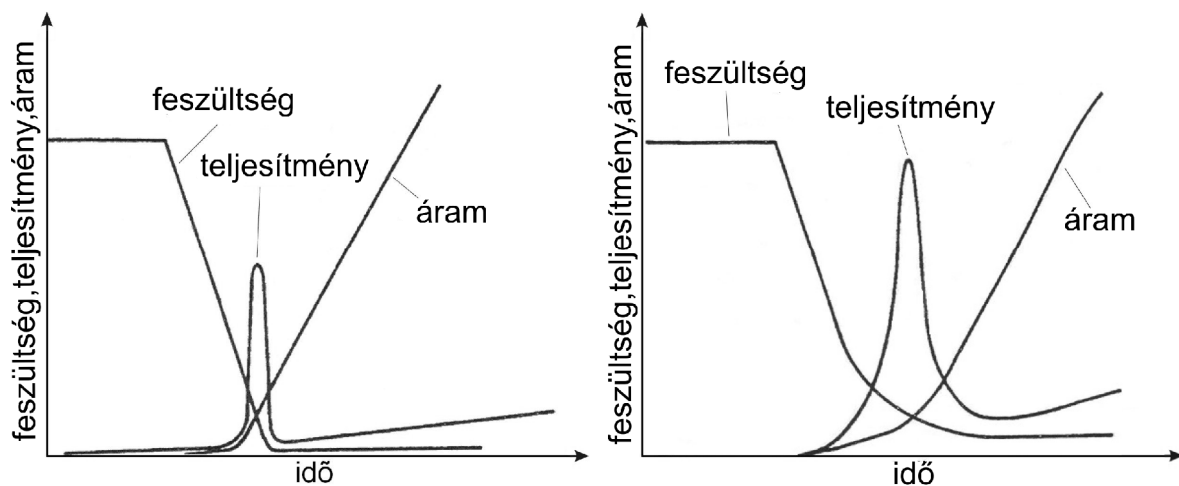
Az L mágneskapcsoló (l. 1.10. ábra) egy olyan induktivitást jelent, amelynek vasmagja mágnesesen telítésbe vihető. A K kapcsoló (l. 1.10. ábra) zárása után a mágneskapcsolóban fellépő önindukciós feszültség ellentétes előjelű és közel azonos nagyságú az áramforrás feszültségével mindaddig amíg a vasmag telítésbe nem megy át. A telítéshez szükséges időintervallumban a mágneskapcsolón keresztül szivárgó áram folyik. Ennek nagysága általában elhanyagolható ahhoz az áramhoz viszonyítva, amely a mágneskapcsoló zárása után folyik.



1.10.(a),(b) ábra. (a) Áramkör mágneskapcsolóval, (b) a feszültség időbeli változása az egyes áramköri elemeken.

Ha a mágneskapcsolóban (l. 1.10.(a) ábra) a vasmag elérte a telítés állapotát, akkor a mágneskapcsoló záródik és rajta keresztül – a vezetékek induktivitása és ohmos ellenállása által meghatározott – áram folyik. A mágneskapcsoló, ha egyenfeszültséget kapcsolunk rá egy bizonyos – a vasmag telítési fluxusa által meghatározott – idő alatt záródik. Ha egyenáramú áramforrást használunk, akkor a mágneskapcsolókkal együtt egy másik kapcsolót (pl. tirátront) is alkalmaznunk kell.

Az 1.11. ábrán egy mágneskapcsoló és az 1.12. ábrán pedig egy szikraköz (vagy tirátron) sematikus kapcsolási jellemzőit láthatjuk. A kétféle (mágnes- és tirátron) kapcsoló típusra jellemző – feszültség - idő – görbék közötti különbség a lefutási időben és a vezetés alatti minimális feszültségben rejlik. A tirátronokon és szikraközökön mérhető feszültség exponenciálisan csökken, egészen  $\sim 40-100V$ -ig. Azonban egy mágneskapcsolón eső feszültség lineárisan csökken, éspedig a vezetékek ohmos ellenállása által meghatározott értékre, amely viszont nagyon kicsivé tehető.



1.11. ábra. Egy mágneskapcsoló jellemzői.

1.12. ábra. Szikraköz vagy tirátron jellemzői.

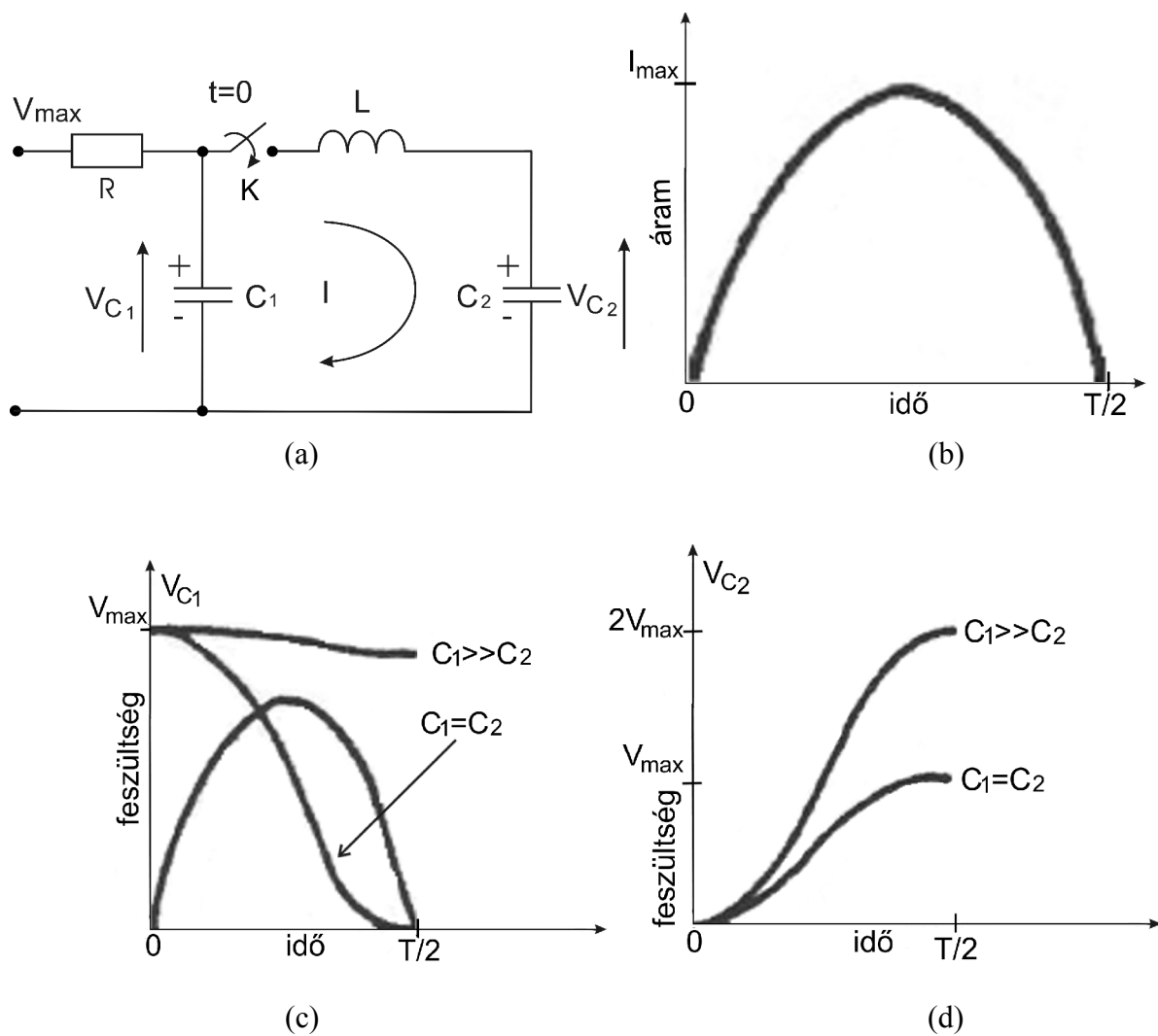
A mágneskapcsolón levő feszültségesés linearitása azzal magyarázható, hogy a több, vékony rétegből felépülő vasmag egymást követő egyik rétegének telítődése után a többi rétegben egyre növekszik a mágneses indukciófluxus, és ezért a következő rétegek egyre gyorsabban telítődnek. Ennek a folyamatnak az eredményeként a mágneskapcsolón átfolyó áram kezdeti értéke – összehasonlítva a tirátronon átfolyó árammal – nagyobb lesz (l. 1.11. és 1.12. ábra). További előnyös tulajdonsága a mágneskapcsoló alkalmazásának az, hogy mivel a kapcsolási ideje kisebb mint a tirátroné, ezért a disszipált hő is kisebb lesz [57-59].

### 1.5.3. A C-C áttöltés és a mágneses impulzuskompresszió elvén működő gerjesztő körök

A hagyományos nagy teljesítményű, impulzusüzemű áramforrásokban az egyenáramú áramforrásból származó energia – egy gáztöltésű vagy szilárdtest kapcsolón keresztül – egy köztes tároló egységbe (pl. kondenzátorba) jut, majd onnan – egy másik kapcsolón (pl. egy

mágnescapcsolón) keresztül – jut a fogyasztóra. A köztes tároló egység feltöltéséhez szükséges időtartam a fogyasztóra kapcsolt feszültségimpulzus hosszához viszonyítva általában hosszú. Az egyenáramú áramforrás és a fogyasztó közötti tároló egységek száma növelhető. Mivel megfelelő tervezés esetén az egyes tárolóegységeken az elektromos energia egyre rövidebb idő alatt jut át, így a pillanatnyi teljesítmény növelhető.

A legtöbb impulzusüzemű, nagyteljesítményű, nagyfeszültségű áramforrás a *C-C áttöltés* (vagy rezonáns töltés) elve alapján működik (az 1.13. ábrán a  $C_1$ - $C_2$  kondenzátorok).



1.13. ábra. A *C-C áttöltés elvén működő áramköri kapcsolás* (1.13.(a)) és jellemző áram-idő (1.13.(b)) és feszültség-idő(1.13.(c)-(d)) görbéi.

Ebben az áramkörben (1.13.(a)) egy egyenáramú áramforrás töltse fel a  $C_1$  kondenzátort  $V_{max}$  feszültségre. Ha a  $K$  kapcsolót -  $t = 0$  időpillanatban – zárjuk, akkor a  $C_1$  kondenzátorban tárolt energia az  $L$  induktivitáson keresztül a  $C_2$  kondenzátorba töltődik át. Az áramkörben

folyó áram alakja szinuszos, és ha nincs ohmos veszteség, akkor a következőképpen írható fel:

$$I(t) = I_{\max} \sin \omega t , \quad (1.13)$$

ahol

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_T C_T}} , \quad (1.14)$$

ahol  $L_T$  az áramkör teljes induktivitását, és  $C_T$  az összes kapacitását jelenti. Ez utóbbi mennyiséget a

$$C_T = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \quad (1.15)$$

összefüggés alapján számíthatjuk ki. Az áram maximumát az

$$I_{\max} = V_{\max} \sqrt{\frac{C_T}{L_T}} \quad (1.16)$$

összefüggés szolgáltatja. A  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorokon eső  $V_{C_1}(t)$  és  $V_{C_2}(t)$  feszültségeket a

$$V_{C_1}(t) = V_{\max} \left[ 1 - \frac{C_2}{C_1 + C_2} (1 - \cos \omega t) \right] , \quad (1.17)$$

Illetve a

$$V_{C_2}(t) = V_{\max} \left[ \frac{C_2}{C_1 + C_2} (1 - \cos \omega t) \right] \quad (1.18)$$

egyenletek alapján számíthatjuk ki.

A rezgés periódusideje:

$$T = 2\pi\sqrt{L_T C_T} . \quad (1.19)$$

Az 1.13.(a) ábrán látható áramköri kapcsolásra vonatkozó egyik fontos jellemző mennyiség a maximális *energiatranszfer* ( $E_T$ ), amelyet az

$$E_T = \int_0^{T/2} I(t)V(t)dt \quad (1.20)$$

összefüggés határoz meg. A  $t$  periódusidőre vonatkozó egyenlet felhasználásával azt kapjuk, hogy

$$C_T = \frac{1}{L_T} \left( \frac{T}{2\pi} \right)^2 . \quad (1.21)$$

Mivel

$$I_{\max} = \frac{V_{\max} T}{2\pi L_T} , \quad (1.22)$$

így a maximális energiatranszfer a következő formába írható:

$$E_T = \frac{V_{\max} T}{2\pi L_T} \int_0^{\pi/\omega} \sin \omega t (1 - \cos \omega t) dt , \quad (1.23)$$

vagy

$$E_T = \left( \frac{V_{\max} T}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{L_T} , \quad (1.24)$$

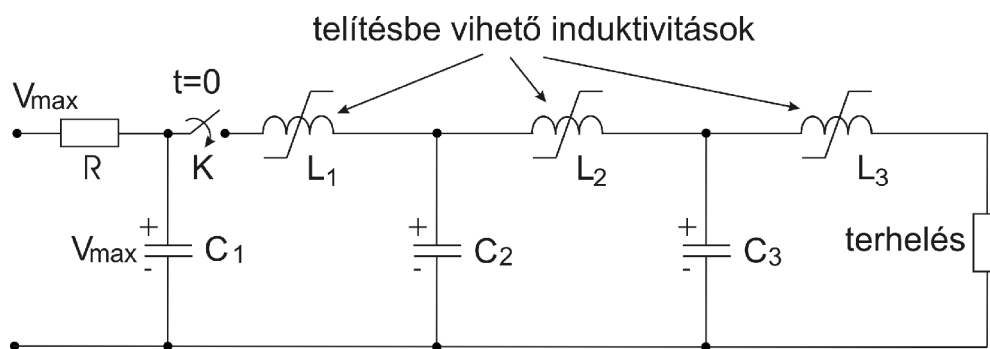
Az 1.13. ábrán a (b)-(d) görbék a C-C áttöltés elvén működő kapcsolásnak két fontos tulajdonságát mutatják:

1) Ha ohmos veszteség nincs és  $C_1 = C_2$ , akkor a  $C_1$ -ben tárolt energia teljes egészében  $C_2$ -be jut.

2) Ha  $C_1 \gg C_2$ , akkor a  $C_2$ -n mérhető feszültség maximuma a  $C_1$ -en mérhető maximális feszültség közel kétszerese.

Az előzőekben ismertetett analízis legfontosabb eredménye az, hogy ha  $V_{max}$  maximális feszültség esetén  $T/2$  idő alatt kívánunk  $E_T$  energiát juttatni  $C_2$ -re, akkor az áramkör teljes induktivitása nem haladhatja meg az  $L_T$ -t. Az áramkör teljes induktivitásának jelentős részét a vasmaggal ellátott tekercsek induktivitása teszi ki. Abból a célból, hogy az energiatranszfer maximális legyen, célszerű az áramköri elemeket úgy méretezni, hogy azok induktivitása elhanyagolható legyen a vasmagos tekercsek induktivitásához képest.

Az 1.14. ábrán egy soros kapcsolású mágneses impulzuskompresszor kapcsolási rajzát láthatjuk.

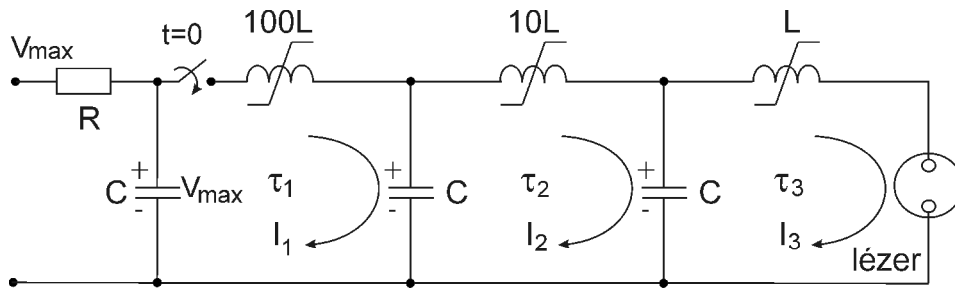


1.14. ábra. Három-lépcsős, soros kapcsolású mágneses impulzuskompresszor.

Az 1.14. ábrán látható áramkörben kapcsolóként (K) szokásosan tirátront vagy szikraközt alkalmaznak. Ebben az esetben a K kapcsolóelemen átfolyó maximális áram nagyságát az  $L_1$  mágneskapcsoló korlátozza. Az áramkört alkotó egyes mágneskapcsolókat ( $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ ) úgy tervezik meg, hogy azok akkor kerüljenek telített állapotba, ha az áramkör előző egységében jelenlevő kondenzátor  $V_{max}$  maximális feszültségre töltődött.

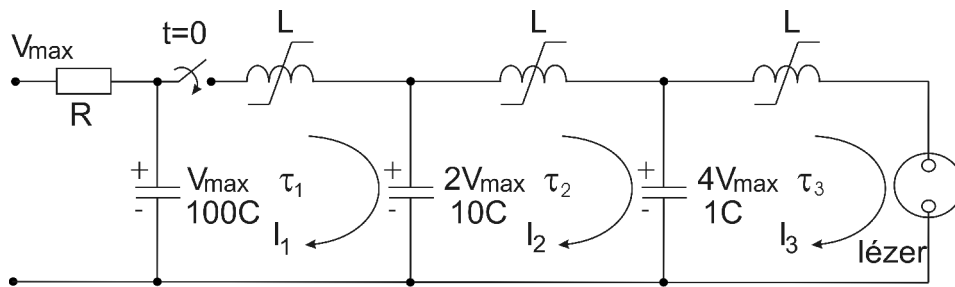
Mivel az 1.15. ábrán látható soros kapcsolású impulzuskompresszorban az egyes egységekhez rendelhető rezonanciafrekvencia a lánc vége felé haladva (balról jobbra) nő, ezért a láncban áramerősítés lép fel. A rezonanciafrekvencia növekedését itt az - egyes egységekhez tartozó - mágneskapcsolók telített állapotához tartozó induktivitások fokozatos csökkentésével valósították meg.

Ha az ohmos veszteségek elhanyagolhatók és az áramkörben minden kapacitás értéke ugyanakkora, akkor a terhelésen (az 1.15. ábra: a lézer) megjelenő feszültség egyenlő a kezdeti  $V_{max}$  feszültséggel, és így az energiatranszfer hatásfoka 100% lesz. Az 1.15. ábrán látható kapcsolás esetén az impulzuskompresszió:  $\tau_1/\tau_3 = \sqrt{50} \approx 7$ , és az áramerősítés:  $I_3/I_1 = \sqrt{50} \approx 7$ .



1.15. ábra. Soros kapcsolású mágneses impulzuskompresszor, amelyben az áram az egyes áramköri egységekben fokozatosan erősödik.

Az 1.16. ábrán egy olyan mágneses impulzuskompresszor kapcsolási rajzát láthatjuk, amelyben az egyes áramköri egységekben a kondenzátorok kapcsain a feszültség – amint az a korábbi megfontolásokból következik - közel kétszeresére erősödik, abban az esetben, ha egy egységen belül a kapacitás értéke sokkal kisebb, mint a megelőző egységhez tartozó kapacitása.

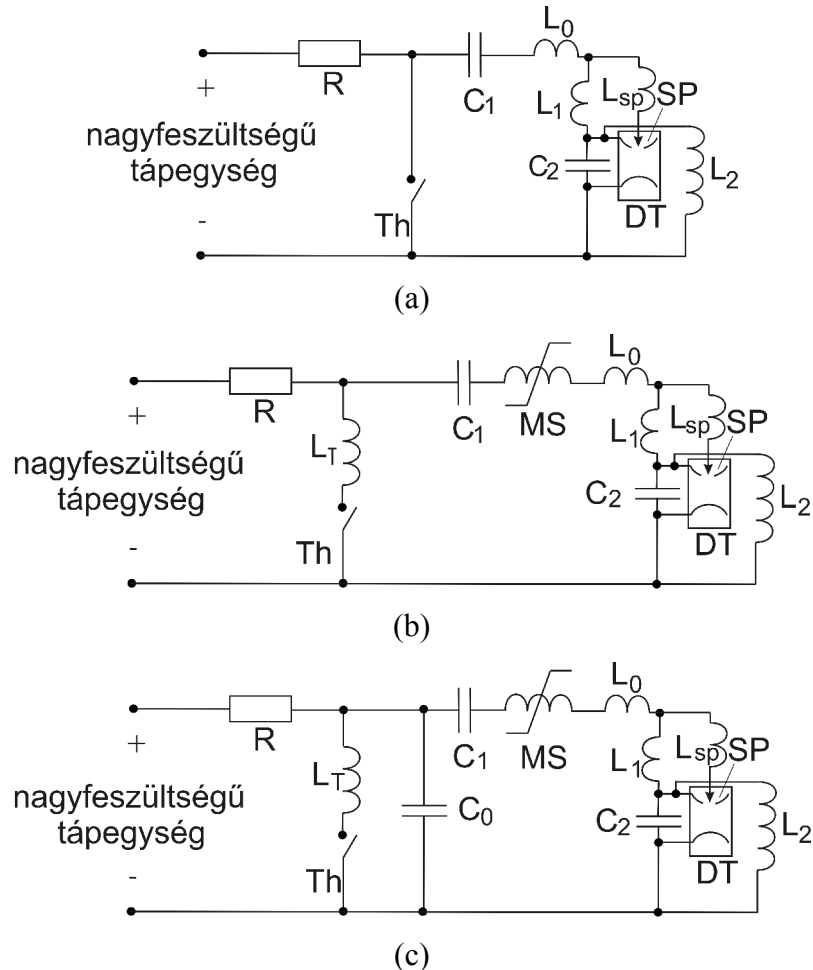


1.16. ábra. Soros kapcsolású mágneses impulzuskompresszor, amelyben a feszültség az egyes áramköri egységekben fokozatosan erősödik.

Az 1.16. ábrán látható áramkörben a lánc vége felé haladva (balról jobbra) az egyes egységek rezonanciafrekvenciája nő, s így impulzuskompresszió lép fel. Az energiatranszfer hatásfoka igen kicsi, megközelítően  $8/50 \approx 0,16$ , impulzuskompresszió:  $\tau_1/\tau_3 = \sqrt{10} \approx 3$ , és a feszültségerősítés értéke: 4 [57].



A C-C áttöltés és az impulzuskompresszió elvén működő áramköröket sikeresen alkalmazták excimer lézerek gázkisüléssel történő gerjesztésére. A 1.17. (a)-(c) ábrákon három különböző felépítésű excimer lézer gerjesztő körének sematikus rajza látható.



1.17.(a)-(c) ábra. *Mágneskapcsoló nélkül épített gerjesztő kör (a), mágneskapcsolóval felszerelt gerjesztő kör (b), L-C inverziós gerjesztő kör (c).*

Azokban a lézerekben, amelyekben az MSC (Magnetic Switch Control) technológiát alkalmazzák (az MSC technológiát 1983-ban szabadalmaztatták), a tirátronok élettartama megnövekszik. Az MSC technológiával felszerelt lézerek előnye a mágneskapcsoló nélkül készített lézerekhez képest az, hogy a mágneskapcsoló elválasztja egymástól a gázkisülést közvetlenül tápláló (a peaking kondenzátorokat tartalmazó) gyors, kis periódusidejű rezgőkört a tirátron rezgőkörétől. Az MSC technológia lehetővé teszi, hogy mindkét rezgőkör tulajdonságait optimálisan alakíthassuk. Az optimálisan kialakított L-C inverziós áramkörrel

1. a tirátronra eső feszültség és a rajta átfolyó áram a tirátron határértékei (maximális áram és feszültség) alá csökkenthető, és

2. a gázkisülés kis impedanciás, gyors áramkörrel táplálható.

Az általam végzett kísérleteket, L-C inverziós áramkörön végeztem, ennek működését részletesebben az 1.17.(c) ábra alapján ismertetem. A nagyfeszültségű tápegység az R zavarszűrő ellenálláson és az  $L_2$  induktivitáson keresztül feltölti a  $C_0$  és  $C_1$  kondenzátorokat egy előre meghatározott értékre. Ezután a tirátron (Th) vezérlő rácsára indító impulzust kapcsolunk, amelynek hatására a tirátron zár. Ekkor az  $L_T$ - $C_0$ -Th áramköri elemek által alkotott rezgőkörben elektromos rezgés keletkezik, miközben a mágneskapcsoló nyitott állapotban van. A telítési fluxust úgy állítják be, hogy a mágneskapcsoló akkor kerüljön telített állapotba, amikor a  $C_0$  feszültsége eléri a kezdeti értékének -1 szeresét. Miután a mágneskapcsoló zárt állapotba került a  $C_0$  és  $C_1$  kondenzátorokat elektromos szempontból sorba kapcsoltnak tekinthetjük és ezek a kondenzátorok - az MS mágneskapcsolón és a SP előionizáló szikraközökön keresztül - töltik a peaking ( $C_2$ ) kondenzátort (l. 1.17.(c) ábra). A lézerbe általában több tíz előionizáló szikraközt szerelnek, az előionizáció homogenitásának érdekében gondoskodni kell azok egyforma elektromos táplálásáról. Minden szikraközhez kapcsolt  $L_{SP}$  induktivitás feladata az, hogy elősegítse az elektromos energia egyenletes elosztását a szikraközök között. Az  $L_1$  induktivitás feladata az, hogy rövidzárat létesítsen, s így a gerjesztő feszültségimpulzus kezdeti, kis meredekségű szakaszának a szikraközre jutását megakadályozza. Azonban a kis felfutási idejű feszültségimpulzusok – ezeket  $L_1$  nem zárja rövidre - az SP szikraközökön megjelennek, s ezáltal a szikraközök működésének megbízhatósága növekszik. Az 1.17.(c) ábrán az  $L_0$  induktivitás a töltőkörben mindig jelenlevő parazita induktivitást jelöli. Ha a  $C_2$  kondenzátor feszültsége elérte a kisülési térben levő gáz letörési feszültségét, akkor beindul a gázkisülés. Az 1.17.(c) ábrán az  $L_2$  induktivitásnak a feladata biztosítani, hogy a töltőkör impedanciája illeszkedjék a gázkisülés impedanciájához. Mivel az áramkörnek a peaking kondenzátorokon kívül eső része a nagy induktivitás miatt alkalmatlan a gázkisülés közvetlen táplálására, ezért a gázkisülésbe táplált energia azzal az elektromos energiával arányos, amelyet a letörés pillanatában a peaking kondenzátorok tárolnak [60-66]. A mágneskapcsolóval párhuzamosan kötött induktivitás (megjegyezzük, hogy ez az ábrán nincs jelölve) rezgőkört alkot a töltőkör kondenzátoraival. A gázkisülés megszüntetésével a rezgőkörben fellépő rezgések demagnetizálják a mágneskapcsolót. A saját tapasztalatom az, hogy ha nem demagnetizáljuk a mágneskapcsolót, akkor a kapcsolás időbeli bizonytalansága (jittere) megnövekszik.

## Tervezett célkitűzések

Egy nemzetközi pályázat keretében azt a feladatot kaptam, hogy a félvezetőgyártásban alkalmazott mikrolitográfiára vonatkozó követelményt kielégítő lézerberendezést állítsak össze. Ebben az időszakban az iparban mikrolitográfiai célokra túlnyomó többségben a 248nm-es hullámhosszon működő keskenysávú KrF lézereket használtak. Ezeknek a lézereknek közös jellemzője, hogy egyetlen hangolt oszcillátorra épülnek. Bizonyos fizikai és technikai okok miatt - amelyeket részletesen ismertetek a PhD disszertációban – célszerű egy olyan az eddigiektől eltérő felépítésű lézerrendszert létrehozni, amelyben a megfelelő minőségű optikai jelet egy erre a célra optimalizált kis teljesítményű oszcillátor szolgáltatja, amelynek jelét egy nagy teljesítményű erősítő tovább erősíti. A fentiek figyelembe vételével,

*célul tűztem ki mikrolitográfiai célokra optimalizált „mester-oszcillátor teljesítmény-erősítő” típusú lézerberendezés összeállítását.*

A Kínai Atomenergetikai Intézet munkatársaival együttműködve, egy nagyintenzitású ( $\sim 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>), hosszú (~60 ns) impulzusú KrF excimer lézerrendszer kifejlesztésében vettem részt. A lézerrendszer végerősítője egy elektronnyalábbal pumpált, nagy apertúrájú KrF lézer, amely - három vagy hat nyalábos multiplexeléses technikával - egy kisebb KrF lézerből nyert impulzusokat erősíti. A kutatások során problémát jelentett a multiplexelt magimpulzusok előerősítése vagy megfelelő energiájú, egymástól független magimpulzusok előállítása, egymáshoz képest kis időbeli bizonytalansággal. Ezért

*célul tűztem ki egy olyan KrF excimer lézerrendszer létrehozását, amely alkalmas három, egymástól független lézerimpulzus generálására vagy erősítésére.*

A szubpikoszekundumos, nagy intenzitású ultraibolya impulzusok egy lehetséges előállítási módja, a szilárdtest- vagy festéklézerben keltett rövid, frekvenciakonvertált magimpulzus KrF excimer lézerrel történő erősítése. Ismeretes, hogy az erősítőből kinyerhető energia arányos az aktív közeg térfogatával, illetve hogy az erősítésben ténylegesen részt vevő gázkiszárlással gerjesztett excimer gázmolekulák mennyisége függ a kiszárlás homogenitásától,

minőségétől. Kísérleteink azt mutatták, hogy az előionizáció erőssége és a gázkisülést tápláló elektromos impulzus felfutási meredeksége számottevően befolyásolja a kisülés homogenitását és időbeli bizonytalanságát. Mivel számos kutatólaboratóriumban szükség van rövid impulzusok erősítésére alkalmas KrF lézerekre, ezért

*célul tűztem ki rövid (szubpikuszekundumos) impulzusok erősítésére optimalizált, homogén gázkisüléssel gerjesztett KrF excimer erősítők kifejlesztését.*

A fenti célkitűzések többségét sikerült megvalósítani. Az elért eredmények hozzájárulnak hazai és külföldi laboratóriumokban végzett fény-anyag kölcsönhatással kapcsolatos kutatómunkák színvonalának emeléséhez.

## 2. Új eredmények

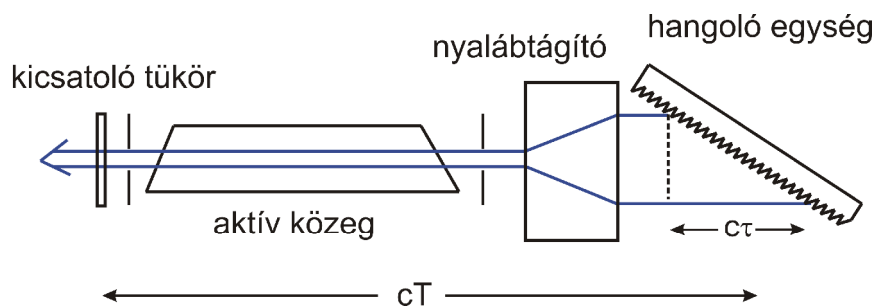
### 2.1. Keskenysávú ultraibolya lézerrendszerek előállítására mikrolitográfiai célokra

A tudományos bevezetőben leírtam, hogy a mikrolitográfia különlegesen jó nyalábminőségű excimer lézereket igényel. Ezeknek a lézereknek a legfőbb értékmérői: a kis sávszélesség, a nagy átlagos teljesítmény, a hullámhossz stabilitás és nem utolsósorban a megbízható, stabil működés. A félvezetőipar igényli az egyre kisebb sávszélességű, rövidebb hullámhosszú és nagyobb átlagos kimenő teljesítményű lézereket. Mivel a ma használatos lézerek azonban elérték teljesítőképességük határát, a további fejlesztés azt jelentené, hogy a kis sávszélességet és a nagy teljesítményt egyetlen oszcillátoron belül együtt kellene megvalósítani. Ez különleges technikai problémát jelent, ugyanis nagyobb teljesítmény mellett számolnunk kell az optikai elemek fokozott degradációjával, továbbá rövidebb hullámhosszakon kevesebb olyan alapanyag található, amelyből jó minőségű optikai elemek készíthetők. A fejlesztések az ipari lézerek egy új generációjának - nevezetesen az excimer mester oszcillátor – excimer teljesítmény-erősítő elrendezések - megjelenéséhez vezettek. Ezekben az eredetileg tudományos célokra kifejlesztett jó optikai tulajdonsággal rendelkező magimpulzust egy kis teljesítményű excimer oszcillátor állítja elő [67]. Ennek jelét egy nagy kimeneti teljesítményű excimer erősítő tovább erősíti miközben a nyaláb koherencia tulajdonságai gyakorlatilag nem változnak meg. [68-70] Egy ilyen felépítés megoldja, hogy kis sávszélesség mellett nagy teljesítményt állítsunk elő. Továbbra is probléma marad azonban a sávszélesség csökkentése. Kísérleteim során több olyan lézerrendszert építettem ki, amelyek új perspektívát jelentettek a technikailag lehetséges legkisebb sávszélesség eléréséhez.

#### 2.1.1. Keskenysávú, impulzusüzemű lézer oszcillátorok méretezése

Vizsgáljuk meg először azt a kérdést, hogy mi szab határt egy keskenysávú, impulzusüzemű lézer sávszélességének. Mivel a  $\Delta\nu$  spektrális sávszélesség és az  $l_{koh}$  koherenciahossz között a  $\Delta\nu \geq c/l_{koh}$  [23] összefüggés teremt kapcsolatot, és a koherenciahossz nem lehet nagyobb az

impulzushossznál ( $l_{koh} \leq c\Delta T$ ), ezért az effektív sávszélesség a  $\Delta\nu \geq 1/\Delta T$  összefüggéssel adható meg, ahol  $\Delta T$  az impulzusidőt jelenti. Ha egyenlőség áll fenn transzformáció-limitált impulzusról beszélünk. Az iparban mikrolitográfiai célra használatos KrF lézerek spektrumának legkisebb félértékszélessége 0,4 pm [24,71]. Figyelembe véve a KrF lézereknek a  $\sim 15$  ns-os impulzusidejét, ez 30-szoros transzformáció-limitet jelent. Ezzel az impulzusidővel számolva, ideális esetben az ilyen lézereknek a sávszélessége elérhetné a 0,014 pm-es értéket is. Ismeretes, hogy a keskenysávú impulzusüzemű lézerek hangoló egysége rendszerint egy optikai rácsból és egy Fabry-Perot etalonból áll. Határozzuk most meg egy keskenysávú impulzusüzemű lézer sávszélességét! Tegyük fel hogy a hangoló egység  $\tau$  aktív késleltetést hoz létre a rezonátorban a nyaláb egyetlen áthaladása során (az impulzusfront „megdől”). Ha a lézer impulzusideje alatt az impulzus  $n$ -szer járja körül a rezonátort, akkor az aktív késleltetés  $n$ -szer nagyobb lesz és az effektív sávszélesség a  $\Delta\nu \geq 1/2n\tau$  összefüggéssel adható meg. Másrészt vegyük észre, hogy a  $\Delta T$  impulzusidőre teljesül a  $\Delta T = 2nT$  egyenlőség, ahol  $nT$  a rezonátor által bevezetett passzív késleltetés. A fentiekből következik, hogy  $\Delta\nu\Delta T = T/\tau$ , ami egyhez közelít, ha  $T$  közelít  $\tau$ -hoz. Ha eléri az 1 értéket, akkor a lézerimpulzus transzformáció-limitált lesz, tehát - adott impulzushossz mellett - elvileg sem lehetne a spektrum kisebb sávszélességű.



2.1. ábra Impulzusüzemű hangolt lézer rezonátorának tipikus felépítése.

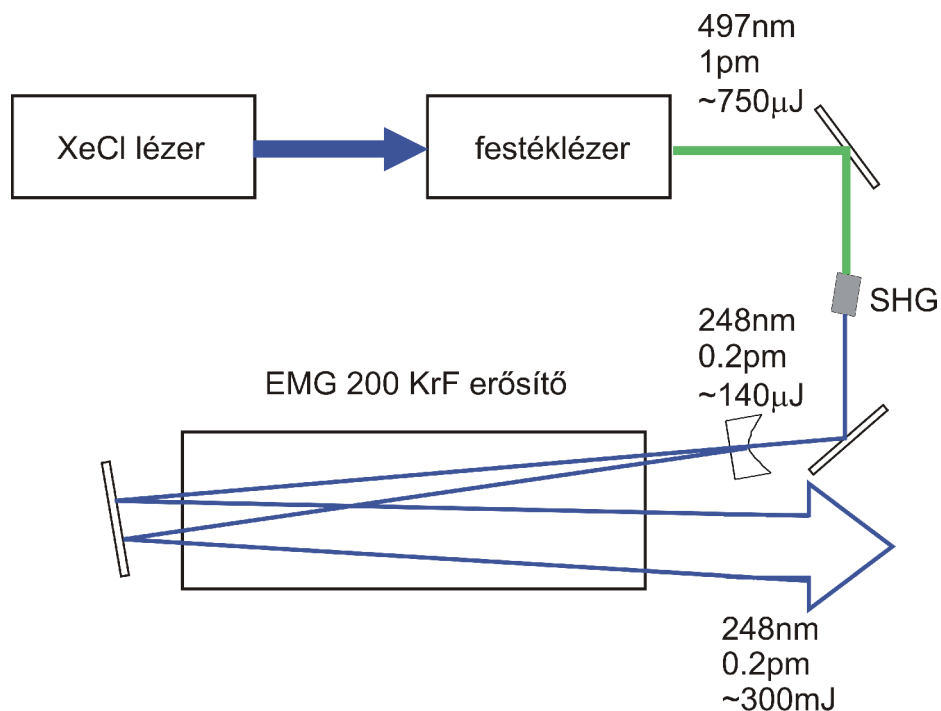
A 2.1. ábrán egy ráccsal hangolt rezonátor sematikus rajzát láthatjuk. Ha ebben a rezonátorban a kicsatoló tükröt közvetlenül az optikai rács elé helyeznénk, akkor az impulzus transzformáció-limitált lenne és teljesül a  $T = \tau$  összefüggés. Ez viszont azt jelenti, hogy a rezonátor  $cT$  hosszúságán a nyitótükröt és a rács legtávolabbi pontja között mért távolságot kell értenünk. A fenti megfontolásokat figyelembe véve, ha azt akarjuk, hogy egy impulzusüzemű lézer sávszélessége kicsi legyen a következő feltételeknek kell teljesülniük:

- i) A  $\Delta T$  impulzusidő – s így az erősítés élettartama - legyen nagy,

- ii)  $T$  közelítsen  $\tau$ -hoz, vagyis az aktív közeg legyen beépítve a hangoló egységbe, illetve legyen nagyon rövid,
- iii) a fázistorzítások minimális szinten legyenek.

### 2.1.2. Keskenysávú festék-excimer lézerrendszer összeállítása és spektrális tulajdonságai

A félvezetőipar a fejlődése során egyetlen oszcillátorból álló excimer lézer helyett választhatott a *festék – excimer* és az *excimer-excimer* lézerrendszerek között. A megbízhatósági szempont ez utóbbi mellett döntött. Az keskenysávú *festék – excimer* lézerrendszerek feltehetően túlságosan összetett felépítésűek és ezért kevésbé látszanak megbízhatónak ipari célokra. Az általam összeállított *festék – excimer* lézernek a sávszélessége azonban kisebb volt bármely, addig készített azonos hullámhosszon működő, egyetlen oszcillátorból álló excimer lézerénél. A lézerrendszer sematikus rajza a 2. ábrán látható.

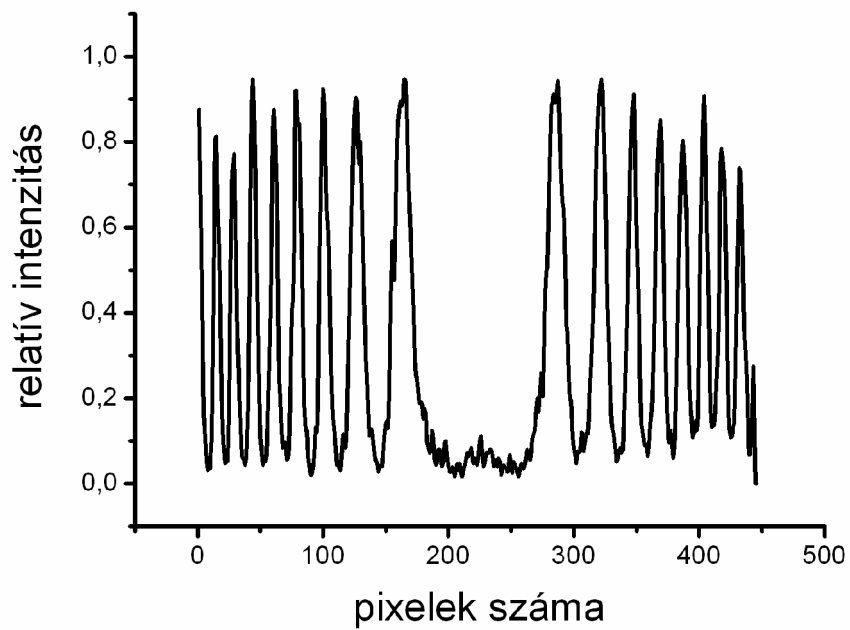


2.2. ábra Keskenysávú festék-excimer lézerrendszer sematikus rajza.

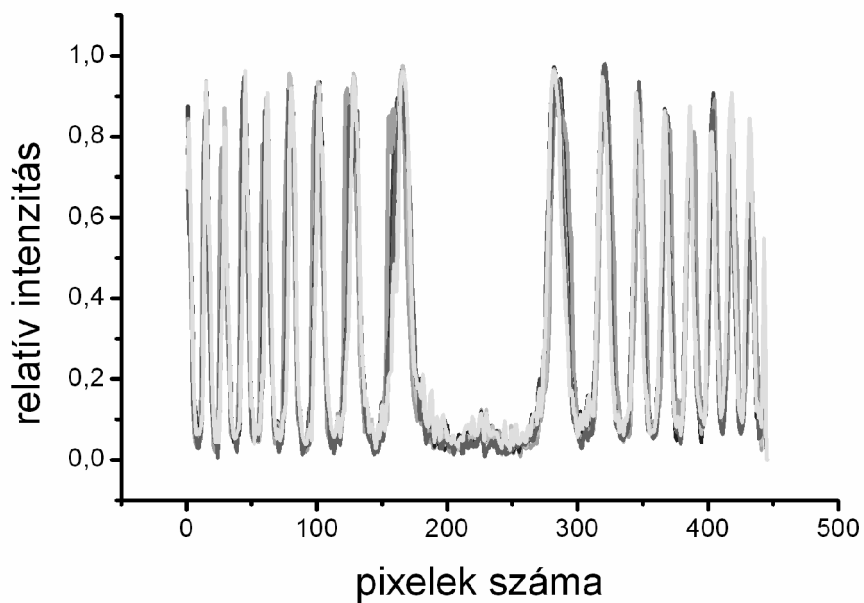
A lézerrendszer egy FL2002E típusú festéklézerből - amelyet egy EMG 102 típusú XeCl lézer pumpál - és egy EMG 200 típusú KrF excimer erősítőből állt. A pumpáló lézer 120 mJ-os impulzusenergiája - a gyári adatok szerint - alkalmas a festéklézer pumpálására. A keskenysávú magimpulzusokat a festéklézer szolgáltatja, amelyet ~497nm – es hullámhosszra

hangoltam. A festéklézer keskenysávú oszcillátorának kimenő impulzus energiáját két lépésben - egy festék aktív közegű előerősítővel és egy végerősítővel - erősítettem. Az oszcillátort és az erősítő egységeket - a gyári előírásnak megfelelő koncentrációban - Coumarin 307-es festékkel töltöttem fel. A rezonátor fő elemei: egy 600 vonal/milliméteres karcolatsűrűségű hatodik rendben üzemelő optikai rács, egy 60-szoros nagyítású prizmás nyalábtágító, és egy olyan Fabry-Perot etalon, amelynek szabad spektrális tartománya 24,7 pm és a *finesse* 25. A lézer durva hangolása a rács segítségével, a finomhangolása pedig Fabry-Perot etalon forgatásával történt. A működésnél alkalmazott hullámhosszúság tized nanométer pontossággal, - a lézerbe épített számlálóról - olvasható le. A prizmás nyalábtágító egy 20:1 arányú polarizátorként is működik, ez azt jelenti, hogy a kimenő nyaláb túlnyomóan vertikálisan polarizált. (Megjegyezzük, hogy a nyalábtágító csak vertikális irányban nagyít.) A fenti módon felépülő festéklézer végülis  $\sim 750 \mu\text{J}$  energiájú impulzusokat szolgáltat, 497nm-es hullámhosszon. Egyetlen „lövésből” a sávszélességet 1 pm-nek mértem, 6 lövés átlagát, illetve integrálját tekintve pedig 1,1 pm-es sávszélességet és  $\sim \pm 0,2$  pm-es hullámhossz-stabilitást mértem. A nyert eredmény  $\sim 20$ -szoros transzformációs limitnek felel meg, 15ns-os impulzushossz esetén. A Fabry-Perot interferométer szabad spektrális tartományát 4 pm-nek, és a *finesse*-t 20-nak vettük. Ez a két érték 0,2 pm-es hullámhosszbeli felbontást enged meg. Az interferométert elhagyó nyalábokat - egy 30cm fókusztávolságú lencsével - egy CCD kamerára fókuszáltam. A 2.3(a),(b) és (c) ábra egyetlen lövéssel, hat lövés integrálásával és hat lövés átlagolásával számolt interferogramok intenzitáseloszlását mutatja, a gyűrűk középvonalában, frekvenciakétszerezés előtt. A sávszélességet [72] alapján becsültem meg, és az ábrák készítésénél a CCD kamera sötétáramból származó zaját pedig figyelembe vettem.

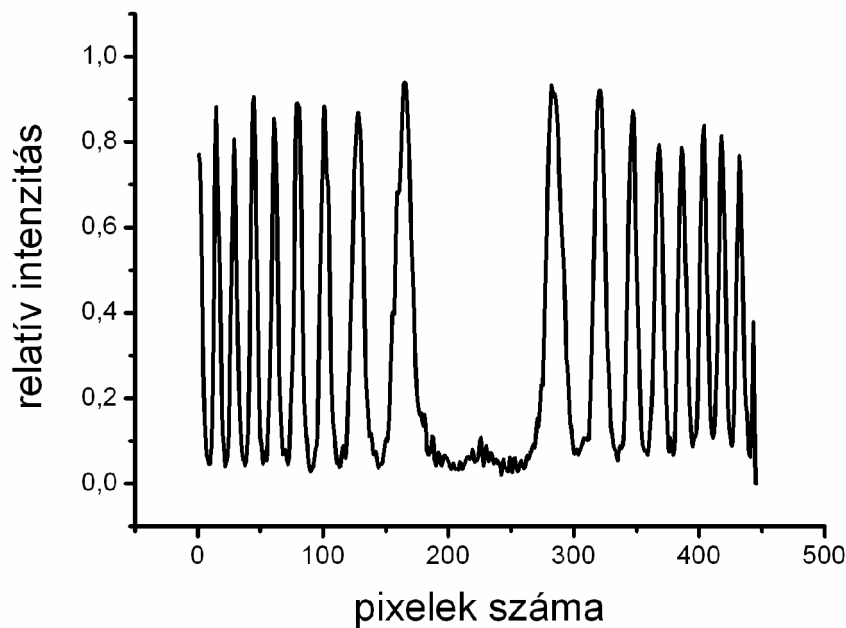




2.3(a) ábra. Egyetlen lövéssel készített interferogram intenzitáseloszlása a gyűrűk középvonalában, frekvenciakétszerezés előtt. Az ábra alapján számolt sáv szélesség 1 pm.



2.3.(b) ábra. Hat lövés interferogramjának integrálásával készült intenzitáseloszlás, az interferogramok középvonalában mérve, frekvenciakétszerezés előtt.



2.3.(c) ábra. Hat lövés interferogramját átlagolva készült intenzitáseloszlás a gyűrűk középvonalában, frekvenciakétszerezés előtt.

A festéklézer rezonátorának 35cm-es hosszából 0,35pm-es longitudinális módustávolság következik. Ha az impulzusidő 15ns és a rezonátort Fabry-Perot interferométernek tekintjük, akkor ennek az interferométernek a finesse 6 lesz. A fenti megállapítások arra a következtetésre vezetnének, hogy az alapharmónikus vonalas szerkezetű, ilyen szerkezetet azonban nem tapasztaltam. A lézerfesték törésmutató-változásai és így az aktív közeg optikai hosszának változásai, valamint az akusztikus rezgések megakadályozzák egy-egy módus zavartalan felépülését. Így módon a spektrum nem lesz vonalas szerkezetű. Helyette időfüggő, sok vonalból álló spektrumra számíthatunk, amely időátlagban 1 pm széles, folytonos spektrum képét mutatja.

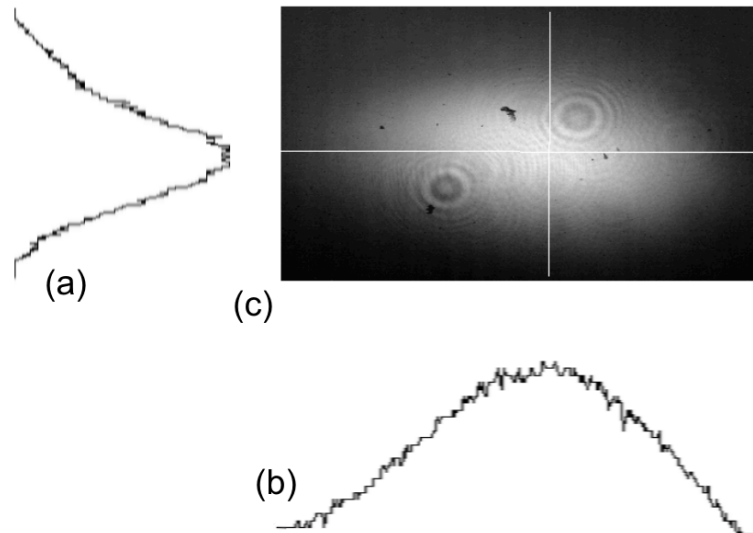
A festéklézer hangoló egységében található prizmás nyalábtágító által részben polarizált alapharmónikust egy 7mm hosszúságú BBO kristály segítségével frekvenciakétszereztem. Ezt a kristályt nagy konverziós hatásfoka és nagy roncsolási küszöbe miatt választottam [73]. A konverziós hatásfok függ az intenzitástól és kisebb mértékben az impulzusenergiától is. Az intenzitást úgy növeltem, hogy a festéklézer teljesítményerősítőjének kimeneti nyalábját – amelynek átmérője 3mm- egy 1/3 nagyítású teleszkóppal kicsinyítettem le. Az intenzitás és így a hatásfok növelése lehetséges a nyaláb átmérőjének további csökkentésével, miközben két korlátozó tényező lép fel. Az egyik, hogy

a nyaláb divergenciája túl nagy lesz és ezért a fázisillesztés nem teljesül a nyaláb átmérője mentén. A kristályt érő 1mm átmérőjű alapharmónikus nyaláb  $\theta$  divergenciáját a  $\Theta = \lambda / d$  – ahol  $d$  a nyalábátmérő – összefüggéssel becsülve,  $\theta = 0,5$  mrad. Ez a [73] irodalom szerint elég kicsi szög ahhoz, hogy a 7mm hosszú BBO kristályban effektív legyen a frekvenciakétszerezés. Ismeretes, hogy frekvenciakétszerezés esetén az alapharmónikus és a felharmonikus energiája négyzetes függvény szerint függ egymástól. Az említett második korlátozó tényező az, hogy túl nagy intenzitás esetén a kristály telítésbe mehet. Ez azt jelenti, hogy a frekvenciakonverzió során a spektrum oly módon torzulhat, hogy a felharmonikus spektruma szélesedik. Ennek ellenőrzése, illetve elkerülése céljából megmértem az alapharmónikus energiájának függvényében a felharmonikus energiáját. Azt találtam, hogy a bemenő és kimenő energiák négyzetesen függenek egymástól, ami azt jelenti, hogy a kristály nincs telítésben. Az alapharmónikus energiáját úgy változtattam, hogy a festéklézerben a végerősítőt pumpáló nyalábot szűrtem. A felharmonikus energiáját egy ED200 típusú energiamérővel mértem meg. Az 1mm-es nyalábátmérő mellett a felharmonikus energiája  $140\mu\text{J}$ , ez  $\sim 20\%$ -os konverziós hatásfokot jelent. Ez jó hatásfokot jelent, és az intenzitás a kristály roncsolási küszöbe alatt van. Mivel a frekvenciakonverzió nemlineáris és a látható tartományban működő festéklézer impulzusainak ESE szintje konstrukciós és fizikai okok miatt kicsi a frekvenciakétszerezett impulzusoknak is kicsi az ESE szintje. Ilyen megfontolások alapján az erősített ultraibolya impulzusok jel/zaj viszonya (impulzusenergia és az ESE hányadosa) is várhatóan jó lesz.

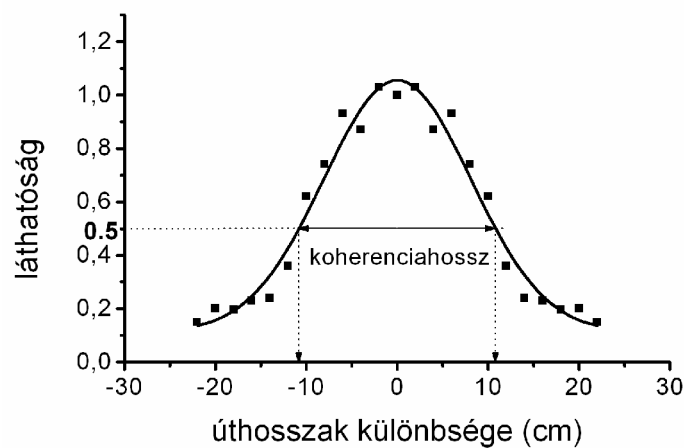
Arra gondoltam, hogy célszerű, ha az excimer végerősítő gerjesztett aktív közegének minél nagyobb hányadát használjuk fel erősítésre. Az ultraibolya magimpulzusokat  $f = 300\text{mm}$  lencsével nagyítva egy EMG200 típusú KrF lézererősítőbe vezettem. Ezzel a lencsével egy körüljárás (vagy passz = fél körüljárás) után a nyaláb éppen kitölti az EMG200-as lézer kilépő ablakát, illetve az aktív közeget így tölti ki a lehető legjobban. Az első illetve, a második passz után az impulzusenergia 90 mJ, illetve 320 mJ. Figyelembe véve az erősítő  $\sim 25$  ns-os erősítési időtartamát, több mint egy méteres hosszát és a magimpulzus  $\sim 15$  ns-os impulzus idejét, több körüljárásra az erősítőben nincs szükség. A gerjesztett aktív közeg  $\sim 850\text{mm}$  hosszú és keresztmetszete  $\sim (25 \times 20)\text{mm}^2$ . A KrF excimer végerősítő és a festéklézert pumpáló excimer oszcillátor pontos időbeli szinkronizációját egy aktív, processzor vezérelt elektronika biztosította. A jó jel/zaj viszony, megköveteli, hogy a hosszú magimpulzusok erősítését optimalizáljuk. Ha a magimpulzusnak kicsi az ESE szintje, célszerű tehát azt az erősítés során megőrizni. További nehézséget jelent, hogy a jel/zaj viszonyt leronthatja a végerősítő saját ESE-je. A spontán emisszió ugyanis a végerősítőben

ugyanolyan törvények szerint erősödik mint maga a jel. Optimális megoldást ígérne, ha az erősítést a keskenysávú magimpulzussal telítésbe vinnénk. (Ismeretes, hogy az erősítési tényező az  $\alpha = \alpha_0 / (1 + I / I_s)$  összefüggés szerint függ a intenzitástól, ahol  $\alpha$  az erősítési tényező,  $\alpha_0$  a kisjelű erősítési tényező,  $I$  az intenzitás és  $I_s$  a telítési intenzitás [74,75]). Ezzel a megoldással ugyanis a spontán emisszió kevésbe erősödne és rendezett, keskenysávú sugárzás formájában több energiát nyernénk. Ezt egy rövid elektródával épített excimer erősítővel lehetséges lenne megvalósítani, amikor is magimpulzus többször körbejárja és a lehető legjobban kitölti a végerősítő aktív közegét. Jellemző a lézerrendszer nyálábminőségére, hogy a 320 mJ impulzusenergiájú nyáláb egy 2m fókusztávolságú lencsével lefókuszálva, a levegőben erős fényű világító plazmát keltett. Megfelelő beállítások esetén – az önfókuszálódás eredményeként – egy vonalban igen gyakran, 3 helyen is észleltem plazmát. A végerősítőt elhagyó impulzus ESE tartalmát térszűrővel mértem meg. A nyálábot 40cm fókusztávolságú lencsével- amelyet az erősítő ablakától 1m-re helyeztem el - lefókuszáltam. A levegőben keletkezett plazma helyére egy huzalt feszítettem ki, ami kitakarta a jelet. A fennmaradó zaj (ESE) energiáját megmértem, ez 3-4 mJ-nak adódott, tehát az ESE tartalom 1% körüli érték. Az iparban használatos lézerek jel/zaj viszonya általában kisebb. Az 1% körüli értéket az indokolja, hogy az általam épített lézerrendszerben - geometriai okok miatt - a KrF végerősítő teljes aktív térfogata nem volt kitöltve a nyálákkal, továbbá az sem teljesült, hogy az erősítés az erősítő minden szakaszán erősen telítésben legyen. A 2.4. ábrán a vizsgált lézer frekvenciakétszerezett nyálábjának egy CCD kamerával készült keresztmetszetét látjuk. A képen levő (a) és (b) görbék a fehér egyenesek mentén felvett intenzitásokat ábrázolják. A lézernyaláboknak porszemeken történő elhajlásának eredményei: a (c) fényképen látható interferenciagyűrűk, amelyek nagyfokú térbeli koherenciára utalnak. A lézerrendszer maximális ismétlési frekvenciája 50Hz. Az EMG200-as KrF erősítő kimeneténél  $\pm 10\%$ -os impulzusok közötti energiastabilitást mértem. A pikométeresnél kisebb sávszélességű spektrumok vizsgálatához különlegesen nagy felbontású interferométerre van szükség. A frekvenciakétszerezett, nem erősített nyáláb spektrális tulajdonságait egy általam összeállított Michelson-interferométer segítségével vizsgáltam. A karhosszakban előálló útkülönbségek függvényében, sok lövésből, - CCD kamerás felvételek alapján - kiszámoltam az interferogramok láthatóságát. Az egyenlő karhosszakat geometriai úton állítottam be. Nyálábosztó tükörként egy ék alakú kvarclemez egyik felületét használtam. Ily módon sikerült kiszűrni a másik felületről visszavert nyáláb által okozott zavaró interferenciát. A mérések során különös gondot fordítottam arra, hogy az interferométer karjaiból a CCD

kamerára érkező két nyaláb pontosan fedje egymást. Ezáltal kizártam a nyaláb keresztirányú koherenciahosszából származó esetleges mérési hibákat. A 2.5. ábrán az interferogramok láthatósági görbéjét ábrázoltam.



2.4. ábra *A frekvenciakétszerezett nyaláb keresztmetszete.*



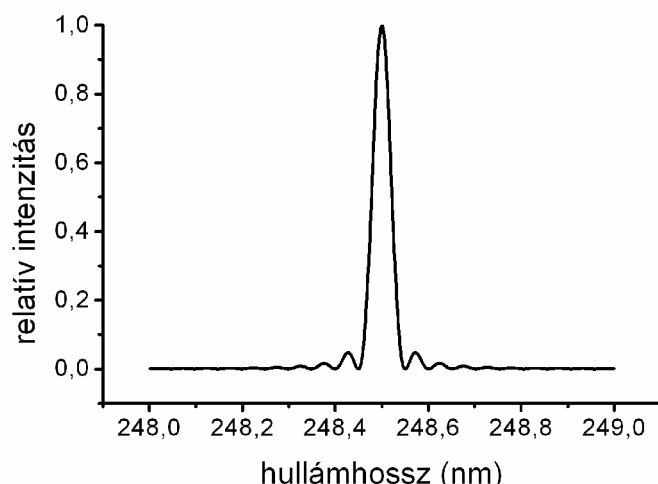
2.5. ábra. *A frekvenciakétszerezett jel Michelson-interferométerrel készített interferogramjainak láthatósági görbéje, a karhosszak útkülönbségének függvényében.*

A kapott mérési pontokra Lorentz és Gauss függvényeket illesztve, úgy találtam, hogy az utóbbi illeszkedik jobban. Az illesztett görbéből számolva a láthatósági görbe félértékszélessége 20cm, ezt az impulzus koherenciahosszáként ( $l_{koh}$ ) értelmezhetjük. Így az  $l_{koh} = \lambda^2 / \Delta\lambda$  összefüggés alapján az effektív sáv szélesség  $\Delta\lambda = 0,3$  pm. Mivel a láthatósági

görbét és a spektrumot a Fourier-transzformáció köti össze, ezért ha feltételezzük, hogy a láthatósági görbe Gauss alakú, akkor a spektrum is az, és ekkor [22] szerint ennek a félértékszélessége  $\sim 0,2$  pm. Ez azt jelenti, hogy a 15 ns-os impulzus  $\sim 20$ -szorosan transzformáció limitált. Ha a mérési pontokra Lorentz görbét illesztjük, akkor a koherenciahossz ugyancsak kb. 20cm-nek adódik. Azonban [22] alapján és a Lorentz alakú láthatósági görbe esetén a sáv szélesség  $\sim 0,1$  pm. Figyelembe véve az alapharmónikus sáv szélességét ez túl kicsinek tűnik. A KrF lézerekre jellemző homogén vonalkiszélesedés következtében a magimpulzus erősítése során a spektrum alakja, és így a sáv szélesség nem változik. A sáv szélesség több Fabry-Perot etalon használatával a rezonátorban vagy a festék előerősítő és végerősítő között tovább csökkenthető lenne.

Ismeretes, hogy az előbbieken ismertetett Michelson-interferométerrel végzett mérés nem alkalmas a hullámhossz stabilitás mérésére. Feltételezhetjük azonban, hogy a látható és az ultraibolya impulzusok relatív hullámhossz stabilitása ugyanakkora, így ha az alapharmónikus hullámhossz-stabilitása  $\pm 0,2$  pm, akkor a felharmónikusra ugyanennek  $\pm 0,1$  pm-nek kell lennie.

Ismeretes, hogy a felharmónikus intenzitása arányos a frekvenciakétszerező kristály hosszának négyzetével, a kristály maximális hosszát viszont az alapharmónikus sáv szélessége korlátozza [76]. Így az előbbi két törvény figyelembevételével kell optimalizálni a kristály hosszát. Ha a kristály az optimálist túlságosan meghaladó hosszúságú, akkor a sebességillesztés feltétele megközelítően csak keskeny spektrumon belül teljesül. Ezt az eredményt felhasználva a frekvenciakonverziót egy elegendően hosszú kristállyal végezve előnyösen csökkenthetnénk a sáv szélességet. Egy egyszerű modell [76] alapján közelítő számítást végeztem a BBO kristály hossza és a sáv szélesség kapcsolatát illetően. Tegyük fel, hogy a nemlineáris kristályt végtelen sáv szélességű sugárzás éri olyan szögben, hogy a sebességillesztés feltétele a KrF-nak mint felharmónikusnak a hullámhosszán teljesüljön. Hanyagoljuk el az alapharmónikus intenzitásának csökkenését a kristályban. Ebben az esetben egy 7mm hosszú BBO kristályra a felharmónikus számított spektruma a 2.6. ábrán látható. A 2.6. ábrán a spektrum félértékszélessége  $\sim 50$  pm, így jelentősen nem befolyásolja a pikométernél kisebb sáv szélességű felharmónikus spektrumának alakját. Az előbbieken ismertetett egyszerű modell alapján, ha az alapharmónikus szélessávú és a sáv szűkítést egyedül BBO kristállyal szeretnénk megvalósítani, akkor a felharmónikus 0,2 pm-es sáv szélessége esetén  $\sim (50 \text{ pm} / 0,2 \text{ pm}) * 7 \text{ mm} = 1750 \text{ mm}$  hosszú kristályra lenne szükségünk. Egy ilyen hosszúságú kristály elkészítése nem lehetséges.



2.6. ábra. A 7mm hosszú frekvenciakétszerező BBO kristállyal kapott felharmónikusnak a spektruma.

Lehetőséget látok a hybrid festék-excimer lézer hullámhosszának 193 nm-ig történő kiterjesztésére, ha a frekvenciakétszerezést  $K_2Al_2B_2O_7$  kristállyal végezzük és a XeCl lézerrel pumpált festéklézerben pl. BiBUQ festéket használunk. Továbbá reális lehetőséget látok a lézerrendszer ismétlési frekvenciájának – a mikrolitográfiai alkalmazásokban kívánatos - 5kHz fölé emelésére is. A lézer impulzusideje növelhető lenne, ha a KrF erősítő és a festéklézert pumpáló XeCl lézer impulzusidejét – jó minőségű, gerjesztő gázkisülés hosszú idejű fenntartásával - növelnénk. Ezzel a megoldással a sávzélesség csökkenése mellett azt is elérhetnénk, hogy változatlan impulzusenergia mellett csökkenne a lézerimpulzusra jellemző úgynevezett „Integral Square Pulse Duration” (TIS), ami által az optikai elemeket alkotó kvarcüvegek élettartama megnövekedne. Figyelembe véve a hybrid festék-excimer lézerrendszer bonyolult felépítését, a frekvenciakétszerezés nemlineáris jellegét a mikrolitográfia által megkövetelt 0,3%-os energiastabilitási kritérium teljesítésének sikerét ezzel a lézerrendszerrel kérdésesnek találom.

### 2.1.3. Rövid és hosszú rezonátorral készített keskenysávú KrF excimer lézereknek az építése és spektrumainak kísérleti összehasonlítása

A 1.3. pontban a különböző összeállítású, keskenysávú ultraibolya lézereket hasonlítottam össze, előnyeik és hátrányaik figyelembevételével. Ismeretes, hogy a félvezetőiparban - a nyalábminőség mellett – lényeges a lézerrendszer megbízhatósága. A 2.1.2. pontban ismertetett festék-excimer lézerrendszerrel - egyszerűbb felépítése miatt -

megbízhatóbb az excimer-excimer lézerrendszer. Ez az oka annak, hogy ezek a lézerek az iparban, ahol az egyetlen oszcillátorból álló excimer lézerek – amelyek legalábbis a sávszélesség tekintetében - elérték teljesítőképességük határát, egyre nagyobb teret hódítanak. A rövid- és hosszú rezonátorral épített excimer lézerek közti különbség megállapítása céljából NATO (Science for Peace) pályázatának keretében vizsgáltam rövid és hosszú rezonátorral épített keskenysávú KrF lézerek spektrális tulajdonságait.

A hosszú rezonátorral épített KrF lézert egy EMG 150 MSC típusú excimer lézer egyik kisülése tere köré építettem. A hangoló egységet egy 248L-típusú gyári keskenysávú KrF lézerekből nyertem. Ez az egység Littrow – elrendezésben beállított optikai rácsból és 3 prizmából álló nyalábtágítóból állt. A prizmás nyalábtágítót eredetileg polarizált 248nm-es nyalábra optimalizálták, a 248L lézer kisülési terét Brewster ablakok zárják le. Az általam épített lézerbe az ablakokat nem Brewster-szögben szereltem be. Ezáltal a nyaláb nem teljesen polarizált és ezért a prizmás nyalábtágító transzmissziója és a rács reflexziója eltérhet a gyárilag méretezett optimális értéktől. A nyaláb esetlegesen fellépő polarizációját, a prizmák és a rács polarizációfüggő transzmissziója, illetve reflexziója okozhatja. A prizmákon antireflexziós bevonat nincs. Mindhárom prizmán a beesési szög kb.75°, a prizmák anyagának törésmutatója 1,508. A nyalábtágító mindhárom eleme így 2,97-szeres nagyítású, az összes nagyítás pedig  $(2,97)^3 = 26,2$ . Ha feltételezzük, hogy a nyaláb nem polarizált, akkor - figyelembe véve a nyalábtágító összes nagyítását és a prizmák számát - [21] szerint a nyalábtágítót optimálisan méretezettnek tekinthetjük. Az 5,5 cm hosszú, 600/mm karcolatsűrűségű optikai rácsot 6. rendbe állítottam, mivel a rács reflexziója erre a rendre optimalizált. Mivel a 6. rendbe állított rácsot a nyaláb teljes hosszában éppen kivilágítja, így minimális a sávszélesség. Nyitótükörként az eredeti gyári lézerekből kiszerezett ék alakú, bevonat nélküli kvarclapot használtam. Ennek a kvarclapnak az aktív közeg felé eső lapját használtam tükröző felületként. A lézert 3,0 cm széles és 54,5 cm hosszú elektródákkal szereltem fel. A rezonátor 120 cm hosszából következik, hogy a longitudinális módustávolság 0,025 pm. Az impulzusidő ~18 ns volt és ha a rezonátort Fabry-Perot interferométernek tekintjük, akkor ennek az interferométernek a finesse: ~2 lesz. A rezonátorban fellépő mechanikai rezgések és az aktív közeg törésmutatóváltozásai miatt a longitudinális módusok nem épülnek fel zavartalanul [77]. Így a kimeneten időfüggő, illetve időátlagban homogén eloszlású sok vonalból álló spektrumot kell feltételeznünk. Ebben az esetben a spektrum vonalas szerkezetének kísérleti vizsgálata – 0,025 pm-es módustávolság mellett – komoly technikai nehézségeket jelentene.



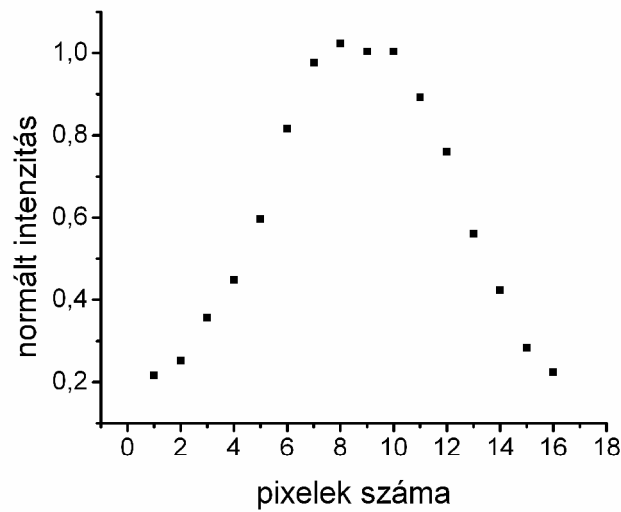
Mivel a 248L lézer spektrumának félértékszélessége - gyári leírás szerint –  $\sim 1,6$  pm, ezért azt vártam, hogy ugyanolyan hangolóegységgel, nyitótükörrel és hasonló hosszúságú rezonátorral összeállított lézernek a sávszélessége is hasonló nagyságú lesz. A spektrális sávszélességet a hangoló egység szögdiszperziója és a nyalábnak a kimeneten mérhető irány szerinti eloszlása alapján határoztam meg. A nyalábot – szűrés után – egy 512 pixelből álló, lineáris diódasorra hengerlencsével fókuszáltam le, a kapott jeleket számítógéppel rögzítettem. A méréseket többször megismételve különböző fókusz távolságú hengerlencsékkel a sávszélességet illetően más-más eredményeket kaptam, amelyet a gömbi lencsék leképezési hibáinak tulajdonítok. Lencse helyett egy 0,32m fókusz távolságú parabolatükört használva a *nyalábnyakat* a diódasor segítségével kerestem meg. Az optikai rács szögdiszperziója, Littrow elrendezésben, [20] szerint:

$$\frac{d\Theta}{d\lambda} = \frac{2 \tan \Theta}{\lambda}, \quad (2.1)$$

ahol  $\Theta$  a beesési szög és  $\lambda$  a hullámhossz. Az általam használt optikai rács szögdiszperziója, Littrow elrendezésben, 6. rendben ( $\Theta = 54.1^\circ$ ):  $d\Theta/d\lambda \approx 1,11 \cdot 10^7 1/m$  adódik. Ezt az értéket a prizmás nyalábtágító 26.2-szeres nagyításával megszorozva a lézer kimenetén a szögdiszperzió:  $d\Theta/d\lambda^* \approx 2,91 \cdot 10^8 1/m$ . Ezt a szögdiszperziót megszorozva a parabolatükör fókusz távolságával megkapjuk a lineáris diszperziót:  $dx/d\lambda \approx 9,32 \cdot 10^7$ . A diódasorban a pixelek 25 $\mu$ m-es távolságát figyelembe véve, a felbontóképesség  $\sim 0,27$  pm-nek adódik. A lineáris diódasor segítségével, egyetlen lövésből kapott jelet a 2.7. ábrán láthatjuk. A spektrum félértékszélessége  $\sim 9$  pixel, azaz  $\sim 2,4$  pm. Az impulzusenergia:  $\sim 18$  mJ, a maximális ismétlési frekvencia: 200 Hz, tehát az átlagos kimenő teljesítmény  $\sim 3,6$  W. Összehasonlításképpen megjegyzem, hogy az iparban szokásosan használatos, hasonló sávszélességű lézerek impulzusenergiája 15 mJ és maximális ismétlési frekvenciája 400 Hz, ami 6 W-os átlagos kimenő teljesítményt jelent [78]. További észrevétel még, hogy az általam épített lézer átlagos kimenő teljesítménye a maximális ismétlési frekvencián keresztül növelhető lenne.

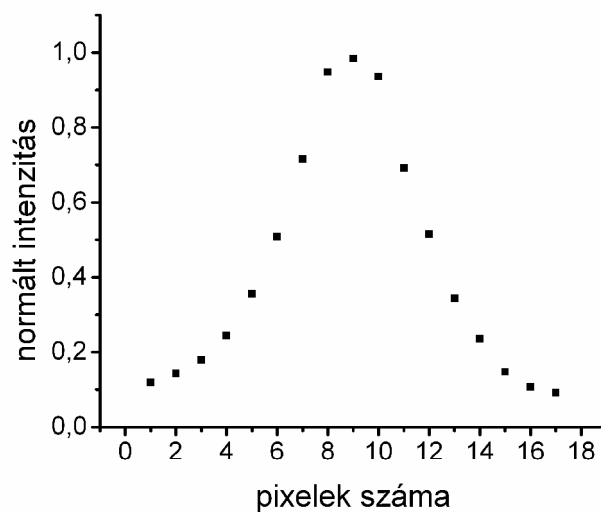
Rátérve az általam készített rövid rezonátorral épített KrF lézerrendszerre, azt szintén az EMG 150 MSC típusú excimer lézer egyik kisléte tere köré építettem és ugyanazt a hangoló egységet használtam. A lézer ablakaira és a nyaláb polarizációjára vonatkozóan

ugyanazok a megállapítások érvényesek, mint az előzőekben ismertetett hosszú rezonátorral épített lézerre.



2.7. ábra. A hosszú rezonátorral épített keskenysávú KrF lézer spektruma.

A nyitótükör reflexzióját az impulzusenergia szerint optimalizáltam. A lézert 22,5 cm hosszú és 3,0 cm széles gyárilag előállított elektródákkal szereltem fel. Az 50 cm-es rezonátor hosszából  $\sim 0,06$  pm-es longitudinális módustávolság következik. Az impulzusidő 14ns, és ha a rezonátort Fabry-Perot interferométernek tekintjük, akkor ennek az interferométernek a finesse  $\sim 4$  lesz. A spektrumot az előzőekben leírtakkal egyezően vettem fel. Hasonlóan a hosszú rezonátorral épített lézer esetéhez, a spektrum vonalas szerkezetének vizsgálata a rövid rezonátorral épített lézer esetében is komoly nehézségeket jelentene.



2.8. ábra. A rövid rezonátorral épített keskenysávú KrF lézer spektruma.

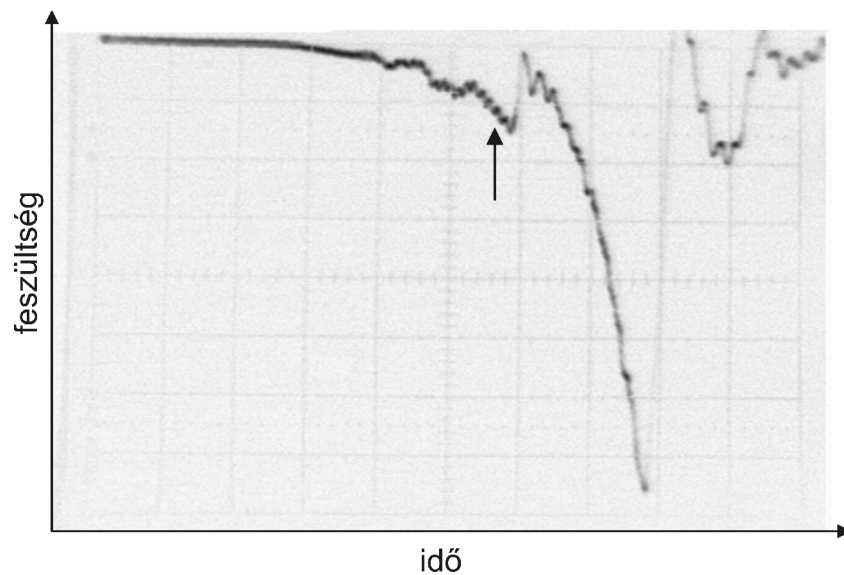
Lineáris diódasor segítségével egyetlen lövésből kapott jel a 2.8. ábrán látható. Az ábrán látható spektrum félértékszélessége  $\sim 6,2$  pixel, azaz  $\sim 1,7$  pm, ami  $\sim 1,4$ -szer kisebb érték mint a hosszú rezonátorral épített lézer spektrumának félértékszélessége. Az impulzusenergia  $\sim 7$  mJ, a maximális ismétlési frekvencia 200Hz, tehát az átlagos kimenő teljesítmény  $\sim 1,4$  W.

Az előző két pontban leírt eredményeket a következőképpen összegezhetjük: a rövid rezonátorral épített lézer impulzusideje rövidebb, mint a hosszú rezonátorral épített lézeré, azonban az egy impulzusra eső körüljárások száma a rövid lézerben nagyobb. Ez azt jelenti, hogy a hangoló egység által bevezetett aktív késleltetés - és így a koherenciahossz - a rövid rezonátorban nagyobb, mint a hosszú rezonátorban. Így módon a rövid rezonátorral épített lézer spektrumának félértékszélessége a hosszú rezonátorénál keskenyebb.

## **2.2. A mágneses telítődésen alapuló mágneskapcsoló szivárgó áramának kompenzálása**

A bevezető 1.5.1. pontjában láttuk, hogy a homogén gázkisülés egyik feltétele a gerjesztő impulzus meredek felfutása. Ugyanakkor az - 1.5.5. pontban ismertetett - L-C inverziós áramkör felépítéséből adódik, hogy a gázkisülést tápláló elektromos impulzusnak „elővállal” (lassú felfutású kezdeti szakasza) van. Ezt úgy értelmezhetjük, hogy a mágneskapcsoló nyitott állapotában is véges nagy impedanciával rendelkezik, ami azt jelenti, hogy szivárgó áram jut az elektródára, amely a nemkívánatos elővállalat okozza. Ennek a lassú felfutású elővállalnak köszönhetően az aktív közegben ionszatórnák alakulnak ki lerontva a kisülés minőségét illetve homogenitását. Az 1.4. pont szerint a rövid impulzusú KrF erősítők egyik értékmérője az aktív közegben létrehozott gázkisülés minősége. A rossz minőségű kisülés az aktív közeg keresztmetszetének és az aktív közegben tárolt energiának a csökkenéséhez vezet. A 2.9. ábrán egy L-C inverziós gerjesztő kör mágneskapcsolójának kimenetén létrehozott tipikus feszültségjelet látjuk. A 2.9. ábrán látható, hogy a közel 40kV-os gerjesztő impulzust megelőzi egy néhány kilovoltos előimpulzus. A mágneskapcsoló rövid idő alatt vált nagy impedanciájú állapotából kis impedanciájú állapotba. Ez a gyors kapcsolás – pontosan akkor, amikor a mágneskapcsoló telítésbe ment - egy *burst* impulzust hoz létre (l. a 2.9. és a 2.11. ábrán nyíllal jelölve). Az 1.17c. ábrán látható kapcsolási rajzon  $L_1$  egy rövidzárat jelent a lassan változó feszültségimpulzusok vagyis a mágneskapcsoló szivárgó árama számára. Az  $L_1$  induktivitás eltávolítása a körből megszakítaná a szivárgó áram útját.

Azonban ebben az esetben a töltőkör nagy impedanciát „lát”, így kis szivárgó áramok esetén is a feszültség nagy értéket érhet el.



2.9. ábra. Egy KrF excimer lézer mágneskapcsolójának kimenetén mért feszültség. A horizontális és vertikális skála 100ns/osztásnak illetve 5kV/osztásnak felel meg.

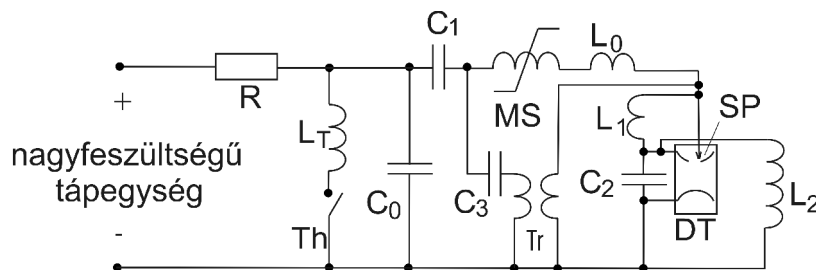
Ez azt jelenti, hogy az előionizáló szikraközök már a gerjesztő impulzus kezdeti, lassan változó szakaszán is működésbe lépnek. Ez viszont azért nem előnyös, mert az előionizáció (kezdet) bizonytalanná válik, jittert vezet a gerjesztő kisülésbe.

Megjegyezzük, hogy az 1.17c. ábrán látható kapcsolási rajzon szereplő  $L_1$  eltávolítása abban az esetben előnyös, ha a mágneskapcsoló körét továbbra is kis impedanciával zárjuk le. A probléma egyszerűen megoldható két kisülési térrel épített lézer esetén. Ebben az esetben mindkét kisülési csövet ugyanaz a tirátron és mágneskapcsoló vezérli. Mindkét csőnek külön peaking kondenzátorai vannak. Ezekben a lézerekben az elektromos energia elosztását úgy lehet megoldani, hogy  $C_1$ -t elektromos szempontból a mágneskapcsoló és a kisülési csövek közé kapcsoljuk és kicseréljük 2db párhuzamosan kötött kondenzátorra, amelyek mindegyike egy-egy kisülési térre vonatkozik. Leszerelve most az egyik kisülési térhez tartozó  $L_1$  induktivitásokat, a mágneskapcsoló által táplált kör így is kis impedanciás marad, tehát a kis szivárgó áram nem okoz nagy feszültségnövekedést. Másrészt, abban a kisülési csőben, amelyből  $L_1$ -et eltávolítottuk az előionizáló szikraközök megakadályozzák, hogy a mágneskapcsoló szivárgó árama a katódra jusson. A kísérlet során azt tapasztaltam, hogy az előváll lerontja a gázkisülés minőségét KrF-ban, azonban XeCl-ban a kisülést az előváll jelenléte gyakorlatilag nem befolyásolja. Az ismertetett módszer jól alkalmazható olyan – két

kisülési térrel felszerelt - lézerekben, amelyekben az egyik kisülési csövet KrF-dal, a másikat pedig XeCl-dal töltjük fel. Ilyen lehet például egy olyan lézerrendszer, amelyben az XeCl lézer egy olyan festéklézert pumpál, amelynek frekvenciakonvertált impulzusait a KrF lézer erősíti [79].

### 2.2.1. A mágneskapcsoló szivárgó áramának kompenzálása transzformátorral

A 2.10. ábrán, az 1.17.(c) ábrán vázolt kapcsolás olyan új módosított változatát mutatjuk be, amelyben a mágneskapcsoló (MS) szivárgó áramából származó elővállat egy kondenzátor ( $C_3$ ) és egy transzformátor (Tr) segítségével kompenzáljuk. A 2.10. ábrán látható áramkörnek a működése hasonló a 1.17.(c) ábrán szereplő kapcsolás működéséhez; a töltőkör itt is  $L$ - $C$  inverziós elven működik. A triggerimpulzus hatására a 2.10. ábrán a  $Th$  tirátron zár, ezért –a triggerimpulzus előtt - tápfeszültségre töltött  $C_0$  kondenzátor, a  $Th$  tirátron és az  $L_T$  induktivitás által alkotott rezgőkörben szinusz rezgés jön létre. Ismeretes, hogy ennek a szinusz rezgésnek az első fél periódusa végén a mágneskapcsoló vasmagja telítésbe megy át, a  $C_0$  és  $C_1$  kondenzátorok töltése a katódra jut, s ezáltal az aktív közeget gerjesztő gázkisülés beindul. A  $C_3$  kondenzátorral a  $Th$ - $L_T$ - $C_0$  rezgőkör feszültségét a Tr transzformátorra kapcsoljuk. A  $C_3$  értékének a változtatásával szabályozhatjuk a Tr transzformátorra jutó – és a rezgőkörből kivett - elektromos energia mennyiségét.



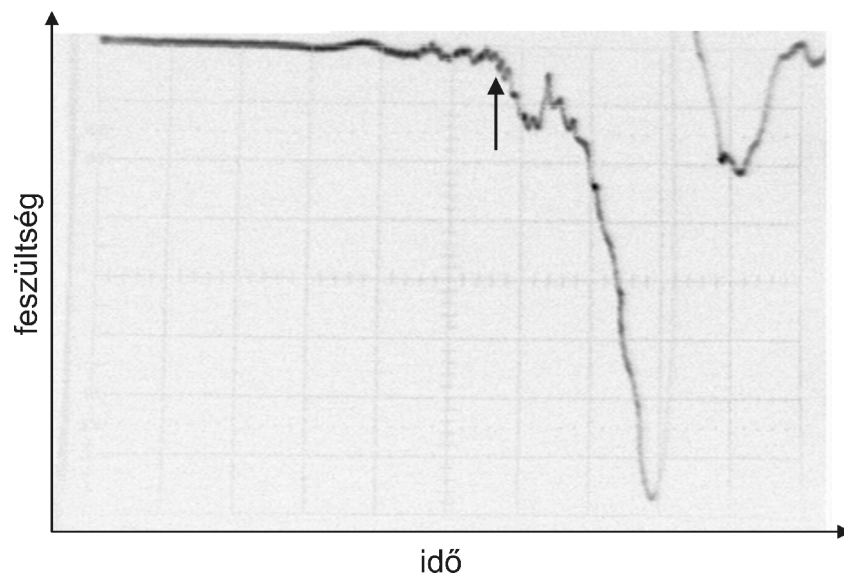
2.10. ábra. *Transzformátorral kiegészített L-C inverziós gerjesztő áramkör, amely kompenzálja a gerjesztő feszültségimpulzusnak a mágneskapcsoló szivárgó árama által okozott elővállat.*

A Tr transzformátort úgy készítettem, hogy a fázist megfordítsa. Ennek következtében a szekunder kör kimenetén megjelenő kompenzáló feszültség a mágneskapcsoló kimenetén megjelenő elővállal ellenkező polaritású lesz, vagyis annak amplitúdóját csökkenti. A Tr

transzformátortól megköveteljük, hogy a  $Th-L_T-C_0$  rezgőkör kimeneti impedanciáját illessze a nyitott (nem telített vasmagú) mágneskapcsoló kimeneti impedanciájához. Ezzel ugyanis biztosíthatjuk, hogy a transzformátor primer oldalán minimális energiát kell betáplálnunk az előváll kompenzálása érdekében. Az előváll kompenzálására célszerű kis elektromos energiát fordítani, mivel ezt a  $C_0$  kondenzátorból nyerjük. Ehhez először egy nagy primer és egy nagy szekunder menetszámú (47 menet – 47 menet) transzformátort készítettem, nagy keresztmetszetű ferritmaggal. A  $C_0$  értékét 1,4 nF-nak választottam. Az így összeállított transzformátorral és kondenzátorral a mágneskapcsoló elővállja kompenzálható. Annak érdekében, hogy ezt a feladatot minimális energiával érjük el, a transzformátor paramétereit és a kondenzátor értékét kísérletezéssel tovább kellett optimalizálnom. Ezt oly módon értem el, hogy a kezdetben 4 db ferritgyűrűből álló ferritmag keresztmetszetét egy-egy gyűrű kivételével fokozatosan csökkentettem miközben a mágneskapcsoló kimeneti feszültségét is mértem. Azt tapasztaltam, hogy a ferritmag keresztmetszete nem befolyásolja az elővállkioltást, még akkor sem ha 1db ferritmag maradt a transzformátorban, tehát a mag nem ment telítésbe. A ferritmag telítődését azért célszerű elkerülni, mert akkor a primer és szekunder tekercsek között nem csökken a mágneses csatolás, illetve a kimeneti feszültség. Ezután a primer és szekunder menetszámokat fokozatosan csökkentettem oly módon, hogy a menetszámok aránya továbbra is 1:1 maradjon. Mérve a mágneskapcsoló kimenetének feszültségét azt találtam, hogy egy bizonyos minimális menetszám elérése után – a mágneskapcsoló kimenetén, mielőtt telítődne a feszültség csökken, a ferrit mag telítésbe megy. Ennek elkerülése céljából a  $Tr$  transzformátor primer menetszámát a minimális menetszámnál kicsivel nagyobbra választottam. A továbbiakban a szekunder menetszámot változtattam mindaddig, amíg a kimeneten a legnagyobb feszültséget nem mértem. Ezáltal a tirátron rezgőkörének illetve a mágneskapcsolónak az impedanciáját egymáshoz illesztettem, tehát biztosítottam azt, hogy az előváll minimális elektromos energia befektetésével kompenzálható legyen. Mivel a  $Tr$  transzformátor menetszámainak optimalizálása eredményeképpen az eredetileg beépített ( $C_3 = 1,4$  nF) kondenzátor esetén az előváll túlkompenzált volt, ezért a  $C_3$  kapacitás értékét  $\sim 0,5$  nF-ra csökkentettem. Figyelembe véve, hogy  $C_0$  értéke 20 nF nagyságrendű,  $C_3$ -t  $\sim 0,5$  nF értékre választva, a tirátron rezgőkörének energiavesztése egy fél periódus során – amely alatt az előváll kompenzációja véget ér – elhanyagolhatóan kicsi lesz. Az optimalizált  $Tr$  transzformátorban a primer és szekunder menetszámok értéke: 16 illetve 7 (1db 60mm átmérőjű N30 típusú porvasmagon).

A 2.11. ábrán egy optimalizált töltőkör mágneskapcsolójának kimeneti feszültségét ábrázoltam. Összevetve ezt a 2.9. ábrával, látható, hogy a több kilovoltos elővállat sikerült

gyakorlatilag teljesen kompenzálni. A gerjesztő áramkör előzőekben részletezett áramköri változtatásait alkalmaztuk egy Szatmári-típusú hibrid, festék-excimer femtoszekundumos lézerrendszer KrF erősítőjében. Eredményül végül is azt kaptuk, hogy a lézerimpulzusok energiája és annak stabilitása 11%-al, illetve 9%-al növekedett. Alkalmazva ezeket az áramköri módosításokat egy szabadonfutó, ns hosszúságú impulzusokat produkáló KrF oszcillátorban is, az impulzusenergia és annak stabilitása 14%-kal, illetve 28%-kal növekedett. Ezek az eredmények azt jelentik, hogy az előzőekben ismertetett új pumpáló áramkörrel a korábbi, hagyományosan felépítettnél jobb minőségű gázkisülést tudunk létrehozni.

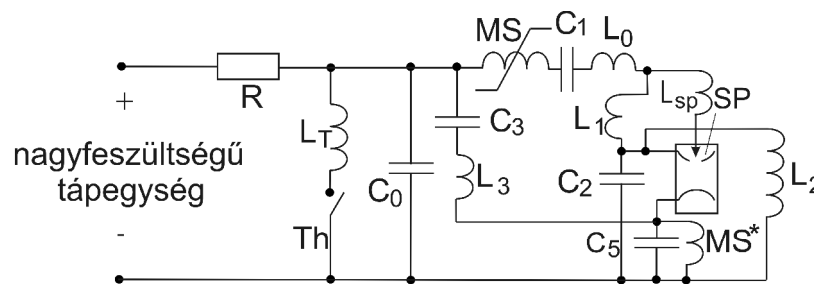


2.11. ábra. Egy KrF excimer lézer mágnescapcsolójának kimeneti feszültsége, előváll kompenzációval. A horizontális és a vertikális skála 100ns/osztásnak illetve 5kV/osztásnak felel meg.

### 2.2.2. A differenciális pumpáló áramkör

A 2.12. ábrán, az 1.17.(c) ábrán vázolt kapcsolás egy olyan módosított változatát látjuk, amelyben az elővállat egy utólagosan beépített kapcsolás segítségével kompenzáljuk. Ennek az áramkörnek a működése hasonló az 1.17.(c) ábrán vázolt áramkör működéséhez, a töltőkör itt is  $L$ - $C$  inverziós elven működik. Azonban a módosított kapcsolásban (2.12 ábra) az alsó elektródát (az anódot) nem földpotenciálra kapcsoljuk, hanem egy ferritmagos mágnescapcsolóból és egy kondenzátorból álló rezgőkörre ( $MS^*-C_5$ ). Az anód potenciálját a beépített kapcsolás úgy változtatja, hogy az kompenzálja a mágnescapcsoló szivárgó árama

által a katódon kialakuló elővállat. A 2.12. ábrán látható differenciális gerjesztő áramkör a következőképpen működik: A tirátron (Th) bekapcsolásakor a  $Th-L_T-C_0$  rezgőkör feszültsége  $C_3$ -on keresztül a  $C_5$ -re jut. A mágneskapcsoló bekapcsolása után – amikor a katód negatív potenciálra kezd tölteni - az anód potenciálja is negatív előjelű, ez pedig csökkenti az elektródok közötti potenciálkülönbséget. Az anód töltőkörébe egy ferritmagos mágneskapcsolót ( $MS^*$ ) szereltem, amelynek segítségével ellenkezőjére változott az anód feszültségének előjele akkor, amikor a katódon éppen megjelent a gyorsan felfutó gerjesztő feszültség.

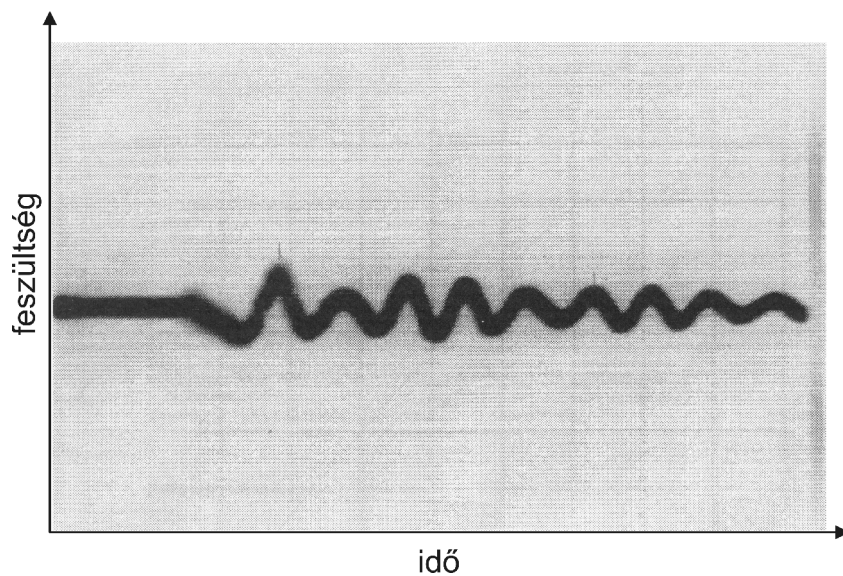


2.12. ábra. *Differenciális gerjesztő áramkör, amely kompenzálja a gerjesztő feszültségimpulzus elővállat.*

Ezzel az eljárással tovább emelhetjük a potenciálkülönbséget az elektródok között. Az  $MS^*$  mágneskapcsolót (l. 2.12. ábra) úgy méreteztük, hogy annak vasmagja ugyanakkor menjen telítésbe (vagyis ugyanakkor jusson kis impedanciájú állapotba), mint a mágneskapcsolóé (MS). Az  $MS^*-C_5$  rezgőkör sajátfrekvenciáját úgy választottam meg, hogy  $C_5$  akkor érje el a kezdeti maximális feszültségének -1 szeresét, amikor  $C_2$  feszültsége maximumra növekedett. Ezzel azt biztosítottam, hogy az elektródok potenciálkülönbsége maximális legyen a gázkisülés kezdetekor. Azt pedig, hogy  $MS^*$  mikor menjen telítésbe a vasmag keresztmetszetének (a vasmagok számának) és a menetszámnak a változtatásával állítottam be. A telített  $MS^*-C_5$  rezgőkör periódusidejét ugyancsak a menetszámnak a változtatásával továbbá a vasmagra egymással párhuzamosan csévelt tekercsek számának változtatásával szabályoztam. Nyilvánvaló, hogy a vasmagok számát növelve a tekercsben, illetve több menetet feltekerve a vasmagra, az induktivitás később megy telítésbe. Az egymással párhuzamosan felhajtott tekercsek számának növelése csökkenti a telített mágneskapcsoló induktivitását és így a telített  $MS^*-C_5$  rezgőkör periódusidejét is. Ennek a rezgőkörnek a periódusidejének a megmérésénél megszakítottam a katódra vezető pumpáló áramkör  $MS$  és  $C_1$  csatlakozását. Ily módon a gerjesztő áramkör csak az anódra juttatott áramot, és gázkisülés



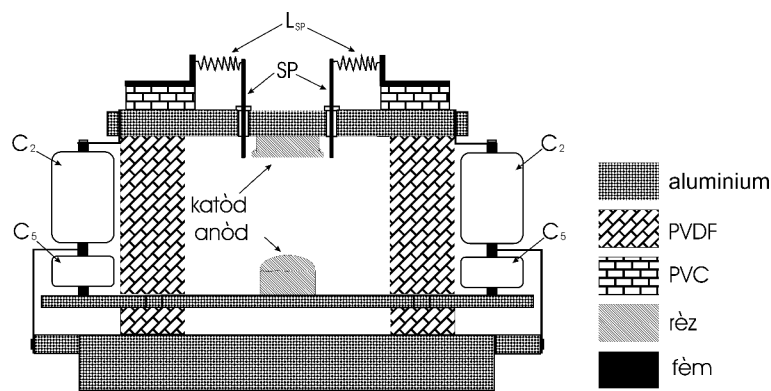
hiányában, az anódkörben levő  $MS^*-C_5$ -ből álló rezgőkör szabadon rezgett. Ennek a rezgésnek a periódusa oszcilloszkóppal mérhető volt. Figyelembe véve a gerjesztő feszültségimpulzus felfutási idejét, az általam vizsgált esetben a rezgőkör periódusidejét – az elektródok közötti maximális potenciálkülönbség biztosítása céljából -  $\sim 400\text{ns}$ -ra kellett beállítani. A 2.13 ábrán az anódon mérhető rezgés alakjának oszcillogramja látható. Az előbbieket alapján érthető, hogy mielőtt a kis felfutási idejű gerjesztő impulzus megjelenik a katódon,  $C_5$  feszültségének egyenlőnek kell lennie a  $C_2$ -n mérhető előváll feszültségével.



2.13. ábra. Az  $MS^*-C_5$  rezgőkörön mért szabadrezgés. A horizontális és a vertikális skála  $500\text{ns}/\text{osztás}$ -nak, illetve  $5\text{kV}/\text{osztás}$ -nak felel meg.

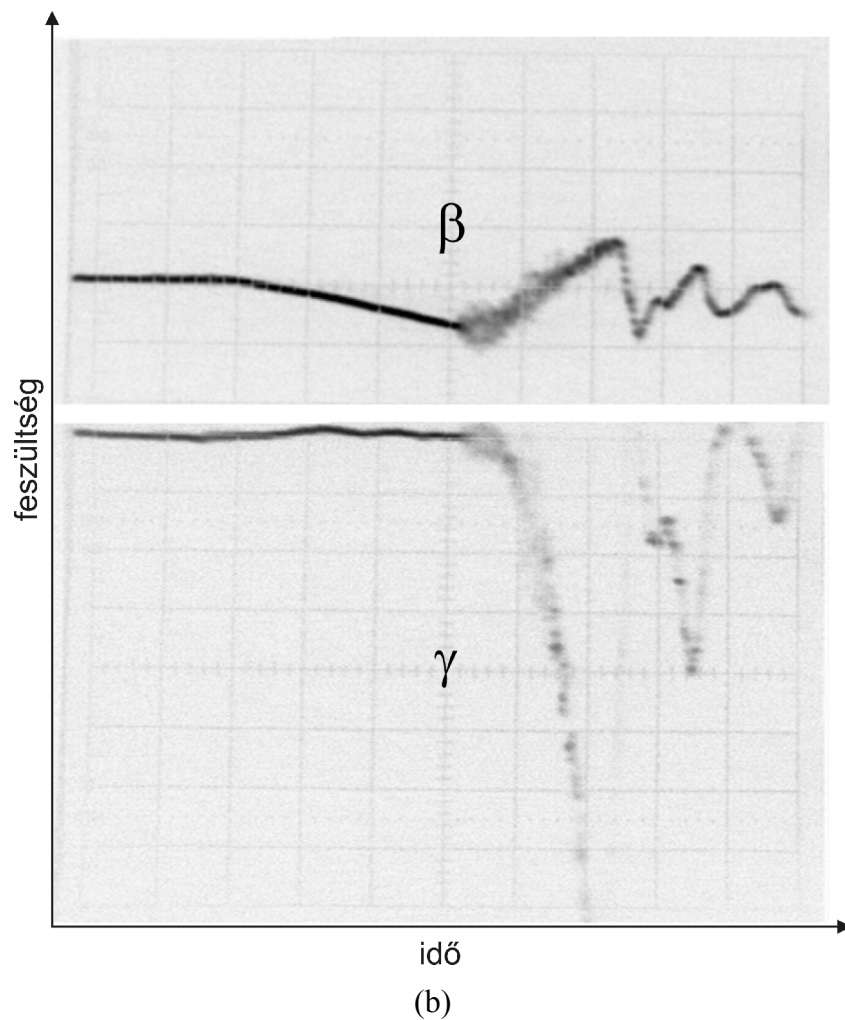
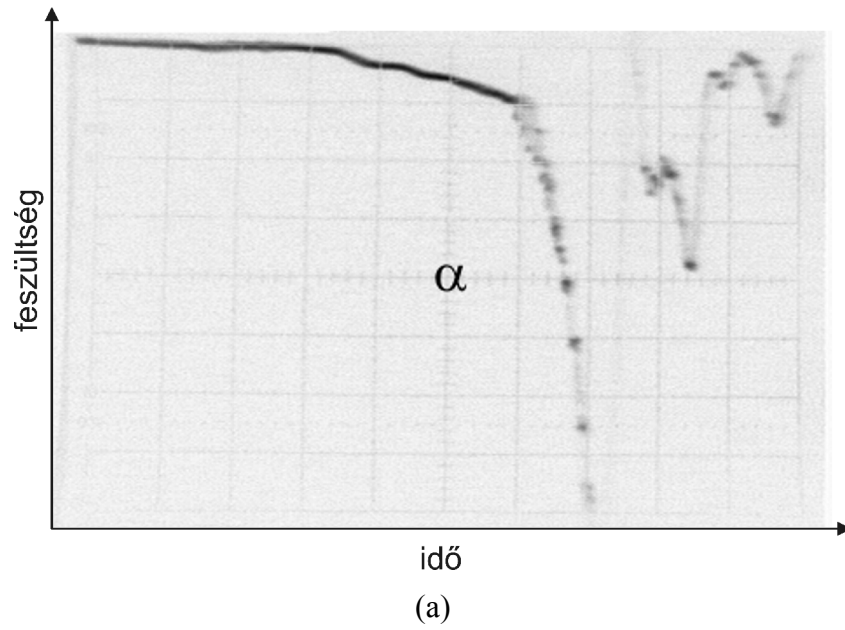
Az előváll feszültségének amplitúdója – amelyet  $C_2$  értéke és az  $MS$  mágneskapcsoló mágneses tulajdonságai határoznak meg – méréseink szerint  $\sim 7\text{ kV}$ -nak adódott. Megjegyzem, hogy ha a gerjesztő gázkisülés beindul, akkor  $C_2$  és  $C_5$  elektromos szempontból sorosan kapcsolódnak, és így a kisülés ideje alatt ugyanaz az áram folyik mindkét kondenzátoron. Ez azt jelenti, hogy  $C_2$ -nek és  $C_5$ -nek célszerű ugyanakkora töltést adni közvetlenül a gázkisülés előtt, mivel így biztosíthatjuk, hogy mindkét kondenzátor töltése nulla lesz a gázkisülés végén. Az előbbieket szerint érvényes a következő összefüggés:  $C_5 U_{el\ddot{o}} = C_2 U_{f\ddot{o}}$ , ahol  $U_{f\ddot{o}}$  a gerjesztő feszültség amplitúdója  $C_2$ -n mérve és  $U_{el\ddot{o}}$  a kompenzáló feszültség amplitúdója  $C_5$ -n mérve, közvetlenül a gázkisülés előtt. Behelyettesítve az előbbi egyenletbe  $U_{f\ddot{o}} = 40\text{ kV}$ ,  $U_{el\ddot{o}} = 7\text{ kV}$  és  $C_2 = 13,7\text{ nF}$  értékeket,  $C_5$  értékére  $\sim 80\text{ nF}$ -ot kapunk. Az  $L_3$  induktivitás (2.12. ábra) értékét kísérletileg határoztam meg oly módon, hogy az előváll

és a  $C_5$  kondenzátoron megjelenő kompenzáló feszültség felfutásának meredeksége ugyanakkora legyen. Ezáltal biztosítható, hogy az anód és a katód potenciálkülönbsége közel nulla legyen, miközben az MS mágneskapcsoló vasmagja még nincs telítésben. Előnyös tulajdonsága a kapcsolásnak az is, hogy a kisülés során a  $C_5$  kondenzátorban tárolt elektromos energia nem veszik el, hanem hozzáadódik a  $C_2$  kondenzátorban tárolt energiához. A 2.14. ábrán a lézerfej keresztmetszeti képe látható. A katódon és az anódon mérhető feszültség ( $\alpha$  és  $\beta$ ), valamint a katód és az anód potenciálkülönbsége ( $\gamma$ ) – ugyanahhoz a külső trigger impulzushoz szinkronizálva - látható a 2.15. ábrán. Mindkét elektróda feszültsége mindaddig közel azonos ütemben változik, amíg az MS mágneskapcsoló zárt állapotba nem kerül.



2.14. ábra. A differenciális pumpáló áramkörrel felszerelt lézerfej keresztmetszeti képe.

Ekkor az MS\* mágneskapcsoló vasmagja telítésbe megy át és az anód feszültsége ellenkező előjelűre változik mialatt a katódon a gerjesztő feszültség eléri a maximumát. Összehasonlítva a 2.15.(a) és a 2.15.(b) ábrán az  $\alpha$  és  $\gamma$  görbéket látható, hogy az elektromos gerjesztő impulzus elővállat sikeresen kompenzáltuk és a gerjesztő impulzus amplitúdója is növekedett. A gerjesztő áramkör előzőekben részletezett változtatásai alkalmazást nyertek egy Szatmári-típusú hibrid, festék-excimer-, illetve a Chicagói Tudományegyetem Fizika Tanszékének laboratóriumában működő szilárdtest-excimer femtoszekundumos lézerrendszer KrF erősítőjében.



2.15.(a),(b)ábra. (a) A katódon mérhető feszültség előváll kompenzálás nélkül, (b) ábra felső görbe: az anódon mérhető feszültség, (b) ábra alsó görbe: az anód és a katód potenciálkülönbsége. A horizontális és a vertikális skála 100ns/osztásnak, illetve 5kV/osztásnak felel meg.

## **2.3. Az előionizáció hatékonyságának növelése**

Az 1.5.1. pontban ismertettem, hogy az előionizáció jelentősen befolyásolja a gázkisülés homogenitását és keresztmetszetét. Mivel az excimereknek kicsi a telítési energiasűrűségük, ezért pikoszekundum hosszúságú vagy rövidebb jelek esetén – amint az 1.5.1. pontban már említettem - indokolt nagy apertúrájú lézerezősítőket alkalmazni [28]. Az elektronnyalábbal nagy keresztmetszetű és nagy térfogatú gáznemű aktív közeget lehet ugyan pumpálni, azonban a gázkisüléssel gerjesztett excimer lézerek egyszerűbb, megbízhatóbb felépítésűek, kutatási célokra inkább alkalmazhatók. Ismeretes, hogy az úgynevezett off-axis erősítési séma segítségével a nyalábátmérő jelentősen növelhető az egyik irányban, másrészt a homogénebb és szélesebb gázkisülés az aktív közeg keresztmetszetét tovább növeli [29].

### **2.3.1. Az előionizáció hatása a tárolt energiára**

A hatékony előionizáció a kisülés - s így a nyaláb - homogenitása mellett meghatározza a gázkisülés szélességét, és így az aktív közegben pillanatnyilag tárolt energiát ( $E_{\text{tárolt}} = \epsilon_{\text{telítési}} g_0 l A$ ), amely a rövidimpulzusú excimer erősítők legfőbb értékmérője [32,37,38]. (Az  $E_{\text{tárolt}}$  az erősítőben pillanatnyilag tárolt energia,  $\epsilon_{\text{telítési}}$  a telítési energiasűrűség,  $g_0$  a kijelű erősítési tényező,  $l$  és  $A$  az aktív közeg hossza illetve keresztmetszete.) A kisülés nagyobb homogenitása és a nagyobb elektródatávolság természetesen növeli a tárolt energiát, azonban a méretek növekedése miatt a pumpáló áramkör induktivitása is nagyobb lesz, s így hátrányosan csökken a gerjesztő feszültség felfutási ideje. A KrF homogén pumpálása a hatékony előionizáció alkalmazását igényli, amelyet ultraibolya vagy Röntgen sugarakkal – közvetlenül a gerjesztő feszültségimpulzus előtt – hozunk létre [39,46,49,62,80]. Az előionizáció minősége különösen fontos rövid impulzusok erősítése esetén, mivel ekkor a tárolt energia, s így a nyaláb homogenitása fontossá válik.

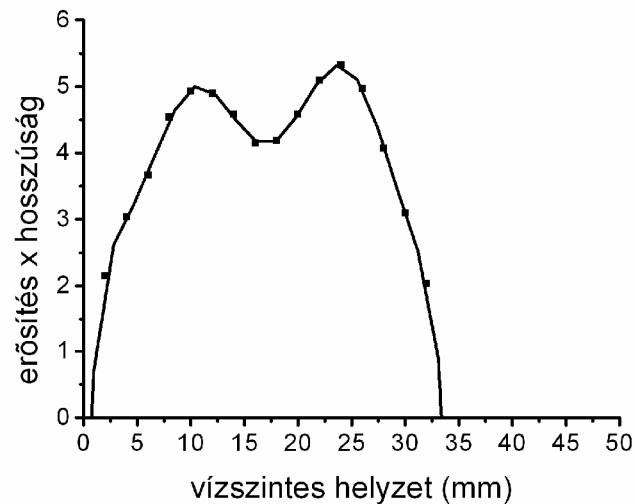
Az 1.5.3. pontban már volt szó arról, hogy az L-C inverzió elvén működő, gázkisülést gerjesztő áramkörök alkalmazása esetén, elterjedt az a megoldás, hogy az előionizációt az aktív közegbe elhelyezett szikraközökkel biztosítják. Ezek a szikraközök részei annak az áramkörnek, amely a gázkisülést közvetlenül tápláló kondenzátorokat tölti. Ily módon az előionizáció közvetlenül a gerjesztő kisülés előtt következik be, s ennek időzítésére nem kell külön gondot fordítanunk. Az általam vizsgált KrF erősítőben az előionizációt összesen 45 db szikraköz biztosította. A szikraközöket a katód két oldalán helyezkedő fém csúcsok hozták

létre. Az előionizáció erősségének növelése céljából a szikraközök eredeti – a gyári szabványt jelentő – 0,3 mm-es hézagát tízszeresére (3 mm-re) növeltem. Ennek a megoldásnak két előnye van a hagyományosan működő lézerekkel szemben:

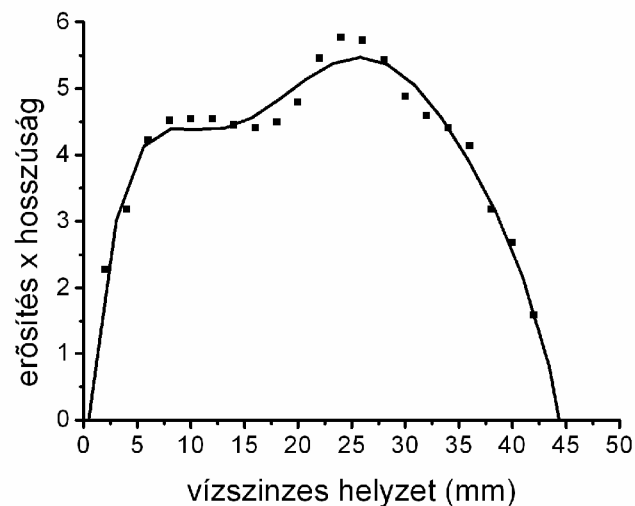
1. erősebb az előionizáció,
2. a katód jobban szigetelve van az elővállat okozó áramtól [80].

Ezek a változtatások direkt módon befolyásolják a kisülés homogenitását, s így az aktív közegben pillanatnyilag tárolt energiát [29,37,38]. Az elvégzett változtatások előnyös hatását a lézer működésére úgy igazoltam, hogy megmértem és összehasonlítottam egy hagyományos és egy módosított előionizációs szikraközökkel felszerelt LLG 50 típusú KrF lézerben pillanatnyilag tárolt energiát [82]. Megemlítem, hogy a vizsgált lézerekben az aktív közeg 120 mbar  $F_2$ , 150 mbar Kr, 1000 mbar Ne és 730 mbar He gázok keverékéből állt. Az L-C inverzós kört tápláló feszültség 25 kV és az elektródok távolsága 36 mm volt. Az erősítendő magimpulzus  $1,5^\circ$  - os szöget zárt be az elektródákkal. A mérések eredményét a 2.16. ábrán mutatjuk be. Az erősítőben pillanatnyilag tárolt energia normál előionizációval 91 mJ volt. A módosított, erősebb előionizáció alkalmazásával a pillanatnyilag tárolt energia 126 mJ-ra növekedett. Megvizsgáltam a megnövelt szikraközökkel történő előionizációnak a kimeneti energiára gyakorolt hatását is, egy olyan LLG 50-es lézer erősítő segítségével, amely egy frekvenciakonvertált szubpikoszekundumos titán:zafír lézerekből származó impulzusokat erősítette. Ha 0,8mm-es szikraközöket alkalmaztunk az impulzusok energiája  $\sim 50$  mJ volt. Az előionizáció mértékét növelve megnövelt, 4mm-es szikraközökkel az energia  $\sim 65-70$  mJ-ra növekedett. Ez az eredmény megegyezésben van a tárolt energia hasonló mértékű növekedésével. A megnövelt előionizációs szikraközök alkalmazása – tapasztalatom szerint – azt eredményezheti, hogy a főelektródák közötti kisülés időbeli bizonytalansága (jittere) megnövekszik. Mivel bizonyos alkalmazásokban, pl. mester oszcillátor teljesítmény-erősítő típusú lézerberendezésekben a nagy jitter leronthatja a kimenő energia stabilitását, ezért egy olyan eljárást alkalmaztam, ami nagy előionizáló-szikraközök megléte mellett is kis jittert biztosít. Azt találtam, ilyen eljárást jelent, ha előionizáljuk az előionizáló-szikraközöket. Ezt az eljárást nevezem „elő-előionizáció”-nak. Ennek lényege abban áll, hogy néhány szikraköz még az előionizáció előtt előionizálja a többi szikraközt, s így biztosítjuk a szikraközök- és ezáltal a fő kisülés stabil működését. Annak igazolására, hogy ez a folyamat így módon megvége módosított előionizációs szikraközökkel felszerelt, síktükrökkel ellátott, szabadonfutó KrF oszcillátor impulzusainak késleltetését mértem. A késleltetések standard eltérése, 3 mm-es előionizáló szikraközök esetén, elő-előionizáció nélkül,  $\sim 1,8$  ns-nak adódott. Elő-előionizációval azonban ennél kisebb értéket:  $\sim 1,1$  ns jittert mértem. A méréseket egy EMG

150 MSC típusú – két kisülési térrel rendelkező - lézerrel végeztem. Megjegyzem, hogy ebben a lézerben mindkét kisülési csövet ugyanaz a tirátron vezérelte, és a KrF-el töltött kisülési cső jitterének mérésekor az optikai impulzusok késleltetését a XeCl-el töltött kisülési csőből nyert lézerimpulzusokhoz viszonyítottam.



(a)



(b)

2.16. ábra. Az erősítés és a hosszúság szorzata (szokásosan  $g \cdot l$  vagy  $\ln G$ ) egy LLG 50 típusú KrF erősítőben, hagyományos (gyári) előionizációval (a), továbbá módosított, erősebb előionizációval (b).

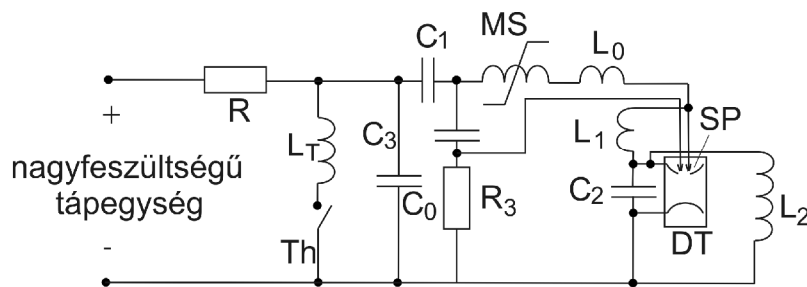
Ezek a lézerimpulzusok egy fotodióda segítségével indították a mérésekhez használt oszcillószkópot. A KrF lézer jelét ugyanazzal a fotodiódával detektáltam mint az XeCl

lézerét. Ennek a mérési elrendezésnek az az előnye, – hogy a tirátron jitterét figyelmen kívül hagyhatjuk.

Az elő-előionizációt a gyakorlatban úgy valósítottam meg, hogy a rendelkezésemre álló lézer fejben minden hetedik előionizáló szikraközt – egyenletesen elosztva a főelektróda mentén, még az előionizáció előtt - egy feszültségimpulzussal működésbe hoztam. Az elő-előionizációt megvalósíthatjuk például egy különálló nagyfeszültségű tápegységgel is, helyette azonban célszerű, ha az L-C inverziós töltőkör valamely erre alkalmas pontjáról nyerjük az elő-előionizációhoz szükséges áramot. Mivel a mágneskapcsoló bevezető kapcsán a potenciál az előionizáció előtt nagy értéket ér el ( $\sim -40\text{kV}$ ), ezért célszerű ezt felhasználni elő-előionizációra.

### 2.3.2. Az R-C és a transzformátoros kapcsolású „elő-előionizáló áramkörök”

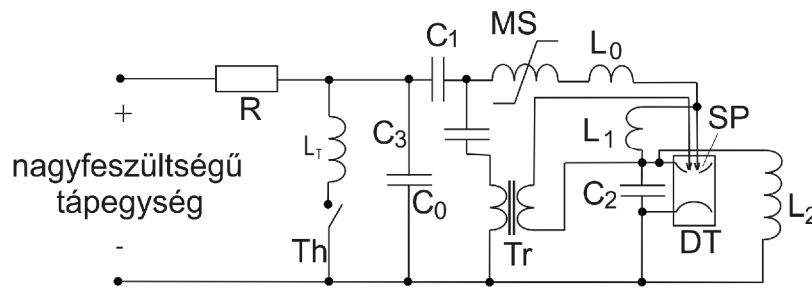
A 2.17. és 2.18. ábrákon két különböző típusú elő-előionizáló áramkör kapcsolási rajza látható.



2.17. ábra. L-C inverziós töltőkör, amelyben az elő-előionizációt egy ellenállás ( $R_3$ ) és egy kondenzátor ( $C_3$ ) biztosítja.

A 2.17. ábrán vázolt kapcsolásban - a mágneskapcsoló telítődése, s így az előionizáció kezdete előtt - a mágneskapcsoló (MS) bemenetéről az áramot a  $C_3$  kondenzátor vezeti az előionizáló szikraközökre. Az elő-előionizáló áramot  $C_3$  alkalmas választásával állíthatjuk be. Az  $R_3$  ellenállás feladata az, hogy kisüsse a  $C_3$  kondenzátort, a lézer minden lövése után. Az  $R_3$  értékét úgy célszerű megválasztani, hogy rajta keresztül  $C_3$  kisüljön a következő lövésig. A fenti kapcsolásnak az a hátránya, hogy  $C_3$  közvetlenül kapcsolódik az elő-előionizáló szikracsúcsokhoz, ezért a  $C_3$ -n folyó áram tölti a  $C_2$  kondenzátorokat és így módon az előváltat okoz. Tehát ez azt jelenti, hogy a mágneskapcsoló telítődése előtt a mágneskapcsoló szivárgó

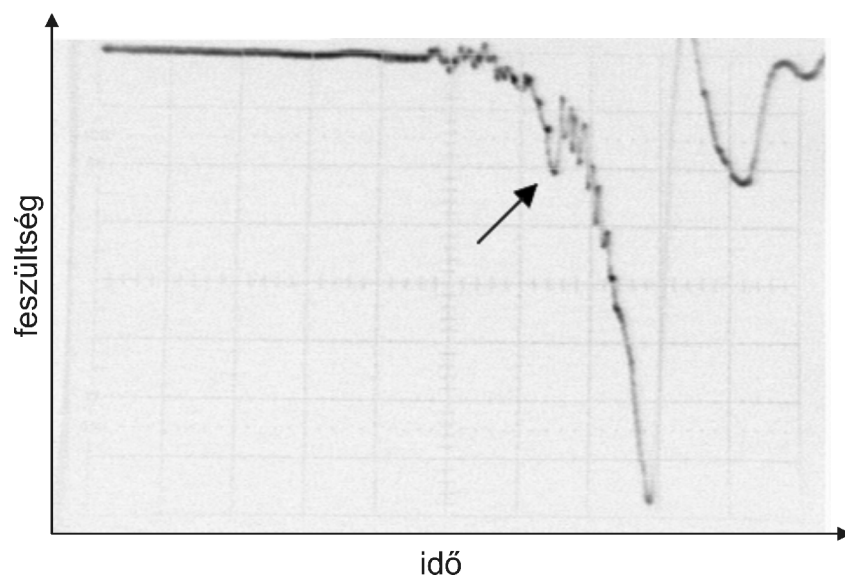
áramával azonos polaritású áram jut a katódra, s így növeli az elővállat. Transzformátor kapcsolású elő-előionizáló áramkörrel (l. a 2.18 ábrát) az imént említett hátrány elkerülhető.



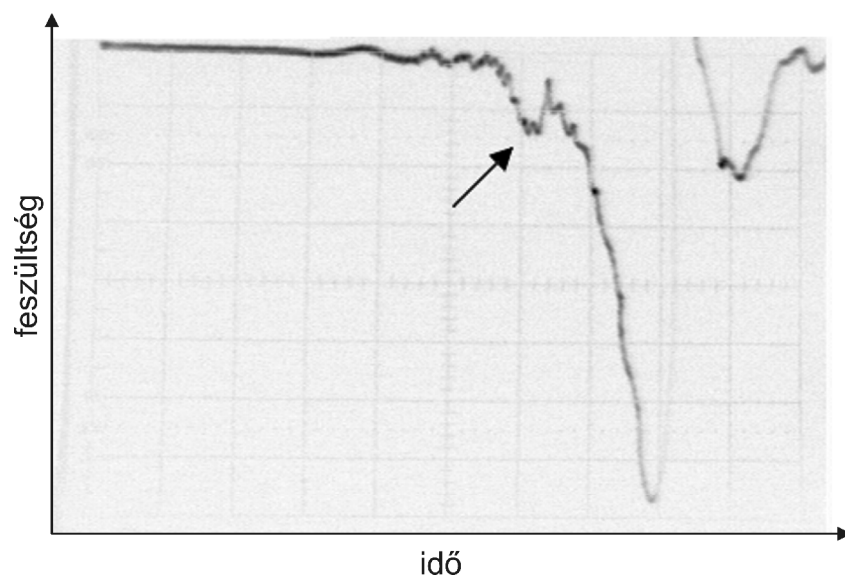
2.18. ábra. *L-C inverziós töltőkör, amelyben az elő-előionizációt egy kondenzátor ( $C_3$ ) és egy transzformátor ( $T_r$ ) biztosítja.*

Az elő-előionizáció működőképességét úgy ellenőriztem, hogy megmértem az előionizáló szikraközök átütési feszültségét – normál KrF töltés esetén – elő-előionizációval és anélkül. A 2.19. ábrán nyilak mutatják az elő-előionizáló szikraközökhöz tartozó feszültségcsúcsokat. Elő-előionizáció nélkül az előionizáló szikraközök átütési feszültsége nagyobb, és a kísérletek szerint ingadozik is, ami megnöveli a főelektródák közötti kisülés jitterét. Tapasztalatom szerint elő-előionizációval csökken az átütési feszültség és annak ingadozása is. Ezt azt jelenti, hogy az előionizáló szikraközök átütésének, s így a gerjesztő fő kisülés kezdetének időbeli bizonytalansága is csökken. A 2.19.(a) és (b) ábrákon látszik, hogy a főelektródák között  $\sim 38$  kV az átütési feszültség. Megvizsgáltam azt is, hogyan függ az előionizáló szikraközök átütési feszültsége a  $C_3$  kondenzátor értékétől, ha az R-C kapcsolású elő-előionizáló áramkört (l. 2.17. ábra) alkalmazzuk. A 2.20. ábrán a 2mm-es és 4mm-es szikraközök esetén láthatjuk az átütési feszültségekre vonatkozó mérések eredményeit. A tápfeszültség: 21 kV és a gázkeverék: 120 mbar  $F_2$  (5% Héliumban hígítva) + 150 mbar Kr + 1130 mbar He. A 2.20. ábrán jól látható, hogy már a  $C_3$  kondenzátor kis kapacitása (néhány 100 pF) esetén is, az elő-előionizációnak köszönhetően, jelentős mértékben csökken az előionizáló szikraközök átütési feszültsége. Ezt azt jelenti, hogy már kis elektromos energia elegendő az előionizáló szikraközök előionizációjához.



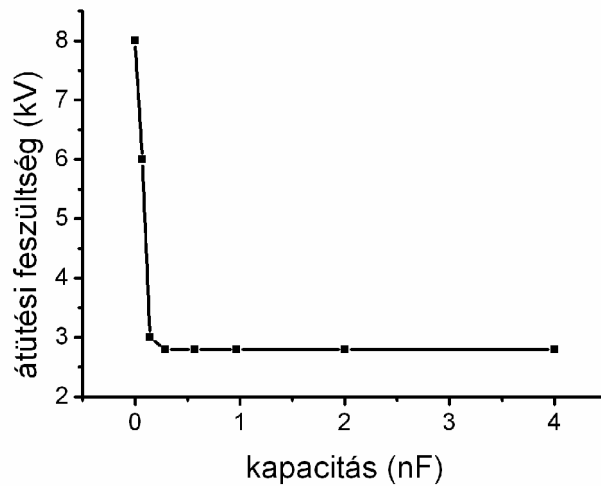


(a)

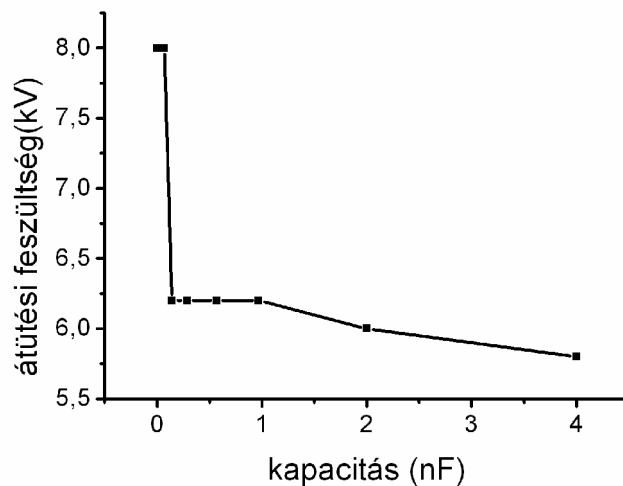


(b)

2.19. ábra. Az előionizációs szikraközökön mért feszültség 3,0 mm-es szikracsúcs távolság esetén (a) elő-előionizáció nélkül, (b) elő-előionizációval, (a kalibráció: függőlegesen 5kV/osztás és vízszintesen 100ns/osztás).



(a)



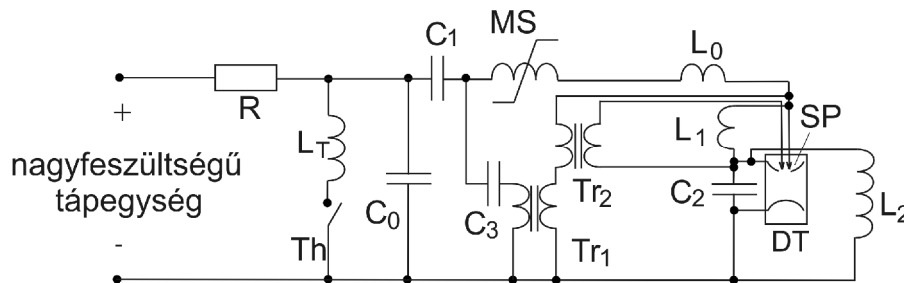
(b)

2.20. ábra. Az előionizáló szikraközök átütési feszültsége 2 mm-es (a) és 4 mm-es (b) szikraközök esetén, a  $C_3$  kapacitás függvényében.

Az elő-előionizáció fellépését egy EMG 150 MSC lézeren alapuló Szatmári-féle hibrid festék-excimer (szubpikuszekundumos) lézerrendszerrel teszteltem. Ebben a lézerberendezésben a rövid magimpulzusokat egy XeCl lézerrel pumpált femtoszekundumos elosztott visszacsatolású lézerrendszer generálja. Erősítés és egy nemlineáris kristályban történő frekvenciakétszerezés után az ultraibolya jeleket egy off-axis KrF erősítőbe vezetjük [29]. Az új előionizációs áramkört ebbe a KrF erősítőbe szereltem be. Elő-előionizáció nélkül az impulzusok energiájának standard eltérése  $\sim 2,2$  mJ, illetve elő-előionizációval  $\sim 1,8$  mJ. Mivel ebben a lézerben az XeCl és a KrF kisülési terét is ugyanaz a kapcsoló vezérli, a két kisülés

között fellépő jitter a kisülés saját jittere. Az energia standard eltérésének csökkenése, ezért a kisülés jitterének csökkenésével magyarázható.

A 2.21. ábrán a 2.10. és a 2.18. ábrán bemutatott elővállkioltó és elő-előionizáló áramkörök feladatait ellátó kombinált kapcsolás látható. Ebben a kapcsolásban az elővállkioltó  $Tr_1$  transzformátor szekunder körét sorba kapcsoltam az elő-előionizációt végző  $Tr_2$  transzformátor primer körével. Ily módon az elővállat kompenzáló áram transzformátoron keresztül végzi az elő-előionizációt is. Ennek a kapcsolásnak az az előnye a 2.18. ábrán látható kapcsolással szemben, hogy a 2.21. ábrán látható  $Tr_2$  transzformátor primer és szekunder tekercse is nagy potenciálú pontra kapcsolódik, s így kisebb a nagyfeszültségű átütés veszélye a tekercsek között.



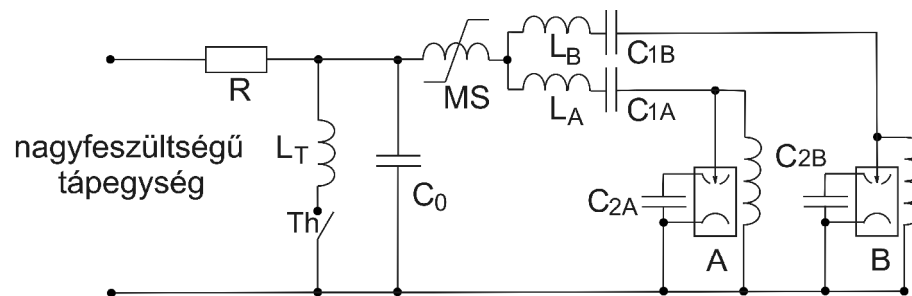
2.21. ábra. Kombinált, előváll kioltó és elő-előionizáló kapcsolás.

Megjegyzem, hogy mivel az előváll az előionizáció előtt lép fel, ezért az elő-előionizáció is az előionizáció előtt következik be. A  $Tr_1$  transzformátor menetszámait a 2.2.1. pontban leírtak szerint - optimalizáltam. Mivel a  $Tr_2$  transzformátor primer menetszámát 3-nak választottam, kísérleteim alapján azt kaptam, hogy a primer tekercs induktivitása olyan kicsi, hogy ez nem befolyásolja az elővállkioltást az elő-előionizáció beindulása előtt. A  $Tr_2$  transzformátor szekunder menetszámát viszonylag nagy ( ~ 30 menet) választva - a nagyobb arányú feszültség feltranszformálás következtében - jobb elő-előionizáció biztosítható. Lézereinkben a 2.21. ábrán látható kapcsolást illetve berendezést alkalmazzuk.

## 2.4. Két és három kisülési terű excimer lézerek

Az 1.5.3. pontban ismertetett L-C inverziós áramkör alkalmas több kisülési térrel készített excimer lézer pumpálására is azonban az elektromos energia kontrollált elosztása a kisülési csövek között nehéz feladatot jelent. Általában a kereskedelemben kapható két csövű

excimer lézerekben (pl. EMG 150; 160 MSC Lambda Physik) a két kisülést – amelyek általában mester oszcillátor teljesítmény-erősítő felépítésben működnek – szimultán vagy egymáshoz képest kis késleltetéssel pumpálják. A 2.22. ábrán egy ilyen, két csatornás lézer töltőkörének kapcsolási rajzát láthatjuk.



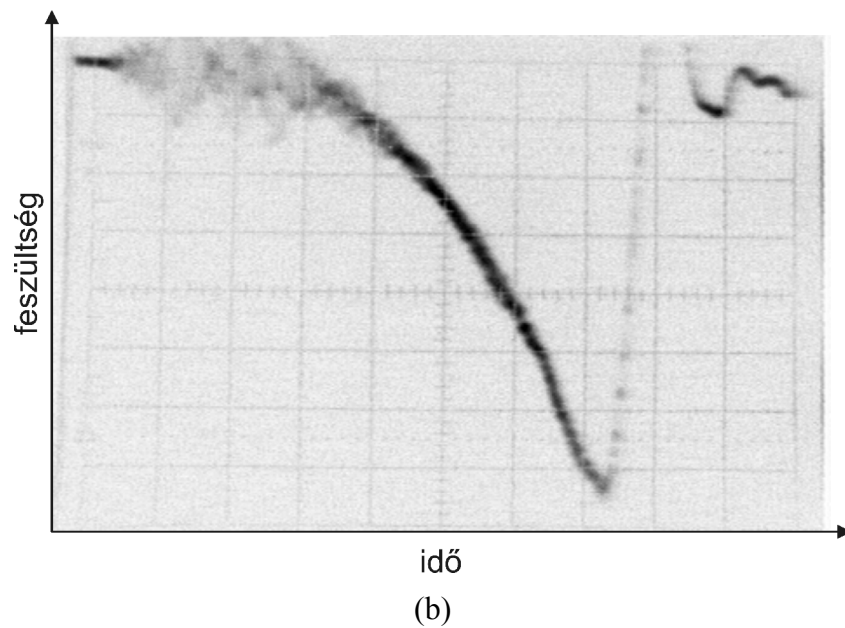
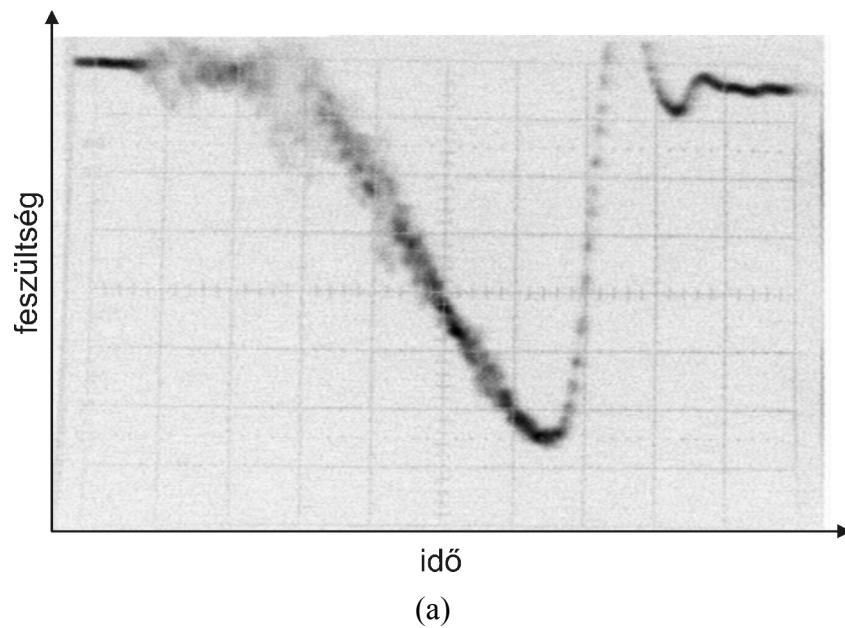
2.22. ábra. Két kisülési térrel felszerelt excimer lézer töltőkörének kapcsolási rajza.

Ebben a kapcsolásban a nem invertált  $C_I$  kondenzátort (l. 2.21. ábra) két egyenlő kapacitású kondenzátor helyettesíti ( $C_{1A} = C_{1B} = C_I/2$ ), ennek következtében az elektromos energiát a lézer fejek között egyenlő mértékben osztjuk el. Ha a 2.22. ábrán látható kapcsolásban  $L_A = L_B$ , akkor az áramkör teljesen szimmetrikus és a kisülések között nem lép fel késleltetés. Ebben az esetben a feszültség felfutási idők és amplitúdók a kisülési terekhez tartozó -  $C_{2A}$  és  $C_{2B}$  - peaking kondenzátorokon egyenlők ( $C_{2A} = C_{2B} = C_2/2$ ). Megjegyezzük, hogy a legtöbb alkalmazás esetén azonban szükség van arra, hogy a lézerpulzusokat egymáshoz képest késleltessük.

#### 2.4.1. A gázkisülések késleltetésének beállítása

Kísérleteink arra az eredményre vezettek, hogy kis késleltetéseket a - kisülések között -  $L_A$  és  $L_B$  megfelelő választásával hozhatunk létre. Így például ha az  $L_A$  és  $L_B$  induktivitásokat kissé eltérő hosszúságú (néhány cm) vezetékekből alakítjuk ki. Ez a módszer akkor alkalmazható, ha a létrehozni kívánt késleltetés a főelektrodán mérhető feszültség felfutási idejének csak kicsiny ( $\leq 10\%$ ) hányada. Ez a lézertől függően 10 – 20 ns késleltetést jelent. Ha nagyobb késleltetés beállítása a célunk, akkor az  $L_A$  és  $L_B$  induktivitások értékének jelentősen kell különbözniük egymástól. Ekkor azonban az elsőként kisülő lézerfejen mérhető maximális feszültség és annak felfutási ideje csökken. A 2.23. ábrán két kisülési térrel rendelkező lézer (A és B) elektródáin mért feszültség változását láthatjuk. A 2.22. ábrán

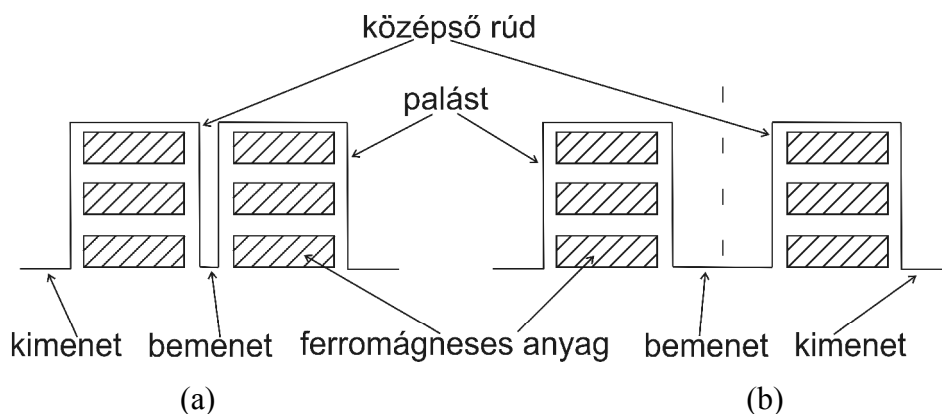
látható A és B között jelentős -  $\sim 50$  ns-os – késleltetést állítottam be úgy, hogy az  $L_B$  induktivitást lényegesen nagyobbra választottam mint  $L_A$ -t.



2.23. (a), (b) ábra. Két kisülési térrel (A és B) szerelt lézernek a főelektródáin mért feszültsége. A kisülések között jelentős különbséget ( $\sim 40$  ns) állítottunk be. A függőleges és vízszintes skála  $5kV/osztásnak$  és  $50ns/osztásnak$  felel meg.

Meglepő eredmény, hogy a gyorsabb – A jelű – áramkör által előállított (l. 2.23.(a) ábra) feszültségimpulzus amplitúdója lényegesen kisebb és felfutási ideje pedig lényegesen nagyobb mint a lassúbb – B jelű – áramköré (l. 2.23.(b) ábra). Azt várnánk, hogy ahhoz a

lézerfejhez tartozó töltőkör amelynek kisebb az induktivitása, nagyobb amplitúdójú és gyorsabb felfutású feszültséget állít elő. Az A jelű áramkör által létrehozott nagyobb amplitúdót azzal magyarázhatnánk, hogy a gyorsabb (A) töltőkör a  $C_0$  kondenzátorban tárolt elektromos energia nagy részét felhasználja, mielőtt a lassúbb (B) töltőkör aktiválódna. A várakozásnak megfelelő és a kísérleti eredmény közötti ellentmondást a  $C_{2A} - C_{1A} - L_A - L_B - C_{1B} - C_{2B}$  áramköri elemek által alkotott rezgőkörben a peaking kondenzátorok ( $C_{2A}$  és  $C_{2B}$ ) közötti fellépő parazita oszcillációk hatásával magyarázom. Mivel  $L_A$  és  $L_B$  induktivitása hasonló értékű, mint a zárt állapotú mágneskapcsoló  $L$  induktivitása (l. később), ezért a parazita oszcillációk – amelyek frekvenciája összemérhető a  $C_0-L-L_A-C_{1A}-C_{2A}$  vagy a  $C_0-L-L_B-C_{1B}-C_{2B}$  rezgőkörök sajátfrekvenciájával - feltételezhetően jelentősen befolyásolják az elektródok feszültségét. Megjegyzem, hogy a hagyományos töltőkörökben a töltőkör induktivitásának jelentős részét a mágneskapcsoló zárt állapotú  $L$  induktivitása alkotja. Az  $L$  induktivitás csökkenthető lenne, ha növelnénk a vasmagokat befogadó cylinder geometriai méreteit, ezzel azonban növelnünk kellene a speciális vasmag mennyiségét is. Mivel a homogén kisülés biztosítása szempontjából célszerű gyors töltőkört építeni, a lézer működése szempontjából előnyös, ha  $L$  értéke kicsi. Ebben az esetben azonban a szükséges nagyobb mennyiségű vasmagban az energia veszteség is nagyobb. A lézer fejlesztésével kapcsolatban, a mágneskapcsoló legkisebb – zárt állapotú - induktivitása és a felhasznált vasmag mennyisége között anyagi kompromisszumot kell kötni. Az előző gondolatmenet megértéséhez nyújt segítséget a 2.24. ábra.



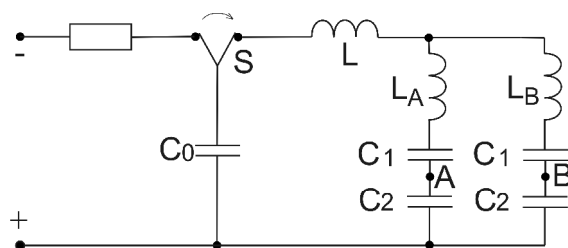
2.24.(a),(b) ábra. Különböző központi átmérővel készült mágneskapcsolók keresztmetszeti rajza.

A 2.24.(a) ábrán egy olyan mágneskapcsoló konfigurációt látunk, amelybe a lehetséges legkisebb átmérőjű vasmagok szerelhetők. Ez azt jelenti, hogy a vasmagokban fellépő

energiavesztéséget minimalizáljuk. Ennek a megoldásnak azonban az a hátránya, hogy a mágneskapcsoló zárt állapotú inductivitását megnöveljük. Az inductivitást lényegében a mágneskapcsoló tengelyében elhelyezkedő rúd határozza meg, mivel ennek a keresztmetszete jelentősen kisebb, mint a mágneskapcsoló tetejének vagy külső héjának keresztmetszete. A 2.24.(b) ábrán egy megnövelt belső átmérőjű mágneskapcsoló keresztmetszeti rajzát láthatjuk. Ennek zárt (telített) állapotú inductivitása kisebb, mint a 2.24.(a) ábrán levőé. Ez az elrendezés azonban nagyobb mennyiségű speciális vasmagot igényel, így drágább, és emellett a telítési fluxusa sem változik. A telítési fluxus növelése azért lenne célszerű, mert a tirátron rezgőkörében a feszültség nagyobb értéket érhetne el mielőtt a mágneskapcsoló telítésbe megy. Lehetséges lenne hosszabb idő alatt is elérni ugyanakkora feszültséget a rezgőkörben mielőtt a mágneskapcsoló bekapcsol, s így a tirátront a kisebb áram átvezetésével kímélnénk. A gyakorlatban a mágneskapcsoló geometriai méreteit, inductivitását a töltőkör igényelt sebessége alapján határozzák meg. A fentiek alapján érthető, hogy a töltőköröket úgy tervezik, hogy  $L_A$  és  $L_B$  a lehető legkisebb legyen a feszültség felfutási idejének csökkentése érdekében.

## 2.4.2. A gerjesztő áramkör számítógépes szimulációja

Két kisülési térrel szerelt excimer lézer gerjesztő körének a tirátron bekapcsolása utáni transziens működését számítógéppel modelleztem az Electronics Workbench elnevezésű áramkör-szimulátor programmal. A szimulációk alapját a 2.25. ábrán vázolt kapcsolási rajz képezte.

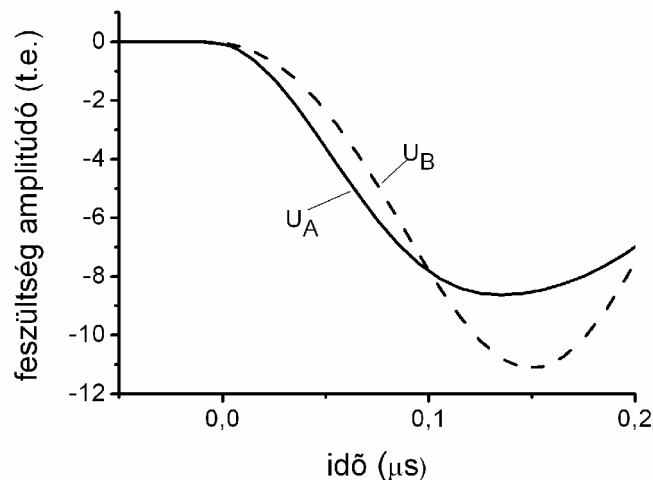


2.25. ábra. A számítógépes szimulációk alapjául szolgáló kapcsolási rajz.

Ez az áramkör a következőképpen működik: az ábrán az S kapcsoló baloldali zárásakor a  $C_0$  kondenzátor feltöltődik akkora feszültségre, amely egyenlő a 2.22. ábrán szereplő  $C_0$  és  $C_{1A}$  (vagy  $C_{2A}$ ) kondenzátorok feszültségeinek összegével. A mágneskapcsoló telítődése (zárása) megfelel az S kapcsoló jobboldali zárásának. Mivel ebben a szimulációs áramkörben a

bekapcsolás kezdetén a  $C_0$  kondenzátor tárolja az összes töltést, ezért a  $C_{1A}$  és  $C_{1B}$  kondenzátorok nincsenek töltve. Mivel a  $C_{1A}$  és  $C_{1B}$  kondenzátorok kapacitása befolyásolja a rezgőkör periódusidejét - ugyanúgy, mint a 2.22. ábrán szereplő kapcsolás esetén – ezért ezeket a kondenzátorokat figyelembe kell vennünk a szimuláció során. Ily módon a szimulációs áramkör A és B pontjainak feszültsége megegyezik a 2.22. ábrán szereplő peaking kondenzátorok ( $C_{2A}$  és  $C_{2B}$ ) feszültségével. Egy excimer lézer működése akkor optimális, ha a peaking kondenzátorok akkor sülnek ki, ha már teljesen feltöltődtek és a kisülés előtt, az aktív közegen keresztül szivárgó áram elhanyagolható. Ennek megfelelően a modellezés során feltételeztem, hogy a peaking kondenzátorok az S kapcsoló jobbra zárása után a feltöltés során nem veszítenek töltést.

A szimuláció során az  $L$ ,  $L_A$ ,  $L_B$ ,  $C_0$ ,  $C_{1A}$ ,  $C_{1B}$ ,  $C_{2A}$  és  $C_{2B}$  áramköri elemek értékeit úgy választottam meg, hogy azok megegyezzenek annak az áramkörnek az elemeivel, amelyeknek segítségével a 2.23. ábra mérési eredményét kaptuk. Ennek megfelelően:  $L = 400\text{nH}$ ,  $L_A = 150\text{nH}$ ,  $L_B = 300\text{nH}$ ,  $C_0 = 180\text{nF}$ ,  $C_{1A} = C_{1B} = 90\text{nF}$  és  $C_{2A} = C_{2B} = 45\text{nF}$ . A szimuláció eredményét a 2.26. ábrán láthatjuk.

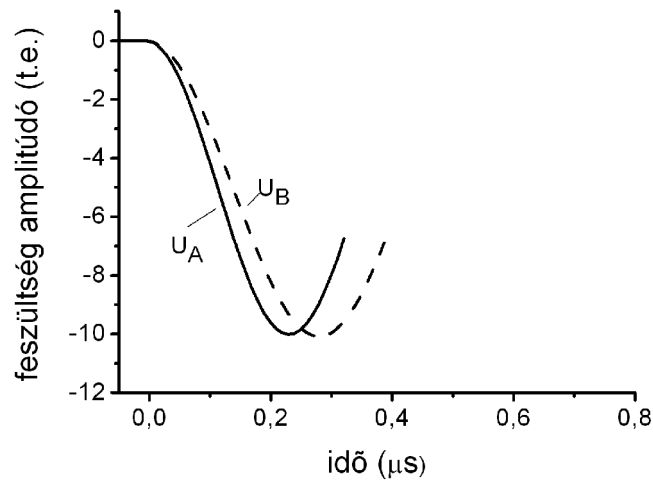


2.26. ábra. A 2.25. ábrán A és B jelű főelektródák számolással meghatározott feszültségváltozása, olyan paraméterek esetén, amely a 2.23. ábrához tartozó áramkör paramétereinek felel meg.

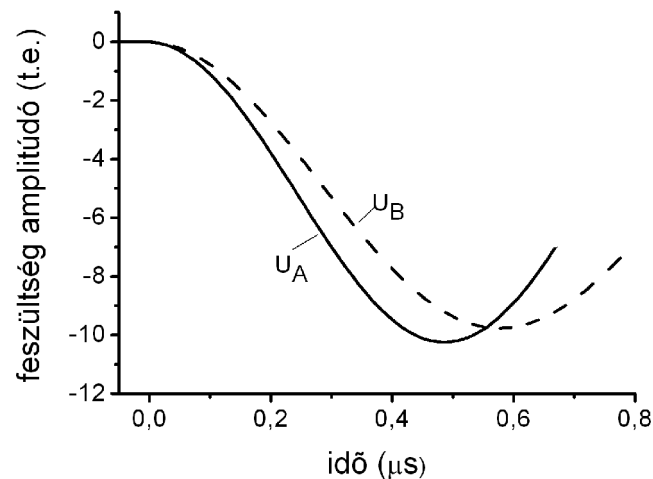
A szimuláció 2.26. ábrán látható eredménye és a 2.23. ábrán látható mérési eredmények (amplitúdó és felfutási idők) egymással jól megegyeznek. Ez alátámasztja azt a feltételezést, hogy a főelektródák feszültségének nagysága kizárólag az áramkör sajátosságaival – a lézerfejek közötti parazita oszcillációkkal – magyarázható. A lézerfejek közötti nemkívánatos elektromos csatolás mértéke oly módon lenne csökkenthető, hogy az  $L_A$  és  $L_B$



induktivitásokat (l. 2.25. ábra) az L induktiváshoz képest nagyra választjuk. Két kisülési terű excimer lézer gerjesztő körének tranziens viselkedését úgy modelleztem, hogy  $L_A$  és  $L_B$  értékét növeltem, azonban az L és a kondenzátorok értékét nem változtattam. Annak érdekében, hogy a csatornák között a késleltetés a feszültség felfutási idejének mindig azonos hányada legyen az  $(L_B - L_A) / (L + L_A + L_B)$  hányadost állandó értéken tartottam. A 2.27. ábrán a főelektrodák feszültségének időfüggése látható két speciális esetben. Az a) esetben:  $L_A=1.8\mu\text{H}$ ,  $L_B=2.6\mu\text{H}$ , a b) esetben:  $L_A=10\mu\text{H}$ ,  $L_B=14\mu\text{H}$ , mindkét esetben  $L=400\text{ nH}$ .



(a)



(b)

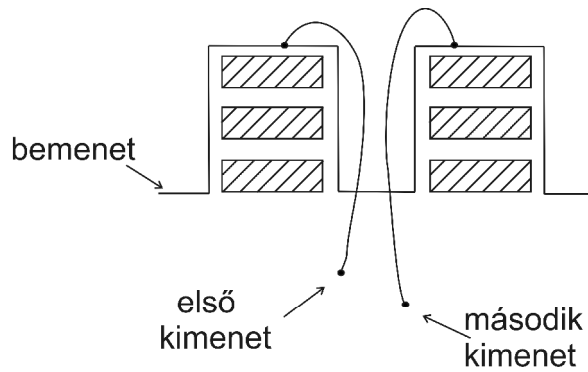
2.27. (a), (b) ábra. A főelektrodák feszültségének számolással kapott értékei,  $L_A$  és  $L_B$  növekvő értékei esetén.

Vegyük észre, hogy minden esetben az A csatorna (l. 2.25. ábra) feszültségének kisebb a felfutási ideje, mint a B csatornáé, azonban nem minden esetben az A csatorna amplitúdója

nagyobb. Az  $L_A$  és  $L_B$  induktivitások növelésének a gerjesztő áramkör tranziens viselkedésére gyakorolt hatása az igazolta, hogy  $L_A$  és  $L_B$  nagy értékeire – amely esetekben a két áramkör közötti csatolás minimális – a gyorsabb A áramkör hoz létre nagyobb feszültség amplitúdót (l. 2.27.b. ábra). Ez pedig éppen ellentétes értelmű a 2.26. ábrán látható eredménnyel. A 2.27.a. ábra szerint létezik az  $L_A$  és  $L_B$  induktivitásoknak olyan értéke, amelyek esetén az elektródák feszültségeinek amplitúdói egyenlők, annak ellenére, hogy időben késnek egymáshoz képest. Ez arra enged következtetni, hogy létezik a közös ( $L$ ) és a különálló ( $L_A$  és  $L_B$ ) induktivitások értékének egy olyan optimális aránya, amely esetén – a felfutási idő és a késleltetés adott aránya mellett – az egyes kisülési terekben megjelenő gerjesztő feszültségek amplitúdói egyenlők. Ily módon a feszültségek amplitúdóinak egyenlősége biztosítható ugyan, azonban ennek az a hátránya, hogy a különálló induktivitások értékét növeltük az optimális arány elérése érdekében. Megjegyzem, hogy a közös induktivitás értéke ( $L$ ) a mágneskapcsoló méretei által adottak. Ennek következtében a töltőkör összes induktivitása növekszik és így a felfutási idő is növekszik. Ez jól látható ha összehasonlítjuk a 2.26. és 2.27. ábrákat. Az  $L$  induktivitás által meghatározott felfutási idő:  $\sim 150$  ns-ről (l. 2.26. ábra)  $\sim 200$  ns-ra növekszik, ha olyan  $L_A$  és  $L_B$  induktivitásokat alkalmazunk, amelyek az egyenlő amplitúdók elérését biztosítják.

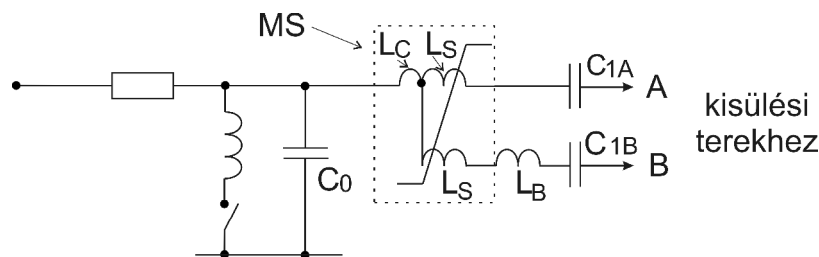
### 2.4.3. Az „elosztott” mágneskapcsoló

Ha a mágneskapcsolót úgy alakítjuk ki, hogy a nyitott állapotú induktivitásának (amikor a vasmag nincs telítésben) kis hányada alkossa a közös ( $L$ ), illetve nagyobb hányada pedig a különálló ( $L_A$  és  $L_B$ ) induktivitásokat, akkor elérhető az, hogy egyidőben legyen az elektródák feszültségének amplitúdója egyenlő és a felfutási idő kicsi. Ennek megvalósításához egy lehetséges megoldás az, ha a mágneskapcsoló induktivitásának nagy részét adó középső rudat több vezetékből építjük fel, amelyek a különálló kisülési terekhez vezetnek. Ily módon minimalizálhatjuk az egyes töltő körök közötti elektromos csatolást. A 2.28. ábrán az ilyen feltételeknek eleget tevő mágneskapcsoló sematikus rajza látható. A 2.28. ábrán látható felépítés biztosítja, hogy a közös és a különálló induktivitások aránya közel optimális. Az egyes lézerfejek elektromos csatolását effektív módon csökkenthetjük anélkül, hogy nagy értékű induktivitásokat építenénk be a töltőkörbe. A 2.29. ábrán látható  $L_B$  induktivitás feladata az, hogy létrehozza a kívánt késleltetést a kisülések között.



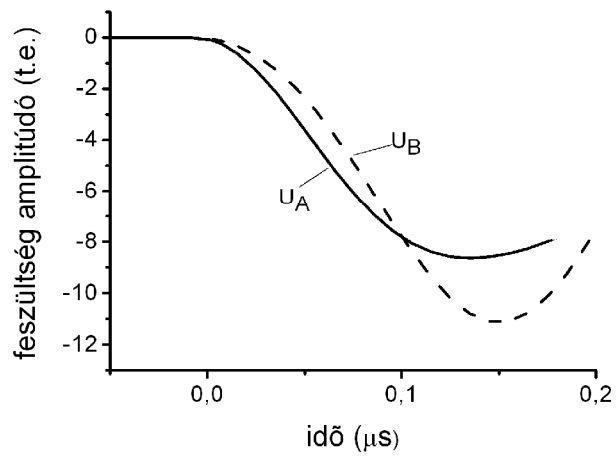
2.28. ábra. Mágneskapcsoló keresztmetszetének vázlatos rajja. A középső nagy induktivitású rudat egymástól független vezetékkel helyettesítettük (elosztott mágneskapcsoló).

A 2.29. ábrán bemutatott áramkörben az  $L_C$  induktivitást a mágneskapcsoló palástja alkotja. Az A csatornához tartozó különálló induktivitást a mágneskapcsoló közepébe szerelt egyik vezeték, a B csatornához tartozó induktivitást a másik vezeték és az azzal sorba kapcsolt  $L_B$  induktivitás hozza létre (l.2.29.ábra).

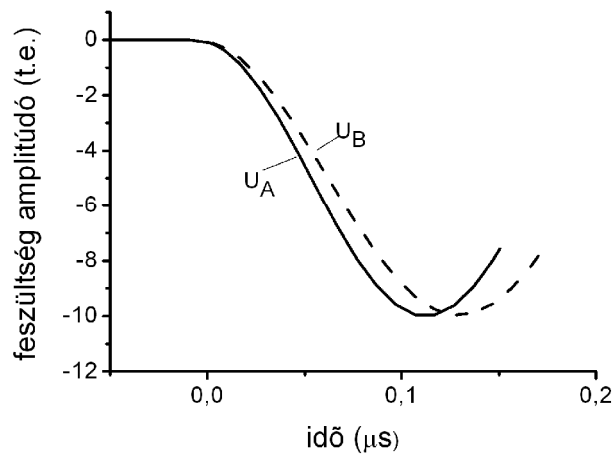


2.29. ábra. Két kislési térrel rendelkező, elosztott mágneskapcsolóval ellátott lézer egyszerűsített kapcsolási rajza.

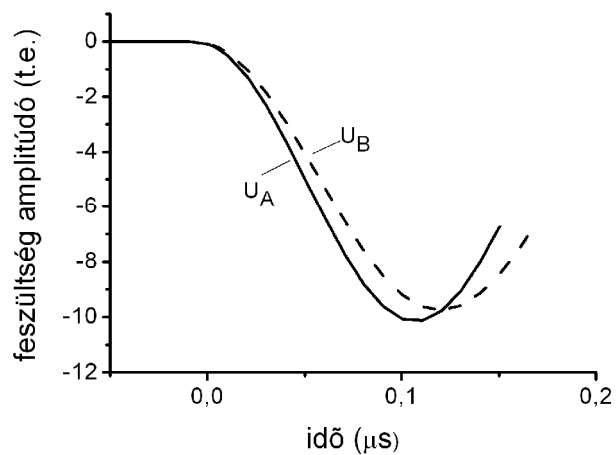
Számítógépes szimulációkat végeztem annak érdekében, hogy meghatározzam  $L_C$ ,  $L_S$  és  $L_B$  optimális értékét. Az induktivitások értékét oly módon változtattam, hogy a mágneskapcsoló induktivitása ( $L_C+L_S$ , l. 2.29. ábra) változatlan maradjon, továbbá  $L_B$  értékét konstans módon 150 nH értéken tartsam. A 2.30.(a),(b),(c) ábrák az ily módon végzett számolások eredményeit mutatják. A 2.30.(a) ábrához  $L_C=400\text{nH}$ ,  $L_S=150\text{nH}$ , a 2.30.(b) ábrához  $L_C=80\text{nH}$ ,  $L_S=470\text{nH}$  és a (c) ábrához  $L_C=0$ ,  $L_S=550\text{nH}$  induktivitás értékek tartoznak. Megjegyzem, hogy a 2.30. (a) és a 2.26. ábra ugyanazt a feszültség görbét ábrázolja. Vegyük észre, hogy a 2.30.(a),(b),(c) ábrán látható görbék, illetve eredmények hasonló jellegűek, mint a 2.26. és 2.27. ábrán láthatók. Ez azt jelenti, hogy az  $U_A$  és  $U_B$  feszültségek jelentősen függenek a közös és különálló induktivitások értékeinek arányától.



(a)



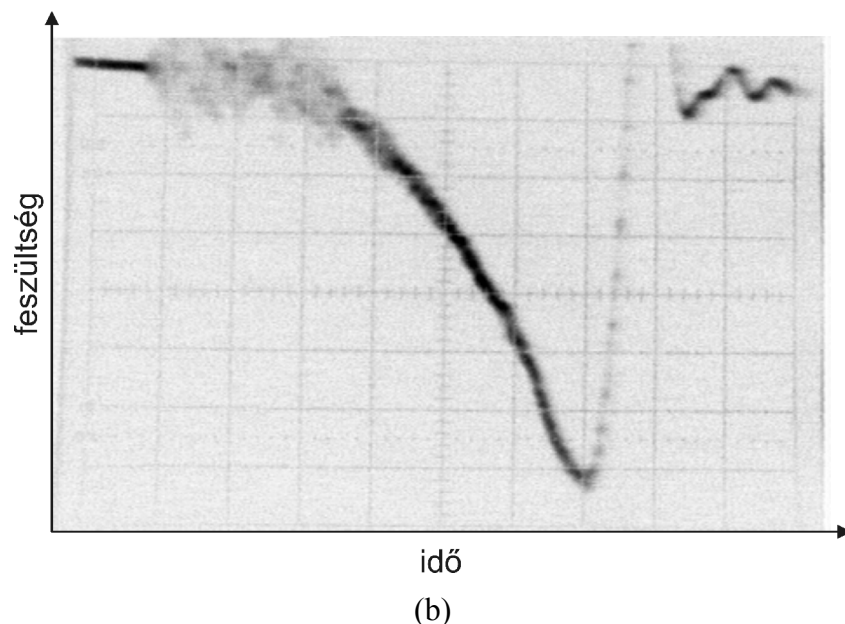
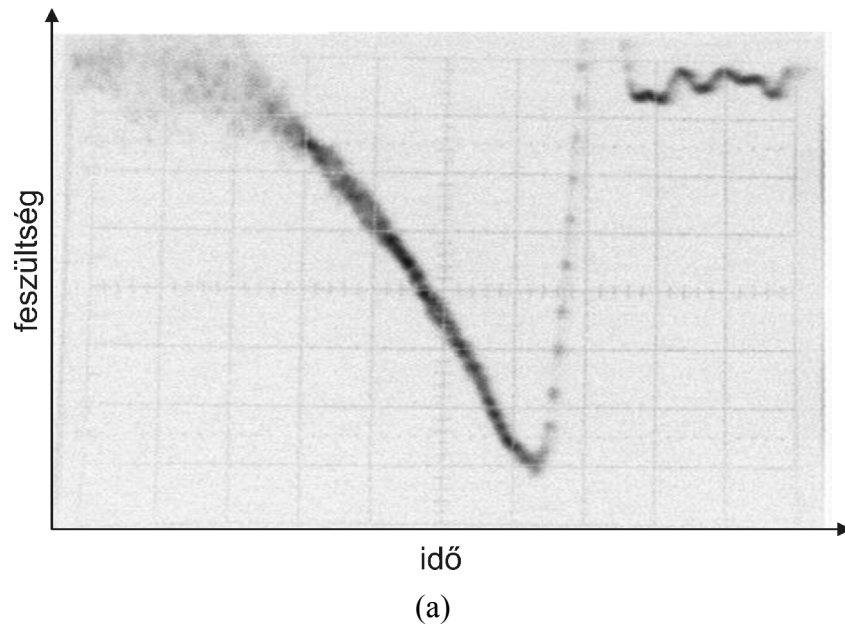
(b)



(c)

2.30.(a)-(c). ábra. A főelektrodák feszültségének számolással kapott értékei elosztott mágnescapcsolóval felszerelt töltőkör esetén, (az (a), (b) és (c) ábrák a közös és különálló induktivitások különböző arányához tartoznak).

Az elosztott mágnescapcsoló esetében azonban az induktivitások arányát változtatva is az áramkör összes induktivitása ugyanaz marad, ezért a feszültség felfutási ideje is változatlan. Az induktivitások optimális arányához tartozó feszültségeket a 2.30.(b) ábra mutatja. Itt az amplitúdók egyenlők és az A és B csatornához tartozó felfutási idők:  $\sim 100$  ns, illetve  $\sim 120$  ns. A 2.31.(a),(b) ábrán egy kétszatornás lézer elektródáin mért feszültségértékek láthatók, közös és különálló induktivitások optimális aránya esetén.



2.31.(a),(b) ábra. Két kisülési térrel felszerelt excimer lézer elektródáin mért feszültségek az induktivitások optimális értékei esetén. (A függőleges és vízszintes skála  $5\text{kV/osztásnak}$ , illetve  $50\text{ ns/osztásnak}$  felelnek meg).

A 2.31.(a) és (b) ábrákon látható, hogy a feszültség jelek között néhányszor 10 ns késleltetés érhető el, közel egyenlő amplitúdók mellett.

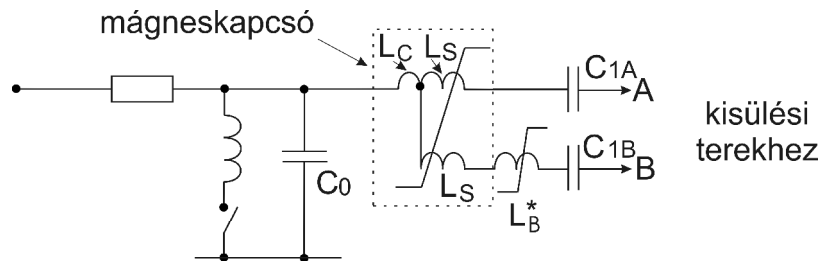
Modellezéssel és kísérletezéssel kapott eredmények tehát azt bizonyítják, hogy az induktivitásoknak létezik olyan optimális aránya, amely esetén az egyenlő feszültségamplitúdók, a kívánt késleltetés és az elfogadhatóan kis felfutási idők egyszerre biztosíthatók.

Mivel a lézer mindkét csatornája a mágneskapcsolóban ugyanakkora keresztmetszetű speciális vasmagot „használ”, ezért a mágneskapcsoló egyidőben kapcsol be mindkét lézerfej esetén. Ez azt jelenti, hogy a kisülések időzítését a mágneskapcsoló zárt állapotú induktivitása és az  $L_B$  tekercs (l. 2.29. ábra) induktivitása határozza meg. Ezek az induktivitások megfelelő mechanikai felépítés esetén időben stabilisak, ezért stabilis késleltetést hoznak létre. Tapasztalatom szerint a peaking kondenzátorok változtatásával is módosíthatjuk a kisülések késleltetését. Ez a módosítás kis mértékű, néhány nanofarados kapacitásváltoztatás néhány nanoszekundummal változtatja meg a kisülések közötti késleltetést.

Elosztott mágneskapcsoló használatával a töltőkör összes induktivitása csökkenthető, ha a mágneskapcsolóban a középső rúd helyett különálló vezetőket alkalmazunk. Az  $L_B$  induktivitásnak ebben az esetben a szerepe az, hogy a töltőkörök sebességét megváltoztassa a kívánt késleltetés előállítására érdekében. A kis értékű  $L_B$  induktivitást nem kell beépítenünk az áramkörbe, ha azt beintegráljuk a mágneskapcsolóba úgy, hogy annak középső rúdját több vezetővel helyettesítjük. Ebben az esetben az egyes kisülési terekhez kapcsolt vezetőek számának változtatásával állíthatjuk be a késleltetést, a közös és különálló induktivitások optimális arányát. További késleltető induktivitás beillesztése nem szükséges.

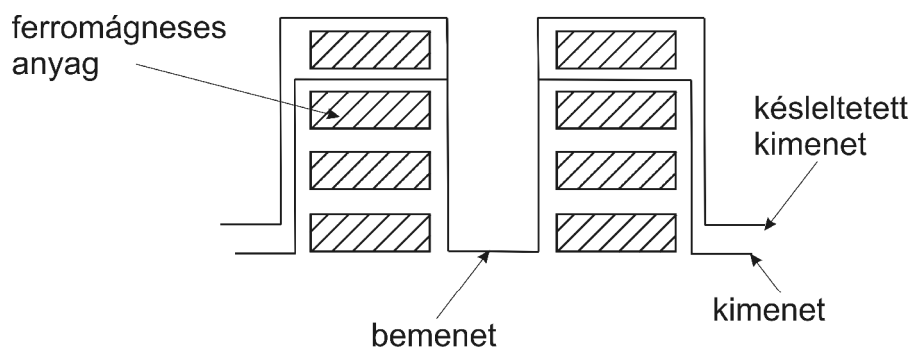
Ha a kisülések között a gerjesztő feszültségimpulzus felfutási idejével összemérhető vagy annál nagyobb késleltetés létrehozására van szükség, akkor az  $L_B$  induktivitást célszerű egy mágneskapcsolóval helyettesíteni (l. 2.32. ábra). Egy mágneskapcsoló által bevezetett késleltetést az az időtartam határozza meg, amennyi idő szükséges a vasmag telítésbe viteléhez. Mivel egy mágneskapcsoló általában egyetlen menetből álló tekercs, így annak geometriai méreteit könnyű olyanra választani, hogy az induktivitás telített vasmag esetén igen kicsi legyen, s ezáltal az ne lassítsa le a töltőkört. A késleltetést így csak a vasmag mágneses tulajdonságai határozzák meg. Ezzel szemben ha  $L_B^*$ -t légmagos tekercssel helyettesítjük, és annak induktivitását olyan nagyra választjuk, hogy az a mágneskapcsolónak megfelelő késleltetést hozza létre, akkor a légmagos tekercs induktivitásának értékét a telített mágneskapcsoló induktivitásánál sokkal nagyobbra kell választanunk. Ezáltal megnövekszik a töltőkör összes induktivitása, s így a feszültség felfutási ideje is nagyobb lesz, ami viszont

lerontja a gázkisülés minőségét. Méréseim szerint egy hagyományos mágneskapcsolóba 1 db Metglas vagy Vitrovac gyártmányú speciális vasmagot szerelve, azzal  $\sim 50$  ns, illetve  $\sim 10$  ns késleltetés hozható létre. Elővállkioltással ugyanezek az értékek:  $\sim 50$  ns illetve  $\sim 2$  ns. Közel 50 ns-os késleltetés hozható létre 3 menetes,  $\sim 6$  cm átmérőjű vékony vezetékkel készített légmagos tekerccsel is.



2.32. ábra. Két kisülési térrel rendelkező lézer egyszerűsített kapcsolási rajza, amelyben a lézerfejek közötti késleltetést egy mágneskapcsolóval hozzuk létre.

A mérések azt mutatják, hogy egy olyan mágneskapcsoló, amelyből kisereltem a vasmagot csak néhány nanoszekundumos késleltetést hoz létre. Ez arra enged következtetni, hogy a vasmag nélküli mágneskapcsoló, induktivitása elhanyagolhatóan kicsi és, hogy a késleltetés mértékét a vasmag telítési fluxusa határozza meg. Megjegyzem, hogy létezik olyan gyári mágneskapcsoló, amely külső és belső átmérője 20 cm, illetve 9,5 cm, ami valóban igen kis induktivitást képvisel az áramkörben. A késleltetésért felelős mágneskapcsoló beintegrálható a lézerben már jelenlevő mágneskapcsolóba. Egy ily módon elkészített mágneskapcsoló keresztmetszeti rajza látható a 2.33. ábrán.



2.33. ábra. Olyan mágneskapcsoló keresztmetszeti rajza, amelybe a késleltetésért felelős mágneskapcsolót is beintegráltuk.

A KrF erősítő kisülését egy Szatmári-típusú festék-excimer femtoszekundumos lézerrendszerben az  $L_B$  induktivitás helyére szerelt mágneskapcsolóval késleltettem. Méréseim szerint a megfelelő szinkronizáció érdekében ebben a lézerben a festéklézert pumpáló XeCl lézer és a KrF erősítő között  $\sim 50$  ns késleltetés létrehozása szükséges. Ez azt jelenti, hogy 1 db Metglas vasmaggal a késleltetés durván beállítható. A lézerben a késleltetés nanoszekundum pontosságú beállítása a késleltető mágneskapcsolóval sorba kötött igen kicsi induktivitású légmagos tekercs induktivitásának - pl. egy rézcsík hosszának - változtatásával lehetséges. Ezzel a módszerrel a lézerimpulzusok kontrasztjának egy alternatív beállítási lehetősége adódik. Ismeretes, hogy a Szatmári – féle festék-excimer femtoszekundumos lézerrendszer kimenő impulzusaiban a femtoszekundumos jel és a  $\sim 15$  ns hosszúságú ESE egyaránt jelen van [28,79]. Mivel a KrF erősítő és az erősítendő jel között a késleltetés állítható, így – figyelembe véve az erősítés időbeli változását a KrF erősítőben – a femtoszekundumos jel energiája a késleltetés változtatásával befolyásolható. A késleltetés megváltoztatásával a rövid jelet megelőző ESE előimpulzus energiája változtatható, amely például a szilárdtest felületén történő plazmakeltés vagy abláció hatékonyságát befolyásolja. Ennek a lézerrendszernek az előbbieken részletezett különleges tulajdonságát kihasználva, Szörényi Tamással és munkatársaival boron karbid-on ( $B_4C$ -on) ablációs kísérleteket végeztünk [83].

#### **2.4.4. Az elosztott mágneskapcsoló felhasználásával épített lézer**

Excimer lézerrel végzett kísérleteink egyik fontos célja az volt, hogy három kisülési térrel rendelkező lézert építsünk a Kínai Atomenergetikai Intézet Nagyteljesítményű Excimer Lézer Laboratóriuma részére. Ez a lézer egy elektronnyalábbal pumpált KrF lézer előerősítőjeként működik három nyalábos multiplexeléses elrendezésben. Megjegyezzük, hogy egyetlen lézert is alkalmazhatnánk előerősítőként, ha annak nyalábját 3 részre osztanánk. Ennek a megoldásnak azonban számos hátránya van:

**a**, ha az összes energiát egyetlen kisülési terű lézerből nyerjük, akkor a kisülési térnek szükségszerűen nagyra kell lennie. Ebben az esetben a gerjesztő áramkör méretei is nagyobbak lennének, mint egy hagyományos excimer lézeré, s így a nagyobb geometriai méretek miatt a gerjesztő kör induktivitása is megnövekszik, aminek következtében viszont az aktív közeg pumpálásának hatékonysága csökken.

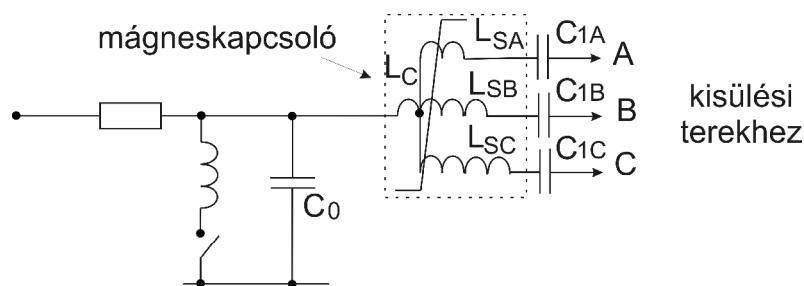
**b**, Egy nyaláb három részre osztása energiaveszteséggel jár.



c, Ha ugyanazt a nyalábot multiplexeljük, majd utána demultiplexeljük, akkor káros interferencia léphet fel, ami különböző lézerekből származó nyalábok esetén nyilvánvalóan nem áll fenn.

A célunknak megfelelő lézerrel kapcsolatban a legfontosabb követelményünk az, hogy három ~20 ns-onként egymást követő lézerimpulzust erősíteni tudjon, egymáshoz közel elhelyezett kisülési terekben. Egy ilyen típusú lézer – megfelelő optikai rezonátorral ellátva – alkalmas nemcsak erősítésre, hanem három, különálló lézerimpulzus előállítására is. Közös kapcsolóelemmel és három kisülési térrel készített lézernek előnyös tulajdonsága – három különálló lézerrel szemben – az, hogy a kisülések közötti jitter elhanyagolhatóan kicsi, és a kapcsolóelemek (mágneskapcsoló és tirátron) száma minimális.

Az előbb említett követelményeknek megfelelő három csatornás lézert építhetünk, ha a két csatornás elosztott mágneskapcsolóra vonatkozó optimalizációs eljárást alkalmazzuk egy három csatornás mágneskapcsolóra. A 2.34. ábrán három kisülési térrel felszerelt lézer egyszerűsített kapcsolási rajza látható.



2.34. ábra. Egy elosztott mágneskapcsolóval és, három kisülési térrel rendelkező excimer lézer gerjesztőkörének egyszerűsített kapcsolási rajza.

A 2.34. ábrán látható kapcsolásban a nem invertált kapacitást három egyenlő részre osztottam ( $C_{1A} = C_{1B} = C_{1C} = 60\text{nF}$ ), így módon mindhárom lézerfejre ugyanakkora elektromos energia jut. Ebben a lézerben  $C_0 = 180\text{ nF}$  és a peaking kapacitások értéke mindegyik kisülési térre vonatkozóan  $30\text{ nF}$ . Az  $L_C$ ,  $L_{SA}$ ,  $L_{SB}$  és  $L_{SC}$  induktivitások értékének megfelelő megválasztásával biztosítottam a kisülések időzítését. Az elektromos kivezetést három vezeték alkotja és az  $L_C$  induktivitást a mágneskapcsoló palástja képezi. A 2.34. ábrán látható mágneskapcsoló felépítése a 2.28. ábrán lévő mágneskapcsolóhoz hasonló felépítésű; az  $L_{SA}$ ,  $L_{SB}$  és  $L_{SC}$  induktivitásokat a mágneskapcsoló közepén – a középső rúd helyett - futó vezetékek alkotják, három kimenetet képeznek a három lézerfejhez. Az  $L_{SA}$ ,  $L_{SB}$  és  $L_{SC}$

induktivitások értékének optimalizálásakor a legelőnyösebb megoldásnak azt találtam, ha ezeket az induktivitásokat hat vezeték alkotja. A hat vezetékből három - a legkisebb induktivitást képezve – hozza létre az A kimenetet, két másik vezeték a B kimenetet és egy vezeték – a legnagyobb induktivitást képviselve – a C kimenetet (l. 2.34. ábra). A mérési eredmények szerint a mágnescapcsolónak ez a felépítése, mindhárom lézerfejen ugyanakkora amplitúdójú feszültséget biztosít és a kisülések egymáshoz képest 20-20 ns-al késnek. A időzítés finoman hangolható a peaking kapacitások változtatásával, (1 nF-al növelve a kapacitás értékét a kisülés 2 ns-al később indul be). A gerjesztő feszültségimpulzusok amplitúdója és felfutási ideje pedig hasonló egyetlen kisülési terű excimer lézerekéhez.

Az ily módon készült lézer fontos tulajdonsága az, hogy a kisülések közötti késleltetés stabil és állítható. Az egyes lézerfejekhez tartozó lézerimpulzusok késleltetését és jitterét fotodiódával és oszcilloszkóppal ellenőriztem. A mért késleltetések 60 lövésből számolt átlaga: 22,94 ns az első és második csatorna között, és 20,94 ns a második és harmadik csatorna között. A késleltetések standard eltérése pedig: 1,18 ns az első és második csatorna között, és 0,89 ns a második és harmadik csatorna között. A késleltetés az induktivitások vagy a peaking kapacitások változtatásával állítható.

Az elektródák távolsága, illetve hossza: ~22mm, ~945mm. Az elektródákon található égési nyomokból következtetve a kisülés hossza pedig: ~ 850 mm. Oszcillátor üzemmódban, a kisülési tereket síkrezonátorral felszerelve, az impulzusok energiája 600 mJ mindhárom lézerfejre vonatkozóan (a gáztöltés 120mbar F<sub>2</sub>, 5%-os keverék He-ban + 150 mbar Kr + 1200mbar Ne + He 3,0 bar össznyomásig töltve, a tápfeszültség 24 kV).

## Összefoglalás

1. *Kifejlesztettem egy olyan új festék-excimer hibrid lézerrendszert, amely a lézerrendszer egyes lézereinek előnyös tulajdonságait integrálva, alkalmas kis sávszélességű (~0,2 pm), 248nm-es hullámhosszú, ~300 mJ energiájú lézerimpulzusok előállítására [1].*

Az általam előállított lézerben a keskenysávú magimpulzusokat egy XeCl excimer lézerrel pumpált a látható spektrumtartományban, a KrF lézer hullámhosszának kétszeres hullámhosszán működő festéklézer szolgáltatja. A festéklézer hangoló egysége: Littrow-rácsból, Fabry-Perot etalonból és prizmás nyalábtágítóból áll. A festéklézer által szolgáltatott lézerimpulzusokat - egy BBO (beta-barium-borat) kristályban történő frekvenciakétszerezés után - egy KrF excimer lézerben felerősítettem. Az ismertett lézerrendszernek - az iparban használatos keskenysávú excimer lézerekkel szemben – az az előnye, hogy a látható spektrumtartományban könnyebb keskenysávú lézert előállítani, mint az ultraibolya spektrumtartományban. Ennek a lézerrendszernek további tulajdonsága az is, hogy általában festéklézer rezonátorának hossza kisebb lehet, mint egy excimer lézeré, ezért azonos impulzushossz mellett a spektruma is keskenyebb lehet. Az általam előállított lézerrendszer 0,2 pm – es spektrális sávszélessége mintegy fele a mikrolitográfiai célokra használt KrF lézerek ~0,4-0,5 pm-es sávszélességének [5,6].

2. *Két olyan áramköri kapcsolást terveztem, illetve állítottam össze, amelyek a soros mágneskapcsolót tartalmaz áramkörrel gerjesztett excimer lézerekben alkalmasak a mágneskapcsoló szivárgó áramának kompenzálására. Ezek az áramkörök javítják a kisülés homogenitását és gyakorlati előnyük, hogy bármikor beépíthetők a hagyományos gerjesztő kört használó excimer lézerekbe [2].*

A mágneskapcsoló szivárgó árama által okozott, - a lézer elektródáin a hosszú felfutási idejű - *elővállat* úgy kompenzáltam, hogy egy transzformátor segítségével a mágneskapcsoló kimenetére a szivárgó árammal ellenkező irányú áramot vezettem. Alkalmazva ezt a kompenzációt egy Szatmári-típusú hibrid, festék-excimer femtoszekundumos lézerrendszer KrF erősítőjében, a lézerimpulzusok energiája, illetve annak stabilitása 11%-al, illetve 9%-al

növekedett. Az áramköri módosításokat egy szabadonfutó, ns hosszúságú impulzusokat produkáló KrF oszcillátorban is felhasználva, az impulzusenergia, illetve annak stabilitása 14%-kal, illetve 28%-kal növekedett. Ezek az eredmények azt jelentik, hogy az új felépítésű pumpáló áramkörrel a korábbi, hagyományosan felépítetttnél jobb minőségű gázkisülést tudunk létrehozni.

Az elővállat az elektródák *differenciális pumpálásával* is kompenzáltam [2]. Ennek az eljárásnak az a lényege, hogy - egy speciális áramköri kapcsolás segítségével - a mágneskapcsoló bekapcsolása előtt a lézerelektrodák potenciálkülönbségét közel nulla értéken tartottam. A mágneskapcsoló bekapcsolása után pedig az elektródák között fellépő potenciálkülönbséget az előváll feszültségamplitúdójával megnöveltem. Ezzel a megoldással nemcsak az elővállat sikerült megszüntetni, de az aktív közegbe betáplált elektromos energiát is megnöveltem.

- Kidolgoztam egy olyan új – elő-előionizációval támogatott - előionizáló módszert, amely az előionizáció hatékonyságának lényeges javításán keresztül megnöveli az excimer lézerekben létrejövő gázkisülés homogenitását és a pillanatnyilag tárolt energiát. Ennek az előionizációs módszernek a segítségével hagyományos – automatikus előionizációt használó - excimer erősítők alakíthatók át úgy, hogy szubpikoszekundumos impulzusok erősítésére lényegesen alkalmasabbak legyenek [3].*

Az általunk használt KrF excimer lézerekben az előionizációt a kisülési térben létrehozott szikraközök biztosítják. Az előionizáció mértékének növelése érdekében az előionizáló szikraközök távolságát 0,8mm-ről 3mm-re növeltem. Ezzel az eljárással sikerült úgy megnövelni az előionizáció erősségét, amelynek eredményeképpen a KrF excimer erősítőben pillanatnyilag tárolt energia 91 mJ-ről 126 mJ-ra növekedett. Kísérleteink azt mutatták, hogy hátrányos tulajdonsága a megnövelt előionizációs szikraközökkel felszerelt lézernek, hogy a gerjesztő gázkisülés időbeli bizonytalansága megnövekszik. Mivel bizonyos alkalmazásokban, pl. mester oszcillátor teljesítmény-erősítő típusú lézerberendezésekben a nagy jitter leronthatja a kimenő energia stabilitását, ezért egy olyan eljárást alkalmaztam, ami nagy előionizáló-szikraközök megléte mellett is kis jittert biztosít. Azt találtam, ilyen eljárást jelent, ha előionizáljuk az előionizáló-szikraközöket. Ezt az eljárást nevezem „elő-előionizáció”-nak. Ennek lényege abban áll, hogy néhány szikraköz még az előionizáció előtt előionizálja a többi szikraközöt, s így biztosítjuk a szikraközök- és ezáltal a fő kisülés stabil működését.

4. *Kifejlesztettem egy új, több különálló gázkisülési térrel rendelkező excimer lézer gerjesztésére alkalmas áramkört. Ennek az a különlegessége, hogy mivel csak egy tirátront és csak egy speciális mágneses telítődés elvén működő „elosztott” kapcsolót tartalmaz, így a különálló gázkisülések egymáshoz viszonyítva, kis időbeli bizonytalansággal és nagy késleltetéssel gerjeszthetők. Az ily módon készült áramkörüi kapcsolás felhasználásával előállítottam egy három különálló kisülési térrel rendelkező KrF lézert, amely alkalmas három egymást 20-20 ns-al követő impulzus erősítésére, illetve oszcillátor üzemmódban történő előállítására, impulzusonként több mint 600 mJ energiával. Az impulzusok egymáshoz mért időbeli bizonytalansága 1 ns nagyságrendű [4].*

A három különálló kisülési térrel rendelkező excimer lézer építése során azt tapasztaltam, hogy a hagyományos mágneskapcsolóval vezérelt gerjesztő kör nem alkalmas a három kisülési cső elektromos táplálására akkor, ha a kisülések között a gerjesztő feszültségimpulzus felfutási idejének ~10% - nál nagyobb késleltetés létrehozása a célunk. Tapasztalatom szerint, ha a kívánt késleltetéseket – az iparban szokásos módon – légmagos induktivitásokkal hozzuk létre, akkor az egyes kisülési terekhez tartozó elektródokon megjelenő feszültségamplitúdók nem lesznek egyenlők. Feltevésem szerint ez a kisülési csövek között kialakuló „parazita oszcillációkkal” magyarázható. Kísérleteink és modellszámításaink [4] szerint ezen oszcillációk „elnyomása” lehetséges, ha a mágneskapcsolóba beleépítjük a kapcsolásért és a késleltetésért felelős induktivitásokat is. Ezzel az eljárással az egyes kisülési terek impedanciáját a mágneskapcsoló impedanciájához illesztjük, s így a parazita oszcillációkat elnyomhatjuk. Az elvégzett számítógépes szimuláció azt az eredményt adta, hogy létezik a kapcsolásért és a késleltetésért felelős induktivitásoknak olyan aránya, amely esetén az egyes gázkisülésekre ugyanakkora elektromos energia jut, és a gázkisülések között megkívánt késleltetés is beállítható.

A három kisülési térrel rendelkező lézer fejlesztése során szerzett tapasztalataim szerint ha a gázkisüléseket több tíz vagy száz nanoszekundummal kívánjuk késleltetni, akkor célszerű azt egy speciális új áramkörrel megvalósítani. Ebben az új áramkörben a kapcsolást egyetlen tirátron és – két kisülési térrel rendelkező lézer esetén - két mágneskapcsoló végzi. A mágneskapcsolóknak az a tulajdonságuk, hogy zárt állapotba kerülésükhöz több tíz vagy száz nanoszekundum idő szükséges, felhasználható a gerjesztő impulzus késleltetésére. Ennek a megoldásnak a légmagos induktivitással történő késleltetéssel szemben az az előnye, hogy a mágneskapcsoló – geometriai méreteiből következően - zárt állapotban nem növeli

számottevően a gerjesztő kör induktivitását, így a gerjesztő impulzus felfutási ideje kicsi marad. A kis felfutási idő egyik szükséges feltétele az excimerek hatékony gerjesztésének [39,41,42].

## Summary

1. *I have developed a new hybrid dye-excimer laser system which – integrating the advantageous properties of each laser of the laser system - is suitable to generate laser pulses of small bandwidth ( $\sim 0.2$  pm) and a pulse energy of  $\sim 300$  mJ at a wavelength of 248nm [1].*

The narrowband seed pulses are generated with a self-made, XeCl laser pumped dye laser having an output wavelength in the visible, twice that of a KrF laser. The tuning block of the dye-laser consists of a Littrow grating, a Fabry-Perot etalon and a prism beam expander. The laser pulses generated with the dye laser were frequency-doubled with a BBO (beta-barium-borate) crystal and amplified with a KrF excimer amplifier. This laser system has the advantage – over the narrowband excimer lasers used in the industry – that it produces narrowband laser pulses with less difficulty in the visible than in the ultraviolet. Furthermore, the length of the resonator of a dye laser can usually be shorter than that of an excimer, therefore the bandwidth of a dye laser can be narrower at the same pulse length. This self made laser system has a bandwidth of 0.2 pm which is half the  $\sim 0.4 - 0.5$  pm bandwidth of a KrF lasers used for microlithography purposes [5, 6].

2. *I have engineered or rather built two electric circuits which are capable to compensate the leakage current of magnetic switches used in excimer lasers pumped with circuits applying series magnetic switch. These circuits improve the homogeneity of the discharge and has the practical advantage that they can be installed in excimer lasers anytime [2].*

I compensated the *prepulse* caused by the leakage current – which prepulse has a long rise time on the laser electrodes – by feeding transformer current with a direction reverse to that of the leakage current into the output of the magnetic switch. After I implemented this compensation method in the KrF amplifier of a Szatmári-type hybrid dye-excimer femtosecond laser system, the energy and the stability of the laser pulses increased by 11% and 9% respectively. Utilizing these modifications of the electric circuit in a free-running KrF oscillator producing pulses of ns length, the energy and the stability of the laser pulses increased by 14% and 28%, respectively. These results mean that the new setup of the

pumping circuit is capable of generating better quality gas discharge as compared to the traditional setup.

I also compensated the prepulse by the *differential pumping* of the electrodes [2]. The essence of this method is to keep – with a special electric circuit – the potential difference between the electrodes of the laser close to zero before turning on the magnetic switch. After turning on the magnetic switch, I increased the potential difference between the electrodes by the amplitude of the prepulse. With this solution, I not only compensated the prepulse but also managed to increase the electric energy pumped into the active volume.

3. *I have developed a new preionization method – assisted with pre-preionization - which increases the homogeneity of the gas discharge by significantly increasing the effectiveness of the preionization in excimer lasers. With the help of this new preionization method the conventional excimer amplifiers – applying automatic preionization - can be modified to be more capable of amplifying subpicosecond pulses [3].*

In our KrF lasers, the preionization is ensured with spark gaps set up in the discharge chamber. In order to increase the level of the preionization, the preionization spark gaps were increased from 0.8 mm to 3 mm. With this method, I succeeded in increasing the preionization level, which also resulted in an increase in the momentarily stored energy of the KrF amplifier, from 91 mJ to 126 mJ. Our experiments demonstrated that a laser equipped with enlarged preionization spark gaps has the disadvantage of increased jitter of the pumping gas discharge. In the case of special applications, e.g. a master oscillator power-amplifier type laser system, a high jitter can impair the stability of the output pulse energy, therefore I have applied a procedure which ensures low jitter even if we use large preionization spark gaps. I have found that preionizing the preionization spark gaps serves as such a technique. The essence of this method is that some of the spark gaps preionize the others before the preionization, thus ensuring the stable operation of the spark gaps and the main discharge.

4. *I have developed a new electric circuit which is able to pump excimer lasers with three separate discharge chambers. This laser system has the unique feature that it has one thyatron and one special “distributed” magnetic switch working by the principle of magnetic saturation, therefore it can pump separate gas discharges correlated to one another with low jitter and high delay. Applying this circuit, I have built a KrF laser with three separate channels, which is capable of amplifying three identical pulses of 20-20 ns delay, or, in an*



*oscillator mode, of generating three pulses, each having more than 600 mJ energy. The relative jitter of the pulses is in the range of 1 ns [4].*

During the construction of the excimer laser with three separate discharge chambers I experienced that the traditional pumping circuits driven with a magnetic switch are not suitable to pump three separate discharge chambers if our purpose is to make a delay between the discharges which is more than ~10% of the rise time of the pumping voltage pulse. My experience is that if the desired delays are produced by air-cored inductances –as it is done in the industry –, then the voltage amplitudes on the electrodes in each discharge chamber are not equal to one another. I suppose that this can be explained with ‘parasitic oscillations’ forming between discharge chambers. According to our experiments and model calculations [4], these oscillations can be ‘suppressed’ if the inductances responsible for switching and delaying are integrated into the magnetic switch. With this procedure, the impedance of each discharge chamber is matched to the impedance of the magnetic switch, thus the parasitic oscillations can be suppressed. Computer simulations have shown that there exists a certain ratio of the switching and delaying inductances which ensures that each discharge gets the same electric energy, while the desired delay between the discharges is also adjustable.

According to my experience in developing the laser with three discharge chambers, if we wish to delay the gas discharges by tens or hundreds of nanoseconds, it is practical to apply a new circuit. In this new circuit the switching is done with single thyatron and – in the case of a laser having two discharge chambers – two magnetic switches. The feature of magnetic switches that saturating them takes tens or hundreds of nanoseconds can be utilized to delay the pumping pulse. This solution has the advantage that a magnetic switch in closed state – because of its geometrical size – does not increase the inductance of the pumping circuit considerably, therefore the rise time of the pumping pulse remains low. This has an advantage over generating the delay with air-cored inductances. A low rise time is a necessary condition of pumping the excimers effectively [39,41,42].

## Köszönetnyilvánítás

Mindenek előtt őszinte köszönettel tartozom *dr. Szatmári Sándor* tanszékvezető egyetemi tanárnak – témavezetőmnek -, aki igényes kísérleti munkára való tanítással, a kutatómunkámhoz nyújtott ötleteivel, a nyugodt és zavartalan munka végzéséhez szükséges feltételek biztosításával lehetővé tette számomra az értekezés elkészítését.

Köszönettel és hálával tartozom *dr. Hevesi Imre* professzor emeritusnak, akinek a szerzővel való segítőkész együttműködése nagymértékben hozzájárult a disszertáció formába öntéséhez.

A szakmai értékelést tekintve, mindenekelőtt köszönettel tartozom *dr. Bor Zsolt* akadémikusnak, aki a kézirat alapos áttanulmányozásával, értékes kritikai megjegyzéseivel nagymértékben hozzájárult a dolgozat színvonalának emeléséhez.

Köszönetemet szeretném kifejezni *dr. Földes Istvánnak* fizikai tudomány doktorának, *dr. Nánai László* egyetemi tanárnak és *dr. Szörényi Tamás* tud. főmunkatársnak, akik hasznos szakmai együttműködésükkel, megjegyzéseikkel, munkám állandó figyelemmel kísérésével ösztönzést adtak a disszertáció elkészítéséhez.

Köszönet illeti a *Fizikus Tanszékcsoport egyes tagjait*, számos szakmai kérdésben adott önzetlen támogatásukért, hozzájárulva ezzel az értekezés anyagának összeállításához. Külön szeretném itt kiemelni *Megyesi Verának* velem együttérző és sokoldalú segítségét.

Végül megemlékezem arról, hogy nagyon sokat jelentett számomra az a szeretetteljes erkölcsi és anyagi támogatás, biztatás, amellyel *szüleim* és *öcsém* az értekezés elkészítését elősegítették.

## Irodalomjegyzék

- [1] **J. Bohus**, S. Szatmári: *An alternative approach for microlithography light source*. Applied Physics B, **80** (4-5) p.577 (2005)
- [2] S. Szatmári, **J. Bohus**: *Differential pumping scheme for discharge pumped excimer lasers*. Rev. Sci. Instrum. **77**, 045105 (2006)
- [3] S. Szatmári, Janicskó J., **J. Bohus**: Two-step preionization scheme for discharge-pumped KrF excimer lasers (megjelenés alatt)
- [4] S. Szatmári, **J. Bohus**, G. Zhixing, X. Tang, N. Wang: *Three-channel KrF laser with distributed magnetic switch-based charging circuit*. Rev. Sci. Instrum. **77**, 115106 (2006)
- [5] Cymer: *ELS-6010 KrF excimer laser*. <http://www.cymer.com>
- [6] Lambda Physik: *New Novaline K2005 – The perfect match for high NA DUV scanners*. <http://www.lambdaphysik.com>
- [7] V.Pol, J.H.Bennewitz, T.E.Jewell, D.W.Peters: *Excimer laser based lithography: deep ultraviolet wafer stepper for VLSI processing*. Optical Engineering, **26** (4) p.311 (1987)
- [8] Makoto Nakase: *Potential of optical lithography*. Optical Engineering, **26** (4) p.319 (1987)
- [9] Lambdaphysik: *Progress towards sub-100nm lithography at MIT's Lincoln laboratory*. Lambda Highlights No. 54 (1998)
- [10] Lambdaphysik: *Excimer laser technology: Laser sources, Optics, Systems and Applications*. p.113 (2001)
- [11] Osamu Wakabayashi, Masahiko Kowaka, Yukio Kobayashi: *High average power narrow band KrF excimer laser*. Optical/laser microlithography IV, SPIE **1463**, p.617 (1991)
- [12] M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics*. Pergamon Press Inc. New York NY p.330 (1970)
- [13] Terence J. McKee: *Spectral-narrowing techniques for excimer oscillators*. Can. J. Phys. **63**, p.214 (1985)
- [14] H.-J. Kahlert, U. Rebhan, P. Lokai, D.Basting. *Comparison of 248nm line narrowing resonator optics for deep UV lithography lasers*. Optical/laser microlithography IV, SPIE **1463**, p.604 (1991)

- [15] H.-J. Kahlert, U.Rebhan, D.Basting: *Reliable industrial excimer lasers for microelectronic applications*. Lambda industrial report No. 7 (1991)
- [16] Osamu Wakabayashi, Masahiko Kowaka, Yukio Kobayashi: *High average power narrow band KrF excimer laser*. Optical/laser microlithography IV, SPIE **1463**, p.617 (1991)
- [17] T.A. Znotins, T.J. McKee, S.J. Gutz, K.O. Tan, W.B. Norris: *The design of excimer lasers for use in microlithography*. Optical/laser microlithography IV, SPIE **922**, p.454 (1988)
- [18] K.Wani, Y. Ogata, Y.Watarai, T.Ono, T.Miyata, R.Sano, Y.Terui: *Narrow-band KrF excimer laser – tunable and wavelength stabilized*. Excimer beam applications, SPIE **998**, p. 2 (1988)
- [19] Michael Hercher: *Tunable single mode operation of gas lasers using intracavity tilted etalons*. Appl.Opt. **8** (6), p.1103 (1969)
- [20] D.C.Hanna, P.A. Karkkainen, R. Wyatt: *A simple beam expander for frequency narrowing of dye lasers*. Optical and Quantum Electronics **7**, p.115 (1975)
- [21] B. Rácz, Zs. Bor, S. Szatmári, G. Szabó: *Comaparative study of beam expanders used in nitrogen laser pumped by dye lasers*. Opt.Comm. **36** (5) p.399 (1981)
- [22] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich: *Fundamentals of photonics*. p.351
- [23] L.Mandel, E.Wolf: *Coherence properties of optical fields*. Reviews of modern physics, **37**, p.231 (1965)
- [24] T. Matsunaga, T. Enami, K. Kakizaki, T. Saito, S. Tanaka, H. Nakarai, T. Inoue, T. Igarashi: *Extreme high NA, high throughput scanner compatible 4 kHz KrF excimer laser for DUV lithography*. Optical Microlithography XIV, SPIE **4346**, p.1617 (2001)
- [25] H. Watanebe, N. Kitatochi, K. Kakizaki, A. Tada, J. Sakuma, T. Ariga, K. Hotta: *Long Pulse Duration of F<sub>2</sub> Laser for 157nm Lithography*. Optical Microlithography XIV, SPIE **4346**, p.1074 (2001)
- [26] T. Kuzamaki, O. Wakabayashi, R. Nohdomi, T. Ariga, H. Watanebe, K. Hotta, H. Mizoguchi, H. Tanaka, A. Takahashi, T. Okada: *Spectral dynamics of ultra-line-narrowed F<sub>2</sub> laser*. Optical Microlithography XVI, SPIE **5040**, p.1363 (2003)
- [27] D. Colon: *It takes two*. SPIE's magazine (2003, april)
- [28] S. Szatmári: *High –brightness ultraviolet excimer lasers*. Appl.Phys. B, **58**, p.211 (1994)
- [29] G. Almási, S. Szatmári, P. Simon: *Optimized operation of short-pulse KrF amplifiers by off-axis amplification*. Optics Comm. **88**, p.231 (1992)
- [30] A.P. Schwarzenbach, T.S. Luk, I.A. McIntyre, U. Johann, A. McPherson, K. Boyer, C.K. Rhodes: *Subpicosecond KrF laser source*. Opt. Lett. **11**, p.499 (1986)

- [31] S. Szatmári, F.P. Schäfer, E. Müller-Horsche, W. Mückenheim: *Hybrid dye-excimer laser system for the generation of 80 fs, 900 GW pulses at 248 nm*. Opt. Commun. **63**, p.305 (1987)
- [32] S. Szatmári, F.P. Schäfer. *Simplified laser system for the generation of 60 fs pulses at 248 nm*. Opt. Commun. **68**, p.196 (1988)
- [33] S. Szatmári, G. Kühnle, J. Jasny, F.P. Schäfer: *KrF laser system with corrected pulse front and compressed pulse duration*. Appl. Phys. B, **49**, p.239 (1989)
- [34] S. Szatmári, Z. Bakonyi, P. Simon: *Active spatial filtering of laser beams*. Opt. Commun. **134**, p.199 (1997)
- [35] Taylor A.J., Tallman C.R., Robrtes J.P., Lester C.S., Gosnell T.R., Lee P.H., Kyrala G.A.: *High intensity subpicosecond XeCl laser system*. Opt. Lett. **15**, p.39 (1990)
- [36] M.M. Tillemann, J.H. Jacob: *Short pulse amplification in the presence of absorption*. Appl.Phys. Lett. **50**, p.121 (1987)
- [37] Jeffrey I. Levatter, Shao-Chi Lin: *Necessary conditions for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharges at high gas pressures*. J.Appl.Phys. **51** (1) p.210 (1980)
- [38] R.S. Taylor: *Preionization and discharge stability study of long optical pulse duration UV-preionized XeCl lasers*. Appl.Phys. B, **41**, p.1 (1986)
- [39] Robert.C.Sze, Thomas.R.Loree: *Experimental studies of a KrF and ArF discharge laser*. IEEE Journal of Q.E. QE-**14** (12) p.944 (1978)
- [40] S.Sumida, K.Kunitomo, M.Kaburagi, M. Obara, T. Fujioka: *Effect of preionization uniformity on a KrF laser*. J.Appl.Phys. **52** (4) p.2682 (1981)
- [41] Arthur E. Greene, Charles A. Brau: *Theoretical Studies of UV-preionized Transverse Discharge KrF and ArF Lasers*. IEEE J. of Q.E. QE-**14** (12) p.951 (1978)
- [42] M. Makarov: *Effect of electrode processes on the spatial uniformity of the XeCl laser discharge*. J.Phys D: Appl. Phys **28**, p.1083 (1995)
- [43] R.Nodomi, Y.Oeda, k.Sajiki, S.Nakajima, M.Watanabe, S. Watanebe: *High repetition rate, wide aperture KrF lasers for subpicosecond amplification*. IEEE J of Q.E. QE-**27** (3) p.441 (1991)
- [44] D. Lo: *The effect of preionization electron number density on avalanche completion time*. Appl.Phys. B, **48**, p.405 (1989)
- [45] A.J. Andrews, A.J. Kearsley, C.E. Webb, S.C. Haydon: *A KrF fast discharge laser in mixtures containing NF<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>F<sub>4</sub> or SF<sub>6</sub>*. Opt. Commun. **20** (2) p.265 (1977)
- [46] Robert C. Sze: *Rare-gas avalanche discharge lasers*. IEEE J of Q.E. QE-**15** (12) p.1338 (1979)

- [47] V.Yu.Baranov, V.M.Borisov, D.N. Molchanov, V.P. Novikov, O.B. Khristoforov: *Wide-aperture electric-discharge XeCl laser with ultraviolet preionization and 20-J output energy*. Sov. J. of Q.E. **17** (8) p.978 (1987)
- [48] A.C. Cefalas, T.A. King: *A doubly preionised ArF laser*. J.Phys.E: Sci.Instrum. **17**, p.760 (1984)
- [49] E.D. Onkels, W.Seelig: *Quantitative comparision of different preionization schemes of KrF laser discharges*. Appl. Phys. B, **67**, p.33 (1998)
- [50] M.Kushner: *Microarcs as a termination mechanism of optical pulses in electric-discharge-excited KrF excimer lasers*. IEEE J. of Q.E. QE-**19**, p.387 (1991)
- [51] A. Treshchalov, V. Peet : *Spatial-time dynamics of the discharge pumping and lasing in a XeCl excimer laser*. IEEE J. of Q.E. QE-**24**, p.160 (1988)
- [52] J. H . Fletcher, R.A. Cotton, C.E. Webb, A.J. Andrews: *Design and performance of a simple 2 joule KrF laser*. Meas. Sci. Technol. **5**, p.255 (1994)
- [53] R.S. Taylor, K.E. Leopold: *Pre-preionization of a long optical pulse magnetic-spiker sustainer XeCl laser*. Rev. Sci. Instr. **65** (12) p.3621 (1994)
- [54] D. Basting, K.Hohla, E. Albers, H.v. Bergman: *Thyratrons with magnetic swithches: the key to reliable excimer lasers*. Produkte in der Anwendung, Lambda Physik
- [55] ITT: *LP-300 ceramic hydrogen thyatron with auxiliary electrode*. Technical note (1993)
- [56] Lambda Physik: *The thyatron*. product information from Lambda Physik
- [57] W.C. Nunnally: *Magnetic switches and circuits*. Los Alamos laboratory report LA-8862-MS (1982)
- [58] Magnetics: *Magnetic cores for pulse compression*. application note, bulletin twc-s7
- [59] Vacuumschmelze GMBH: *Vitrovac tape-wound cores with interllaminar insulation for high voltage/high current saturable reactors*. technical note
- [60] Lambdaphysik: *LPX the 5th generation in excimer lasers*
- [61] Lambda Physik: *The UV solution for scientific, medical and industrial applications*. Lambda Physik Lasertechnik, p.6
- [62] Robert C. Sze, Peter B. Scott: *1/4 -J discharge pumped KrF laser*. Rev.Sci.Instrum. **49** (6) p.772 (1978)
- [63] I Smilanski, S.R. Byron, T.R. Burkes: *Electrical excitation of an XeCl laser using magnetic pulse compression*. Appl.Phys.Lett. **40** (7) p.547 (1982)
- [64] H.J.Baker, P.A. Ellsmore, E.C. Sille: *An efficient laser pulser using ferrite magnetic switches*, J.Phys.E: Sci.Instrum. **21**, p.218 (1988)

- [65] A.S. Prorovov, V.V. Salmin: *Compact N<sub>2</sub> laser with magnetic pulse compression*. Quantum Electronics **23** (6) p.527 (1993)
- [66] Hidekazu Hatanaka, Minoru Obara: *High efficiency operation of the high repetition-rate all-solid-state magnetic pulse compressor for KrF excimer lasers*. Meas.Sci.Technol. **2**, p.42 (1991)
- [67] W. Mückenheim: *Seven ways to combine two excimer lasers*. Laser Focus/Electro-Optics **23** (7) p.56 (1987)
- [68] V.B. Fleurov, D.J. Colon III, D.J. Brown, P. O'Keeffe, H. Besaucele, A.I. Ershov, F. Trintchouk, T. Ishihara, P. Zambon, R. J. Rafac, A. Lukashev: *Dual-chamber ultra line-narrowed excimer light source for 193-nm lithography*. Optical Microlithography XVI SPIE **5040**, p.1694 (2003)
- [69] S. Govorkov, A. Wiessner, G. Hua, T. Misuryaev, A. Knysh, S. Spratte, P. Lokai, T. Nagy, I. Bragin, A. Targsdorf, T. Schroeder, H.-S. Albrecht, R. Desor, T. Schmidt, R. Paetzel: *Sub-0,25-pm 50-W amplified excimer laser system for 193-nm lithography*. Optical Microlithography XVII, SPIE **5377**; p.1787 (2004)
- [70] K. Kakizaki, J. Fujimoto, T. Yamazaki, T. Suzuki, T. Matsunaga, Y. Kawasuji, Y. Watanabe, M. Kaminishi, T. Inoue, H. Mizoguchi, T. Kumazaki, T. Ariga, T. Watanabe, T. Yabu, K. Sasano, T. Hori, O. Wakabayashi, A. Sumitani: *Development of high-power ArF/F<sub>2</sub> laser platform for VUV microlithography*. Optical Microlithography XVII, SPIE **5377**, p.1805 (2004)
- [71] R. Paetzel, H. S. Albrecht, V. Berger, I. Bragin, M. Kramer, J. Kleinschmidt, M. Serwazi: *Ultrannarrow-bandwidth excimer lasers for 248-nm DUV lithography*. Optical Microlithography XIII, SPIE **4000**, p.1471 (2000)
- [72] W. Demtröder: *Laser Spectroscopy*. Ch. 4.2.5.
- [73] D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, A. Zalkin: *Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate*. Journal of Applied Physics **62** (5) p.1968 (1987)
- [74] Joseph T. Verdeyen: *Laser Electronics*. Ch.9
- [75] A. E. Siegman: *Lasers*. Ch.12
- [76] A. Nussbaum, R. A. Philips: *Modern Optika* 14.11.2. fejezet
- [77] R.Patzel, H.S.Albrecht, P.Lokai, W.Zschocke, T.Schmindt, I.Bragin, T.Schroeder, C.Reusch, S. Spratte: *Excimer lasers for super-high NA 193nm lithography*. Optical Microlithography XIII, SPIE **5040**, p.1665 (2003)
- [78] Lambdaphysik: *Lambda 248L The light source for Deep-UV-Microlithography*.
- [79] S. Szatmári, G. Almási, M. Feuerhake, P. Simon: *Production of intensities of 10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup> by a table-top KrF laser*. Appl. Phys. B **63**, p.463 (1996)

- [80] E. Armandillo, F. Bonanni, G. Grasso: *Compact, simple, high-energy, discharge-pumped rare gas halide laser*. Optics Comm. **42**, p.63 (1982)
- [81] S. Szatmári, J. Janicskó: *Femtosekundumos KrF excimer erősítő kgerjesztő körének optimalizálása*. IV. Szimpózium a Hazai Kvantumelektronika Kutatások Eredményeiről P34 (2000)
- [82] J. Békési, G. Marowsky, S. Szatmári, P. Simon: *A 100 mJ table-top short pulse amplifier for 248 nm using interferometric multiplexing*. Zeitschrift für Physikalische Chemie, **215** (12) p.1543 (2001)
- [83] **J. Bohus**, T. Csákó, T. Szörényi, S. Szatmári: *Ablation with femtosecond pulses: the effect of temporal contrast*. Applied Surface Science (in press)