

FOLYTONOS ÜZEMŰ Nd:YAG LÉZEREK HATÁSFOKÁNAK
ÉS ÜZEMMÓDJAINAK VIZSGÁLATA

EGYETEMI DOKTORI ÉRTEKEZÉS

JUNG JÓZSEF

BUDAPEST
1977



B 1542

TARTALOMJEGYZÉK

BEVEZETÉS	1
1. A Nd:YAG LÉZER ÁLTALÁNOS ISMERTETÉSE	4
1.1. A lézer elnevezéséről	4
1.2. A Nd:YAG kristály tulajdonságai	5
1.2.1. Előállítása	5
1.2.2. Kristálytani tulajdonságok	6
1.2.3. Termikus tulajdonságok	6
1.2.4. Optikai tulajdonságok	8
1.2.4.1. Törésmutató	8
1.2.4.2. Abszorpció	8
1.2.4.3. Fluoreszcencia	10
1.3. A Nd:YAG lézer modellje	11
1.4. Pumpáló fényforrások	13
1.5. Az optikai pumpálással kapcsolatos problémák	14
1.5.1. A rövid hullámhosszúságú gerjesztő fény hatása	14
1.5.2. Termikus hatások	15
1.5.2.1. Termikus lencsehatás	15
1.5.2.2. Termikus kettőtörés	16
2. A Nd:YAG LÉZER HATÁSFOKÁNAK VIZSGÁLATA	17
2.1. A lézerek hatásfokáról	17
2.2. A Nd:YAG lézer hatásfokának összetevői	19
2.2.1. A gerjesztő lámpa hatásfoka η_i	19
2.2.2. A leképezés hatásfoka η_j	20
2.2.2.1. Az elliptikus henger tükröző felülete	21
2.2.2.2. Az elliptikus henger excentricitása és mérete	22
2.2.2.3. A fényforrás és a kristály relatív mérete	25
2.2.2.4. Az egymásba nyúló elliptikus hengerek száma	27
2.2.3. A fluoreszcencia hatásfoka η_f	27
2.2.4. Az indukált emisszió hatásfoka η_e	29
A lézer erősítése	29
2.2.5. A kicsatolás hatásfoka η_k	32
Egy kvantitatív lézermodell	32
2.3. Összefoglalás	37



3. A Nd:YAG LÉZER HATÁSFOKÁNAK NÖVELÉSE	40
3.1. Vizsgálatok alkálifém-lámpákkal	40
3.1.1. Előzmények	40
3.1.2. A hazai alkálifém lézerlámpa leírása	41
3.1.3. A lámpa töltése	44
3.1.4. A lámpa elektromos tulajdonságai	46
3.1.5. A spektrális vizsgálatokra alkalmas berendezés ismertetése	51
3.1.6. A berendezés hitelesítése	55
3.1.7. A lámpa spektrális tulajdonságai	58
3.1.8. A rubidium spektrális hatása	61
3.1.9. A lámpa, mint pumpáló fényforrás	70
3.2. A spektrális szűrés hatása a hatásfokra	72
3.3. A kicsatolás hatásfokának növelése	78
3.4. A kristály hűtésének hatása a lézer működésére	79
4. A Nd:YAG LÉZER FOLYTONOSAN Q-KAPCSOLT ÜZEMMÓDJÁNAK MEGVALÓSÍTÁSA	82
4.1. A Q-kapcsolás kvalitatív leírása	82
4.2. A Q-kapcsolás megvalósításának lehetőségei	83
4.3. Az akusztó-optikai Q-kapcsolás	84
4.4. Az ólom-molibdátos Q-kapcsolóval végzett mérések eredményei	86
5. A Nd:YAG LÉZER FOLYTONOS FREKVENCIAKÉTSZEREZÉSÉNEK MEGVALÓSÍTÁSA	91
5.1. A frekvenciakétszerezés kvalitatív leírása	91
5.2. Frekvenciakétszerezés $Ba_2NaNb_5O_{15}$ kristály segítségével	92
5.3. A folytonos frekvenciakétszerezés kísérleti megvalósítása	95
ÖSSZEFOGLALÁS	100
KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	102
FELHASZNÁLT IRODALOM	103

B E V E Z E T É S

A lézerek egyre fejlődő műszaki alkalmazásaiban különlegesen nagy szerepet játszanak a Nd:YAG lézerek. A műszaki alkalmazások egy része, különösen az elektronikai iparban olyan nagy teljesítményű lézert igényel, amelynek fénye kis helyre fókuszálható.

Az argon lézer, bár sok szempontból ideális fényforrás, műszakilag kevésbé használható. Teljesítménye viszonylag kicsi, 2-10 W, s csak a csúcs-készülékek teljesítménye éri el a 20 W-ot. Méretei nagyok, élettartama néhány ezer óra, tulajdonképpen tipikus laboratóriumi lézer. Emellett rutinszerűen nem megoldott, hogy teljesítményét ne folyamatosan, hanem ismételt óriásimpulzusok formájában adja le. Ez utóbbi tulajdonság a műszaki alkalmazások egy részénél, bizonyos anyagmunkálási feladatoknál nélkülözhetetlen.

A széndioxid lézer kimondottan anyagmunkálási célokra kifejlesztett lézer. Tipikus teljesítménye 10-1000 W. Hullámhossza 10,6 μm , nyálábátmérője kb. 10 mm, s ezért csak mintegy 50-100 μm -re fókuszálható, ezenkívül éppen hullámhossza miatt a hagyományos /üveg/-optikák már nem használhatóak. Kis teljesítményű változatai alkalmasak ugyan bizonyos elektronikai anyagmunkálási feladatokra, de tipikusan inkább a drasztikusabb anyagmunkálási feladatok lézere.

Az argon lézer és a széndioxid lézer közötti ürtölti be a Nd:YAG lézer. Hullámhossza 1,06 mikrométer, tehát hagyományos optikával kis helyre fókuszálható. Teljesítménye folyamatosan 1-100 W, emellett ismételt Q- kapcsolása is viszonylag könnyen megoldható. Ezek a paraméterek nagyon sok elektronikai anyagmegmunkálási feladat megoldását teszik lehetővé. Emellett e lézer kis helyen elfér, könnyen kezelhető, élettartamát a gerjesztő lámpák élettartama határozza meg, ezek azonban szükség esetén percek alatt cserélhetők.

A Nd:YAG lézerek széleskörű alkalmazhatóságát felismerve Magyarországon a Központi Fizikai Kutatóintézetben kezdtek el foglalkozni Nd:YAG lézerek fejlesztésével 1971-ben. A kezdeti segítséget ehhez a moszkvai Lebegyev Fizikai Intézet nyújtotta, lézerkristályok, gerjesztő fényforrások, valamint tapasztalatok átadásával. A hazai fejlesztő munkát csakhamar siker koronázta, Magyarországon is működött már Nd:YAG lézer. A lézer hatásfoka azonban messze elmaradt a gyári lézerek hatásfoka mögött.

A hazai Nd:YAG lézer üzembehelyezését követően, a fejlesztők javaslatára az Egyesült Izzóban és a KFKI-ban megkezdődött egy, az irodalomban leírt lézerlámpa hazai továbbfejlesztése. A fejlesztést az indokolta, hogy ez a lézerlámpa rendkívül nagy hatásfokú lézerműködést biztosít, emellett jelenleg az Egyesült Izzó rendelkezik a világon egyedül olyan kerámiaragasztási technológiával, amely lehetővé teszi, hogy ezt a lámpát nagy teljesítményű és hosszú élettartamú kivitelben gyártani lehessen.

A hazai lézeres anyagmegmunkálási feladatok szükségessé tették a Nd:YAG lézer Q-kapcsolt üzemmódjának megvalósítását. Az MTA Számítástechnikai és Automatizálási Kutatóintézetében már voltak az akusztó-optikai kutatásnak hagyományai, ezért ott indult meg a hazai Q-kapcsoló fejlesztése. A Q-kapcsolók kipróbálását, minősítését a KFKI Optikai Főosztálya vállalta.

A nemlineáris optika segítségével lehetőség nyílik a Nd:YAG lézer közeli infravörösbe eső hullámhosszának jó hatásfokkal történő megfelelésére, tehát zöld lézerfény előállítására. Az Egyesült Izzóban fejlesztés alatt álló lámpa lehetővé teheti egy néhány száz watt teljesítményigényű, néhány watt kimenőteljesítményű, kisméretű lézer megépítését. Ennek a lézernek a frekvenciakétszerezésével néhány száz milliwatt teljesítményű koherens zöld fényforrást kaphatunk. Ez a fényforrás igen jelentős lenne, jelenleg ugyanis a kék-zöld hullámhossztartományban nincs ilyen nagy teljesítményű praktikus, egyszerű lézer. Az argon lézer túl drága, a kadmium lézer kisebb teljesítményű és rövidebb élettartamú. Márpedig ilyen lézerre nagy az igény, elsősorban a számítástechnikában a számítógépek eredményeinek nagy sebességű kijelzéséhez. Ezért kezdtünk el foglalkozni a Nd:YAG lézer folytonos üzemi frekvenciakettőzésének megvalósításával.

A Magyar Optikai Művek, mint a hazai lézergyártásra kijelölt vállalat, tervezi Nd:YAG lézerek gyártását is, így érdekelt a fejlesztő munkában. A fejlesztés elősegítésére doktori ösztöndíjat biztosított számomra a KFKI-ban végzendő munkára, különös tekintettel a Nd:YAG lézer hatásfokának növelésére, Q-kapcsolt és frekvenciakettőzött üzemmódjainak megvalósítására. E disszertáció az ezekben a témakörökben végzett két és fél évnyi munka eredményeit tartalmazza.

1. A Nd:YAG lézer általános ismertetése

1.1. A lézer elnevezéséről

A Nd:YAG lézer a szilárdtestlézerek közé tartozik. A sugárzás egy mesterséges úton előállítható kristályban keletkezik. A "Nd:YAG" jelölés erre a kristályra utal. A kristály pontos sztöchiometriai képlete: $Y_{3-x}Nd_xAl_5O_{12}$. A sztöchiometriai képletet a következőképpen értelmezhetjük. Ittriumoxidból $/Y_2O_3/$ és alumini-umoxidból $/Al_2O_3/$ különböző egykristályokat növeszthetünk a kétféle oxid arányának megfelelően. Három rész ittriumoxidból $/37,5%/$ és öt rész alumini-umoxidból $/62,5%/$ kiindulva gránát struktúrában kapunk egykristályt. A gránát struktúra általános képlete $A_3B_5O_{12}$, s nyolc ilyen molekulát tartalmaz egy elemi cella. Ennek a kristálynak a rövidített jelölése a YAG. Az Y az ittriumra, az A az alumini-umra, a G a gránát struktúrára utal. Az irodalomban elterjedt még a YAIG jelölés is. A YAG egykristály akkor válik lézerkristállyá, ha valamilyen "szennyező" iont teszünk bele. A gyakorlatban legjobban bevált "szennyező" ion a Nd^{3+} . A Nd:YAG lézer annak köszönheti különleges helyzetét a lézerek között, hogy a Nd^{3+} ionnak legelőnyösebb hordozója a YAG kristály. A neodimium iont úgy visszük be a kristályba, hogy az ittrium egy részét, mintegy 1%-át neodimiummal helyettesítjük. [1] Tehát a Nd:YAG jelölésben a "Nd" háromszorosán ionizált neodimium ionokat jelöl, amelyek a YAG kristály ionjainak egy részét helyettesítik. Ennek megfelelően az irodalomban elterjedt még a Nd^{3+} :YAG jelölés is.

Tekintettel arra, hogy a YAG kristályt a gyakorlatban mindig neodimiummal "szennyezik", a fenti lézer jelölésére előszóban mindig egyértelmű a YAG /ejtsd:jag/ lézer kifejezés, a körülményesebb "neodimium-jag", illetve a "neodimiummal szennyezett ittrium-aluminium-gránát" kifejezésekkel szemben.

1.2. A Nd:YAG kristály tulajdonságai

1.2.1. Előállítás

A kristály többféle módon is előállítható. Előállítható Verneuil módszerével, amelynek lényege az, hogy megolvadt sók oldatából, az oldat hűtésekor a magasabb olvadáspontú komponensek kikristályosodnak. A módszer előnye, hogy a kristály jó minőségű, kis feszültségek vannak csak benne, hátránya viszont, hogy gyakran sok, nemkívánatos szennyezést tartalmaz, ami rontja az optikai minőséget. Hátránya a módszernek, hogy nagy méretű növesztő edényt igényel, előnyös viszont, hogy viszonylag alacsony hőmérséklet /kb. 1300°C/ szükséges a növesztés elkezdéséhez. A módszerrel növesztett kristályok elsősorban impulzus üzemre alkalmasak.

A legelterjedtebb Nd:YAG növesztési módszer a Czochralski-módszer. [2] A kristály pontos összetételének megfelelő, nagy tisztaságú alapanyagot iridiumból készült tégelybe helyezik, és nemesgáz atmoszférában a YAG olvadáspontjáig, /kb. 1950 °C/ melegítik. Az olvadékból igen lassan, néhány milliméteres óránkénti sebességgel, gyorsan/körülbelül 100 fordulat/perc sebességgel/ forgó mag-kristályt húznak ki. Az ily módon előállított néhány cm átmérőjű szivar alakú kristályból állítják elő a kristály-orientációs vizsgálat és optikai minősítés után az általában 3-6 mm átmérőjű, 3-10 cm hosszúságú henger alakú lézerkristályokat.

A hengerek palástját az egyenletesebb megvilágítás céljából általában mattítják.

A kristály nem oldódik kénsavban, sósavban, salétromsavban, fluorsavban, oldódik viszont 250 °C-nál melegebb foszforsavban. [3]

1.2.2. Kristálytani tulajdonságok

A Nd:YAG kristály köbös szimmetriájú, tércsoportja $O_h/10/$, illetve $1a3d$. [4] A szobahőmérsékleten mért rácsállandó: 1% neodimium szennyezés esetén 12,010 Å. A kristálytani növesztési irány a minél kisebb termikus kettőtörés érdekében általában $[111]$. [5]

Tekintettel arra, hogy a neodimium ion mérete kicsivel nagyobb az ittrium ion méreténél, és emiatt csak korlátozott mennyiségű "szennyező" iont ültethetünk a kristályba, szokásos, hogy az ittrium ionnál kisebb méretű lutécium ion szennyezéssel "helyet" csinálnak a neodimiumnak. [6] Így kicsivel nagyobb Nd koncentráció érhető el a kristályban. Az eljárás, noha valamivel növeli a hatásfokot, megemeli a lézerműködéshez szükséges küszöb-teljesítményt.

1.2.3. Termikus tulajdonságok

Abban, hogy a YAG kristály elsőrendű lézerezőanyag, nagy szerepe van előnyös termikus tulajdonságainak, mindenekelőtt kiváló hővezető képességének.

A YAG kristály ebből a szempontból átmenetet képez az üvegek és a fémek között. Összehasonlításként az egyik legjobb hővezetőképességű üveg, a YAG, és a vörösréz hővezetési együtthatója szobahőmérsékleten:

anyag	$K \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
ED-2 Owens-Illinois lézerüveg	1,3
YAG	13
vörösréz	376

A termikus folyamatok leírásában a hővezetési együttható önmagában általában kevés. Szerepe van a fajhőnek és a sűrűségnek is. Szokásos definiálni a χ hődiffúzió-képességet:

$$\chi = \frac{K}{\rho c}, \text{ ahol}$$

K a hővezetési együttható,

ρ a sűrűség,

c a fajhő.

YAG-nál szobahőmérsékleten: [3]

$$\rho = 4,55 \text{ g/cm}^3,$$

$$c = 88,8 \text{ cal/mol. } K = 0,15 \text{ cal/g. K}$$

Ezekkel az adatokkal a $\chi_{\text{YAG}} = 0,045 \text{ cm}^2/\text{s}$.

1.2.4. Optikai tulajdonságok

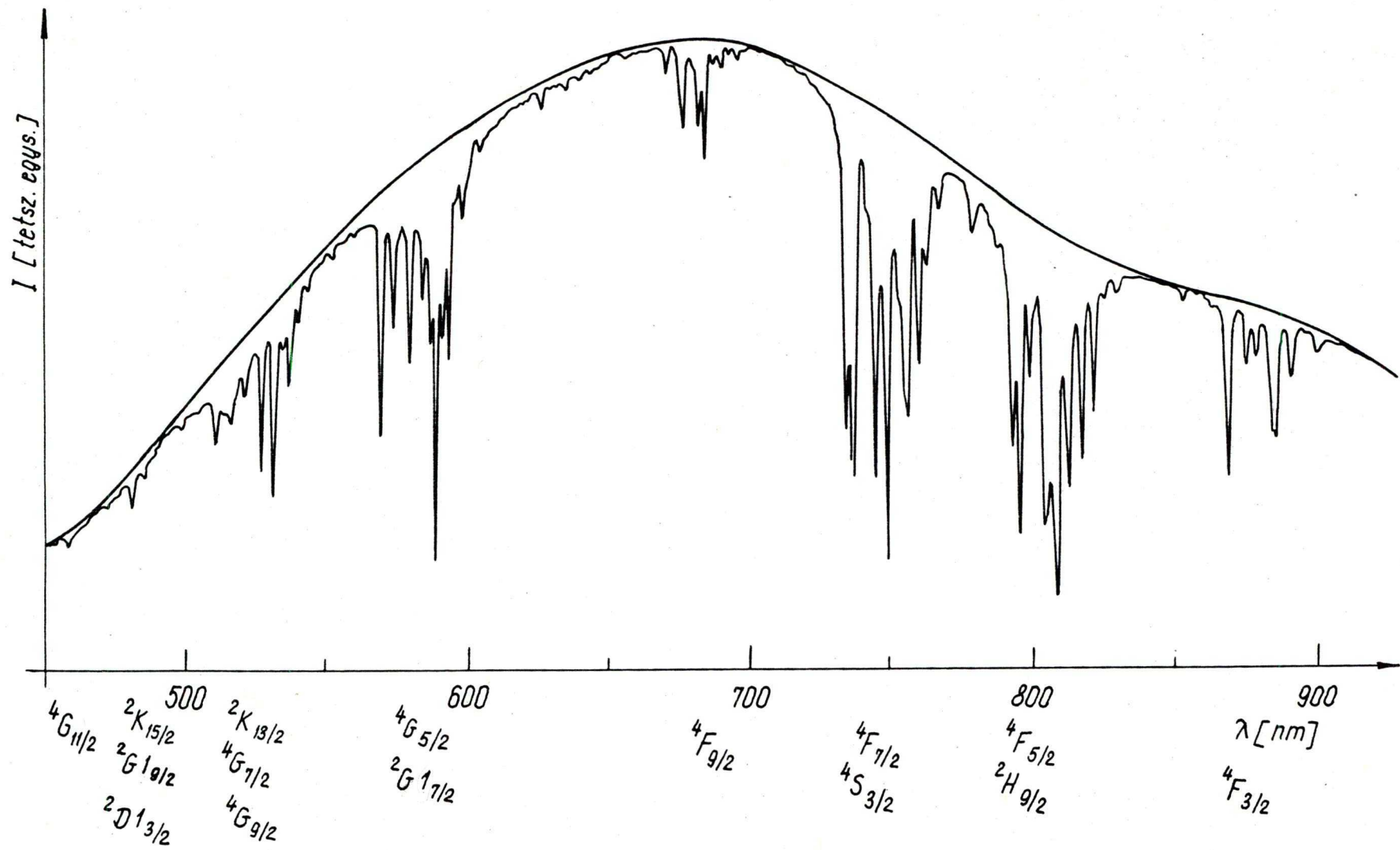
1.2.4.1. Törésmutató

A Nd:YAG kristály a köbös szimmetria következtében optikailag izotróp. Törésmutatója a $\lambda = 1064$ nm-es működési hullámhosszon 1,82, a frekvenciakétszeres $\lambda = 532$ nm-en 1,84. [3] E törésmutató értékeknek azért van jelentősége, mert a hatásosabb lézerműködés céljából a lézerrudak végein történő reflexió - 8,4% felületenként - csökkentése érdekében a kristályok végeit tükrözésgátló réteggel szokták ellátni. Ezen a téren a végzett méréseinket a 3.3-ban ismertetjük.

1.2.4.2. Abszorpció

A Nd:YAG kristály pumpálása optikailag történik. A pumpáló fényforrás megválasztása szempontjából lényeges a Nd:YAG abszorpciós spektrumának ismerete. Az 1. ábra tájékoztató jelleggel mutatja a Nd:YAG abszorpcióját. A monoton lefutású görbe egy kb. 3000 K színhőmérsékletű wolframhalogén lámpa spektrális eloszlásának az alkalmazott félvezető detektor spektrális érzékenysége és a monokromátor transzmissziója általi transzformáltját mutatja. Az ábrán látható másik görbe ugyanezen fényforrás jele egy 4 mm vastag, 1% Nd tartalmú YAG kristályon keresztül. A monokromátor becsült félértékszélessége 0,6 nm.

Az ábra úgy készült, hogy először a Nd:YAG kristályon keresztül vettük fel a lámpa jelét, majd a kristályt eltávolítva a fényútból a lámpáét. A lámpa jele még azokon a hullámhosszakon is, ahol a Nd:YAG kristály nem abszorbeál, a felületi reflexiók miatt jelentősen nagyobb volt a korábbi jelnél, ezért a leképzés elrontásával kompenzáltuk ki a felületi reflexiók miatti látszólagos abszorpció-növekedést.



1. ábra

Az abszorpciómérésnek a fent leírt, ún. egyutas módszerét kényszerűségből választottuk. Lézerkristályaink és Nd:YAG mintánk ugyanis méretüknél fogva nem alkalmasak arra, hogy kétutas spektrofotométerben mérjük meg abszorpciójukat.

Az ábrán látható, hogy a Nd:YAG kristály három fő sávban abszorbeál, a 810 nm, a 750 nm és az 590 nm körüli 40-50 nm szélességű sávokban. Ezek az abszorpciók mind az alapállapotból történnek, mivel csak ezen állapot betöltöttsége jelentős. Pumpálásakor lényeges még a felső lézer-szintet jelentő ${}^4F_{3/2}$ nivó populációja, is. Ez a nivó abszorbeálni tudja a lézer működési hullámhosszát,

$\lambda = 1064$ nm-t, ill. a frekvenciakétszerezés $\lambda = 532$ nm-es hullámhosszát. Az abszorpciók felső nivója az alapállapotról 480 nm körüli abszorpcióval gerjeszthető ${}^2G_{9/2}$, ill. a 330 nm-es abszorpcióval az alapállapotról gerjeszthető ${}^4D_{7/2}$ nivó. Ezek az abszorpciók csökkentik a lézer hatásfokát. $k(\lambda)$ abszorpciós együttható még a legjobban abszorbeálódó hullámhosszaknál is kicsi. A fő sávokban a fény átlagos behatolási mélysége 1 cm körüli, az abszorpciós csúcsoknál néhány mm. Egy 0,75 % neodimium $/1,06 \times 10^{20} \text{Nd/cm}^3$ szennyezettsgű kristály esetén az $\int k(\lambda) d\lambda$ integrált abszorpciós koefficiens a fő sávokra, csökkenő hullámhossz szerint 483 cm^{-1} , 421 cm^{-1} , illetve 222 cm^{-1} [7].

1.2.4.3. Fluoreszcencia

A legalsó pumpáló sáv a 800 nm körüli ${}^4F_{5/2}$ nivó, Az ennél kisebb energiájú állapotok közül egyedül az alapállapotról 880 nm-es abszorpciónak megfelelő ${}^4F_{3/2}$ nivó az,

amelyik nem tud fononfolyamatok által termalizállódni, mivel a hozzá legközelebb eső alsóbb nivó távolsága 4600 cm^{-1} , s mert a fonon-spektrum csak 800 cm^{-1} -ig terjed. [9] A ${}^4F_{3/2}$ szintről, amelyik dublett nivó, tehát fluoreszcencia történik az alacsonyabb energiájú 4I szintekre. A fluoreszcencia intenzitásának megoszlását az alsóbb nivók között többen mérték, [10, 11, 12] s megállapították, hogy a legerősebb a fluoreszcencia szobahőmérsékleten a ${}^4F_{3/2} /1/$, és a ${}^4I_{11/2} /2/$ nivók között. $\lambda = 1063,9 \text{ nm}$ / Ezzel az átmenettel hullámhosszban egybeesik a ${}^4F_{3/2} /2/-{}^4I_{11/2} /3/$ átmenet. $\lambda = 1064,3 \text{ nm}$ / A két átmenet vonalszélessége 5 cm^{-1} . Ennek megfelelően lézerműködés legkönnyebben ezen a hullámhosszon érhető el, de további, csaknem 20 hullámhossznál is megfigyeltek lézerműködést Nd:YAG-ban.

A ${}^4F_{3/2}$ nivó sugárzási kvantumhatásfoka körülbelül, 0,8. [8] A csillapítási idő $2,3 \times 10^{-4} \text{ s}$, a YAG kristály neodimium szennyezésének növelésével csökken. [1] 5 %-os neodimium tartalom mellett már csak $1,5 \times 10^{-4} \text{ s}$.

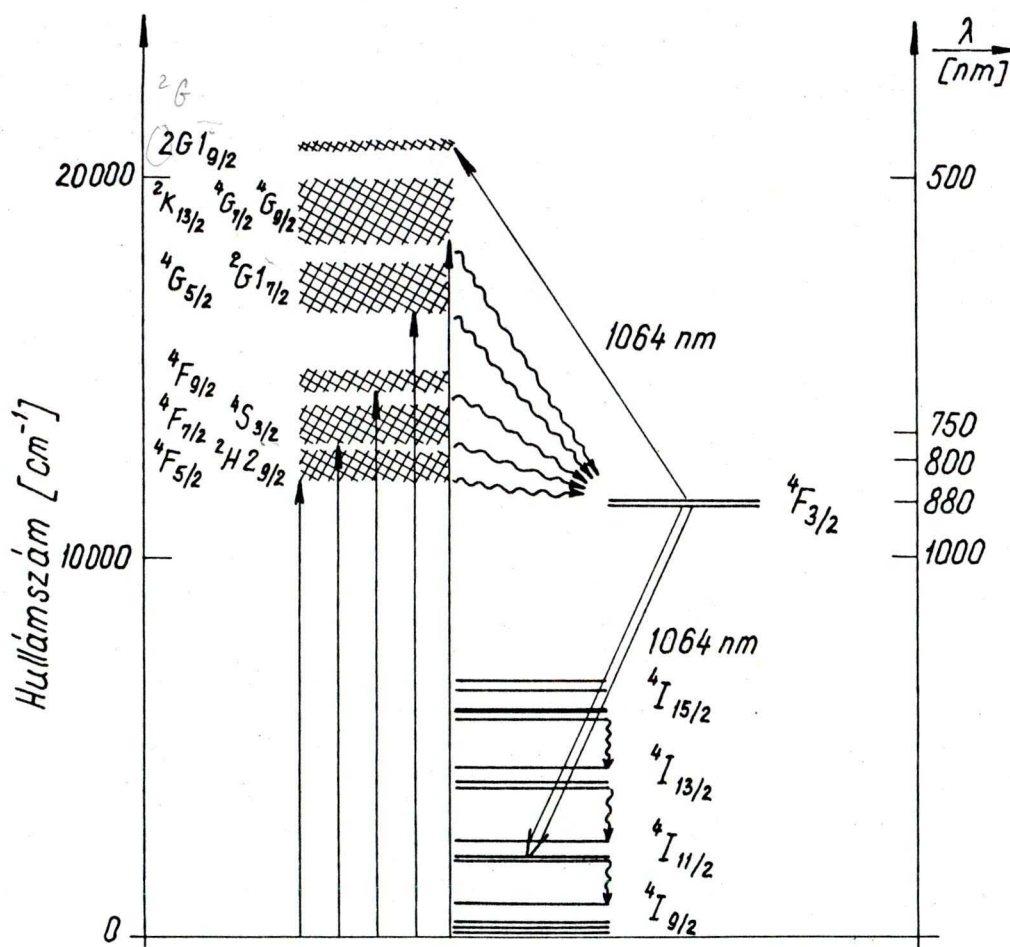
[8] Minden egyéb nivók közötti relaxáció ideje 10^{-6} s , vagy rövidebb. A ${}^4F_{3/2}$ nivó tehát termikus egyensúlyban van a pumpáló nivókkal, a 4I szintek pedig a kristályráccsal.

1.3. A Nd:YAG lézer modellje

Az abszorpció és a fluoreszcencia ismeretében érthetővé válik a Nd:YAG lézer modellje.

A Nd:YAG lézer működése az úgynevezett négynivós modellel írható le. A lézer alsó nivója nem az alapállapot, hanem egy közbülső, szobahőmérsékleten csaknem üresnek tekinthető nivó.

A lézerműködés termszkémája a 2. ábrán látható.



2. ábra

Néhány kristály-előállító a Nd:YAG-ot a hatásfok növelése céljából Cr^{3+} ionokkal szennyezi. [13] A rubin lézerebeli felső Cr^{3+} nivónak megfelelő Cr^{3+} állapotból energia adódik át a Nd^{3+} legalsó pumpáló sávjának. A króm- ionok elsősorban a zöld hullámhossztartományban abszorbeálnak, tehát zöld színben gazdag fényforrás esetén működik jól a fenti energiaátadó mechanizmus. Az ezzel kapcsolatos problémákra az 1.5.1.-ben még visszatérünk.

1.4. Pumpáló fényforrások

A Nd:YAG lézer igen előnyösen használható impulzus-üzemben s folyamatosan is. A pumpáláshoz olyan fényforrások felelnek meg leginkább, amelyek elsősorban azokon a hullámhosszakon sugározzák ki fényüket, amelyeknél a Nd:YAG abszorbeál. Impulzus-üzemben a pumpáló fényforrás kripton vagy xenon töltésű villanólámpa. Folytonos lézerműködés megvalósításához többféle fényforrás áll rendelkezésünkre. Egy nagy hatásfokú, alkálifémekkel, mindenekelett káliummal és rubidiummal töltött lézertárolóval a 3.1.-ben fogunk részletesen foglalkozni. Egyéb fényforrások közül igen elterjedt a wolframhalogén izzólámpa, amely 3000-3200 K-es színhőmérsékletével intenzíven pumpálja a 810 nm körüli legalsó pumpáló nivót, felsőbb nivókat viszont már kevésbé. A nagy nyomású nemesgázokkal, elsősorban kriptonnal és xenonnal töltött ivlábák a magasabb nivókat is hatásosan pumpálják. Előnyük emellett, hogy igen nagy teljesítményű, 5-15 kW folytonos teljesítményű lámpák is készíthetők belőlük, míg a wolframhalogén lámpák lézer céljára maximum 1500 wattosak.



Lézerműködést értek még el a 810 nm körüli sávot szelektíven pumpáló lumineszkáló félvezető diódákkal, [14] s az 590 nm körüli abszorpciót kihasználó nagynyomású nátrium-lámpával is. [15] Ür kutatási célokra megvalósítottak napfényrel pumpált Nd:YAG [16, 17] lézert is. A gyakorlatban azonban ez utóbbi módszerek nem terjedtek el.

1.5. Az optikai pumpálással kapcsolatos problémák

1.5.1. Rövid hullámhosszúságú gerjesztő fény hatása

A 600 nm-nél rövidebb hullámhosszúságú fény hatására a Nd:YAG kristály minősége a lézerműködés szempontjából romlik. Ez a hatás arányos a fény frekvenciájával, intenzitásával és a besugárzás idejével. A kristály minőségének romlása abban nyilvánul meg, hogy 300 nm és 600 nm között a kristály háttér-abszorpciója jelentősen megnövekszik. Ez csökkenti a lézer hatásfokát, különös tekintettel arra, hogy a fluoreszcencia-nivóról a lézerátmenet hullámhossza abszorbeálódik. A változás pontos fizikai oka nem ismeretes. Valószínű, hogy a Nd^{3+} fotoredukciója Nd^{2+} -ná, [9] vagy pedig szincentrumok képződése okozza a változást. [18] Az biztos, hogy a változásért a Nd^{3+} felelős, mert ilyen típusú változást nem észleltek sem YAG-ban, sem YAG-nak egyéb ritkaföldfémekkel szennyezett kristályaiban. [7]

A kristályt kb. 1000 °C-ra melegítve az eredeti optikai minőség helyreáll ugyan, de valószínű, hogy ezek után kisebb besugárzás is a korábbi mértékű minőségromláshoz vezet. [18, 19]

A rövid hullámhosszúságú fény hatása ellen különösen a nemesgáztöltésű ivlámpák esetén kell védekezni, mert egyéb gerjesztő fényforrások a rövidebb hullámhosszaknál gyengék, habár megfigyelték a lézerműködés romlását wolframhalogén lámpák esetén is. [19]

A lámpából közvetlenül a kristályba jutó káros hatású fény ellen véd az, hogy a kristály, vagy a lámpa hűtését is biztosító víz helyett káliumkromát $/K_2CrO_4/$ 0,2%-os, vagy nátriumnitrit $/NaNO_2/$ 7-8%-os vizes oldatát használják. A másik fajta védekezés abban áll, hogy megfelelő transzmissziójú védőüveget használnak a lámpa, vagy a kristály körül. [19] A kétféle védekezés hatását a lézerműködés hatásfokára megvizsgáltuk, s erről a 3.2.-ben számolunk be.

1.5.2. Termikus hatások

A Nd:YAG kristályt érő elektromágneses sugárzásnak csak egy tört része alakul át lézersugárzássá. A többi hővé alakul a kristályban. A kristály hőmérsékletének emelkedése azt eredményezné, hogy a lézer alsó nivója is benépesülne, lehetetlenné téve ezáltal a lézerműködést. Éppen ezért a kristályt hűteni kell, különösen ha folytonos üzemi lézerműködést akarunk elérni. A hűtés a henger alakú lézerkristály palástja mentén történik, többnyire áramló vízzel. Bár a Nd:YAG jó hővezetőnek számít, mégis jelentős sugár irányú termikus gradiens alakul ki a rúdban. [20] Egyenletes hűtés esetén a hőmérsékleti eloszlás közelítőleg parabolikusnak tekinthető. [20, 21] A nem egyenletes hőmérsékleti eloszlásnak két fő következménye van: a termikus lencsehatás és a termikus kettőtörés. [22 - 24]

1.5.2.1. Termikus lencsehatás

A Nd:YAG törésmutatója függ a hőmérséklettől. A törésmutató hőmérsékleti együtthatója, $dn/dt = 7,3 \times 10^{-7} K^{-1}$. A kristály hossza ugyancsak függ a hőmérséklettől. Hőtágulási együtthatója $\alpha = 6,9 \times 10^{-6} K^{-1}$. [25] E két hatás eredményeképpen a lézerrúd lencseként viselkedik. A számított

és mért fókusztávolságok a pumpáló teljesítménytől függően fél méter, egy méter nagyságrendűek.

A helyzetet tovább bonyolítja, hogy másképpen változik a törésmutató egy adott pontban a hőmérsékletváltozás hatására sugárirányban, mint érintőlegesen. Ennek megfelelően más lesz a törésmutató, s ezzel a fókusztávolság a sugárirányú és az érintőleges polarizációra. A kristály tehát tulajdonképpen bifokális lencseként viselkedik. Ez a hatás akkor a legkisebb, ha a lézerrúd tengelyének kristálytani iránya $[111]$. [5]

A lézerrúd, mint termikus lencse a rezonátorban, különösen megnehezíti a TEM_{00} módusú lézerműködést. [26] Kiküszöbölésére a lézerrúd végeit homorúra csiszolják, [23,27] vagy pedig megfelelő rezonátor kialakításával gondoskodnak a TEM_{00} módus megvalósításáról. [28, 29]

1.5.2.2. Termikus kettőstörés

Az előző alpontban említett tény, tehát hogy a törésmutatók különbözőek sugárirányban és érintőlegesen, tulajdonképpen azt jelenti, hogy a kristály kettőstörővé válik, optikailag kéttengelyűvé. Ha polarizáló eszközt helyezünk a rezonátorba, a termikus kettőstörés miatt jelentősen lecsökken a lézer hatásfoka, tehát nehéz jó hatásfokú, lineárisan poláros Nd:YAG lézert építeni. [30, 31] Ez hátrányos, mert lineárisan polározottság szükséges lenne az elektro-optikai Q-kapcsoláshoz, és előnyös az akusztó-optikai modulálásnál, Q-kapcsolásnál.

A termikus kettőstörés kompenzálására történtek kísérletek, [32] de gyakorlatban elterjedt módszer nincs.

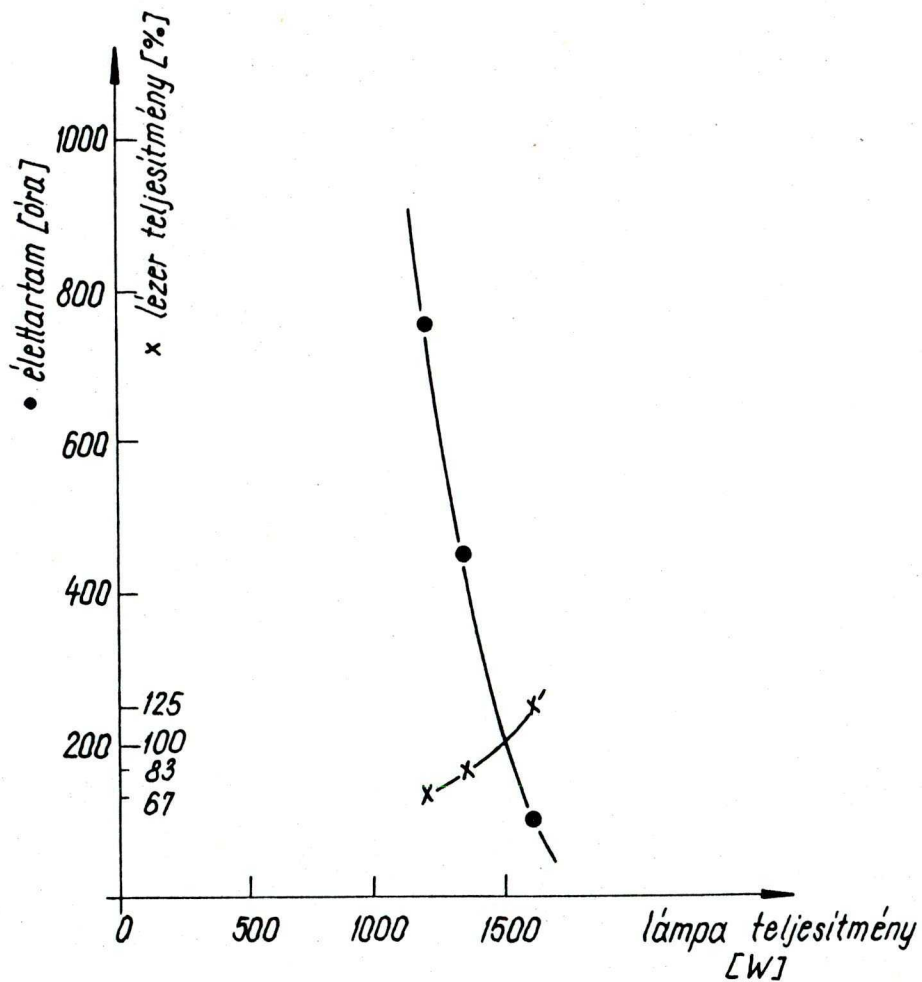
2. A Nd:YAG lézer hatásfokának vizsgálata

2.1. A lézerek hatásfokáról

A Nd:YAG lézer, s általában a lézerek hatásfokának kérdése többnyire nem azonos a mindennapi életünk energiafogyasztó eszközeinél fellépő hatásfok-problémával. A lézerek, - talán a félvezető és a kémiai lézerek kivételével, - úgyszólván "hivatalból", természetüknél fogva igen rossz hatásfokkal alakítják át a többnyire elektronos energiát lézerfényé. A hatásfok ugyanis az egyes lézereknél elvileg sem növelhető egy bizonyos érték fölé, mert a lézerfolyamatokban nagyon sok olyan termikus, vagy sugárzásos átmenet is szerepel az egyes energianívók között, amelyek léte a lézerműködés alapfeltétele, ugyanakkor a hatásfokot rontják. Az átalakítási hatásfok százalék, de inkább ezrelék, vagy még kisebb nagyságrendű.

A hatásfok növelése egy lézernél nem azáltal jelentős, hogy kevesebb elektronos energia felhasználásával kapjuk meg a kívánt lézerteljesítményt. A hatásfok növekedésének gazdasági haszna abban nyilvánul meg, hogy például Nd:YAG esetén egy adott lézerteljesítmény eléréséhez a kisebb pumpáló energia betáplálásához kisebb teljesítményű, tehát olcsóbb tápegység és gerjesztő fényforrás szükséges. A gerjesztő fényforrások élettartama a maximális teljesítménynél általában 100-200 óra.

Kisebb teljesítménnyel üzemeltetve a lámpákat, az élettartam jelentősen megnövekszik. Ennek illusztrálására a General Electric Q 1500 T4/ 4 CL jelzésű 1500 W-os lézertámpájának élettartamát a terhelés függvényében a 3. ábra mutatja. Az ábra ugyancsak mutatja két db ilyen lámpával pumpált Quantronix gyártmányú lézer teljesítményét a pumpálás függvényében.



3. ábra

Kisebb pumpáló teljesítmény esetén kevésbé jelentkeznek termikus problémák, és a lézer hűtése kevesebb vizet, illetve levegőt igényel. A hatásfok növelése azt is jelentheti, hogy egy adott lézerteljesítmény eléréséhez olcsóbb, egyszerűbb lézerkonstrukciót igénylő lámpát, pl. kripton-ivlámpa helyett wolframhalogén lámpát használhatunk, vagy pl. úgynevezett egy-ellipszises gerjesztő geometriát választhatunk a kevésbé hatásos ún. két-ellipszises konstrukció helyett. /Lásd 2.2.2.4. alpontot./

2.2. A hatásfok összetevői

A Nd:YAG lézer hatásfokát öt, egymástól sajnos nem mind független tényező szorzataként becsülhetjük meg. Az öt részhatásfok az egymást követő folyamatok hatásfoka, ahogyan az elektromos áram betáplálásától eljutunk a lézerfényig.

2.2.1. A gerjesztő lámpa hatásfoka η_1

Ez a hatásfok tulajdonképpen két fizikai folyamat hatásosságát mutatja. Az első tényező azt adja meg, hogy a betáplált elektromos energia hányad része alakul át sugárzássá a lámpákban. Wolframhalogén lámpáknál és nemesgáztöltésű ivlámpáknál kb. 50 %. [33] A másik folyamat már a lézer pumpálásával kapcsolatos.

A Nd:YAG lézer pumpálása szelektíven történik, tehát a lámpa fényének csak az a része hasznos a lézerműködés szempontjából, amelyik a Nd:YAG kristályban abszorbeálódni képes. Az η_1 lámpa-hatásfok azt adja meg,

hogy a lámpába betáplált elektromos teljesítmény hányad része sugárzódik ki a Nd:YAG abszorpciós sávjaiba. Az irodalomban sokat vizsgálták ezt a kérdést mind elméletileg, [34] mind gyakorlatilag, és összehasonlították a szóbjöhető fényforrásokat.

[35 - 39] Az adatok abszolút értékben eltérnek egymástól, tájékoztató jelleggel azonban elfogadhatók az alábbi adatok:

fényforrás	η_l
wolfram-jodid izzólámpa /3200 K/	0,1
kripton-ivláma	0,15
kálium-lámpa	0,3

A lámpára jellemző hatásfok tehát azt mutatja, hogy a legeredményesebb gerjesztés kálium töltésű lámpával történhet. E lámpa vizsgálatának eredményeit a 3. fejezetben ismertetjük.

2.2.2. A leképezés hatásfoka / η_i /

A pumpáló fényforrás fényét a lézerkristályra kell összpontosítani. Igen sokféle pumpáló geometriát írtak le az irodalomban. [8] Ezek mindegyike rendelkezik valamilyen előnnyel a többihez képest, a gyakorlatban azonban csak egyetlen gerjesztő konfiguráció terjedt el, az elliptikus henger, amelynek egyik fókuszvonalában helyezkedik el a lézerkristály, a másikban pedig a lámpa. Tekintettel a konfiguráció elterjedt voltára, sok munka foglalkozik a leképezés hatásfokának optimalizálásával.

[40-45] Jó hatásfokú leképezés megvalósításához

négy fő szempontot kell szem előtt tartanunk.

2.2.2.1. Az elliptikus henger tükröző felülete

A tükröző réteg lehet arany, ezüst, aluminium, vagy dielektrikum tükör.

A fémek közül a legjobb reflexióképességgel /kb.98 %/ az ezüst rendelkezik. Használatának hátránya, hogy a levegőn hamar oxidálódik, illetve szulfidálódik. Az oxidáció különösen jelentős lehet a lézerben, a magas hőmérséklet, és az esetleg jelenlévő ózon miatt.

Az aluminium réteg olcsó és jól reflektál, hőmérséklet és nedvességtűrése azonban rossz. Hátránya, hogy különösen jól reflektálja a kristályra káros ultraibolya sugarakat.

Az arany reflexióképessége /kb.97 %/ alig marad el az ezüst mögött. Kémiaailag ellenálló, ezenkívül az 550 nm-nél rövidebb hullámhosszúságú fényre reflexióképessége jelentősen csökken, ami természetes védelmet jelent a lámpáknak a Nd:YAG-ot károsító fénye ellen.

Újabban kezdenek elterjedni a dielektrikum-rétegekből készített tükröző felületek a pumpáló üreg részére. Sikerült előállítani olyan tükröt, amelyik reflexióképessége 560 nm-től 890 nm-ig kb. 99 %, egyéb hullámhosszakra pedig jóval kevesebb. [46] Az ilyen tükröző felület számos előnnyel rendelkezik a fémtükrökkel szemben pl. kevésbé melegszik a rúd, kisebb a rövid hullámhosszúságú fény károsító hatása, mechanikailag ellenállóbb a fémtükrőknél, és állítólag ára is kevesebb a hagyományos reflektorokénál.

Dielektrikum tükröző réteggel bevont leképező üreg Magyarországon még nem elérhető. Ennek megfelelően az arannyal galvanizált üregek a legmegfelelőbbek Nd:YAG lézer céljára. Valószínűleg a galvanizálandó felületek nem tökéletes polirozotttsága miatt aranyozás után is csak 80-90 %-os reflexióképességet értünk el.

2.2.2.2. Az elliptikus henger excentricitása és mérete

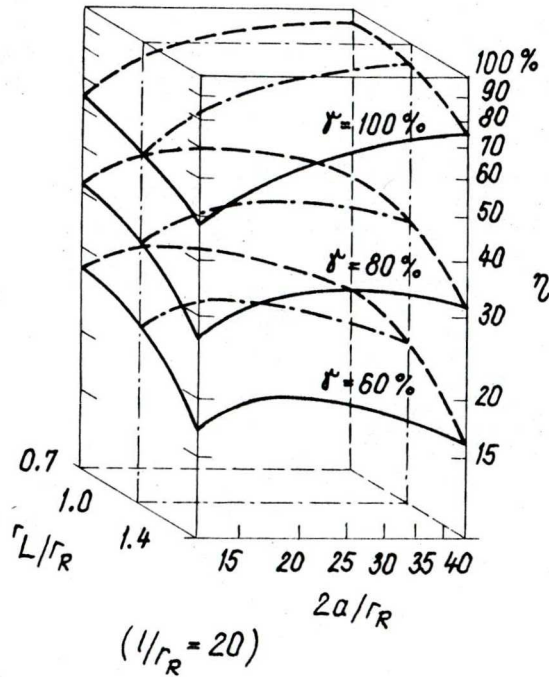
Az elliptikus henger falának, mint tükörnek a leképezése sohasem tökéletes. A lámpa fényének egy része azonban közvetlenül éri a lézerkristályt, tehát az a jó, eltekintve az asszimetrikus pumpálástól, ha minél közelebb van egymáshoz a kristály és a lámpa. Legyen a az ellipszis fél nagytengelye, b az ellipszis fél kistengelye. Ekkor a fókuszvonalak távolsága $2\sqrt{a^2-b^2}$. Ez akkor kicsi, ha $b \rightarrow a$, azaz b/a közelít az egyhez. Az, ha a lámpa és a kristály egymás közelében van, azért is jelentős, mert csökken az a veszteség, amely abból származik, hogy a lámpa fényének egy részét a lámpa részben leárnyékolja a kristály elől. Ez a hatás elsősorban impulzus-lámpáknál lép fel. [47] Tehát leképezés szempontjából a minél kisebb excentricitású ellipszis a jó.

Folytonos üzemű Nd:YAG lézer esetén a gyakorlatban a lézerkristály és a lámpa nem kerülhetnek tetszés szerint közel egymáshoz. Ennek az az oka, hogy a kristály és a lámpák egy részének, /nemesgáztöltésű ivlámpák/ hatékony hűtése érdekében mind a kristály, mind a lámpák körül üvegcsőben valamilyen folyadékot, többnyire vizet szoktak áramoltatni. Az üvegcsövek átmérője 12-14 mm.

A szerelhetőséget is figyelembe véve a minimális távolság a fókuszvonalak között 15-20 mm. A vízzel nem hűthető wolframhalogén, illetve kálium-lámpa esetén ez a távolság még nagyobb a lámpák falának magas, 1000 °C-ot meghaladó hőmérséklete miatt. 20 mm-es fókuszok közötti távolságot véve, $a = 30$ mm esetén $b/a = 0,94$, $a = 20$ mm esetén $b/a = 0,87$.

Az ellipticitás csökkentése / b/a növelése / egy bizonyos mértékben növeli a leképezés hatásosságát. Állandó fókuszok közötti távolságot feltételezve b/a növelése csak az ellipszis méreteinek növelésével érhető el. Nagy méretű leképező üreg azonban nem kívánatos sem a berendezés méreteinek növekedése, sem a bonyolultabb megvalósíthatóság miatt.

Tekintsük a következő numerikus példát. Legyen a lézerrúd sugara $r_R^* = 2,5$ mm, hossza $l=65$ mm. A vízköpeny okozta látszólagos sugárnövekedés $r_R = n_{\text{viz}} r_R^* = 1,33 \times 2,5$ mm $= 3,33$ mm. A lézerrúd hosszának és látszólagos sugarának aránya: $l/r_R = 19,5 \approx 20$. Legyen a fókuszvonalak távolsága $2c = 25$ mm. Esetünkben $2c/r_R = 7,5 \approx 8$, és legyen végül az üreg falának reflexióképessége $\gamma = 90$ %. Felhasználva K. Kamiryo és társai eredményét [45] /4. ábra/, maximális hatásfokot $2a/r_R = 25$ esetén kapunk. Ha $a = 40$ mm-nek választjuk a fél nagytengelyt, a fél kistengely $b = 36,7$ mm, b/a tehát $0,9$. Ha a lámpa sugara $/r_L/$ megegyezik a lézerrúd sugarával, az ábrán láthatóan a leképezés hatásfoka ebben az optimális esetben $\eta_i = 60$ %.



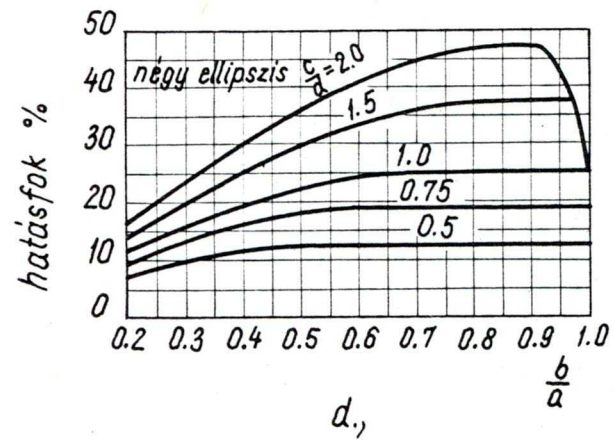
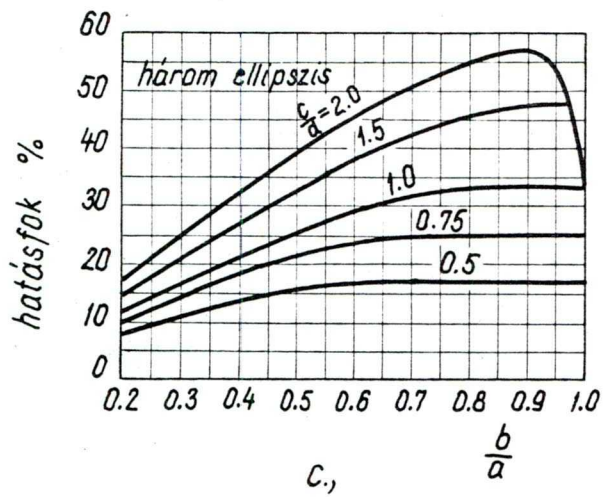
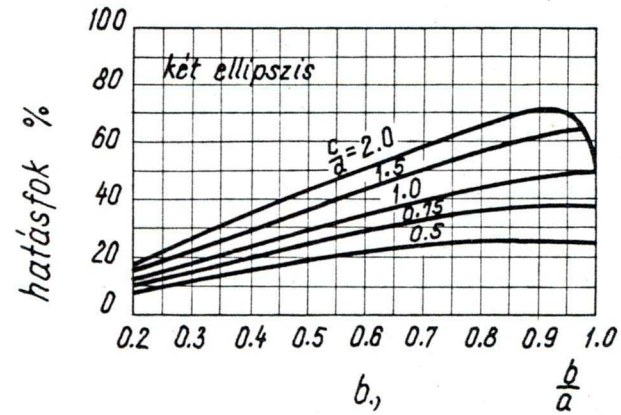
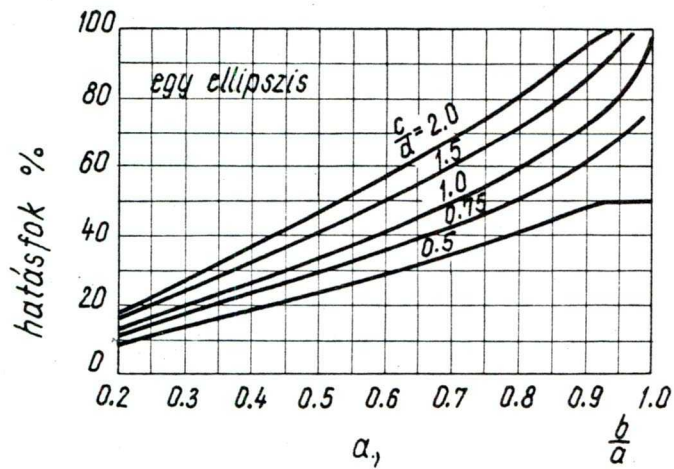
4. ábra

A leképezés hatásfokának szempontjából lényeges, hogy milyen hosszúnak választjuk az elliptikus hengert. A henger két véglapját ugyanis ugyancsak tükröző réteggel kell bevonni, mert e véglapok is szerepet játszanak a lámpa leképezésében. Általánosan igaz, hogy a leképező henger legyen minél rövidebb, olyan hosszú, mint a lézerkristály és a lámpa közül a hosszabbik.

2.2.2.3. A fényforrás és a lézerkristály relatív méreteinek megválasztása

Az elliptikus henger fala, mint leképező elem a fényforrás kicsinyített, nagyított, vagy változatlan nagyságú képét állítja elő a kristály helyén, attól függően, hogy az elliptikus henger felületének mely része vesz részt a leképezésben. Az ellipszis kristály felé eső fele kicsinyít, a másik fele nagyít. Mérések szerint a lámpa képe a kristály helyén első közelítésben ellipszis, amelynek kistengelye akkora, mint a fényforrás átmérője, nagytengelye pedig, amelyik iránya megegyezik a leképező ellipszis kistengelyének irányával, közel kétszer akkora. [48] Az előző leképezési effektusok csökkentése érdekében célszerű, ha a lámpa sugara r_L kisebb a lézerkristály sugaránál r_R . A hatásfok növekedését r_R/r_L növekedésével jól mutatja a 4. ábra, valamint az 5. a, b, c, d ábrák is.

A lézerrúd és esetleg a lámpa körül áramló folyadék látszólag megváltoztatja a lézer aktív elemeinek a méretét. Kimutatható, hogy a sugár növekedése éppen n -szeres, ha n az áramló folyadék törésmutatója. Ugyancsak kimutatható, hogy a sugár növekedése nem függ az üvegcső méreteitől és törésmutatójától sem. Víznel $n = 1,33$, viszonylag kicsi. A nagyobb törésmutatójú szerves folyadékok közül egyedül a benzil-benzoát $/C_6H_5-COOCH_2C_6H_5/$ $/n=1,53/$ áll ellen az intenzív ultraibolya besugárzásnak, [49] olajszerű konzisztenciája miatt azonban nem alkalmas a lézerkristály hűtésére.



5. ábra

Az elliptikus hengerben a fényforrás képének hossza meghaladja a fényforrás tényleges hosszát. [48] Ezért célszerű, ha a kristály hossza valamivel meghaladja a lámpa hosszát.

2.2.2.4. Az egymásba nyúló elliptikus hengerek száma

Gyakran egyetlen lámpával nem tudjuk biztosítani, hogy a lézert elegendően nagy teljesítménnyel pumpáljuk. Két, vagy több elliptikus henger egybeépíthető azonban úgy, hogy a közös fókuszvonalba helyezzük a kristályt. Az így kapott leképező rendszerek hátránya, hogy az egyes elliptikus hengereknek épp az a része hiányzik, amelyik a legjobban kicsinyít, tehát a legpontosabban képez le. A leképezés hatásfokának ez a csökkenése sokszor megtérül azáltal, hogy a pumpáló teljesítményt növelve jelentősen növekszik az indukált emisszió hatásfoka.

A leképezés hatásfokának a gerjesztő üregek számától, az ellipszisek excentricitásától és az aktív elemek relatív méreteitől való függését az 5. a, b, c, d, ábrák mutatják, [43] tökéletesen reflektáló üregfelületeket feltételezve. Az ábrákról látható, hogy a kettőnél több egybeépített elliptikus henger a gyakorlatban már nem növeli a lézerkristályba pumpálható teljesítményt. Az ábrákon d a lámpaátmérő, c a kristálymérő.

2.2.3. A fluoreszcencia hatásfoka η_f

A lézerműködés hullámhosszán emittált fotonok száma a pumpáló sávokban abszorbeált fotonokéhoz képest adja a fluoreszcencia η_0 kvantumhatásfokát. η_0 hullámhossztól csaknem független, s értéke 0,65 körüli [50].

Az energetikai hatásfok függ a gerjesztés jellegétől. Egy abszorpciós sávnak megfelelő nivó annál kisebb veszteséggel vesz részt a felső lézernivó gerjesztésében, minél kisebb a gerjesztéséhez szükséges energia. Ez érthető, mert hiszen ha a gerjesztés nagy energiájú nivóról történik, sok energia vész kárba, a kristályrács "fűtésére".

Legyen $\epsilon(\lambda)$ az a súly-faktor, amely megadja, hogy a fluoreszcencia - foton energiája hányszorosa a gerjesztő foton energiájának, $w(\lambda)$ pedig az a faktor, amelyik megadja, hogy a gerjesztésben a lámpa mekkora intenzitással, a Nd:YAG mekkora abszorpcióval vesz részt. A fluoreszcencia hatásfoka ekkor

$$\eta_f = \eta_0 \int w(\lambda) \epsilon(\lambda) d\lambda = \eta_0 \epsilon_{eff}$$

Az integrál értéke a gerjesztő lámpára is jellemző mennyiség, és kapcsolatba hozható, a lámpa-hatásfok η_l azon összetevőjével, amelyik megadja, hogy a lámpa sugárzásának hányad része esik a Nd:YAG abszorpciós sávjaiba. Egy kripton ivlámpára végzett becslés szerint

$$\epsilon_{eff} \approx 0,7. [20]$$

A fluoreszcencia-hatásfok számításánál feltételeztük, hogy a teljes fluoreszcencia a $\lambda = 1064$ nm-es /dublett/ lézer-átmeneten történik. Ez indukált emisszió esetén valóban jó feltételezés, egyébként azonban a két, közel egybeeső átmenetre együttesen szobahőmérsékleten a fluoreszcencia-teljesítmény $0,165$, [10] illetve $0,186$ -szorosa [11] jut.

2.2.4. Az indukált emisszió hatásfoka η_e

A lézer erősítése

Az indukált emisszió hatásfoka a lézerek hatásfokának kvantitativ legnehezebben megadható tényezője. Az indukált emisszió nagysága a Nd:YAG-ra jellemző állandókon kívül függ a pumpálás mértékétől. A pumpálás szintje és a lézer erősítése között van kapcsolat, s ezért célszerű az erősítést úgy tekinteni, mint az indukált emisszió hatásfokának mértékét.

Legyen $I(z)$ a z irányban, a lézerkristály tengelyének irányában haladó fényintenzitás. Az intenzitás változását a

$$\frac{dI(z)}{dz} = g_0 I(z)$$

összefüggés írja le.

g_0 neve: telitetlen, /egységnyi hosszra vonatkozó/ erősítés.

Ha $z=0$ -nál az intenzitás $I(0)$,

$$I(z) = I(0)e^{g_0 z}.$$

Ez a megoldás akkor igaz, ha feltételezzük, hogy g_0 nem függ az intenzitástól.

Ha l a lézeryanyag hossza, a teljes telitetlen erősítés decibelben

$$G_{db} = 4,34 g_0 l.$$

A telitetlen erősítés: [51]

$$g_0 = \frac{c^2}{8\pi n^2 \nu^2 \tau_R} \left[N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right] f(\nu),$$

ahol c a fénysebesség vákuumban, n a törésmutató, ν a frekvencia,

a felső lézernívó élettartama τ_R .

N_2, g_2 a felső lézernívó populációja, illetve degenerációja,

N_1, g_1 az alsó lézernívó populációja, illetve degenerációja,

$f(\nu)$ a lézerátmenet vonalprofilja.

A normált vonalprofil Lorenz-eloszlás esetén

$$f(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi[(\nu-\nu_0)^2 + (\frac{\Delta\nu}{2})^2]}$$

ahol $\Delta\nu$ a félértékszélesség,

ν_0 a centrális frekvencia.

A telitetlen erősítés megadható a lézeremisszió σ hatáske-
resztmetszetével is:

$$g_0 = \sigma \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \equiv \sigma \Delta N.$$

Nd:YAG lézernél $\sigma = 2,7 - 3,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 [10, 52, 53]$.

Egy 1 % Nd³ szennyezésű / $\sim 1,4 \times 10^{20} \text{ Nd}^{3+} / \text{cm}^3$ / lézer-
kristálnál, ahol az alapállapot betöltöttsége $N_0 = 6 \times 10^{19} / \text{cm}^3$,

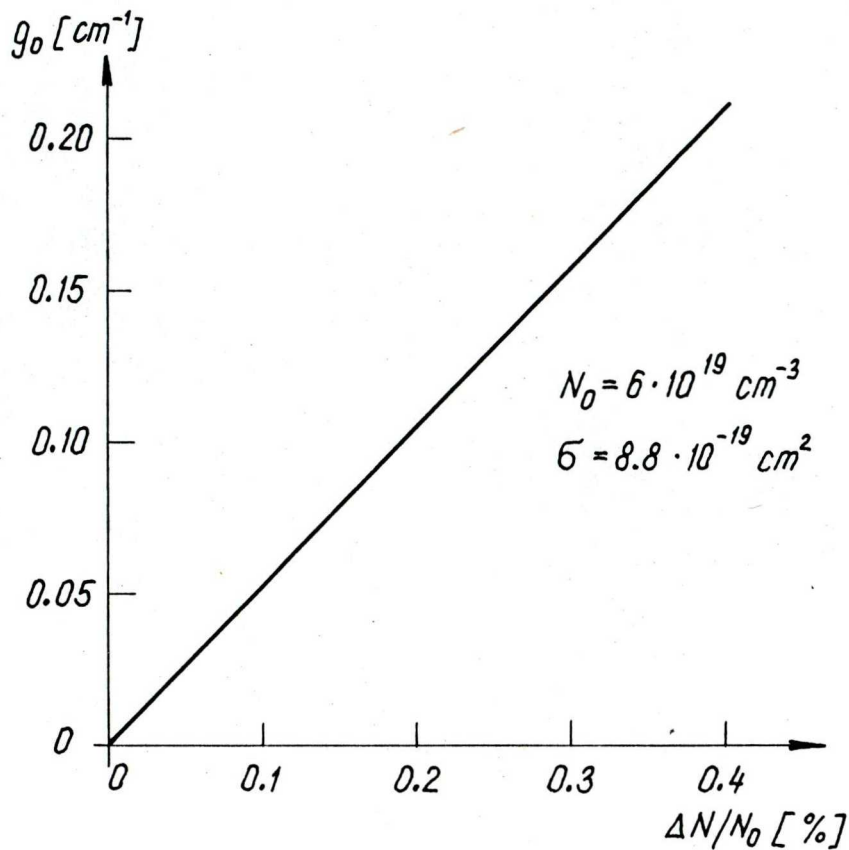
a telitetlen erősítést a $\Delta N / N_0$ populáció - inverzió
függvényében a 6. ábra mutatja.

Az erősítés azonban függ az intenzitástól. Homogén
vonalszélesedés esetén, [54] tehát Nd:YAG-nál is [51]:

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}}$$

I_s neve: telitődési paraméter, s fizikai jelentése: az az in-
tenzitássűrűség, amelynél az erősítés a felére csökken.

Látszik, a telitődési paraméter az egyik leglényegesebb para-
métere a Nd:YAG kristálnak. Számított értékei nagy eltérést
mutatnak: 73 W/cm^2 , [55] illetve $2,3 \text{ kW/cm}^2$, [8] mért érté-
ke 720 W/cm^2 . [55] Amikor $I = I_s$, a fluoreszcencia teljesítmény
fele indukált emisszió formájában távozik. [8]



6. ábra

Definiáljuk az indukált emisszió hatásfokát a következőképpen:

$$\eta_e = 1 - \frac{g}{g_0}$$

Az erősítés intenzitásfüggését figyelembe véve:

$$\eta_e = \frac{I}{I + I_s}$$

Egy 5 kW bemenő elektromos teljesítményre ~ 50 W lézerteljesítményt adó lézerekre, ahol a rezonátoron belüli teljesítménysűrűség $I \approx 6 \text{ kW/cm}^2$, az indukált emisszió hatásfokát $\eta_e \approx 80 \%$ -nak becsülhetjük.

Az indukált emisszió hatásfoka azt adja meg, hogy a kristályon belül a sugárzás hányad része történik indukált emisszió útján. Látszik, hogy ez a hatásfok-összetevő akkor a maximális, ha a pumpált kristály két zárótükör között helyezkedik el.

A lézer hatásfokáról fizikailag reális képet akkor kapunk, ha az indukált emisszió hasznos részét vesszük tekintetbe. Az indukált emisszióból annyi a hasznos, amennyi a rezonátorból kilép, az a rész, amelyik a rezonátorban marad csak arra szolgál, hogy az indukált emisszió hatásosan játszódjék le.

2.2.5. A kicsatolás hatásfoka η_k

Egy kvantitatív lézermodell

Az előző pontban említettük, hogy akkor, amikor az indukált emisszió hatásfoka maximális, a kicsatolás, tehát a lézer hatásfoka zérus. A kicsatolás növelésével csökken ugyan az indukált emisszió hatásfoka, de emelkedik a lézer eredő hatásfoka, s egy optimális értéknél maximális az. Ebből látszik, hogy a kicsatolás és az indukált emisszió hatásfoka szorosan kapcsolódik egymáshoz, különválasztásuk nem feltétlenül szükséges.

Az optimális kicsatolás nemcsak az erősítés függvénye, függ a rezonátorbeli veszteségektől is. Az optimális kicsatolás kiszámítása céljából tekintsük át W.Koechner kvantitatív lézermodelljét. [55]

Legyen a fluoreszcencia teljesítmény a küszöbnél

$$P_f = \frac{\Delta N h \nu V}{t_{sp}}$$

/1/

ahol V a kristály térfogata, t_{sp} a spontán fluoreszcencia időállandója. Felhasználva $g_0 = \sigma \Delta N \cdot t$,

$$P_f = \frac{g_0 h \nu V}{\sigma t_{sp}} \quad /2/$$

A stacionárius lézeroszcilláció feltétele:

$$R_1 R_2 e^{2(g-\alpha)l} = 1 \quad /3/$$

ahol R_1, R_2 a nyitó, illetve zárótükör reflexiója, α a kristály abszorpciók együtthatója. Itt feltételeztük, hogy az erősítés intenzitásfüggése egy erősítési cikluson belül elhanyagolható, különben /3/ nem igaz. /3/-ből következik:

$$g = \alpha - \frac{1}{2l} \ln(R_1 R_2) \quad /4/$$

A küszöbnél $g = g_0$, tehát

$$P_f = \frac{h \nu V}{\sigma t_{sp}} \left[\alpha - \frac{1}{2l} \ln(R_1 R_2) \right] \quad /5/$$

Legyen a lámpa bemenő teljesítménye a küszöbnél P_k , ekkor

$$P_f = \eta_l \eta_i \eta_f P_k \quad /6/$$

ahol η_l a lámpa hatásfoka, η_i a leképezés hatásfoka, η_f a fluoreszcencia hatásfoka. A küszöbtejesítmény /5/ és /6/-ből:

$$P_k = \frac{h \nu V}{\sigma t_{sp} \eta_l \eta_i \eta_f} \left[\alpha - \frac{1}{2l} \ln(R_1 R_2) \right] \quad /7/$$

/2/ és /6/ összehasonlításából a telítetlen erősítésre kapjuk:

$$g_0 = \eta_l \eta_i \eta_f \frac{\sigma t_{sp}}{h \nu V} P_k \quad /8/$$

Áttérve az egyutas teljes erősítésre:

$$\ln G_0 = g_0 l = K P_k \quad /9/$$

ahol K /8/ felhasználásával:

$$K = \eta_l \eta_i \eta_f \frac{\sigma t_{sp}}{h\nu A} \quad /10/$$

K neve: pumpálási együttható, A a kristály keresztmetszetének területe. A pumpálási együttható segítségével /7/:

$$P_k = \left[\alpha l - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2) \right] \frac{1}{K} \quad /11/$$

A kristály-abszorpción kívül veszteségek lépnek fel a tükrökön /szórás, abszorpció, diffrakció/ és a kristály végein is. Ezeket a járulékos veszteségeket, $/L_j/$ tekintjük úgy, mint amelyek a zárótükör reflexióját csökkentik: $R_2 = 1 - L_j$. Mivel L_j legfeljebb néhány % nagyságrendű:

$$\ln(1 - L_j) \approx -L_j \quad /12/$$

Az abszorpciós veszteségekkel kombinálva:

$$L = 2\alpha l + L_j \quad /13/$$

/11/ és /13/ összehasonlításával kapjuk:

$$-\ln R_1 = 2KP_k - L \quad /14/$$

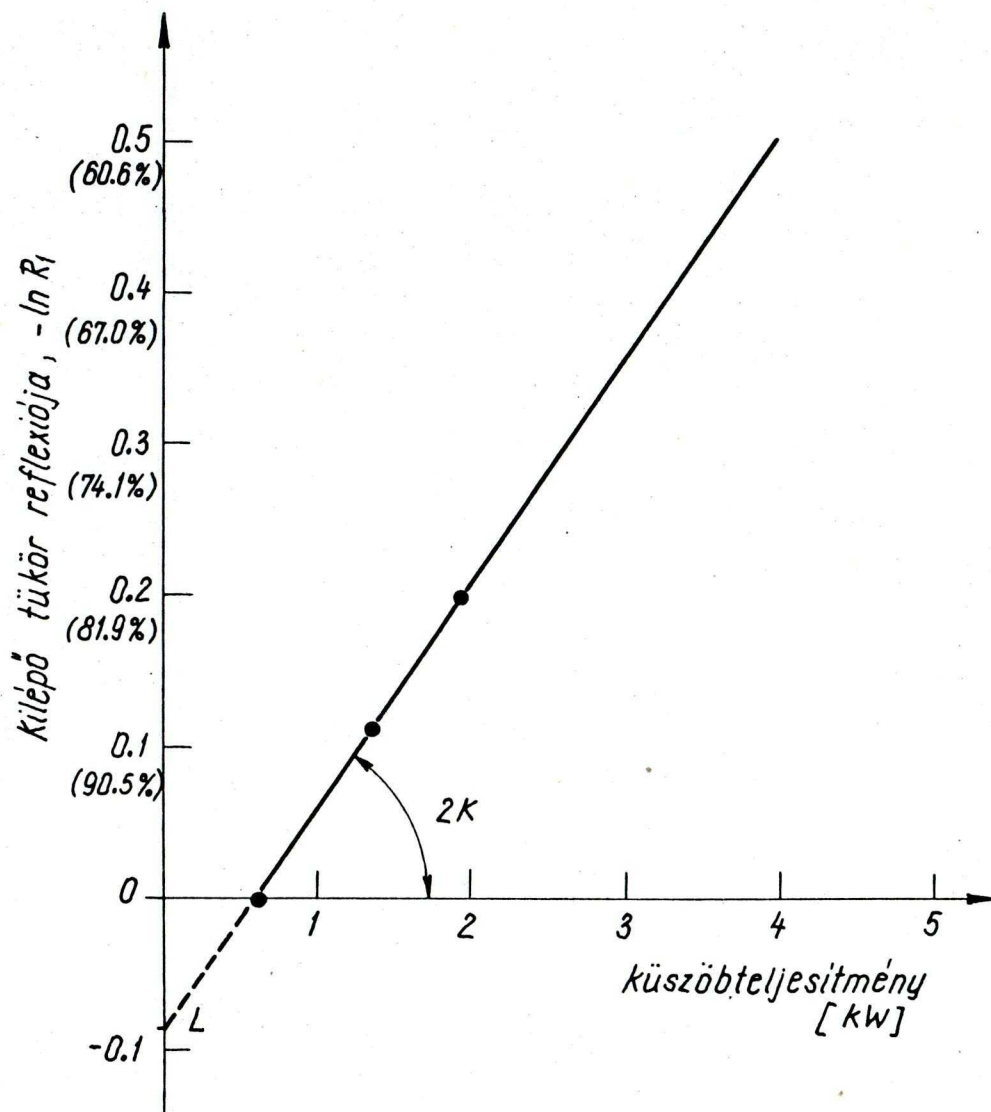
/14/ lehetőséget ad K és L mérésére. A kilépő tükör reflexióképességének függvényében kell mérni a P_k küszöb-
teljesítményt. A mérési eredmények célszerű ábrázolását, és az eredmények kiértékelését a 7. ábra mutatja.

Felhasználva az erősítés intenzitásfüggését:

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad /15/$$

/3/, /12/, /13/ és /14/ felhasználásával, valamint P_k helyett P_l lámpateljesítményt írva:





7. ábra

$$\frac{2KP_t}{1+I/I_s} = L - \ln R_1$$

/16/

Levezethető, hogy a rezonátorban az átlagos teljesítmény:

$$P_{\text{átl}} = \frac{1 + R_1}{2(1 - R_1)} P_{\text{ki}}$$

/17/

ahol P_{ki} a kilépő lézerteljesítmény.

Az ezzel számolt átlagos teljesítménysűrűség /intenzitás/:

$$I = \frac{1 + R_1}{2A(1 - R_1)} P_{ki} \quad /18/$$

/16/-ban P_l helyett P_k -t írva: /I=0/

$$P_l - P_k = \frac{I}{I_s} \frac{L - \ln R_1}{2K} \quad /19/$$

/18/ és /19/-ből I kiküszöbölésével:

$$P_{ki} = \frac{4KI_s(1 - R_1)A}{(1 + R_1)(L - \ln R_1)} (P_l - P_k) \equiv \sigma_m (P_l - P_k) \quad /20/$$

A küszöbtől mért lámpateljesítmény együtthatója a lézer "meredeksége", a lézer hatásfokának egyik legjobb kifejezője. σ_m értéke a legjobb gyári lézereknél 2-2,5 %, nálunk kristálytól függően 1,5-2,3 %.

/10/ felhasználásával:

$$\sigma_m = 4 \eta_l \eta_i \eta_f \frac{\sigma_{sp} I_s}{h\nu} \frac{1 - R_1}{(1 + R_1)(L - \ln R_1)} \quad /21/$$

A kifejezés első része a hatásfoknak a 2.2.1-2.2.3. pontokban tárgyalt összetevőit adja. Az anyagállandók a kristály minőségére /milyen gyártmányú !/ jellemzőek. A harmadik része a kifejezésnek hozható kapcsolatba a kicsatolás hatásfokával. Célszerű megadni a kicsatolás hatásfokát úgy, hogy az megadja, az indukált emisszió hányad része lép ki a rezonátorból az összes indukált fluoreszcenciához képest, amelynek egy része a veszteségek pótlására vész el. A kicsatolási veszteség $1 - R_1$, tehát:

$$\eta_k = \frac{1 - R_1}{L + 1 - R_1} \quad /22/$$

Ezzel a jelöléssel, felhasználva azt, hogy $R_1 \approx 1$ / $R_1 < 1$ /, és ezért $\ln R_1 \approx R_1 - 1$:

$$\sigma_m = 4 \eta_l \eta_i \eta_f \eta_k \frac{\sigma_{sp} I_s}{h\nu} \frac{1}{1+R} \quad /23/$$

A kicsatolás hatásfokának fizikai jelentése akkor válik teljessé, ha kicsatoláson az optimális kicsatolást értjük, tehát azt, amikor a kilépő teljesítmény maximális. /14/ és /20/ felhasználásával differenciálással kapjuk:

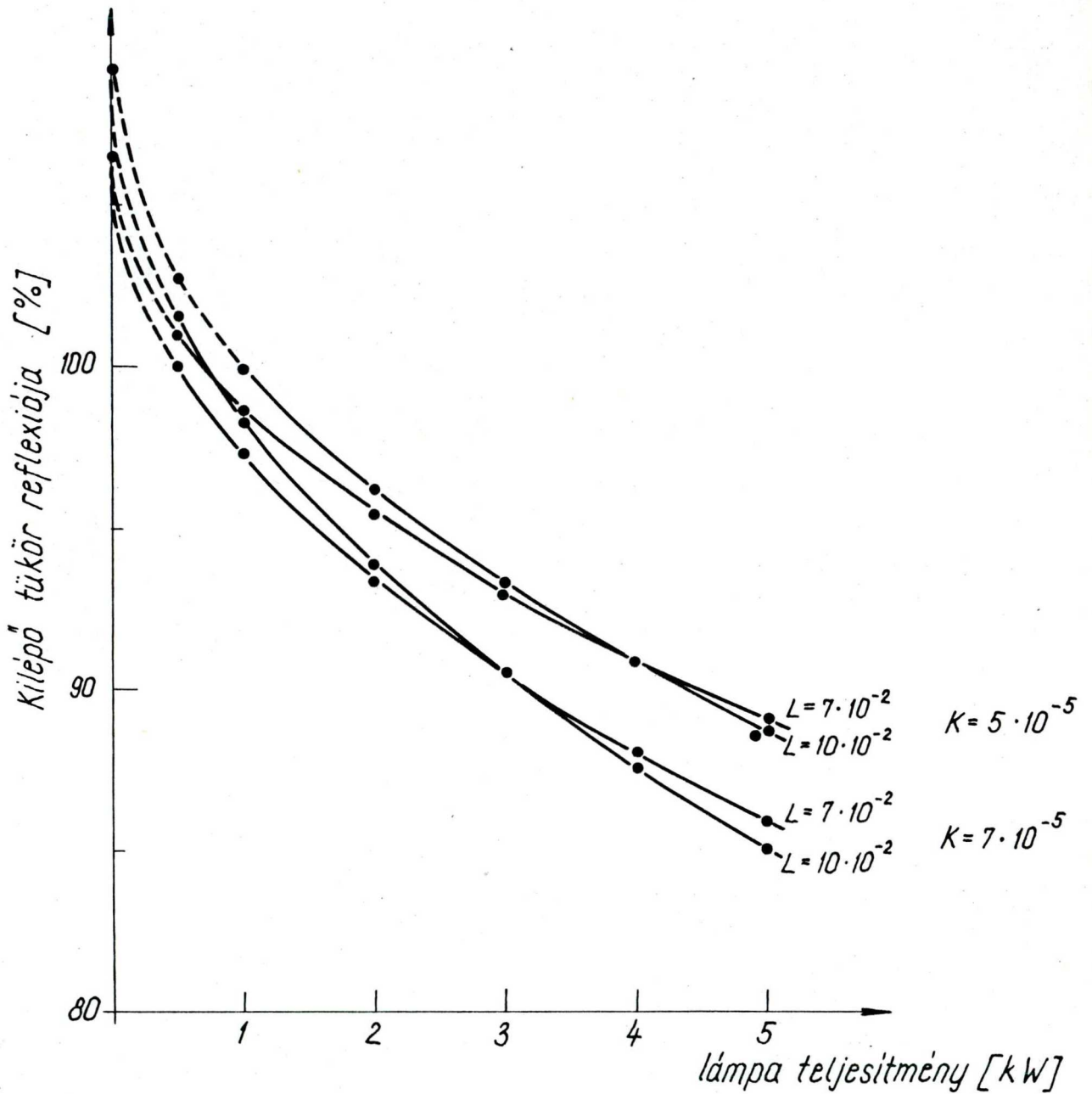
$$R_{1opt} \approx 1 - \left[\frac{\sqrt{2KR_L L - L}}{1+L} \right] \quad /24/$$

Egy kripton-ivlámpával pumpált lézerünkre, amelyre $K \approx 5-7 \times 10^{-5} \text{W}^{-1}$, $L \approx 0,07-0,1$, az optimális reflexiót a betáplált lámpateljesítmény függvényében a 8. ábra mutatja. Az ábrán a 100 %-nál nagyobb reflexiónak természetesen nincs fizikai jelentése. Az optimális kicsatolás a pumpálással növekszik, és /22/-ből következik, hogy ezzel a kicsatolás hatásfoka, s /24/-ben ráadásul az $1/(1+R)$ faktor is nő, s ebből látszik, hogy a meredekség nő a betáplált teljesítmény növelésével. Egy ilyen "meredekségi görbe" kezdeti szakaszának görbültsége azonban elsősorban annak köszönhető, hogy a kicsatolást általában a maximális teljesítményre optimalizáljuk.

2.3. Összefoglalás

A hatásfok-összetevőket végigkövetve megbecsülhetjük a Nd: YAG lézer hatásfokát. Legyen ± 20 % bizonytalansággal

- a lámpa hatásfoka $\eta_l = 0,15$,
- a leképezés hatásfoka $\eta_i = 0,6$,
- a fluoreszcencia hatásfoka $\eta_f = 0,5$,
- az indukált emisszió hatásfoka $\eta_e = 0,8$,
- a kicsatolás hatásfoka $\eta_k = 0,6$.



3. ábra

Ezek az adatok, ha egymástól függetlennek tekintjük őket, a lézer hatásfokára $\gamma_{\text{Nd:YAG}} = 0,022 \approx 2\%$ -ot adnak, összhangban a jelenlegi legjobb gyári készülékek hatásfokával, de a megadott bizonytalanságok 0,7 % és 5,4 % közötti hatásfokot is megengednek.

A hatásfok összetevőit mégegyszer megvizsgálva, összefoglalhatjuk, hogyan kaphatunk jó hatásfokú lézerműködést:

1. Olyan gerjesztő lámpát kell használnunk, amelyik jó sugárzási hatásfokkal rendelkezik, ezenkívül sugárzásának jelentős része esik a Nd:YAG abszorpciós sávjaiba.
2. Olyan pumpáló geometriát kell választanunk, amelyik biztosítja, hogy a lámpa fényének minél nagyobb része essék a kristályra.
3. Lehetőleg olyan fényforrást válasszunk, amelyik a Nd:YAG alacsony energiájú sávjait pumpálja.
4. Legyen a kristály nagy erősítésű, alacsony küszöbű, /jó gyártmányú!/ és alkalmazzunk minél nagyobb pumpáló teljesítményt, hogy az η hatásfok minél jobban megközelítse a σ_m meredekséget.
5. Legyen a lézerekristály önabszorpciója kicsi, a rezonátor veszteségei minimálisak, s a kicsatolás legyen optimális.

3. A Nd:YAG lézer hatásfokának növelése

3.1. Vizsgálatok alkálifém-lámpákkal

3.1.1. Előzmények

A lézer hatásfok-növelésének egyik módja az, ha olyan gerjesztő fényforrást választunk, amelynek "lámpa-hatásfoka" nagy, tehát az elektromos energia nagy részét kisugározza, ráadásul olyan hullámhosszakon, ahol a Nd:YAG kristály jól abszorbeál. Ilyen lámpák az alkálifém-lámpák.

Nagynyomású nátrium-lámpával már 1966-ban működtettek Nd:YAG lézert. [15] A nátrium D_1 , D_2 jelű rezonancia-vonalai /589,6 nm ill. 589,0 nm/ jól egybeesnek a Nd:YAG 588,7 nm-es ~ 1 nm széles abszorpciós csúcsával. A rezonancia-vonalak a bemenő elektromos energia kb. 40 %-át sugározták ki. Ennél az első kísérletnél azonban két jelentős probléma merült fel. Az egyik az, hogy a nátrium-lámpa spektruma változott a különböző teljesítményszinteknél, s ilyen keskeny abszorpciós élnél nehéz volt biztosítani a jó spektrális egyezést. A másik probléma az volt, hogy a nátrium az üzemi körülmények között kémiaailag reagált a lámpa kvarcból készült falával, s ez rontotta a lámpa optikai minőségét.

Nagy lépést jelentett Liberman és társainak 1969-ben publikált munkája. [39] Az alkálifémek közül a káliumot használták lámpáik töltésére. Megfelelő adalékanyagok segítségével a kálium rezonancia-vonalai, /mindkettő dublett/, hullámhosszaik 691,1 nm és 693,9 nm, illetve 766,5 nm és 769,9 nm, az elektromos teljesítmény mintegy 35 %-át sugározzák ki, közülük az utóbbiak a rezonanciakiszélesedés után elsőrendűen pumpálják a Nd:YAG két legalsó, 750 nm és 810 nm körüli pumpáló sávját.

A lámpa falának hőmérséklete üzemi körülmények között kb. 1500 °C. Ilyen magas hőmérsékleten a kálium hevesen megtámadja még a kvarcot is, ezért vagy polikristályos alumíniumoxidot /alumínium-kerámiát/, vagy alumíniumoxid egykristályt, zafírt kell használni a lámpa falának. A zafir mellett lényegesen jobb optikai tulajdonsága /átlátszósága/ szól.

A zafir hőtágulási együtthatója olyan, hogy nióbbiummal lehetett csak lezárni a csövet. A nióbbium azonban az üzemi hőmérsékleten levegőn kémiailag nem ellenálló. Ezért az egész csövet kvarcbúrába kellett tenni, ami viszont kb. 40 %-kal csökkentette a leképezés hatásfokát. A lámpa élettartama mindössze néhány óra volt, az azonban ennyi idő alatt is bebizonyosodott, hogy a lámpa ~ 2,4-szer hatásosabb a wolfram-halogén izzólámpáknál. 420 W lámpateljesítményre 10 W lézerteljesítményt kaptak, s a "meredekség" $\sigma_m = 3,6 \%$ volt.

A lámpa tökéletesítésével sikerült elérni 3,4 %-os hatásfokot, és $\sigma_m = 5,1 \%$ -os meredekséget is. [56] Elméleti, valószínűleg túl optimista számítások szerint a lámpával, ha sikerül 1000 W-os kivitelben elkészíteni, elérhető 9 %-os teljes hatásfok is.

3.1.2. A hazai lézertámpa leírása

A kálium-töltésű lézertámpa kifejlesztése az Egyesült Izzóban történt a nagynyomású nátriumgőz-lámpák kifejlesztése és gyártása során szerzett tapasztalatok alapján.

A kisülési cső anyaga zafir egykristály. A cső végei az Egyesült Izzó világszabadalma alapján készült eljárással, wolframmal fémezett kerámia-dugóval vannak lezárva. A dugókat mindkét végen egy-egy kb. 40 mm hosszú kerámia-cső veszi körül, amely üvegragasztási eljárással oly módon van a dugókra erősítve, hogy azokat a külső levegőtől vákuumbiztos módon elzárja. A toldalékcső belsejében vagy egy spirálrugó fut végig, vagy egy rugalmas meghajlitott fémlemez, amely a kisülési cső fémezett dugóit elektromosan összeköti a toldalékcső másik végébe beforrasztott, ugyancsak fémezett dugóval, amelyik az áram bevezetésére szolgál. A toldalékcső belsejében vákuum, vagy nemesgáz van.

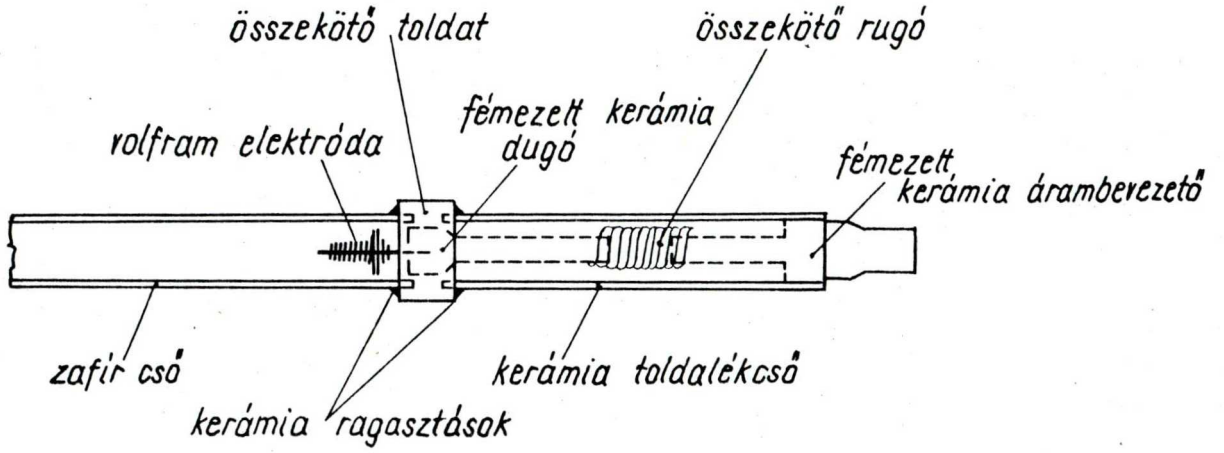
Ezzel a megoldással el lehet érni, hogy a kisülési cső végei elég melegek legyenek a megfelelő fémgőz-nyomás eléréséhez, ugyanakkor az áram bevezetési helyei ne melegedjenek túl.

A lámpák vázlatos rajza a 9. ábrán, fényképük a 10. ábrán látható.

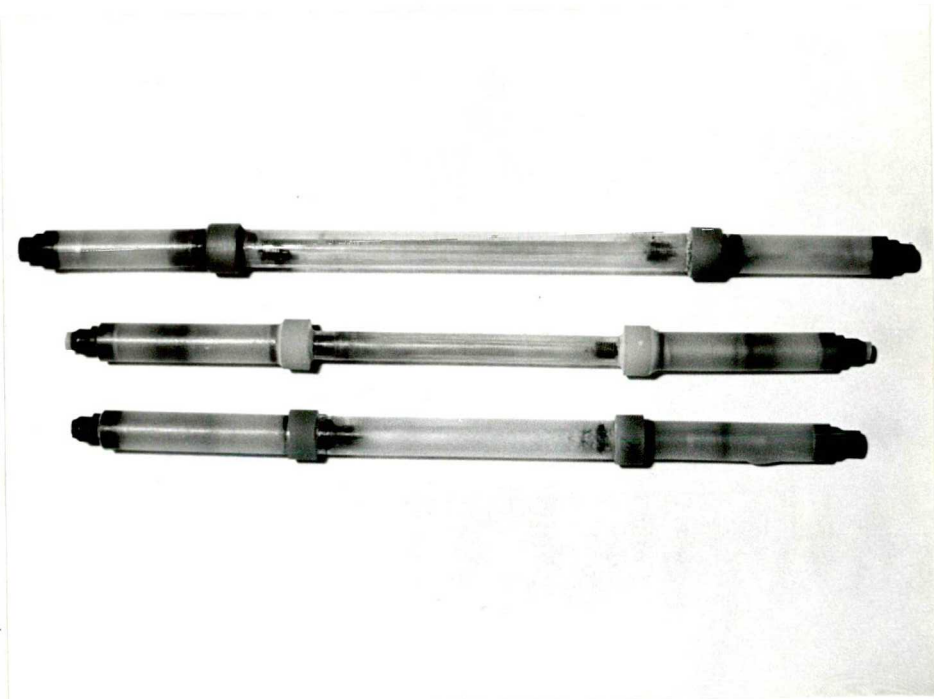
A lámpák három különböző zafircső mérettel készültek. Méreteiket az alábbi táblázat tartalmazza:

Elnevezés	Külső átm. mm	Belső átm. mm	Hossz mm	Elektróda táv. mm
hosszú-vastag	9,3	7,5	105	85
rövid-vékony	7,0	5,3	75	55
rövid-vastag	9,3	7,5	70	50

Az első lámpa túl hosszú volt az általánosan elterjedt 50-60 mm hosszú lézerkristályokhoz képest. A második típusú lámpa átmérőjét azért csökkentettük le, mert a kis átmérőtől jobb leképezést s fényesebb plazmát reméltünk.



9. ábra



10. ábra

Elképzeléseink nem váltak be, elsősorban azért mert a kis átmérőjű lámpák túlmelegedtek, s maximum néhány órás üzem után az összekötő toldatnál elrepedtek. Kompromisszumot, s egyelőre véglegesnek tűnő megoldást a harmadik lámpa jelent a méretek szempontjából.

3.1.3. A lámpa töltése

A lámpa töltésének legfontosabb összetevője a kálium. Méréseink szerint a lámpába tett 5-10 mg kálium már biztosítja a megfelelő működéshez szükséges mintegy 100 torr nagyságú [39] alkáli-gőznyomást.

A technikai célokra használatos kálium nyomokban mindig tartalmaz nátriumot és rubidiumot is. A spektrumfelvételeken mindig megjelennek a megfelelő emissziós vonalak is.

A kálium kémiaailag igen aktív fém. Szabad levegőn igen gyorsan oxidálódik. A gyártás egy stádiumában a fém a levegővel érintkezne, tehát már szennyezett anyag kerülne a lámpába, ami csökkentené a lámpa élettartamát. Ennek elkerülése érdekében a káliumot ötvözni szokták valamilyen fém-mel. Elterjedt lámpák töltésére a Hg-K, vagy a Cd-K ötvözet. Ezek az ötvözetek levegőn már nem oxidálódnak.

A higany, illetve a kadmium rezonancia-vonalai az ultraibolya tartományba esnek, tehát ha elegendő alkáli atom vesz részt a kisülésben, ezek a vonalak nem gerjednek, tekintettel arra, hogy az alkálifémek rezonancia-vonalai kisebb energiájú felső nivóról indulnak.

Ha eléggé sok a higany, illetve a kadmium a kisülésben, a lámpa termikus és elektromos tulajdonságait a higany, illetve a kadmium határozza meg, míg a spektrumért a kálium a felelős.

A higany, illetve a kadmium, vagy mint lámpáink többségében mindkettő, jelentősen befolyásolja a lámpa működését. Fontos hatásuk, hogy növelik a lámpák feszültségét ahhoz képest, mint amit az adott káliumgőz-nyomás megkívánna. Ezáltal egy adott teljesítményszintet kisebb árammal elérhetünk, ami növeli a lámpák élettartamát, különös tekintettel az árambevezetések terhelhetőségére.

Másik fontos hatásuk, hogy megnövelik a lámpának a megfelelő káliumgőz-nyomáshoz szükséges úgynevezett hidegpont-hőmérsékletét. /A kálium nyomását a kisülés leghidegebb pontjának hőmérséklete határozza meg./ A hidegpont-hőmérséklet azért növekszik meg, mert a higany és a kadmium kissé elnyomja a káliumot. Ez a hatás azért jelentős, mert a lámpa nagy teljesítményénél a hidegpont-hőmérséklet a higany, illetve a kadmium nélküli optimális hőmérséklet fölé emelkedne.

A higany és a kadmium harmadik fontos hatása az, hogy a kálium rezonancia-vonalak hosszabb hullámhosszúságú tagját kissé kiemelik. Ez azért jelentős, mert ezáltal még jobb az emissziós és az abszorpciós spektrum átfedése a 810 nm körüli sávban.

A lézerek pumpálására az alkálifémek rezonancia-vonalai alkalmasak. A rezonancia-vonalak alsó állapota alapállapot, tehát az atomok képesek abszorbeálni ezt a frekvenciájú fényt.

Az irodalom [39] szerint a kisülési iv hőmérséklete kb. 4000 K, a fal hőmérséklete kb. 1500 K. A sugárzás a kisülés belsejéből sokkal erősebb, mint a fal melletti, viszonylag hidegebb részekből. A fal mellett elhelyezkedő atomok abszorbeálják a kisülés belsejéből jövő fényt, és az ütközési kiszélesedés miatt jelentősen kiszélesedett vonalak "szélei" sugároznak csak. Ez a jelenség az önvisszafordulás jelensége.

Kísérleti lámpáinkba, praktikussági okokból mind a káliumot, mind a higanyt általában kadmiummal ötvözve juttatuk be. Habár a kadmium hatását a spektrumra nem tudtuk megfigyelni, azt tapasztaltuk, hogy lézerlámpaként a kadmiummentes lámpák váltak be jobban.

Az ötvözéshez szükséges higany mennyiségét még nem ismerjük pontosan, mert az a lámpa geometriájának is a függvénye, és a geometriailag legjobban bevált lámpából még nem készült kadmiummentes lámpa. Valószínűleg 15-30 mg Hg szükséges a lámpa optimális töltetéhez.

Hogy a lámpa hidegen is könnyen begyújtson, mintegy 30 torr argont is tesznek a lámpába. Ennek spektrális hatását csak a lámpa egészen hideg állapotában lehet megfigyelni.

3.1.4. A lámpa elektromos tulajdonságai

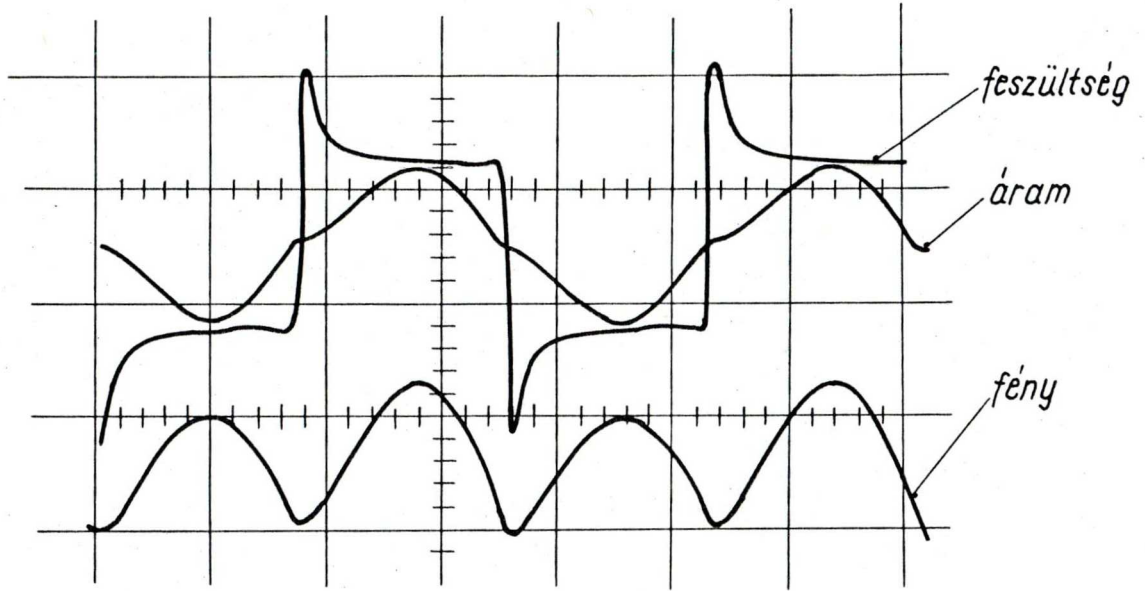
A lámpa gerjesztése váltakozó árammal történik. Egyenáramú gerjesztés nem valósítható meg a kataforé is miatt. /A kálium és a higany szétválna a katód, illetve az anód környékére./

A lámpa begyújtásához külön gyújtó tápegységet használtunk, a nátriumgőz világítólámpák gyújtására általánosan használt TUNGSRAM S-2000 típusú gyújtót. A lámpa begyújtása után a gázkisülésekre jellemző "negatív karakterisztika" miatt a csökkenő feszültség ellenére hirtelen, gyorsan növekedne a lámpán átfolyó áram, amit a hálózat esetleg el sem bírna, s a lámpa kialudna. Ennek elkerülésére induktív ballasztolt szottak használni. Az általunk használt ballasztok az Egyesült Izzó fémgőzlámpáihoz használt ballasztok voltak. A lámpával sorbakötött induktivitás nagysága nincs lényeges befolyással a lámpa működésére. Az optimális ballaszt megválasztása a végső konstrukció, s az optimális lámpatöltet megtalálása után történhet meg.

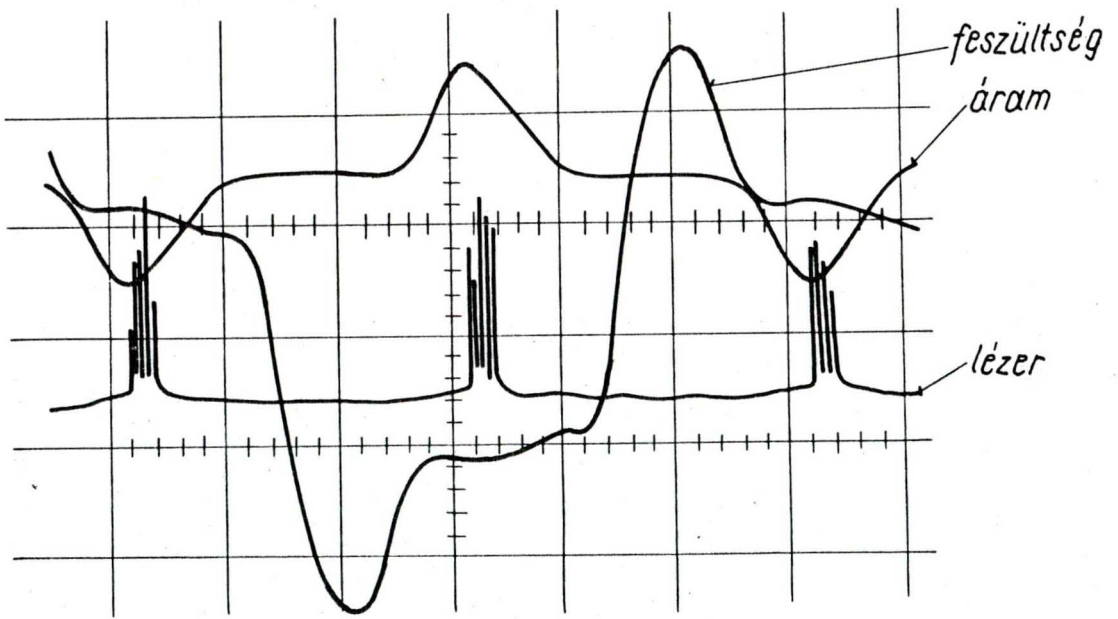
50 Hz-es gerjesztésnél a kisugárzott fényteljesítmény gyakorlatilag követi az áram változását. Ez hátrány, mert a gerjesztett fény intenzitása 100 Hz-es modulációt mutat, aminek a következtében a lézer 100 Hz-en kvázifolytonosan működik. Energetikailag ez különösen hátrányos, mert így a lámpa teljesítményének csak az a része hasznos a lézerműködés szempontjából, amelyik a küszöb fölé esik.

A lámpán eső feszültség, a lámpán átfolyó áram és a kisugárzott fény időbeli változását, egy oszcilloszkóp ernyőjéről készült fényképfelvétel átrajzolásával a 11. ábra mutatja. A feszültség-jelnél a mérőrendszer érzékenysége 100 V/osztás, az áramjelnél 10 A/osztás. A vízszintes eltérés sebessége 6 ms/osztás.

A lézer kvázifolytonos működését a 12. ábra mutatja. Ezen az oszcilloszkóp ernyőjéről készült ábrán az áram és feszültségjel sem alakjában, sem amplitúdójában nem tökéletes, mert a jeleket a lámpákról nem ohmikusán, hanem induktív úton vettük le. Látható, hogy a lézerműködés időkitöltési tényezője körülbelül 1 : 10.

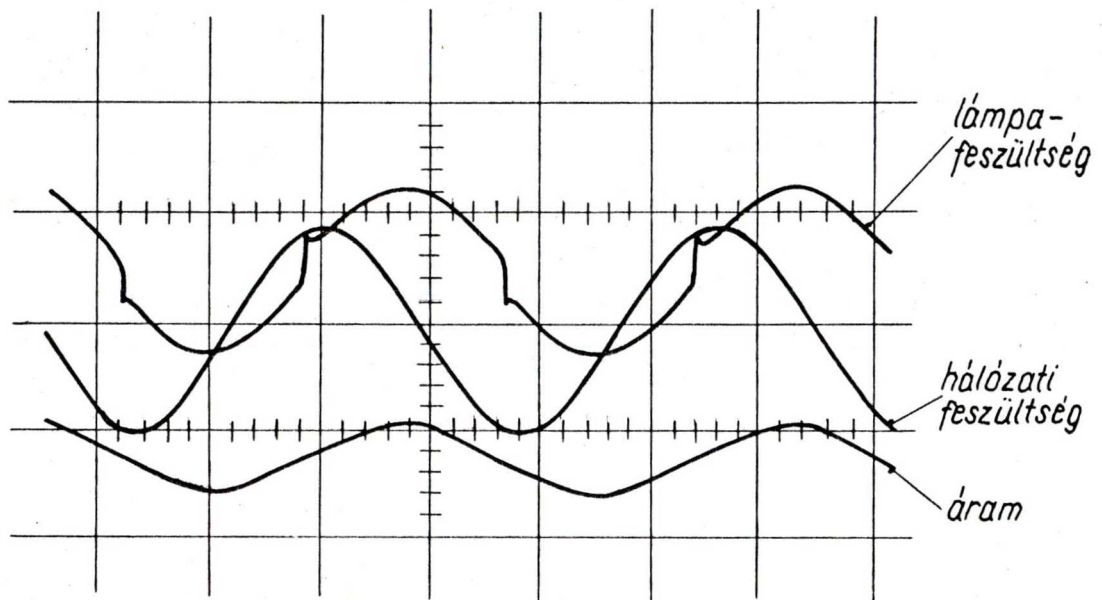


11. ábra



12. ábra

A feszültségjel alakja függ a lámpa üzemi állapotától. A 13. ábra egy kb. 350°C hidegpont-hőmérsékletű lámpa feszültség- és áramjeleit mutatja, míg a 14. ábra ugyanennek a lámpának a jellemző elektromos mennyiségeit 750°C hidegpont-hőmérsékleten. A 13. ábrán az érzékenység 25 V/osztás és 10 A/osztás , a 14. ábrán pedig 100 V/osztás és 10 A/osztás .

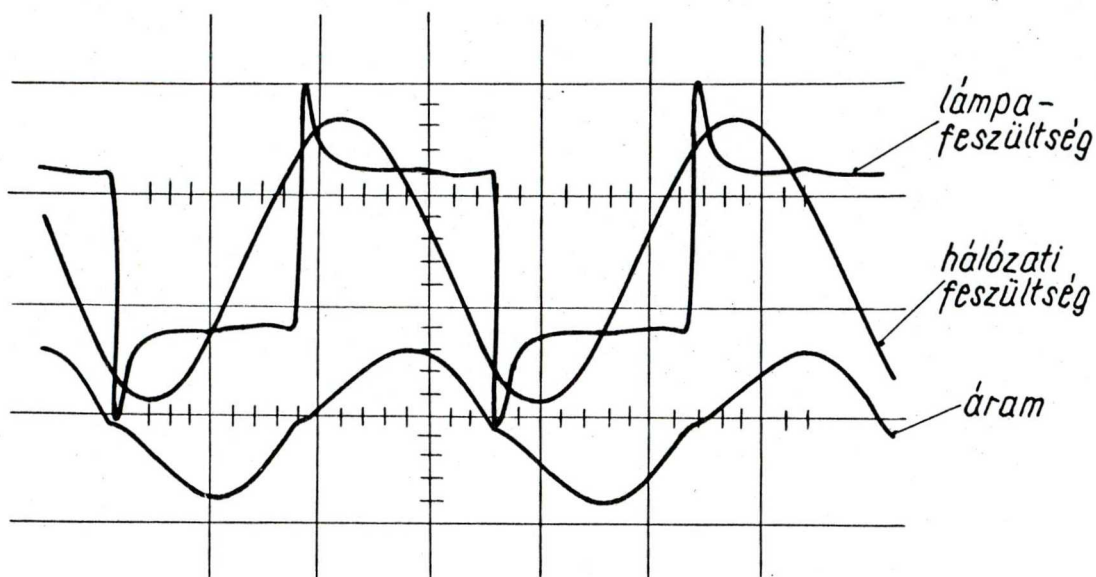


13. ábra

A fázisviszonyokat is láthatjuk a két ábrán, amelyek feltüntetik a lámpán és az induktív ballaszton egyidejűleg eső feszültséget is. A 13. ábrán a teljes feszültségjel átszámítási tényezője 100 V/osztás , a 14. ábrán pedig 200 V/osztás .

Az áram-, de különösen a feszültségjel alakja, elsősorban a nagyobb terheléseknél jelentősen eltér a szinuszos jelalaktól. Emiatt a pontos mérésekhez hődrótos műszereket, vagy wattmérőket kell alkalmazni.

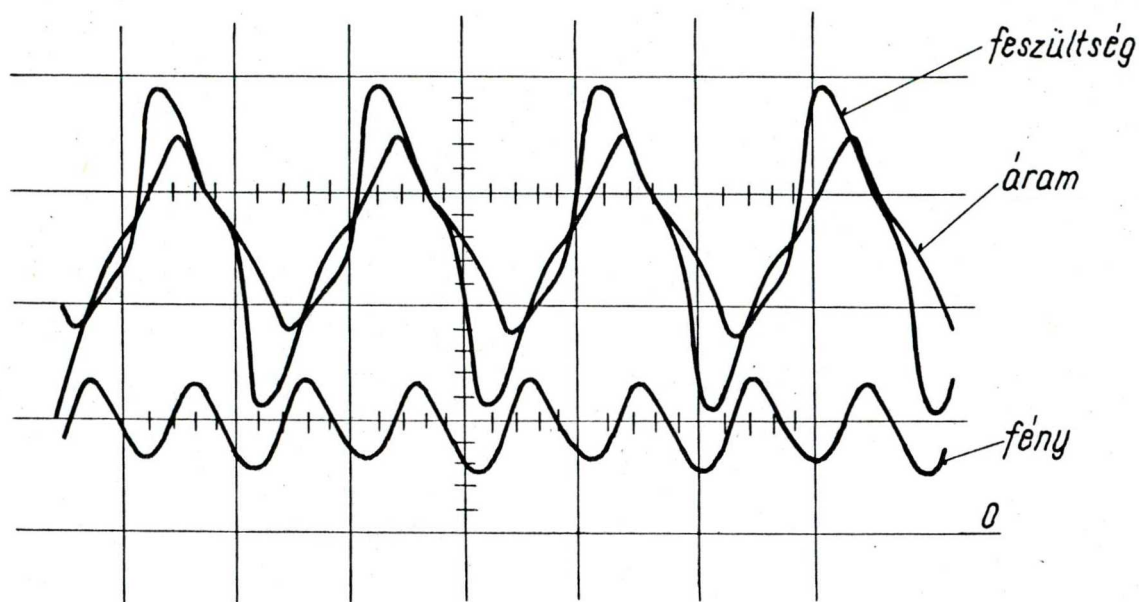




14. ábra

A mind energetikailag, mind egyéb szempontból, /pl. Q-kapcsolás szempontjából/ hátrányos kvázifolytonos működés megszüntetésére kísérleteket végeztünk a lámpának 2,5 kHz-en történő működtetésével. Ezen a frekvencián üzemi körülmények között a fényjel-modulációt sikerült $\sim 50\%$ -ra csökkentenünk. A 2,5 kHz-en mért lámpafeszültség-, lámpaáram-, és fényjeleket a 15. ábra mutatja. Látható, hogy az áramjel nem szinuszos, ennek tudható be, hogy még mindig igen nagy a fényintenzitás modulációja. Az ábrán az áramjel átszámítási tényezője 10 A/osztás, a feszültségé 50 V/osztás. A vízszintes eltérítés sebessége 0,2 ms/osztás.

50 %-os gerjesztőfény-moduláció esetén az időki-töltési tényező nem javult lényegesen, tekintettel arra, hogy a lézer éppen a küszöbnél működött. 50 %-nál kisebb modulációt a frekvencia növelésével, vagy négyszög-impulzusokkal történő gerjesztéssel lehetne elérni.



15. ábra

3.1.5. A spektrális vizsgálatokra alkalmas berendezés ismertetése

A Nd:YAG lézer hatásfokának növelése szempontjából a lámpák leglényegesebb jellemzője a kisugárzott fény spektruma. A lámpák spektrumának vizsgálata céljából olyan mérőberendezést építettünk, amelyben a lámpa üzemi körülmények között van, tehát benne van a lézerfejben.

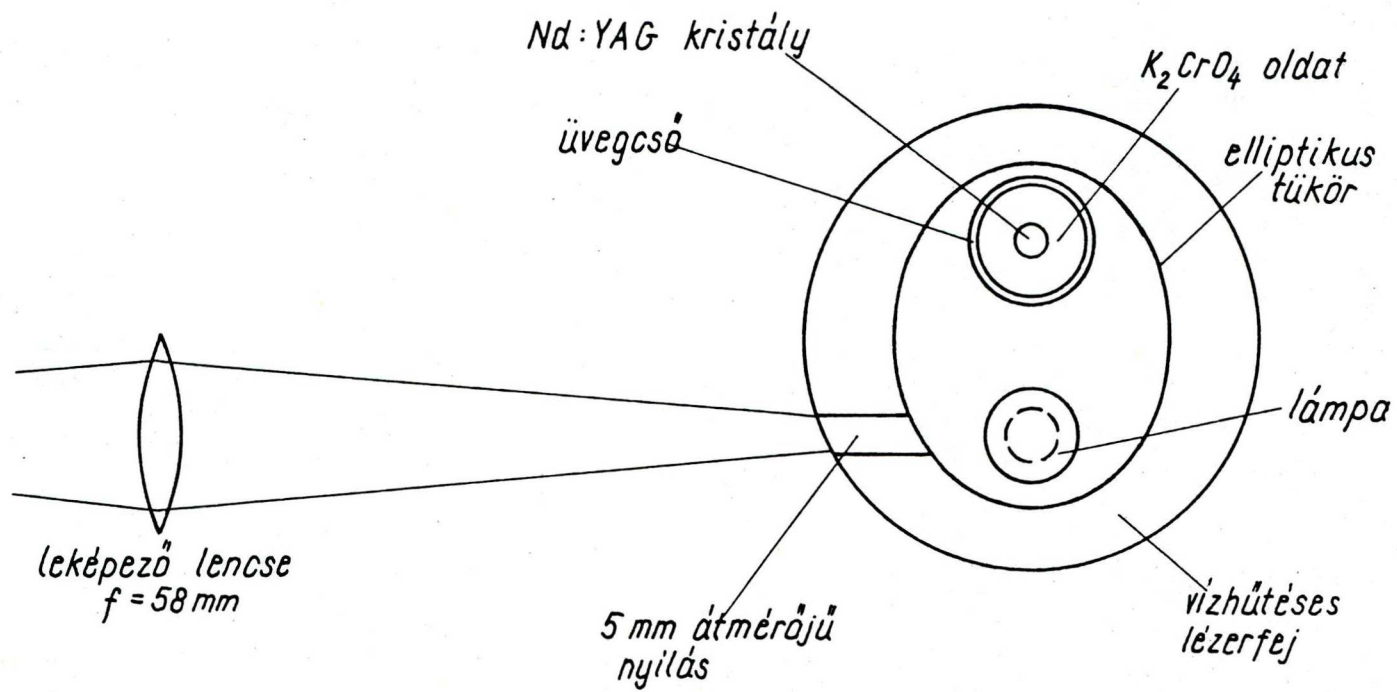
Ez két szempontból is előnyös. A lámpa spektrumát az egymással szorosan összefüggő elektromos és termikus tulajdonságok együttesen határozzák meg. A kisugárzott fény intenzitását a betáplált elektromos energia, spektrumát viszont egyértelműen a lámpa termikus tulajdonságai határozzák meg. A termikus tulajdonságokat meghatározó módon befolyásolja a lámpa környezete, helye, hűtése, ezért helyes, ha a környezet azonos az üzemi helyzettel. A másik előnye ennek a megoldásnak az, hogy miközben vizsgálni tudjuk a kisugárzott fény spektrális eloszlását, szimultán vizsgálhatjuk a spektrum változásának hatását a lézer teljesítményére.

Az alkálifém- gőz lámpák vizsgálata céljából, egy egy- ellipszises gerjesztő konfigurációjú lézerfejet használtunk. Az elliptikus henger fél nagytengelye 22 mm, fél kistengelye 13 mm. A gerjesztő üreg egy részén 5 mm átmérőjű lyukat furtunk, amelyen keresztül a lámpa középső részének fénye részben elhagyhatja a üreget. A lyuk helyzetét a 16. ábra szemlélteti.

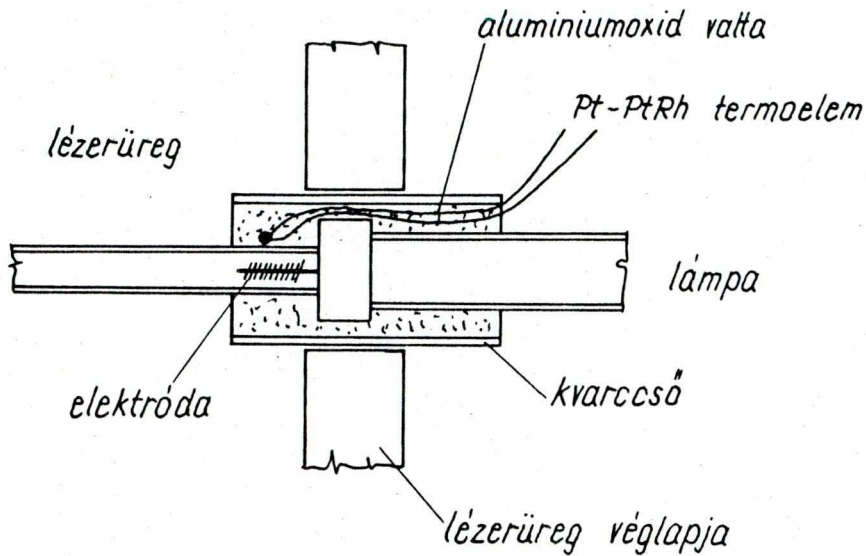
A lámpákat a lézerfejben a 17. ábrán látható módon rögzítettük. A kvarccsőre, illetve a kvarccső és a lámpa között alumíniumoxidból készült hőálló "vattára" a hőszigetelés céljából volt szükség. A hőszigetelés mértékét az "alumíniumvatta" tömörségével változtattuk. A kisülés leghidegebb pontjának hőmérsékletét Pt-PtRh termoelemmel mértük. A termoelem elhelyezését ugyancsak a 17. ábrán láthatjuk. A kvarccsövet az ábrán fel nem tüntetett szorítóbilincs rögzítette a lézerüreg véglapjához.

A gerjesztő üregbe fúrt nyíláson át a lámpát egy 58 mm fókusztávolságú üveglencsével 1 : 1 arányában leképeztük a spektrális bontás céljára alkalmazott SPM-2/Carl Zeiss Jena/monokromátor belépő részére. A monokromátor bontóeleme egy 70x60 mm méretű, milliméterenként 651 karcolatú, 570 nm csillogási hullámhosszú síkrács volt. A monokromátor geometriai adatai alapján a kilépő résnél a diszperzió 0,4 nm/0,1mm, függetlenül a hullámhossztól.

A monokromátor első és második rendben működött. A második rendből származó jelek optikai kiszűrését nem tartottuk fontosnak, tekintettel arra, hogy az általunk különösen vizsgált 700-900 nm-es hullámhossz-tartományban a második rendnek megfelelő 350-450 nm-es jelek elhanyagolhatóak, részint mert a lámpák ezeken a hullámhosszakon alig emittálnak, részint pedig azért, mert a detektor itt már gyengén érzékel.



16. ábra



17. ábra

A monokromátoron átjutó fény intenzitását egy, a kilépő rész elé felszerelt UDT gyártmányú PIN GDP típusú PIN-dióddal mértük. A dióda jelét közvetlenül mértük egy $20\text{ k}\Omega$ belső ellenállású, $0,25\text{ }\mu\text{A}$ végkitérésű regisztráló galvanométerrel. A dióda és a regisztráló együttesen nem alkotott lineáris rendszert, különösen a kis jeleknél. Ez berendezésünk komoly fogyatékosága, de céljainkra így is megfelelt, tekintettel arra, hogy mindig azonos típusú jeleket hasonlítottunk össze.

A monokromátor transzmissziójának hullámhossz szerinti folyamatos változtatásával értük el, hogy regisztrálhattuk a lámpák emissziós spektrumát. A monokromátor hullámhossz-állító tengelyét egy 2/perc fordulatszámú motorral forgattuk. Ez $0,45\text{ nm}$ hullámhosszváltozásnak felelt meg másodpercenként.

A regisztrálónk Sefram /Paris/ gyártmányú Graphispot típusú regisztráló galvanométer volt. A regisztrálás sebessége 30 mm/perc, vagy 25 mm/perc volt. A fenti adatokkal ez azt jelenti, hogy a regisztrátumon 1 mm 0,9 nm-nek, illetve 1,09 nm-nek felel meg. Ez a "grafikus felbontóképesség" jó összhangban van azzal, hogy a spektrumok felvételénél általában használt 0,2 mm résszélességnél a monokromátor feloldóképessége kb. 0,8 nm.

3.1.6. A berendezés hitelesítése

A fentebb ismertetett berendezéssel a lámpa által emitált fény spektrális eloszlásának csak egy transzformáltját kaphatjuk meg. Legyen a lámpa vizsgált része által a detektálás teljes térszögébe kisugárzott fényteljesítmény eloszlása $E(\lambda)$. Legyen a leképező rendszer és a monokromátor együttes transzmissziója $T(\lambda)$, s legyen a detektor spektrális érzékenysége $R(\lambda)$. Tekintsük a detektort lineárisnak. Ekkor a lámpa mért spektrális eloszlása

$$E^*(\lambda) = c R(\lambda) T(\lambda) E(\lambda),$$

ahol c normálistényező. $R(\lambda)$ prospektusokból általában közelítőleg ismert, $T(\lambda)$ viszont általában nem. A mérőrendszerre ténylegesen jellemző $R(\lambda)T(\lambda)$ mennyiséget megmérhetjük ismert spektrális eloszlású fényforrás segítségével. Legyen az ismert spektrális eloszlás $V(\lambda)$, a mért $V^*(\lambda)$, ekkor

$$V^*(\lambda) = c R(\lambda) T(\lambda) V(\lambda).$$

$V(\lambda)$ és $V^*(\lambda)$ ismeretében a

$$\frac{V(\lambda)}{V^*(\lambda)} = \frac{1}{c R(\lambda) T(\lambda)} \equiv Q(\lambda)$$

mennyiség meghatározható. $Q(\lambda)$ ismeretében tehát a lámpa valódi spektrális eloszlása a mértből könnyen meghatározható:

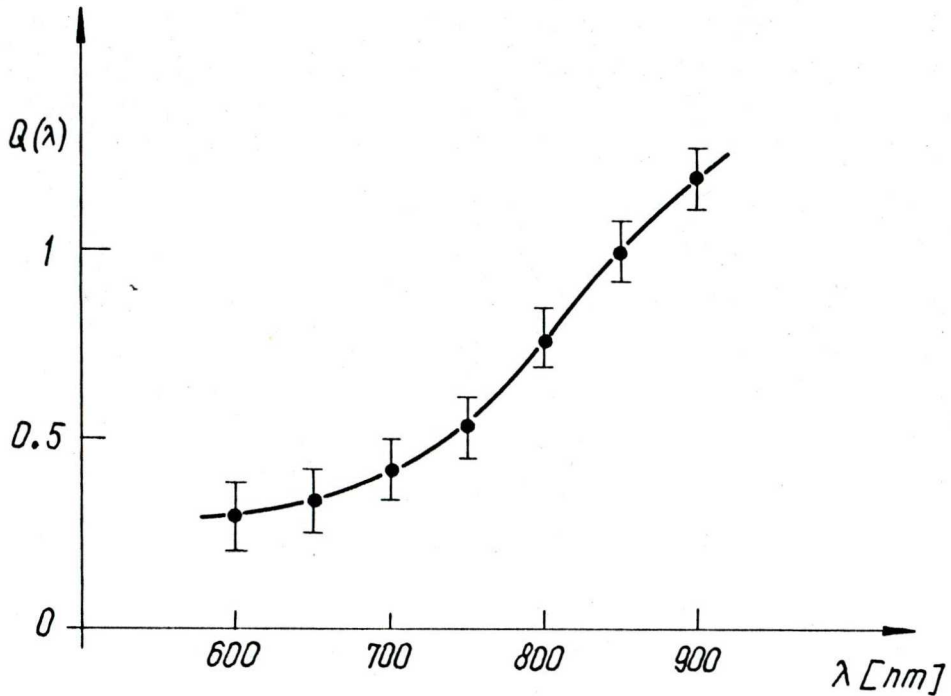
$$E(\lambda) = Q(\lambda) E^*(\lambda).$$

Berendezésünkre megkíséreltük meghatározni $Q(\lambda)$ -t. Két komoly nehézség miatt azonban ez csak közelítőleg sikerült. Az egyik nehézség az volt, hogy a detektor és a mérőműszer együttesen nem alkotott lineáris rendszert. A másik pedig az, hogy nem állt rendelkezésünkre megfelelő, ismert spektrális eloszlású fényforrás. Osram gyártmányú, Wi 17 típusú wolfram-szalaglámpánk ugyanis üzemeltetés közben változtatta feketehőmérsékletét. Erre a lámpa intenzitásának változásából és a lámpán állandó áram esetén eső feszültség növekedésből jöttünk rá. A feketehőmérséklet változását becsülni tudtuk. Öt darab Osram gyártmányú Wi 16, illetve Wi 17 típusú szalaglámpa adatai alapján megállapítottuk, hogy 1800 K feketehőmérsékletet átlagosan 24 W teljesítményfelvétel esetén mutatnak, és hogy a feketehőmérséklet-változási tényező 15 K/W. /2000 K feketehőmérsékletnél, ahol a felvett teljesítmény átlagosan 40 W, a feketehőmérséklet-változási tényező 9 K/W./

$Q(\lambda)$ meghatározására tájékoztató mérésünket a következőképpen végeztük el. A detektor-rendszert lineárisnak tételeztük fel kétszeres intenzitásváltozáson belül. A szalaglámpa fényének jele 600 nm és az 1000 nm közé eső hullámhossz-intervallumban változott egy kettes faktort. Bennünket elsősorban a 700 nm és a 900 nm közé eső hullámhossztartomány érdekelt, ahol ez a változás 15 %-nál is kevesebb volt.

A wolfram-szalaglámpán eső feszültséget mértünk az állandó lámpaáram mellett, s megállapítottuk, hogy a mérés ideje alatt a feketehőmérséklet 1800 K-ról kb. 1820 K-re növekedett. A növekedést egyenletesnek tételeztük fel, s ennek, valamint a wolfram spektrális emisszióképességének [57] segítségével számoltuk ki a lámpa "ismert" spektrális eloszlását, $V(\lambda)$ -t. A lámpa eloszlását megmérve kiszámítottuk $Q(\lambda)$ -t amelyet a detektor maximális érzékenységi

hullámhosszánál 1-nek választottunk. Az eredményt a 18. ábra mutatja.



18. ábra

A fent ismertetett eljárás nem korrekt, az eredmények csak tájékoztató jellegűek lehetnek. Azt mindenesetre mutatják, hogy a mérőrendszer spektrális érzékenysége a növekvő hullámhosszak felé csökken. 810 nm-nél pl., ahol a kálium kiszélesedett önabszorpciós rezonancia dublettje erősen pumpálja a Nd:YAG legalsó pumpáló sávját, az érzékenység kb. 30 %-al kisebb, mint 750 nm-nél, ahol a dublett rövidebb hullámhosszú része pumpálja a 750 nm körüli erős pumpáló nivót.

3.1.7. A lámpa spektrális tulajdonságai

Az Egyesült Izzóban gyártott kísérleti lézerlámpák spektrumait a 3.1.5. - 3.1.6.-ban leírt berendezéssel vizsgáltuk.

A lámpák spektrális tulajdonságait a töltet összetételén kívül a kisülés leghidegebb pontjának a hőmérséklete határozza meg. A kisülés leghidegebb pontjának hőmérsékletét a 17. ábrán szemléltetett termoelemmel mért hőmérséklet alapján becsülni tudtuk, méghozzá a mért értékhez 50°C -ot hozzászámítottunk, tekintettel arra, hogy a termoelem a kisülésen kívül helyezkedik el. A hőmérsékletmérés hibáját $\pm 20^{\circ}\text{C}$ -ra becsüljük.

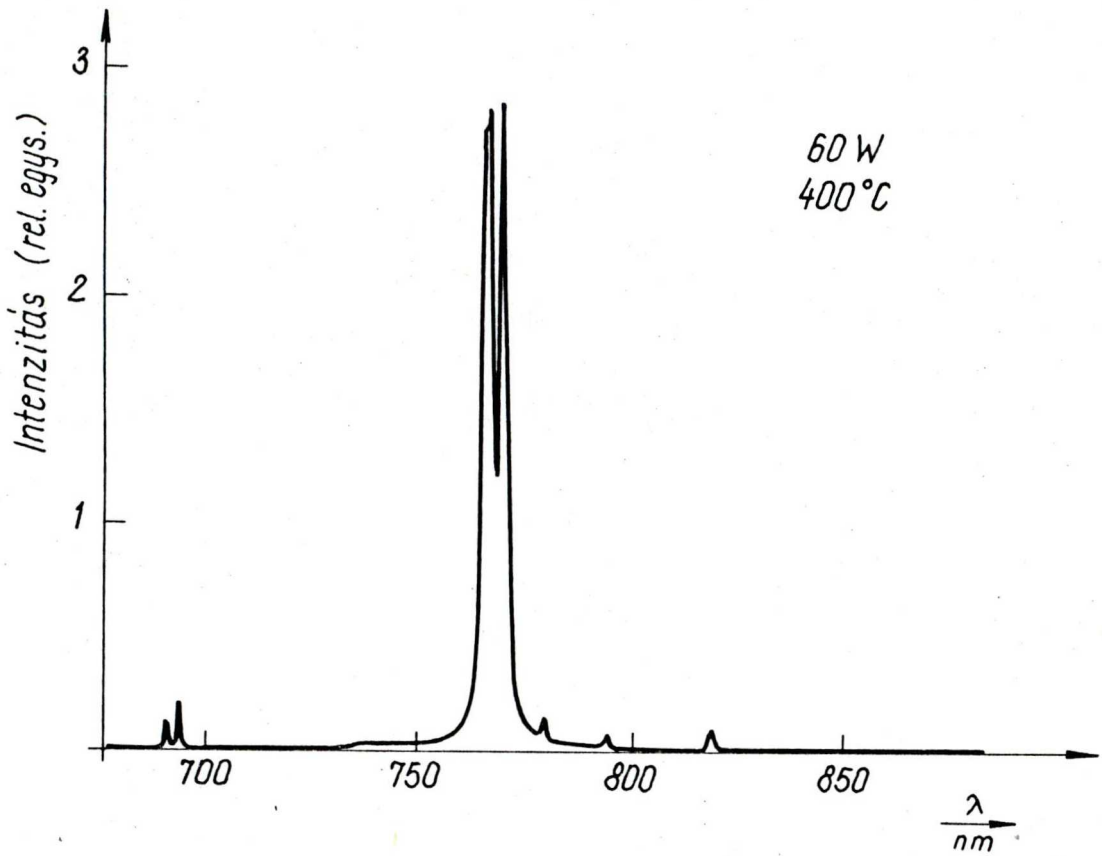
A 19. - 25. ábrák a spektrum változását mutatják egy 10 mg kálium és 10 mg kadmium-higany ötvözet töltetű, "rövidvastag" lámpa esetén a 700-900 nm hullámhossz-intervallumban. A lámpák teljesítményét lágyvasas mérőműszerekkel mértük.

A 19. ábrán /60 W, 400°C / a kisülés még olyan hideg, hogy a kálium rezonancia dublettje még nagyon jól elkülönül egymástól.

110 W-nál, ahol a hőmérséklet 500°C , /20. ábrán/ már jól megfigyelhető a vonalak kiszélesedése és önabszorpciója. A középső komponens a dublett két tagjától közösen származik.

A 21. ábrán /190 W, 600°C / a középső komponens már csaknem teljesen az önabszorpció "áldozata" lett. 725 nm körül feltűnővé válik a jellegzetes "váll".

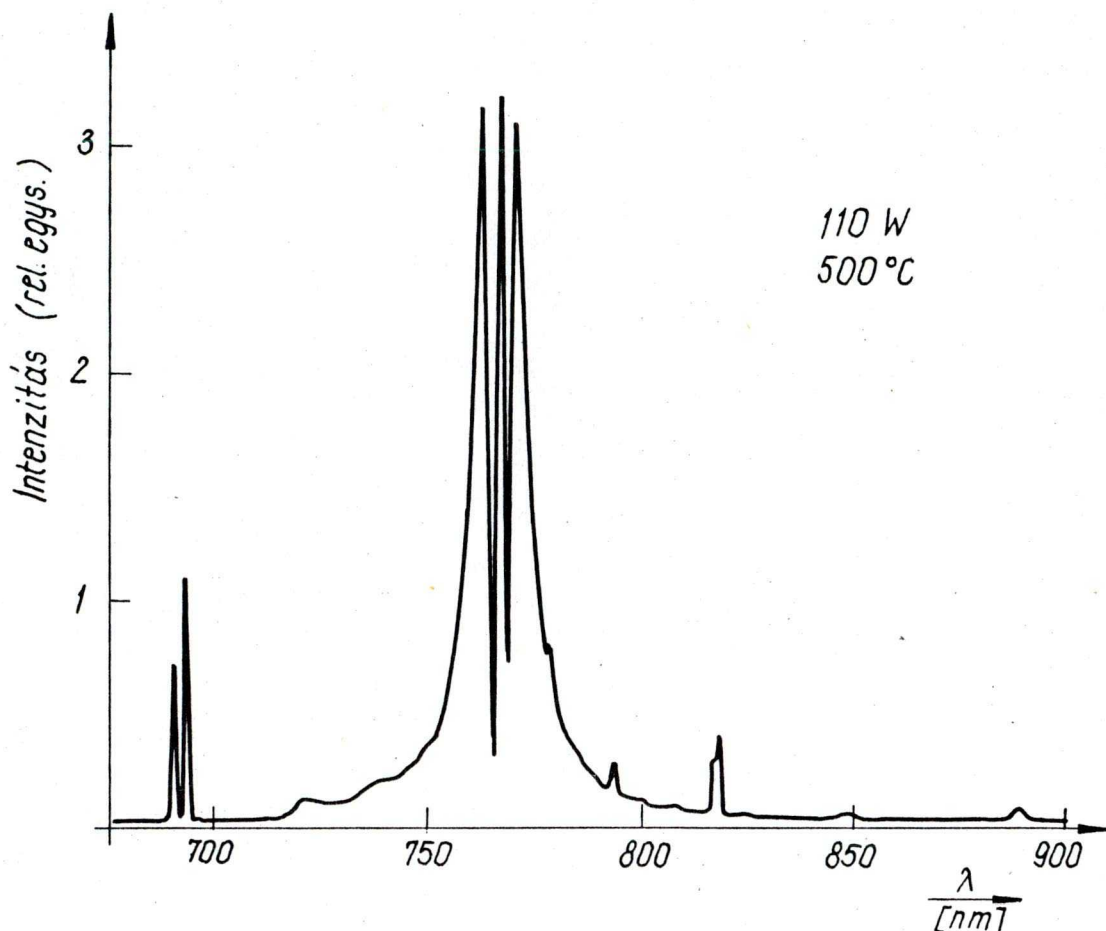
A 22. ábra /310 W, 700°C / a már tökéletesnek mondható vonalalakot mutatja. Az emissziós spektrum kb. itt kezdi maximálisan átfedni a Nd:YAG abszorpciós spektrumát.



19. ábra

Az átfedés mértéke a 23. ábrán látható. Ez a spektrumfelvétel úgy készült, mint az 1. ábra, azaz először a lámpa fénye egy 4 mm vastag párhuzamosra csiszolt falu Nd:YAG kristályon keresztül jutott a monokromátorba. A Nd:YAG-os spektrum után ugyanarra a regisztrátumra felvettük a lámpa spektrumát is. Ekkor azonban a leképezést elrontottuk olyan mértékben, hogy éppen kompenzáljuk a Nd:YAG minta reflexiós veszteségeit.

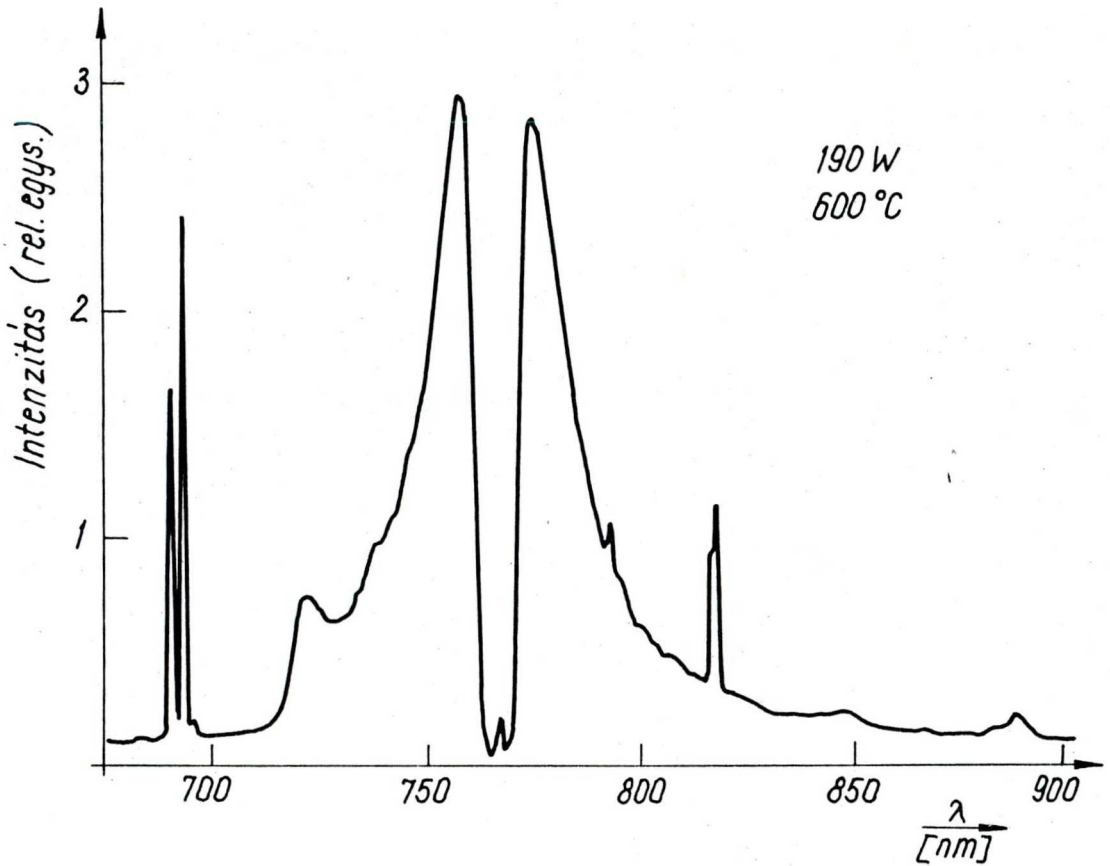
Tovább növelve a teljesítményt, s ezzel a hőmérsékletet, /400 W, 750 °C, 24. ábra/, a "váll" még tovább nőtt, a hosszabb hullámhosszú komponens épp oda esik ahová a rubidium 794,8 nm-es rezonancia vonala. /A rubidium, kis mennyiségben jelen van a káliumban, s a kisülés fenti körülményei között abszorpcióban jelentkezik. A 19. ábrán még emisszióban!/
/



20. ábra

A 25. ábrán látható spektrum /640 W, 820 °C/ már "rossz" spektrum. A rezonancia-vonal kiszélesedése túl nagy, a 750 nm körüli sávot a lámpa már alig pumpálja. A lézer nem áll le, de a kijövő teljesítmény nem növekszik olyan gyorsan a teljesítmény növekedésével, mint korábban.

Egy ilyen, a fent ismertetett spektrum-sorozatból levonhattuk azt a következtetést, hogy a lámpa túl meleg. A fenti lámpánál a hőszigetelés gyengítésével sem sikerült elérni azt, hogy a lámpa ne melegedjék túl 400 W-nál nagyobb teljesítményeknél, de nyilvánvaló, hogy a hőszigetelés gyengítése nem is lehet helyes módszer, hiszen veszteséget jelent energetikailag.

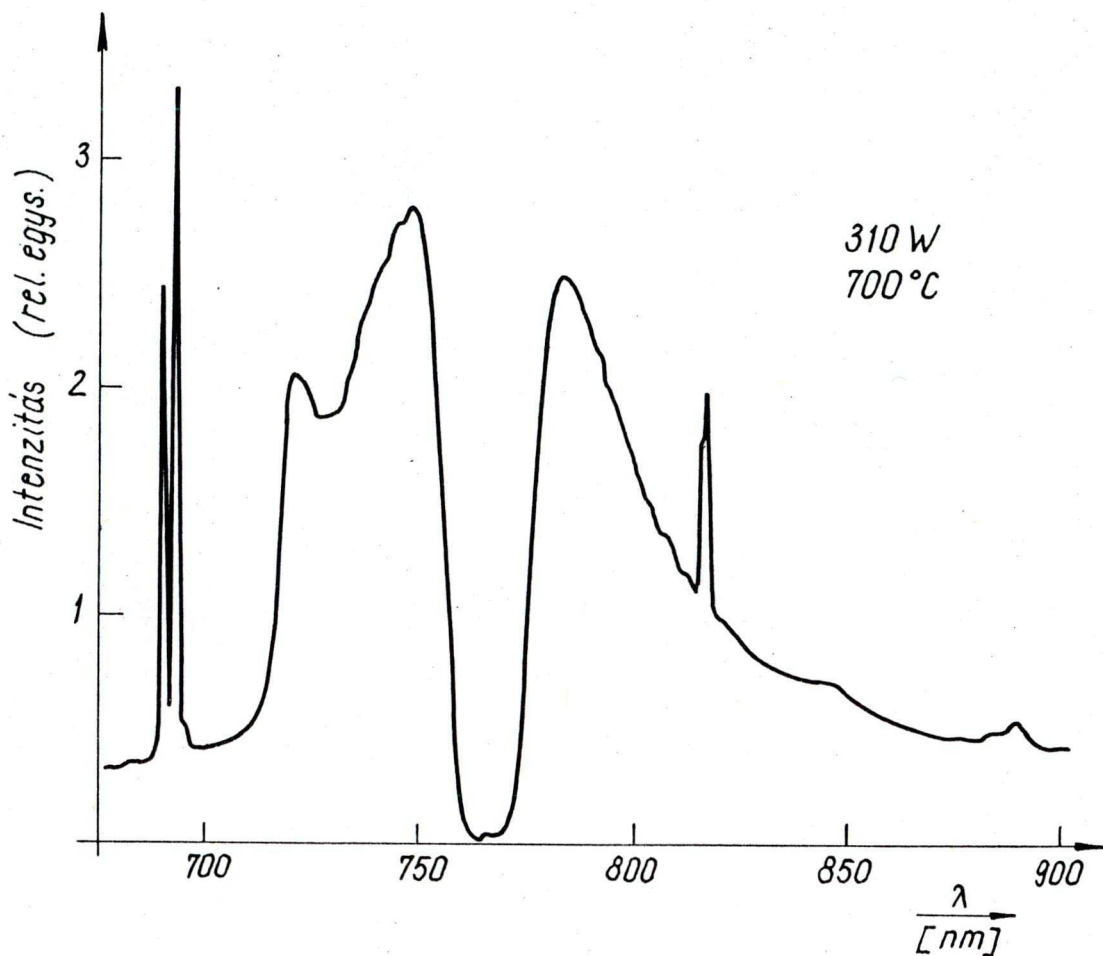


21. ábra

A spektrumok azt mutatják, hogy a lámpában növelni kell a higany, illetve kadmium mennyiségét, és esetleg csökkenteni a káliumét, hogy már 700 °C körül a felvett teljesítmény 600 W-nál nagyobb legyen.

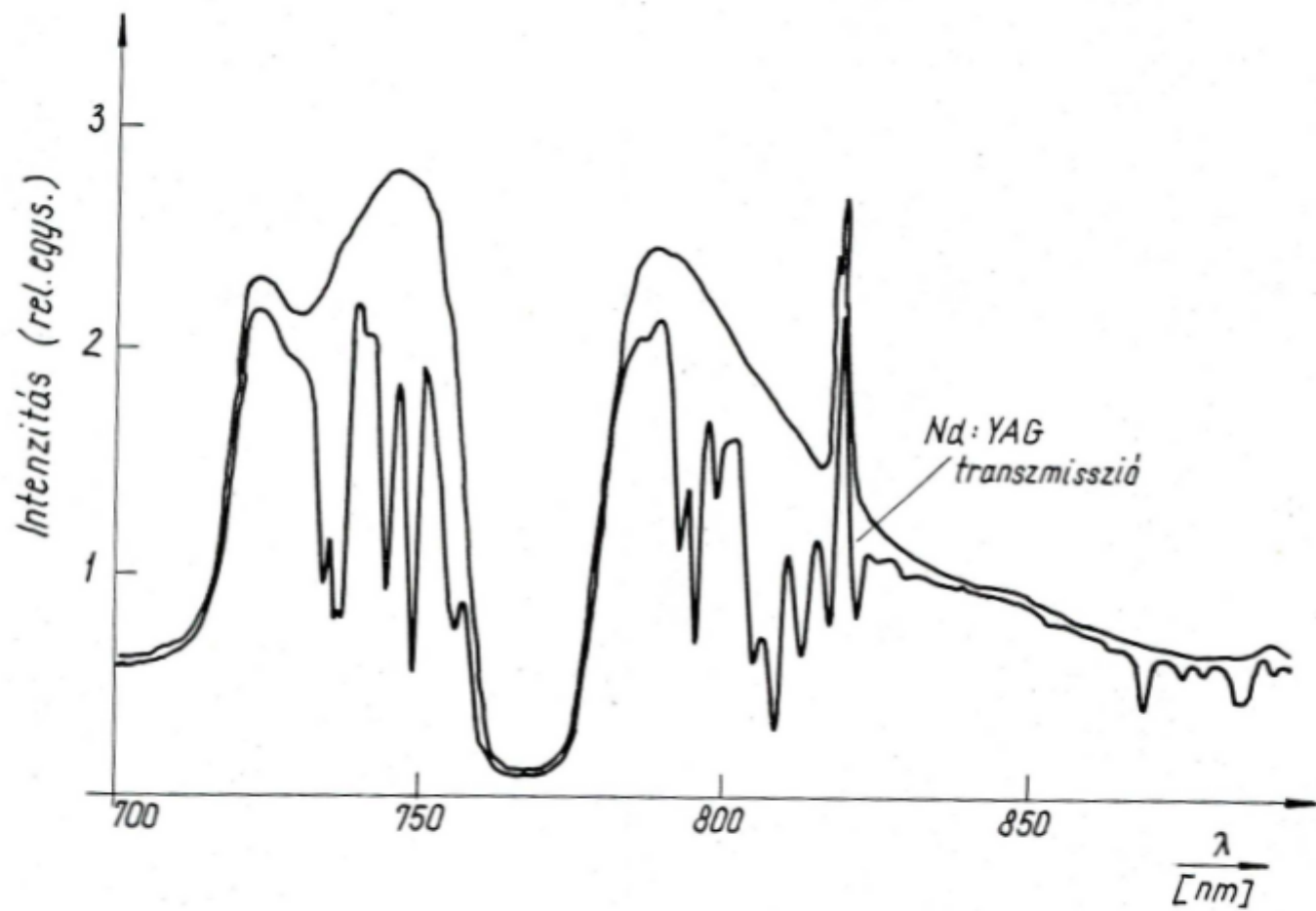
3.1.8. A rubidium spektrális hatása

A 23. ábrán látható, hogy a káliumgőz-lámpa emissziós spektruma optimális körülmények között mennyire fedi át a Nd:YAG abszorpciós spektrumát. Látszik, hogy jó lenne ha az emissziós spektrum mindkét fő komponense a hosszabb hullámhosszak irányába el lenne tolvva kb. 20 nm-el.

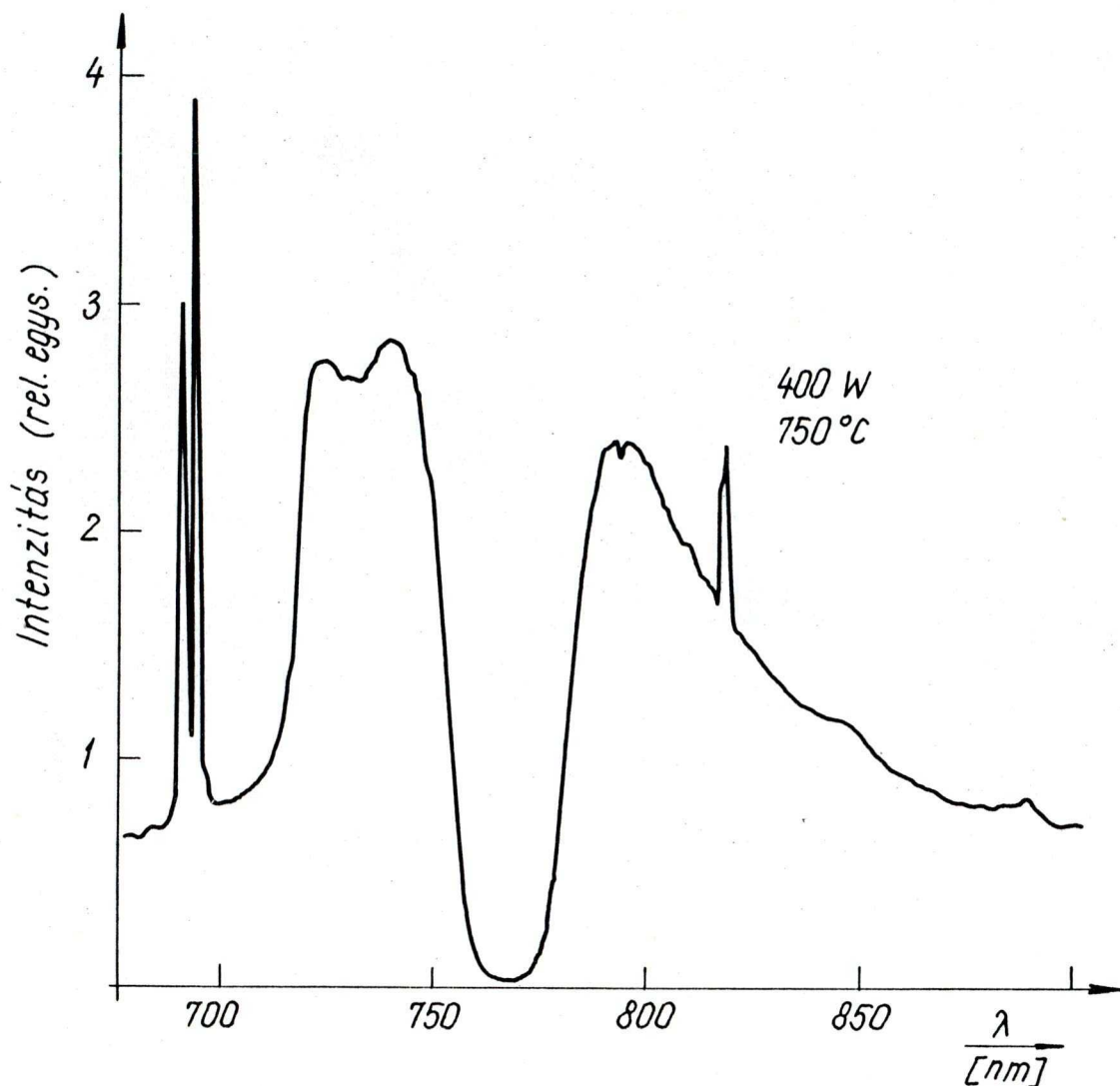


22. ábra

A spektrum fenti befolyásolása elérhető, rubidiumnak a kisülési térbe való juttatásával. A rubidium rezonancia-dublettjének hullámhossza 780,0 nm, illetve 794,8 nm. A rezonancia vonal viselkedése hasonló a kálium viselkedéséhez. A vonalprofil kialakulását a teljesítmény függvényében a 26. ábrán láthatjuk. Az ábrán jól kivehető, hogy az önabszorpció a dublett tagjain külön-külön lép fel és csak a teljesítmény /hőmérséklet/ növekedésével alakul ki a három, majd a két komponens. Az egyes teljesítményekhez tartozó hőmérsékletet nem ismerjük, mivel e spektrumsorozat egy vákuumban levő próbacső segítségével készült.

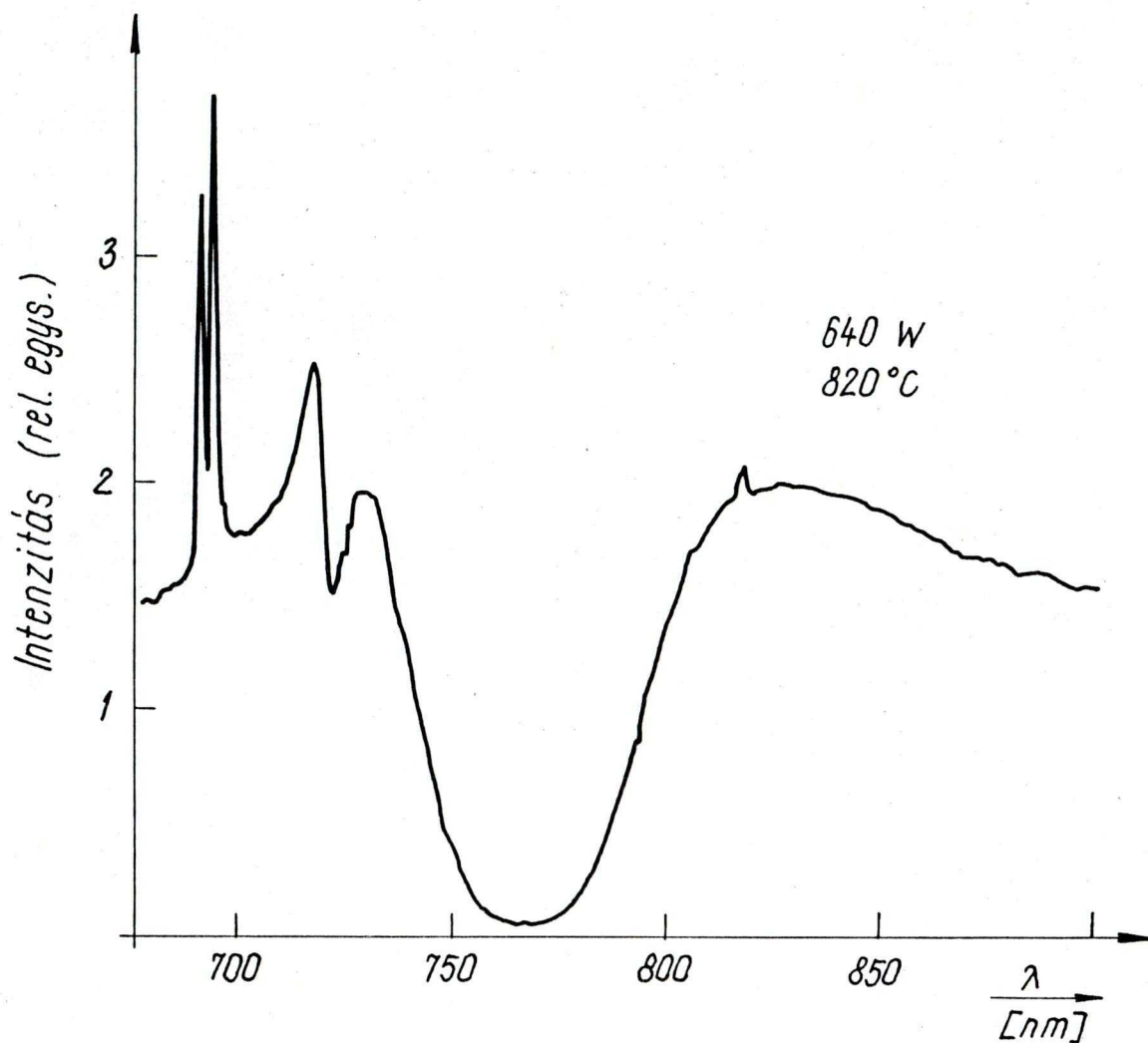


23. ábra



24. ábra

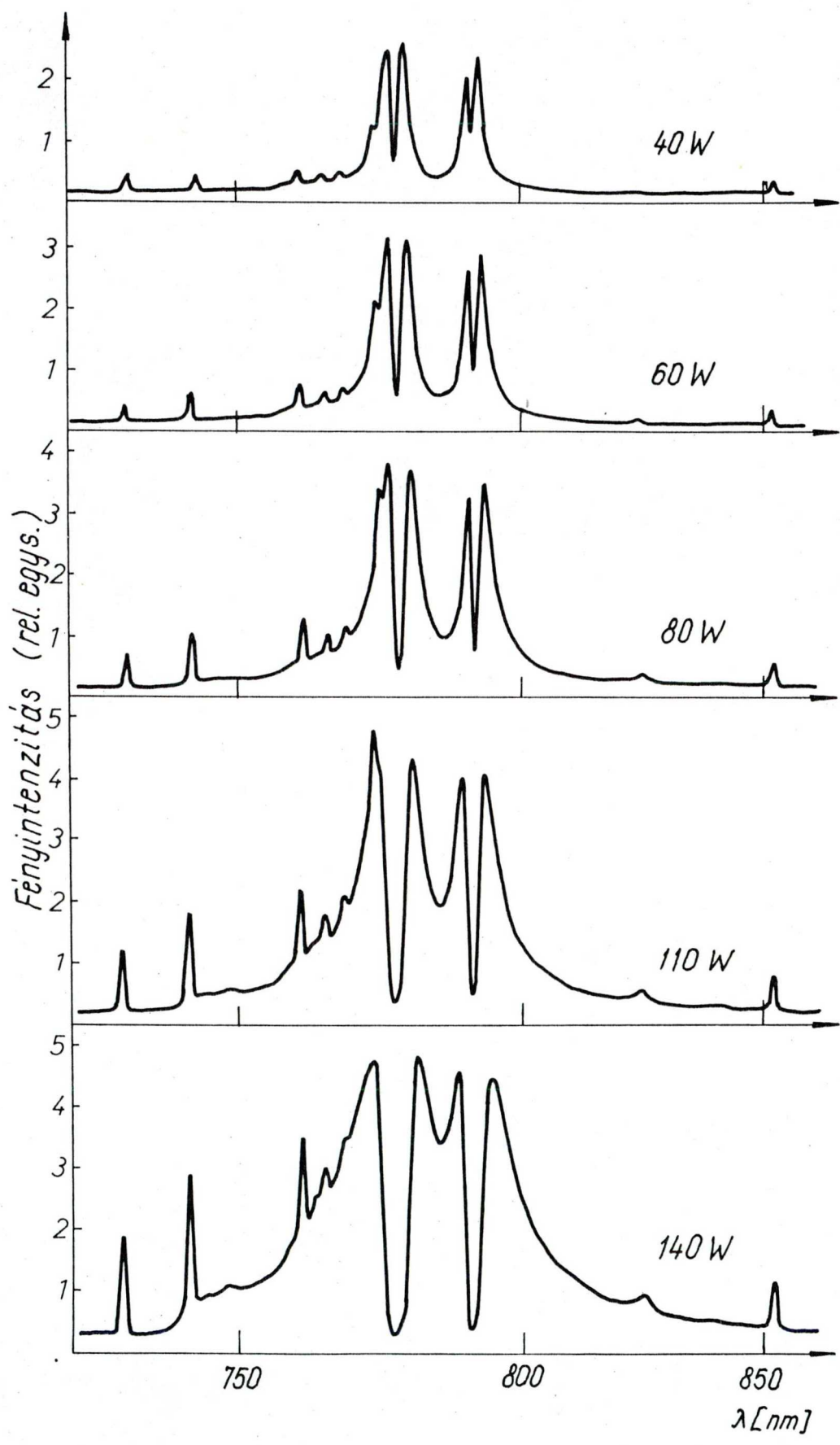
A rubidium hasznos voltát a 27. ábra szemlélteti. A legalsó spektrum egy 3200 K színhőmérsékletű wolfram-halogén izzólámpa spektrális eloszlását mutatja relatív egységekben. Erre a spektrumra berajzoltuk a Nd:YAG két fő abszorpciós sávját is egy Nd:YAG minta átvilágítása segítségével.



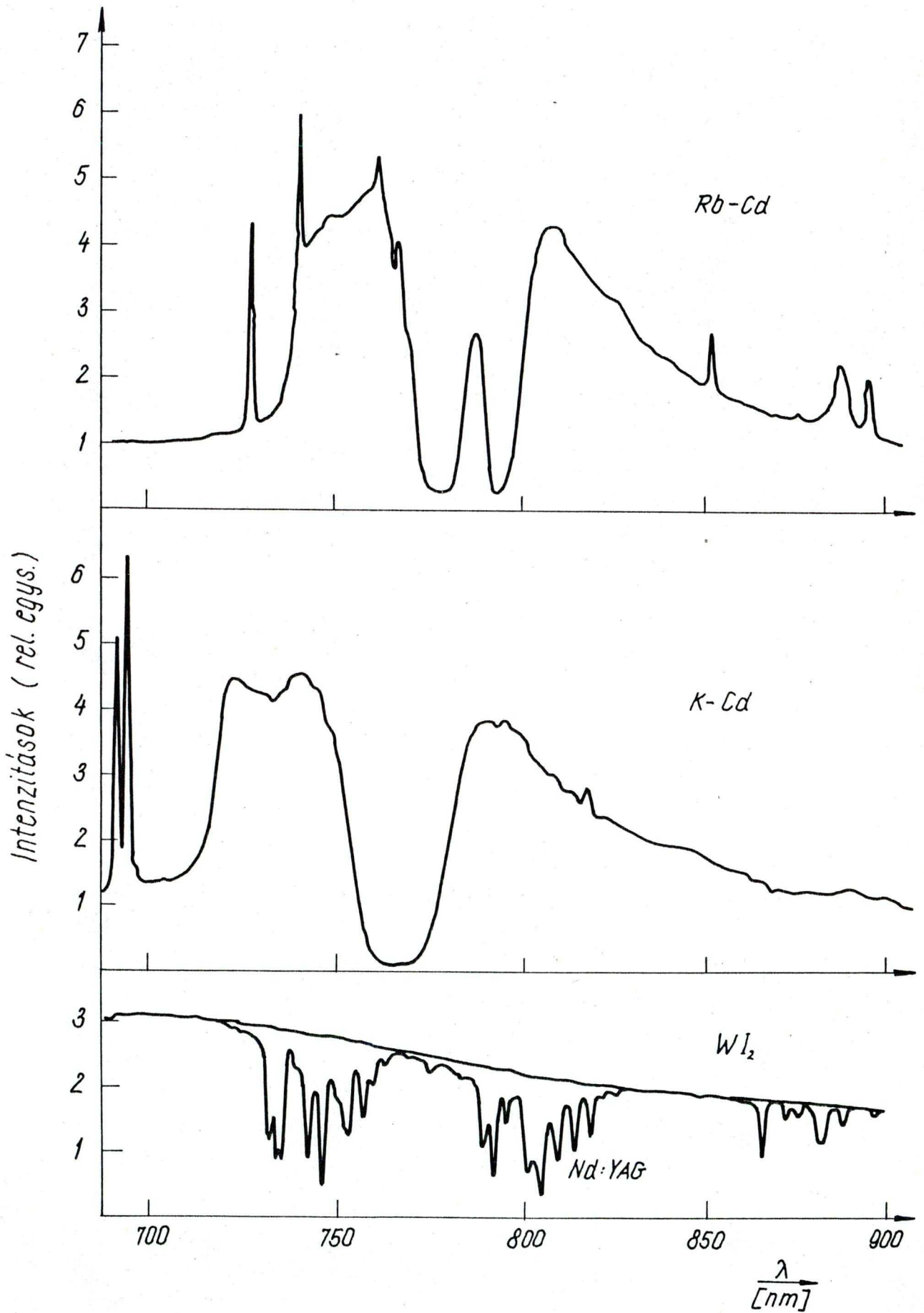
25. ábra

A középső spektrum egy kb. optimális kálium-kadmium spektrum, az alsó Nd:YAG abszorpciós spektrum segítségével annak illusztrálására szolgál, hogy megmutassa a spektrum hosszú hullámhosszak felé való eltolásának szükségességét.

Az ábra legfelső spektrumán egy rubidium-kadmium spektrumon látszik, hogy a kiszélesedett vonal elsőrendűen pumpálja mindkét fő Nd:YAG abszorpciós sávot. A spektrum azt is mutatja, hogy a rubidium középső komponense még nem tűnik el teljesen akkor, amikor a vonalkiszélesedés optimális.



26. ábra

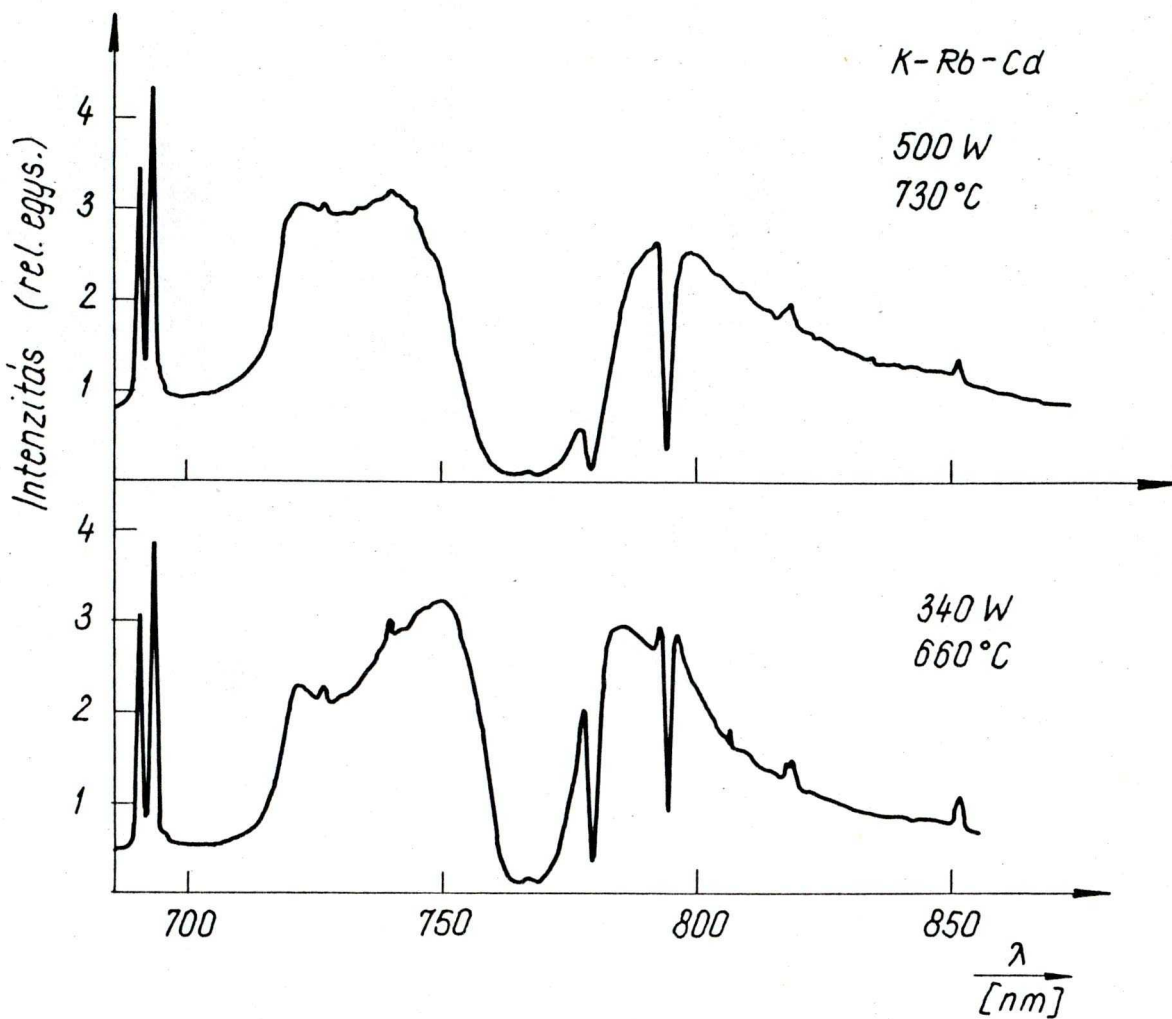


27. ábra

A három spektrum egybevetéséből az is látszik, hogy a legjobb átfedés az emissziós és abszorpciós spektrum között akkor lenne, ha a kálium a rubidium egyszerre sugározna. A rubidiumos lámpa gyártásának azonban van egy komoly nehézsége. A rubidium még a káliumnál is sokkal aktívabb fém, a szabad levegőn magától lánggal elég. Ezért rendkívül óvatosan kell vele bánni. A lámpába csak akkor lehet betölteni, ha ötvözve valamilyen fémmel a levegő hatásának legalább rövid ideig ellenáll. Rubidiumnak és kadmiumnak vákuumban történő egymásbaötvözésével sikerült előállítanunk a RbCd_{13} sztöchiometrikus ötvözetet, [58, 59] amelyik köbös struktúrában NaZn_{13} típusú kristályokat alkot. A kocka alakú kristályok szabad levegőn is sokáig változatlanok maradtak. Az ötvözet alkálifém tartalma azonban alacsony, 5 % körüli volt. Ezzel az ötvözettel töltött próbálámpa spektruma látszik a 26. illetve a 27. ábrán.

A RbCd_{13} ötvözet segítségével állítottunk elő K-Rb lámpát. 10 mg K és 10,5 mg RbCd_{13} töltésű lámpánk spektrumai /28. ábra/ egyértelműen azt mutatják, hogy a rubidium túl kevés a kisülésben, hiszen abszorpcióban jelentkezik, s akkor amikor a kálium vonalalak optimális, a rubidiumé még olyan, mint a 26. ábrán a felső, hideg spektrumokon.

A rubidium előnyös volta azonban így is megmutatkozott. Kontroll-lámpánk a rubidiumostól csak annyiban különbözött, hogy nem tartalmazott rubidiumot. Ugyanazon kísérleti körülmények között a rubidiumos lámpával a lézer beindításához szükséges küszöbteljesítmény kb. 420 W volt, míg rubidium nélkülitársával kb. 570 W. Ezek a lámpák a "rövid-vékony" konstrukciójúak voltak, s 600 W-nál nagyobb teljesítményt nem bírtak el, így a két lámpával elérhető "meredekséget" nem tudtuk összehasonlítani.



28. ábra

Az optimális rubidium koncentrációt valószínűleg 1 : 1 körüli kálium-rubidium aránnyal lehet elérni, de további vizsgálatok szükségesek ezen a területen.

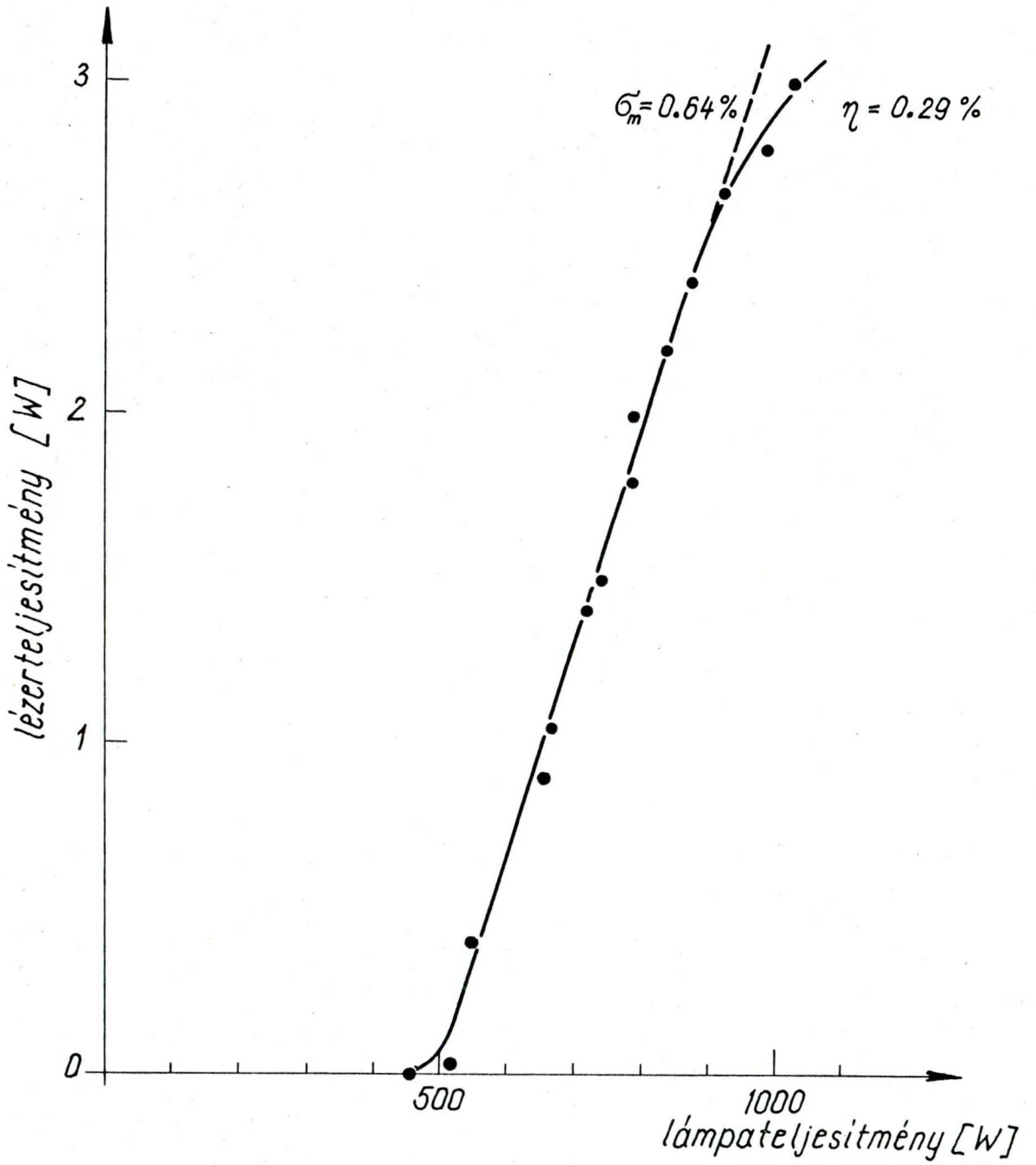
3.1.9. A lámpa, mint pumpáló fényforrás

Kísérleti lámpáink, miközben spektrálisan vizsgáltuk őket, egy Nd:YAG lézer gerjesztő fényforrásaként is szolgáltak a 3.1.5.-ben leírt módon. A lámpák egy részével nem sikerült lézerműködést elérnünk, részint mert rossz volt a spektrumuk, részint pedig azért, mert nem érték el a lézer megindulásához szükséges küszöbteljesítményt.

A lámpák potenciális hatásfok-növelési lehetőségéről meggyőzték a méréseink. Ma még, a korábban ismertetett nehézségek miatt hatásfokban a káliumtöltésű lézertámla nem jobb az egyéb gerjesztő fényforrásoknál, de feltétlenül az-za fejleszhető.

A legnagyobb lézerteljesítményt eddig egy 7 mg kálium és 13 mg higany töltésű "hosszú-vastag" lámpával érték el. A lézerkristály egy 100 mm hosszú, 5 mm átmérőjű szovjet gyártmányú kristály volt. A lézerteljesítményt egy Spectra-Physics gyártmányú teljesítménymérővel, illetve egy házilag gyártott és termikus detektorral hitelesített fotoelektromos teljesítménymérővel mértük. A lézer teljesítményét a betáplált teljesítmény függvényében a 29. ábra mutatja. Az ábra jól mutatja azt a spektrum-vizsgálatokkal igazolt tényt, hogy 850-900 W-nál nagyobb teljesítményeknél a lámpa túlmelegedett, az emissziós és a Nd:YAG abszorpciós spektrumának átfedése s ezzel a lézer meredeksége csökkent.

Mind az alacsony / $\eta = 0,29 \%$ / abszolút hatásfok, mind a kis meredekség / $\sigma_m = 0,64 \%$ / betudható a rossz időki-töltési tényezőnek, amelyik kb. 1 : 3 - 1 : 5 volt. Lámpánk zafirbúrája a tiszta, tehát nem ötvözött kálium töltése miatt erősen elszennyeződött. Ezenkívül kristályunk nagy teljesítményekre készült, ennek megfelelően küszöbe magas volt.



29. ábra

Kizárólag a lámpához illeszkedő mérete miatt választottuk ki mérésünk számára.

Az időkitöltési tényező javítása ugrásszerűen megnöveli a lézer hatásfokát. Mivel a lézer küszöbének csökkenésével javul a lézerműködés időkitöltési tényezője, 50 Hz-en működő lézeralámpához különösen alacsony küszöbű lézerkristályt kell használni.

A lézerműködés folytonosan is jó hatásfokúvá tehető, 50 Hz-es váltakozó árammal is, ha pl. három gerjesztő lámpát használunk az ún. "három-ellipszises" konfigurációban, s a három lámpát külön-külön más-más fázisról működtetjük.

A lézeralámpák fontos jellemzője az általuk elérhető "meredekségen", hatásfokon kívül az élettartamuk és az áruk is. Az alkálifém-lámpák élettartama 400 W körüli teljesítménynél már ma is meghaladja a több száz órát. Jelenleg is foly-
nak a kísérletek a nagyobb teljesítmény esetén is több ezer órás élettartam elérésére. Ennek jelentősége különösen az ipari lézereknél lenne nagy.

Az alkálifém-lámpák ára valószínűleg meg fogja haladni az egyéb Nd:YAG gerjesztő lámpák árát. Ez érthető, hiszen gyártástechnológiája bonyolultabb. A lámpa gazdaságosságát csak a végleges fizikai paraméterek és a végleges ár ismeretében lehet majd megbecsülni.

3.2. A spektrális szűrés hatása a hatásfokra

Az 1.5.1.-ben részletesen ismertettük a pumpáló fényforrások rövid hullámhosszúságú sugarainak káros hatását a lézer működésére. Ott ismertettük, hogy a rövid hullámhosszúságú sugarak ellen valamilyen szűrőoldat segítségével szoktak védekezni. [60]

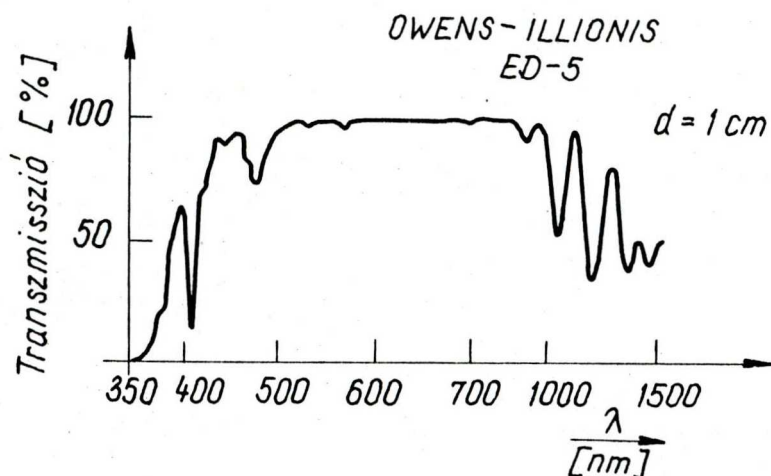
A használatos szűrőoldatok azonban kémiaailag megtámadják az áramoltatási rendszer fémalkatrészeit, s a kémiaailag kissé megváltozott összetételű oldatból világos színű áttetsző csapadék rakódik le a lámpára, ami rontja a lámpa hatásfokát. A kémiaailag aktív oldat miatt költséges vegyszerszivattyút is kell használni az oldat áramoltatásához.

A lézerkristály /és a pumpáló lámpák közül a kripton-ivlámpák/ hűtését, s egyben a spektrális szűrést meg lehet oldani úgy, hogy a szűrést megfelelő szinszűrő üvegcső, a hűtést pedig a benne áramló csapviz biztosítja.

A neodimium-ionnal szennyezett lézerek optikai szűrésére elsőrendűen megfelel Owens-Illinois cég 5 % szamáriumoxiddal szennyezett ED-5 jelű üvege, amelynek transzmisszióját a gyári prospektus alapján a 30. ábrán láthatjuk. A szamárium ionok az ultraibolyában abszorbeált energia egy részét 600 nm és 700 nm között fluoreszcencia formájában leadják, kis mértékben növelve ezáltal a lézer hatásfokát. Valószínűleg az üveg nem bírja a tartós termikus terhelést, s ezért csak impulzus üzemi lézerhez ajánlják.

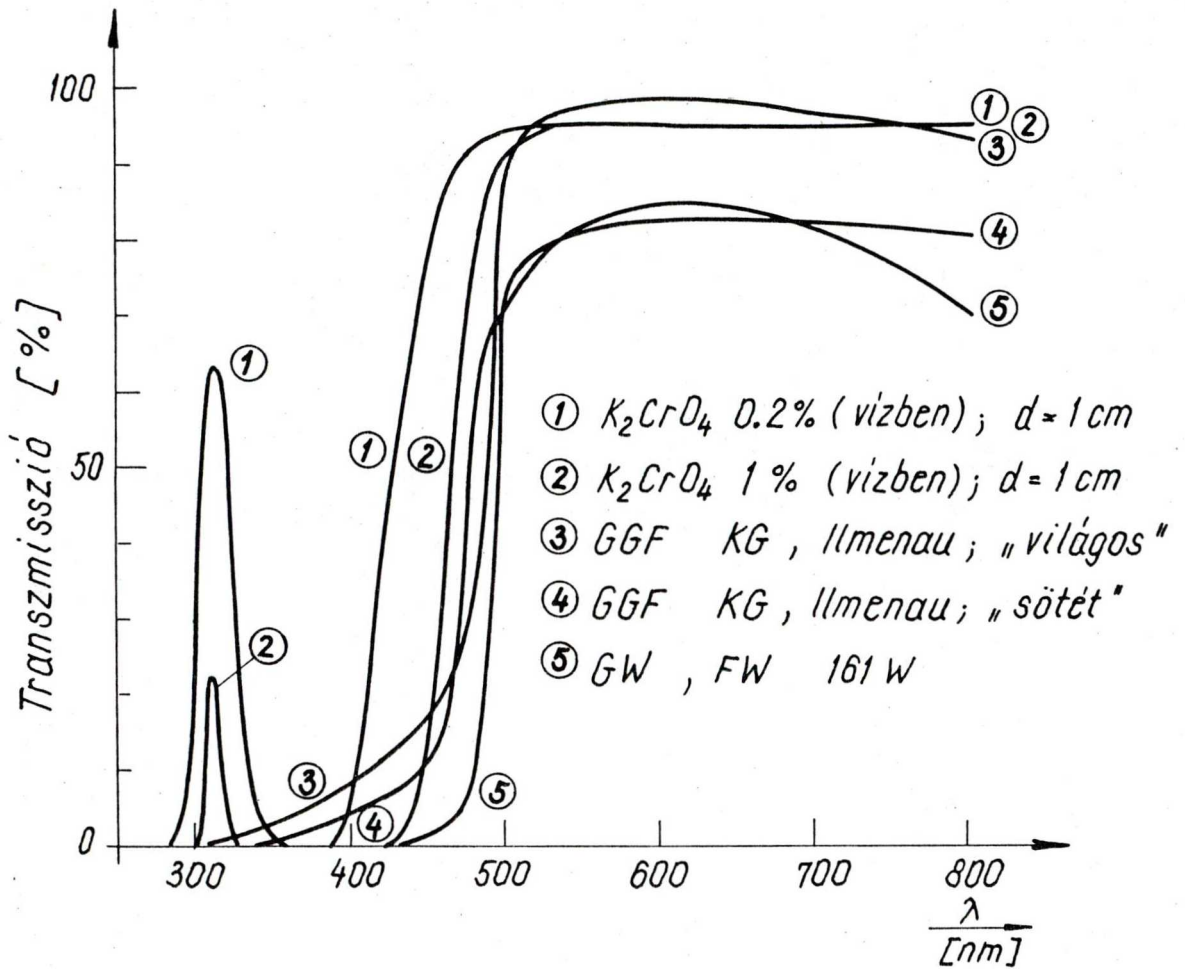
V. Czarniewski [19] a Bell laboratóriumban a rövid hullámhosszak ellen a Corning üvegyár 3486 számú sárga üvegével végzett méréseket, s bebizonyította, hogy a lézerkristály élettartama jelentősen megnövekszik a szűrő alkalmazása esetén. A szűréshez szükséges üvegcsövet azonban hosszadalmas és fáradságos munkával, tömb-anyagból kellett készíttetnie.

Ilyen szűrőüveg beszerzésére nem volt lehetőségünk. Ez adta az ötletet, hogy megpróbáljuk a reklámfénycsövek, /"neoncsövek"/ sárga üvegét felhasználni szűrőüveg gyanánt, noha tudtuk, ezeknek az üvegeknek az optikai minősége nem éri el az általunk korábban használt Pyrex gyártmányú /fehér/ csövek minőségét.



30. ábra

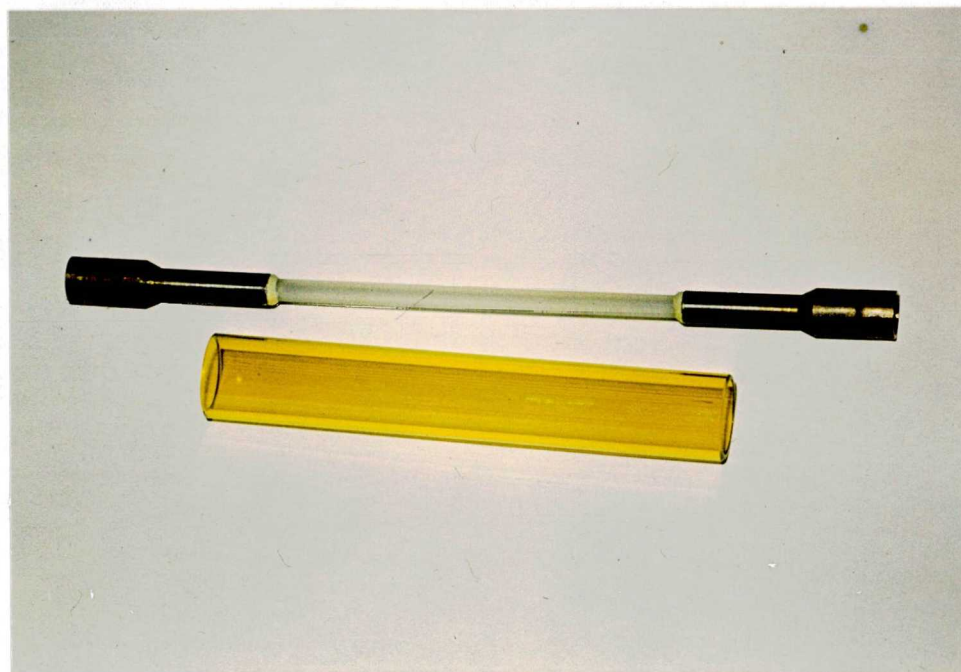
Három féle sárga üvegcsövet sikerült szereznünk. Kettőt a "Glaswerk Gustav Fischer KG, Ilmenau" gyártott, pontos típusukat gyári jelzéssel nem tudtuk azonosítani. Az egyiket "világos", a másikat "sötét" jelöléssel láttuk el. A harmadik típusú cső gyártója a "Glaswerk Wertheim", a cső gyári jelölése FW 161 W. A három csőből mintadarabokat készítettünk, s transzmissziós spektrumukat összehasonlítottuk a káliumkromát 1 cm vastag 1 %-os, illetve 0,2 %-os vizes oldatának transzmissziójával. Az eredményeket a 31. ábra mutatja. Látható, hogy a "Glaswerk Gustav Fischer KG" "világos" jelölésű csőve elsősorban alkalmas a káliumkromát helyettesítésére. A Nd:YAG pumpáló sávjaiban transzmissziója megegyezik a káliumkromát oldat transzmissziójával, ugyanakkor 50-100 nm-rel hamarabb "vág le", mint az oldat. /A káliumkromát-oldat 310 nm körüli transzmissziós sávja nem irandó az oldat hátrányos tulajdonságai közé, mert ezen a hullámhosszon a /fehér/ Pyrex cső is már lényegében abszorbeál./ A másik két cső a Nd:YAG pumpáló sávjaiban erősen abszorbeál, ezért ezek nem voltak alkalmasak a pumpáló fényforrások optikai szűrésére.



31. ábra

A lézerekristály és a sárga üvegcső fényképe a 32. ábrán látható.

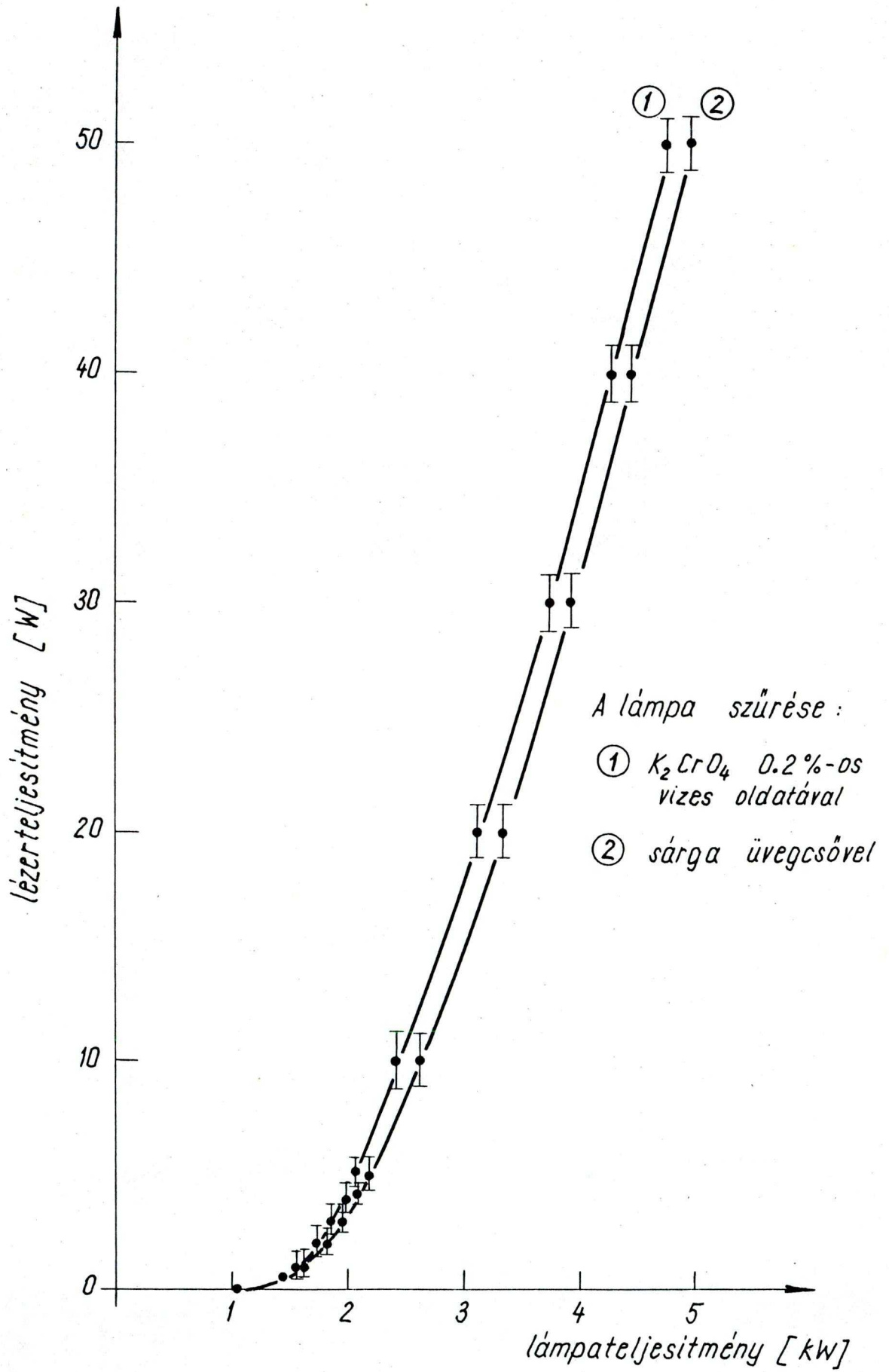
A lézerműködés szempontjából összehasonlítottuk a káliumkromátos és a sárga üvegcsőves optikai szűrést. Mérésre egy egylámpás lézerfejet használtunk, amelyben a gerjesztő fényforrás egy 5 kW-os kripton-ivlámpa volt. Eredetileg mind a lámpa, mind a kristály körül 17 mm külső és 14 mm belső átmérőjű Pyrex üvegcsőben 0,2 %-os vizes káliumkromát oldat áramlott kb. 10 l/perc áramlási sebességgel. A lézer teljesítményének a lámpa teljesítményétől való függését a 33. ábra 1. görbéje mutatja.



32. ábra

A lézerben ezután kicseréltük a lámpát körülvevő üvegcsövet a 17 mm külső és 15 mm belső átmérőjű "GGF KG" "világos" üvegcsőre, és az áramoltató rendszerbe vizet töltöttünk. Az ily módon működtetett lézerre jellemző a 33. ábra 2.számú görbéje. Látszik, hogy a sárga üvegcsöves szűrés esetén az azonos lámpateljesítményhez tartozó lézerteljesítmény kevesebb mint 10 %-kal marad a káliumkromátos szűréssel elért lézerteljesítmény alatt, de a meredekségek megegyeznek. A csökkenés betudható annak, hogy a sárga üvegcsövön levő kis hosszirányú karcok szórják a fényt, s a sárga üvegcső falvastagságának egyenetlensége is rontja az optikai leképezés hatásosságát.

A kétféle szűrés között a különbség még kisebbé tehető, ha a sárga üvegcső a lézerkristály körül helyezkedik el.



33. ábra

A fentiek alapján mindazon helyeken, ahol a víz nem túl "kemény", azaz nem kell attól tartani, hogy a kriptonlámpa felületét túl hamar bevonják a vízből kicsapódó ásványi sók, hűtésére ajánljhatjuk a csapvizet /ha a vízhozam elegendően nagy/, optikai szűrésre pedig a fenti sárga üvegcsövet. Ezzel a megoldással elkerülhetjük a költséges és bonyolult zárt hűtőkör alkalmazását.

A hatásfok növelésének érdekes módját írta le W.W. Morey [61]. Impulzus üzemű Nd:YAG lézerének pumpáló üregébe különböző fluoreszkáló oldatokat tett, s ezek egy része növelte a lézer hatásfokát. Valószínű, hogy folytonos üzemű lézereknél is megfigyelhető ez a hatás, de a szűrőoldat öregedése miatt kérdéses, megéri-e ezért zárt hűtőrendszert használni.

3.3. A kicsatolás hatásfokának növelése

A 2.2.5.-ben értelmeztük a kicsatolás hatásfokát, s vázoltuk növelésének lehetőségeit.

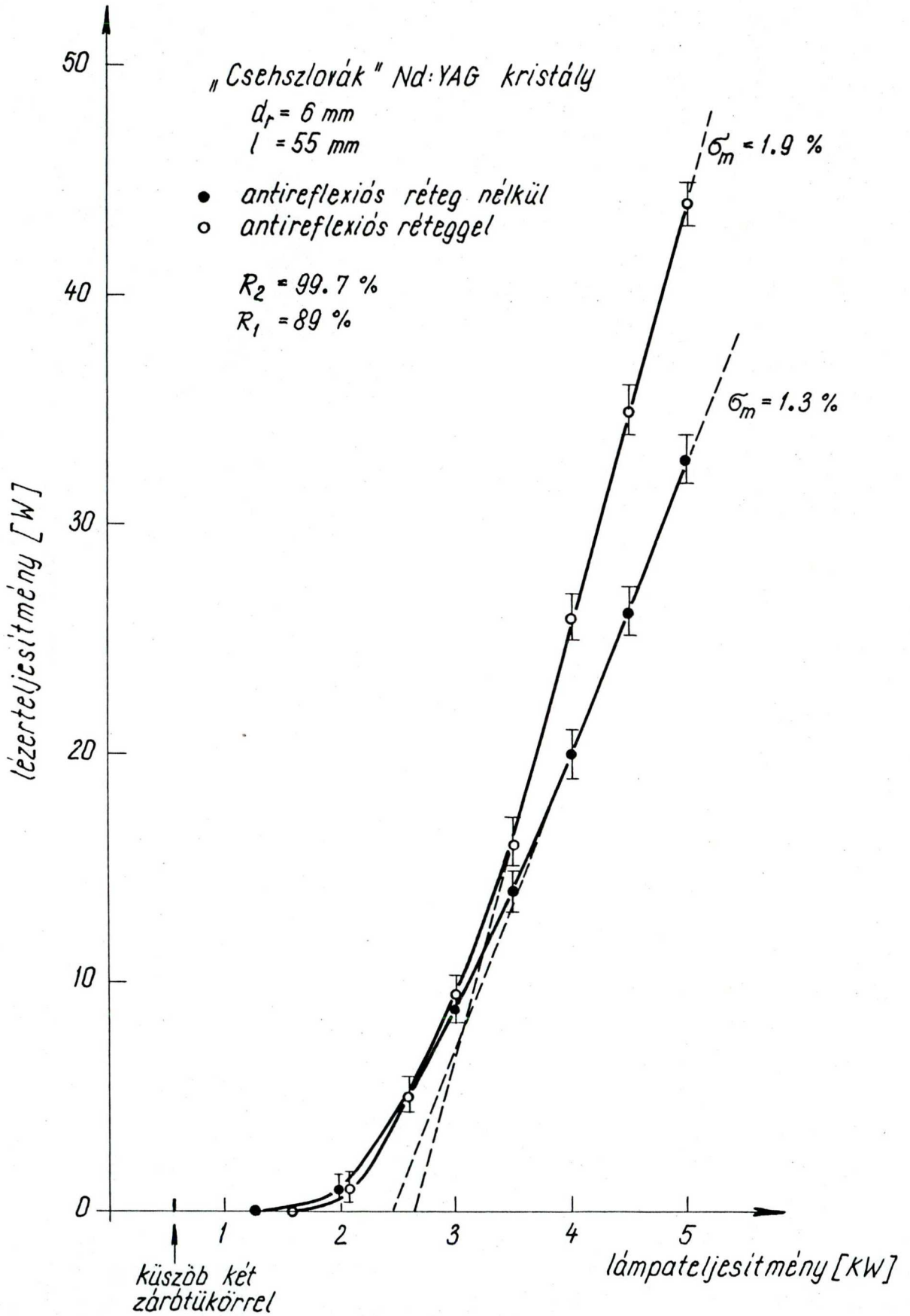
A lézerkristály véglapjain a reflexió 8,4 %. Ez a reflexió elvileg nem rontaná a lézer működését, hiszen a reflektált fény vagy a kristályban maradna, vagy a tükrökkel összetett tükörrendszert /Fabry-Perot rendszert/ alkotna, amelynek eredő reflexióképességét kellene tekintetbe vennünk az optimális kicsatolás szempontjából. A gyakorlatban azonban ez a reflexió mégis káros. Ennek több oka van. A rezonátorban nemcsak tengely irányú /tehát véglapra merőleges/ fénysugarak haladnak, hanem a tengellyel kis szöget bezáró sugarak is. Ezenkívül a kristály termikus lencsévé válik működés közben, amelynek egyik oka az, hogy a kristály közepe jobban megnyúlik, mint a széle, tehát a véglapok a tükrök irányából nézve szórótükörként szerepelnek.

A fenti hatások miatt a rezonátorbeli fény egy része mindig káros módon csatolódik ki. Ennek csökkentésére a kristály végeit tükrözésgátló réteggel láttuk el. A tükrözésgátló réteg a felületenkénti reflexiót 0,1 %-ra csökkentette. A réteg abszorpcióját és szórási veszteségeit elhanyagolhatónak tekinthetjük.

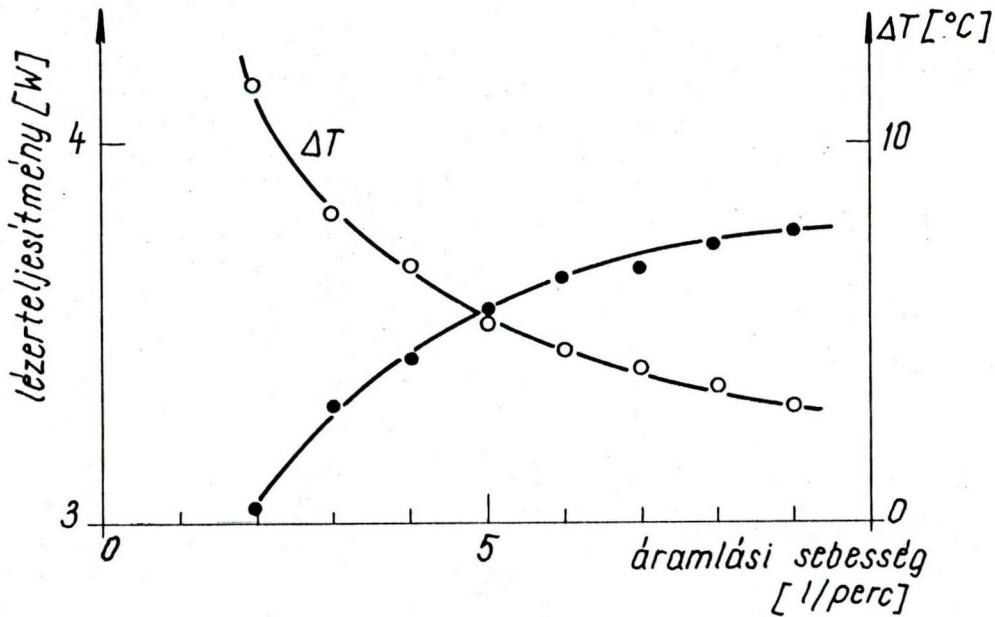
A tükrözésgátló rétegek hatását a lézer hatásfokára a 34. ábra szemlélteti. Az ábrán látszik, hogy a rétegek nélküli kristály küszöbe alacsonyabb, mint a tükrözésgátló rétegekkel ellátottnak. Ez érthető, hiszen a felületi reflexió is besegít a visszacsatolásba, s ezáltal automatikusan lecsökken a kicsatolás, azaz látszólag megnő a kicsatoló tükör reflexiója. Nagyobb teljesítményeknél a tükrözésgátló rétegek hatása már szembetűnően pozitív. Ez a hatás semmiképpen sem származhat abból, hogy a használt kicsatoló tükör csak az egyik esetben volt optimális. A 8. ábra is mutatja, hogy az optimális kicsatolást milyen kis mértékben befolyásolja a rezonátor veszteségének változása.

3.4. A kristály hűtésének hatása a lézer működésére

Az 1.5.2.-ben leírt okok miatt a lézerkristályt hűteni kell. A hűtés egészen kis teljesítményeken történhet levegővel, nagyobb teljesítményeknél azonban mindig áramló vízzel. Az áramlási feltételeket a hűtés hatásossága szempontjából megvizsgálták, [29, 62] s az derült ki, hogy a hűtés akkor a leghatásosabb, ha az áramlás átmenetképez a lamináris és a turbulens áramlás között. Ezt méréseinkkel igazoltuk. Egy két-ellipszises lézerfejben két db 1500 W-os wolframhalogén lámpával pumpáltuk Nd:YAG kristályunkat. Az áramlási sebességet változtatva mértük a lézer teljesítményét és a hűtővíz felmelegedését. Az eredményeket a 35. ábra mutatja. Látszik, hogy ennél a lézernél 6 l/perc-nél nagyobb áramlás már alig javítja a hatásfokot.



34. ábra



35. ábra

A mérési eredmények azt is mutatják, hogy a vízűtés kb. 2 kW-ot visz el a lézerkristály környezetéből. A többi hő a lézerfej vízűtése, illetve a lámpák léghűtése által távozik. Az áramlási csőben a N_{Re} Reynolds-szám [20]:

$$N_{Re} = \frac{4 m^*}{\pi \mu (D_2 + D_1)}$$

ahol m^* a hűtő tömeg sebessége, μ a viszkozitás $[\mu = 1 \times 10^{-2} \text{ g/cm s}]$, D_2 a hűtő üvegcső belső átmérője $[D_2 = 9,4 \text{ mm}]$, D_1 pedig a lézerkristály átmérője. $[D_1 = 5 \text{ mm}]$. A fenti adatokkal lézernkben az $m^* = 1 \text{ l/perc}$ áramlási sebességnek megfelelő Reynolds-szám

$$N_{Re} = 1500$$

nak adódott, azaz az általunk vizsgált 2 l/perc 9 l/perc tartományban a Reynolds-szám 3000 és 13500 közé esett. Ez nagyjából éppen a lamináris és a turbulens áramlás átmenetét képező 2000 és 12000 közé eső Reynolds-szám intervallumnak felel meg.

4. A Nd:YAG lézer folytonosan Q-kapcsolt üzemmódjának megvalósítása

4.1. A Q-kapcsolás kvalitatív leírása

A Nd:YAG lézer műszaki alkalmazásainak egyike az anyagmegmunkálás. Az anyagmegmunkálásnál a lézernyalábot kis átmérőjű helyre fókuszáljuk, s ezen a kis helyen az anyag úgy felmelegszik, hogy megolvadva, illetve elgőzölögve eltávozik a fókuszálás helyéről.

Az anyagok nagy részénél az anyagmegmunkáláshoz olyan nagy teljesítménysűrűségek szükségesek, amelyeket folytonos üzemi Nd:YAG lézerekkel nem lehet elérni. Ezenkívül a folytonos üzemi lézerrel az anyagmegmunkálás azért is körülményes, mert az egyenletes, nagy hőterhelés a fókuszálás közvetlen környezetén kívül is jelentősen felmelegíti az anyagot, tekintettel arra, hogy a hőnek van ideje vezetés útján az anyagban szétterjedni. A fenti nehézségek teszik szükségessé a Nd:YAG lézer folytonos Q-kapcsolását.

A folytonos Q-kapcsolásnak ezenkívül nagy jelentősége van a nemlineáris optikai alkalmazásoknál, így pl. az 5. fejezetben ismertetendő frekvenciakétszerezésnél is.

Folytonos üzemi állapotban a gerjesztés és egyéb folyamatok fluktuációitól eltekintve a felső lézernívóra ugyanannyi elektron érkezik, mint amennyi indukált emisszió kíséretében távozik. Q-kapcsolásnál a rezonátor-veszteség megnövelésével lecsökkentjük a visszacsatolást, aminek következtében a felső lézernívó populációja a folytonos pumpálás miatt jelentősen megnövekszik. A rezonátor veszteségének gyors lecsökkentésével beindul a lézer, s a felső lézernívó jelentős populációja miatt óriás-impulzus jön létre.

A rezonátor veszteségének fent vázolt változtatását nevezzük Q- kapcsolásnak, utalva arra, hogy a veszteség változtatásával a rezonátor Q-val jelzett jósági tényezőjét változtatjuk. A folytonos Q-kapcsolás azt jelenti, hogy a lézer pumpálása folyamatosan, a veszteség változtatása periódikusan történik.

A folytonosan Q-kapcsolt üzemmódban a lézerműködést jellemző paraméterek: a Q-kapcsolás ismétlődési frekvenciája, az impulzus felépülési ideje, félérték-szélessége, az impulzus csúcsteljesítménye /abszolút egységekben, vagy a Q-kapcsolás nélküli folytonos teljesítményszinthez viszonyítva/ és végül a lézer átlagteljesítménye.

4.2. A Q-kapcsolás megvalósításának lehetőségei

A Q-kapcsolás energetikailag leggazdaságosabb megoldása a telítési abszorpciót kihasználó kivilágosodó - elsötétülő - kivilágosodó festékek, vagy más anyagok használata. Folytonos Q-kapcsolás azonban ezen az úton nem valósítható meg.

A Nd:YAG lézer folyamatos Q-kapcsolását a legegyszerűbb forgótükör segítségével megvalósítani. [62] A megoldás hátránya, hogy még sokoldalú tükröző hasábot is használva forgó zárótükör gyanánt, a motorok véges fordulatszám miatt viszonylag alacsony, 5 KHz körüli ismétlődési frekvencia érhető csak el. Ezen a frekvencián a lézer átlagteljesítménye még viszonylag kicsi. Az egymást követő impulzusok amplitúdó-stabilitása rossz, ezenkívül a kívánt veszteség mértékét és a frekvenciát nem lehet egymástól függetlenül változtatni, csak a tükrő cseréjével. A nagysebességű motorok ezenkívül viszonylag gyorsan kopnak, ipari lézerbe ezért nem építhetők be.

Polarizációs effektuson alapuló elektro- vagy mag-neto-optikai Q-kapcsolás Nd:YAG lézernél kevésbé jöhet szóba, mert az 1.5.2.2.-ben ismertetett termikus kettős-törés miatt polarizáló elem a rezonátorban jelentős veszte-séget okoz, ezenkívül a használható polarizációs elemek abszorpciós veszteségei is túl nagyok a rezonátorban.

Q-kapcsolást sikerült elérni piezokerámiákkal rez-getett, a lézer rezonátorába helyezett Fabry-Perot etalon-nal is. A megoldásnak azonban sok nehézsége van, s ezért ez az eljárás nem terjedt el. [63]

Prospektusból ismerjük, [64] hogy létezik gyári Q-kap-csoló, amely egy olyan optikai elem, hogy a fény az op-tikai elemen belső teljes visszaverődéssel halad keresz-tül. Tudjuk, hogy a teljes visszaverődésnél is a fény egy része átlép az optikailag ritkább közegbe. A beha-tolási mélység a fény hullámhosszának nagyságrendjébe esik. Ha ebben a nagyságrendben egy másik, optikailag átlátszó sík felületet közelítünk, illetve távolítunk pl. akusztó-optikai módszerekkel a teljesen reflektáló felülethez, illetve felülettől, szabályozni tudjuk az eredeti reflexió mértékét, s ezzel a rezonátor veszteségét, jóságát. A sok-oldalúan, modulátorként is használható eszköz passzív vesz-tesége nagyobb az általánosan elterjedt akusztó-optikai Q-kapcsolókénál és ára is meghaladja azokét.

4.3. Az akusztó-optikai Q-kapcsolás

Az akusztó-optikai Q-kapcsolásnál [65, 66] egy optikai-lag átlátszó, a rezonátorba helyezett közegben a fény hala-dási irányára merőlegesen akusztikus rezgéseket keltünk. Az akusztikus rezgés az anyagban periódikus törésmutató-modulá-ciót okoz, amelyen a fény eltérül. Ez a rezonátorbeli fény számára veszteséget jelent, s a lézer ily módon leállítható.

Az akusztikus rezgés megszüntetésével a veszteség lecsökken, s kialakulhat a lézerben a Q-kapcsolt impulzus. A veszteség megszüntetésének sebessége, az elektronika gyorsaságán kívül függ a hang sebességétől a közegben. Az általában néhány ezer méter másodpercenkénti sebesség és a tipikusan fél cm-es apertúra néhány mikrosekundumos kapcsolási sebességet tesz lehetővé.

A Q-kapcsoló közegben az akusztikus hullámokat általában piezoelektromos rezgéskeltőkkel - transducerekkel - állítjuk elő. A transducerek úgy vannak a fény-hang kölcsönhatás közegéhez rögzítve, hogy az akusztikus rezgések minél nagyobb hányada jusson be az anyagba. A transducerek anyaga általában vagy kvarc, vagy litium-niobát. Hogy az akusztikus hullámokon a fény elegendően eltérüljön ahhoz, hogy ne csatolódjék vissza a tükrökön, az akusztikus hullámhossznak mintegy 100-250 optikai hullámhossznak kell lennie. A hang terjedési sebességét is figyelembe véve ez 20-50 MHz-es rezgésszámnak felel meg.

A fény és az akusztikus hullámok kölcsönhatásának az erőssége elsősorban a kölcsönhatásban résztvevő közeg anyagi minőségétől, /kristálytípus, orientáció, feszültség-optikai együtthatók nagysága és előjele/, a fény polarizációs állapotától [67] és a közeg méreteitől függ. Egy adott veszteség eléréséhez szükséges akusztikus teljesítmény fordítottan arányos a kölcsönhatás erősségére jellemző jósági tényezővel. Kvarc esetén például 1 % veszteség eléréséhez körülbelül 0,5 W akusztikus teljesítmény, s mivel a hangnak csak kb. fele jut be a közegbe, hozzávetőlegesen 1 W elektromos teljesítmény szükséges. Az ólom-molibdát / $PbMoO_4$ / kristály akusztó-optikai jósági tényezője kb. 24-szer nagyobb a kvarcénál, tehát 1 W körüli elektromos teljesítménnyel elméletileg biztosítani lehet azt a 25 % körüli egyutas veszteséget, amely egy 50 W körüli lézer leállításához, illetve megbízható Q-kapcsolásához szükséges.



Magyarországon az MTA Számítástechnikai és Automatizálási Kutatóintézetében vállalkoztak arra, hogy kikísérletezzenek egy folytonosan 50 W teljesítményű Nd:YAG lézer Q-kapcsolására alkalmas akusztó-optikai eszközt. Első lépésként ömlesztett kvarcot használtak akusztó-optikai közeg gyanánt. Az 5 cm hosszúságú, 1 x 1 cm négyzetes keresztmetszetű kvarc hasábra 8 db elektromosan sorba kapcsolt, litium-niobátból készült transducert helyeztek. A rossz elektromos illesztés azonban nem tette lehetővé, hogy elegendő akusztikus teljesítmény jusson a kvarc hasábra. Ugyancsak a rossz elektromos illesztés miatt túl sok elektromos teljesítmény disszipálódott, s ezért a hasáb asszimmetrikusan melegedett, ami lehetetlenné tette a lézer stabil beállítását.

Mivel nem volt lehetőség egyetlen, megfelelő méretű és minőségű transducer készítésére, ezért merült fel az ólom - molibdátos Q-kapcsoló készítésének szükségessége, mert ehhez elegendő egyetlen transducer is.

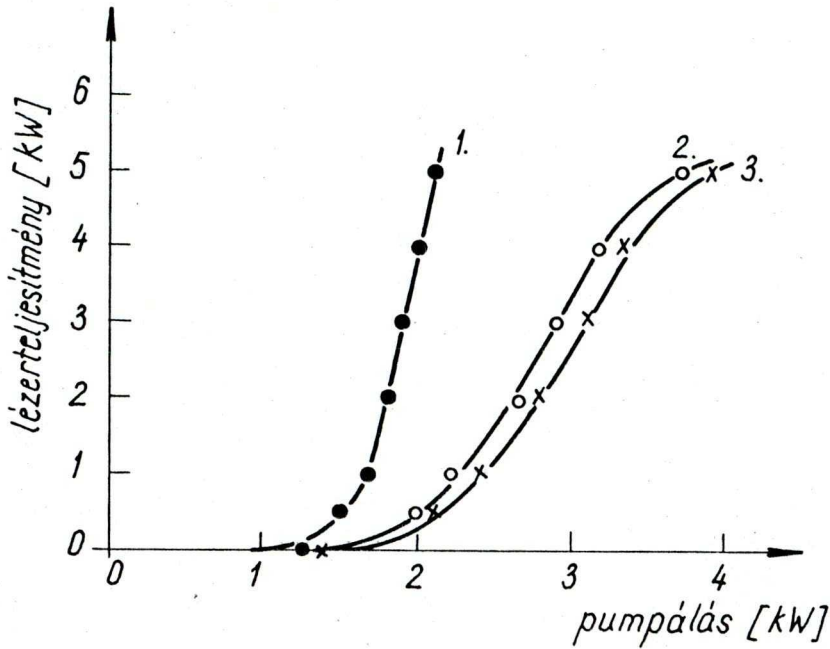
4.4. Az ólom-molibdátos Q-kapcsolóval végzett mérések eredményei

Az ólom-molibdátot, mint nagy akusztó-optikai jósági tényezővel rendelkező anyagot 1969 óta ismerjük [68]. A mérések azt mutatták, hogy a kristály abszorpciós vesztesége a Nd:YAG hullámhosszán 1 %/cm körüli, ami túl nagy a rezonátoron belüli alkalmazáshoz, még akkor is, ha 1 cm hosszú kristály is elegendő a Q-kapcsolóhoz [69]. 1971-ben jelent meg publikáció 0,1 %/cm körüli veszteségű ólom-molibdát előállításáról, ami már azzal biztatott, hogy lehetséges a kristály rezonátoron belüli alkalmazása. [70]

A SzTAKI-ban készített Q-kapcsolóban lévő ólom-molibdátot Magyarországon növesztették Czochralski -módszerrel az MTA Kristályfizikai Kutató Laboratóriumában. Orientálás és az optikai felületek megmunkálása után a kristályokat abszorpció szempontjából He-Ne lézerrel minősítettük. A felületek "Fabry-Perot jellege" miatt csak közelítőleg tudtuk megállapítani, hogy az 1 cm hosszú kristályok 1 % körüli veszteséget okoznak. Ezenkívül vizuálisan megállapítottuk, hogy még a legjobb kristályunk is a szennyezettség szempontjából kissé inhomogén, a kristály egyik fele sárgásabb színű, mint a másik.

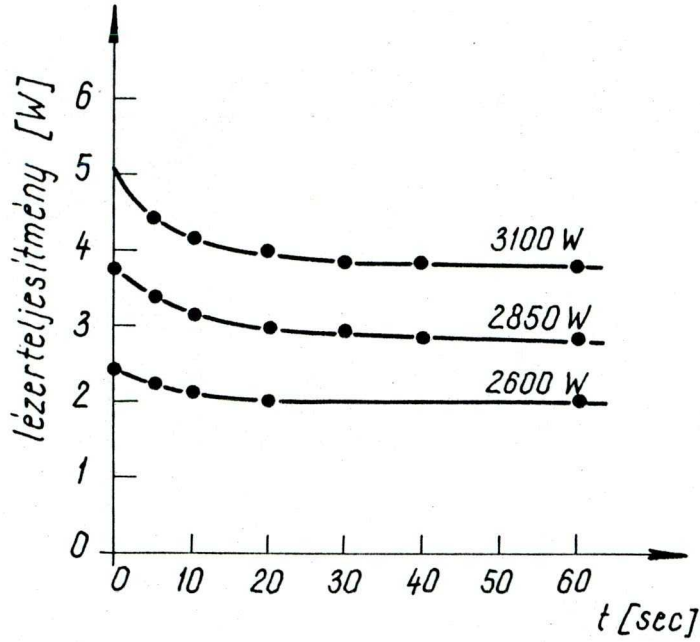
Az alkalmazott kristály keresztmetszete 5 x 10 mm volt. A litium-niobátból készült transducer az 5 x 10 mm-es oldallapon helyezkedett el. Az optikai felületeket a passzív veszteségek csökkentése érdekében tükrözésgátló réteggel láttuk el.

A Q-kapcsoló elkészülte után első lépésként megvizsgáltuk a kapcsoló, mint passzív optikai elem hatását a lézer működésére. Az eredményeket a 36. ábra mutatja. Az 1. görbe a lézer meredekségi görbéje akkor, ha a Q-kapcsoló nincs a rezonátorban. A 2. és a 3. görbe a meredekségi görbe akkor, amikor a Q-kapcsoló a rezonátorban van, s a fény a kristály felső, illetve alsó részén halad keresztül. A görbék egybevetése jól mutatja, hogy a kapcsoló passzív vesztesége túl nagy. A küszöb megemelkedett, s a meredekség is 1 %-ról kb. 0,3 %-ra csökkent. A harmadik megfigyelhető hatás az, hogy 4 W-nál nagyobb teljesítmény esetén a meredekségi görbe iránytangense csökkenni kezdett. Ez valamilyen új veszteség megjelenésével magyarázható. Valószínűnek tartottuk, hogy a nagy sugárzási tér hatására a kristály túlmelegedett, és termikus torzulások hozták be az új veszteséget. Ezt kísérletileg is igazoltuk.



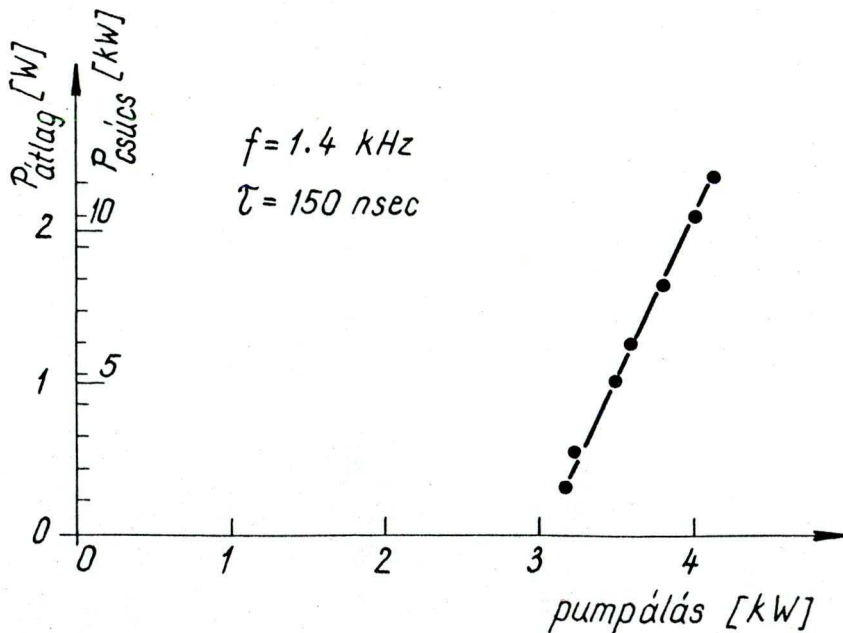
36. ábra

A lézerműködést leállítottuk 2 percre, a rezonátorba helyezett optikai zár bezárásával. Ennyi idő alatt a kristály és környezete között termikus egyensúly állt be, a kristályt egyedül az 50 MHz-es, kb. 0,5 W elektromos és akusztikus teljesítmény melegítette. A zárt kinyitva megindult a lézerműködés, amelynek teljesítményét az idő függvényében mértük ezután, különböző pumpálási szinteknél. Az eredményeket a 37. ábra mutatja. Látszik, hogy amíg a kristály hideg, a lézer teljesítménye maximális. A lézer megindulásának hatására a kristály melegedni kezdett, termikus torzulások léptek fel, s ezért a lézer teljesítménye gyorsan csökkent. A csökkenés sebessége a lézer teljesítményével növekedett, annak megfelelően, hogy nagyobb fényintenzitás hatására a kristály gyorsabban és jobban melegedett. Az új termikus egyensúly kb. 1 perc alatt állt be. Ez a mérés is jól mutatja, hogy 3-4 W folytonos teljesítmény esetén a melegedés hatására a lézer teljesítménye jelentősen csökken, tehát a Q-kapcsoló legfeljebb ekkora teljesítményű lézer esetén használható.



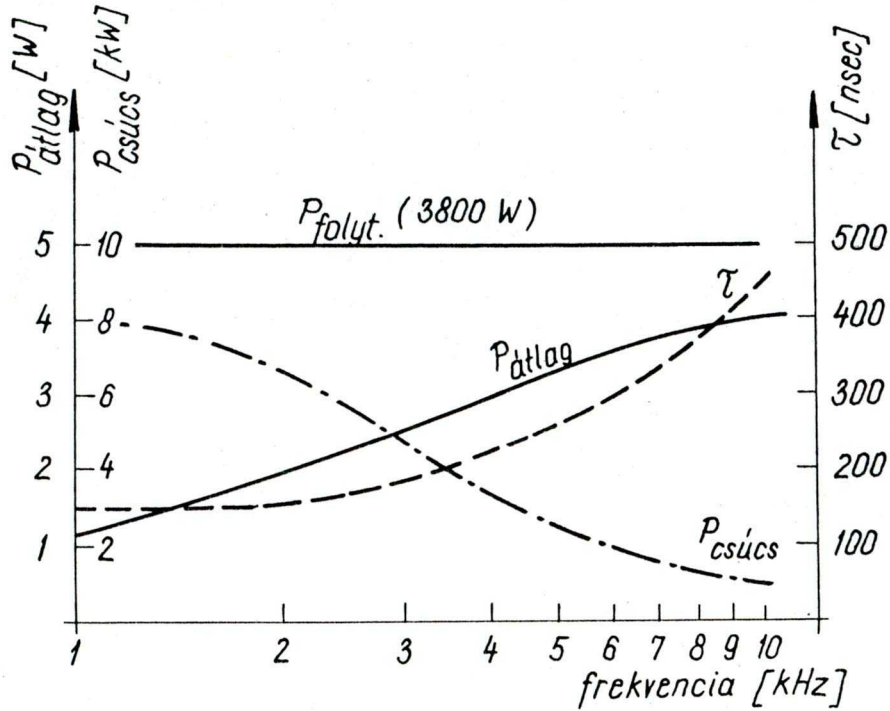
37. ábra

Méréssel igazoltuk, hogy a Q-kapcsoló kristályában nemlineáris optikai veszteségek nem lépnek fel a működés közben előforduló 10-12 kW csúcsteljesítmények esetén sem, 1,4 kHz-es ismétlődési frekvenciánál, amikor az impulzusok félérték-szélessége 150 ns, a mért átlagteljesítményt és a félérték-szélességgel számolt csúcsteljesítményt a pumpálás függvényében a 38. ábra mutatja. A függés lineáris jellege jelenti azt, hogy nem lépnek fel nemlineáris veszteségek ebben a csúcsteljesítmény-intervallumban.



38. ábra

3800 W-os pumpálási szintnél a lézer átlagteljesítményét, az impulzusok félérték-szélességét és a csúcsteljesítményt az ismétlődési frekvencia függvényében a 39. ábra mutatja. Az ábra görbéi jellegükben tökéletesen megfelelnek a kvarcból készült gyári Q-kapcsolók hasonló jellegű görbéinek.



39. ábra

Az ólom-molibdátos Q-kapcsolást tudomásunk szerint a világon először mi valósítottuk meg. Kísérleteink azt mutatták, hogy megfelelő optikai minőségű kristály esetén ez a Q-kapcsoló felválthatja a drágább elektronikát és vizhűtést is igénylő kvarcból készült Q-kapcsolót. Eredményeinkről és az impulzusok paramétereinek elméleti számításairól a közeljövőben publikációban számolunk be.

5. A Nd: YAG lézer folytonos frekvenciakétszerezésének megvalósítása

5.1. A frekvenciakétszerezés kvalitatív leírása

A különböző gázlézerek sok, egymástól eltérő hullámhosszúságú vonalon működnek, s a működési hullámhosszak a távoli infravöröstől a vákuum-ultraibolyáig terjednek. A szilárdtest lézerek, különösen azok, amelyek folytonos üzemben is működnek, elsősorban a vörösben és az infravörösben emittálják ki fényüket. Elvileg nincs ugyan akadálya annak, hogy a spektrum kék-zöld tartományában is működjék folytonos üzemi szilárdtest lézer, idáig azonban nincs semmilyen biztató eredmény ezen a területen.

A probléma egyik lehetséges megoldási módja az elsősorban $\lambda = 1064$ nm-es infravörös hullámhosszon működő Nd: YAG lézer frekvenciakétszerezése, tehát $\lambda = 532$ nm-es zöld fény előállítása. [71]

Az optikai frekvenciakétszerezés elmélete és gyakorlata, csaknem egyidős a legelső lézerekkel. Az elmúlt 15 évben igen sok anyagot állítottak elő, amelyek a különböző optikai felharmónikusok keltésére szolgálnak. A közegben történő frekvenciakétszerezés, - megkülönböztetendő például a felületi reflexiónál fellépő felharmónikusok keltéstől, - céljaira elsősorban olyan kristályos anyagok felelnek meg, amelyek nagy nemlineáris optikai együtthatókkal rendelkeznek, tehát amelyeknél a polarizálhatósági tenzor a fényintenzitás növelésével jelentősen változik. A polarizálhatóságnak az intenzitástól való nemlineáris függése azt jelenti, hogy az ilyen anyagokban a fény az anyag elektronjaival olyan erősen kölcsönhat, hogy azokat nemlineáris rezgésbe hozza.

Ha gondoskodunk arról, hogy a nemlineáris rezgések miatt keletkező optikai felharmónikusok valamilyen eljárással, - például a fázis-illesztésnek, /angolul "phase-matching"-nek/ nevezett módszerrel, - interferencia útján felerősödjenek, koherens felharmónikus sugárzást kaphatunk.

A Nd:YAG lézer frekvenciakétszerezését többféle anyaggal is megvalósíthatjuk. [72] Folytonos üzemben, mivel a fény intenzitása viszonylag kicsi, nagy nemlinearitású kristályt kell alkalmaznunk, tekintettel arra, hogy a frekvenciakétszerezés hatásfoka a fényteljesítménnyel és a nemlinearitás négyzetével arányos. A legmegfelelőbb anyag a bárium-nátrium-niobát, $Ba_2NaNb_5O_{15}$. Egyéb, folytonosan, vagy villanó-lámpával pumpált üzemmódokban kisebb nemlinearitású anyagokkal is, például litium-niobáttal / $LiNbO_3$ /, litium-jodáttal / $LiIO_3$ /, cézium-dihidrogén-arsenáttal / CsH_2AsO_4 /, vagy kálium-dihidrogén-foszfáttal / KH_2PO_4 / is jó hatásfokú frekvenciakétszerezés érhető el. /Ezek az anyagok a magasabb roncsolódási küszöb miatt szükségesek./

5.2. Frekvenciakétszerezés $Ba_2NaNb_5O_{15}$ kristály segítségével

A $Ba_2NaNb_5O_{15}$ kristályt, amelynek fizikai tulajdonságait legrészletesebben a Bell Laboratórium munkatársai vizsgálták [73, 74], helyezhetjük a rezonátoron kívül is, általában azonban a rezonátoron belül történik a frekvenciakétszerezés. Ez utóbbi megoldás azért hatásosabb, mert a rezonátoron belül nagyobb intenzitás érhető el, mint rezonátoron kívül.

A rezonátoron belüli frekvenciakétszerezésnél a rezonátort két, az alapfrekvenciára zárótükör alkotja. A lézerkristály és az egyik zárótükör között helyezkedik el a nemlineáris kristály. Ez utóbbi tükör reflexióképessége olyan, hogy a $\lambda = 532$ nm-es fényt lényegében veszteség nélkül átengedi. Néha szokásos a rezonátorba a Nd:YAG és a $Ba_2NaNb_5O_{15}$ közé egy zöld színt reflektáló tükröt helyezni, növelve ezáltal az egy irányba kilépő felharmónikus intenzitását [75].

A rezonátoron belüli frekvenciakétszerezést leíró modell szerint a frekvenciakétszerező kristály a kicsatoló elem, s a kicsatolás intenzitásfüggő, miként a frekvenciakétszerezés [76, 77]. Elméleti számítások szerint az optimálisan kicsatolható frekvenciakétszerezett teljesítmény megegyezik ugyanazon lézer alapharmónikusának optimálisan kicsatolható teljesítményével.

Minél hosszabb a nemlineáris kristály a rezonátorban, annál nagyobb az alapfrekvencia és a kristály kölcsönhatása. A hosszúságnak van azonban egy optimális értéke, amelyet a rezonátor vesztesége és az határoz meg, hogy mekkora a teljesítménysűrűség aránya a frekvenciakétszerező kristályban a Nd:YAG-hoz képest. Az optimális hossz cm-ben, a különböző számítások szerint [77]:

illetve [76] :

$$l_{opt} \approx \sqrt{\frac{2,7 \cdot 10^2 L}{f}},$$
$$l_{opt} \approx \sqrt{\frac{4 \cdot 10^2 \alpha}{f}},$$

ahol L a rezonátor egy cikluson belüli vesztesége, α az egyutas veszteség, f az alapfrekvencia teljesítménysűrűségének az aránya a nemlineáris kristályban a lézerkristályhoz viszonyítva.

A fázis-illesztés a $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ kristálynál kétféle módon is megvalósítható. Az első módszernél a kristály yz illetve xz síkjában, a z tengellyel valamely $\theta \neq 90^\circ$, a törésmutatók által meghatározott szögben halad az alapfrekvenciájú és a kétszeres frekvenciájú fény, egyikük ordinárius, másikuk extraordinárius sugár, /illetve fordítva/. Ez a megoldás azzal a hátránnyal jár, hogy a nyaláb véges apertúrája miatt a fázis-illesztés csak véges hosszon lehetséges. A másik megoldásnál a fázis-illesztés kettőtörés nélkül megy végbe, $\theta = 90^\circ$, azaz a kétféle frekvenciájú fény a kristálytani c tengelyre merőlegesen halad. Ebben az esetben a fázis-illesztés, tehát az, hogy az alapfrekvencia és a felharmónikus együtt haladjon, a kristály hőmérsékletének változtatásával érhető el, tekintettel arra, hogy a törésmutatók az irányon és a hullámhosszon kívül a hőmérséklettől függenek. A kristálynál két orientáció létezik, ahol kettőtörés nélküli fázis-illesztés lehetséges. Az egyik esetben a fény az y tengely mentén halad, a másik esetben pedig az x tengely mentén. A fázis-illesztési hőmérséklet $83,7^\circ\text{C}$, illetve 100°C , de a kristály minőségétől függ a kritikus hőmérséklet, $\pm 10^\circ\text{C}$ eltérés is lehetséges az elméleti értéktől.

A két orientációban a frekvenciakétszerezés hatásfoka mérési hibán belül azonos. Az elméletileg számolt félérték-hőmérséklet is azonos: $[74]$.

$$\Delta T = \frac{0,45}{l} \text{ } ^\circ\text{C cm} ,$$

ahol l a nemlineáris kristály hossza. Az alacsonyabb hőmérséklet miatt az y orientációt szokták használni.

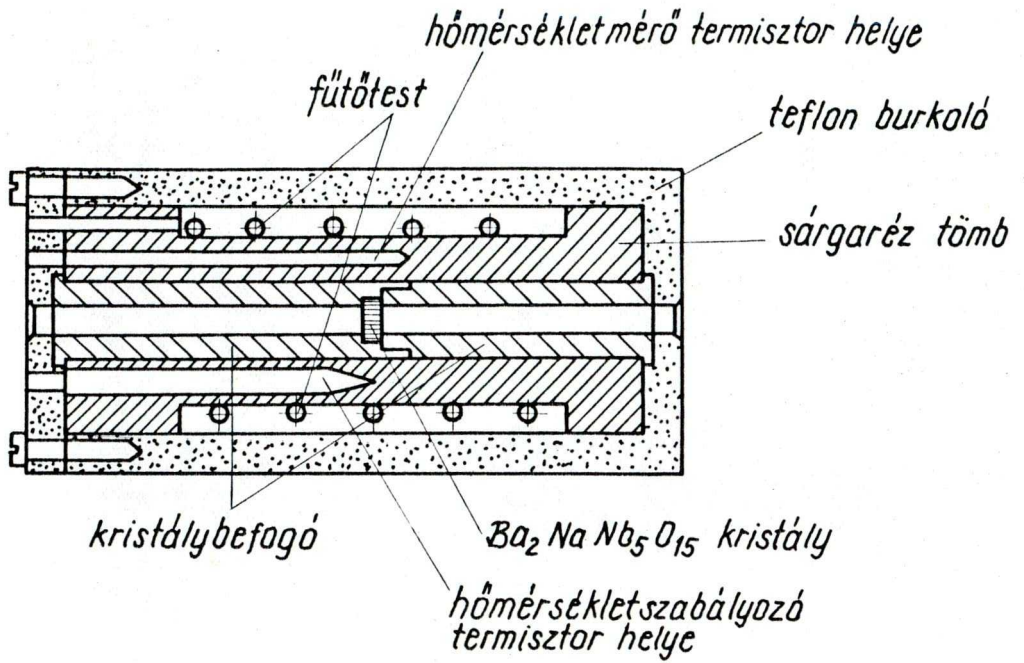
5.3. A folytonos frekvenciakétszerezés kísérleti megvalósítása

A folytonos frekvenciakétszerezés megvalósításának két kritikus pontja van: a fázis-illesztés hőmérsékletének pontos beállítása és az optimális kicsatolás megvalósítása.

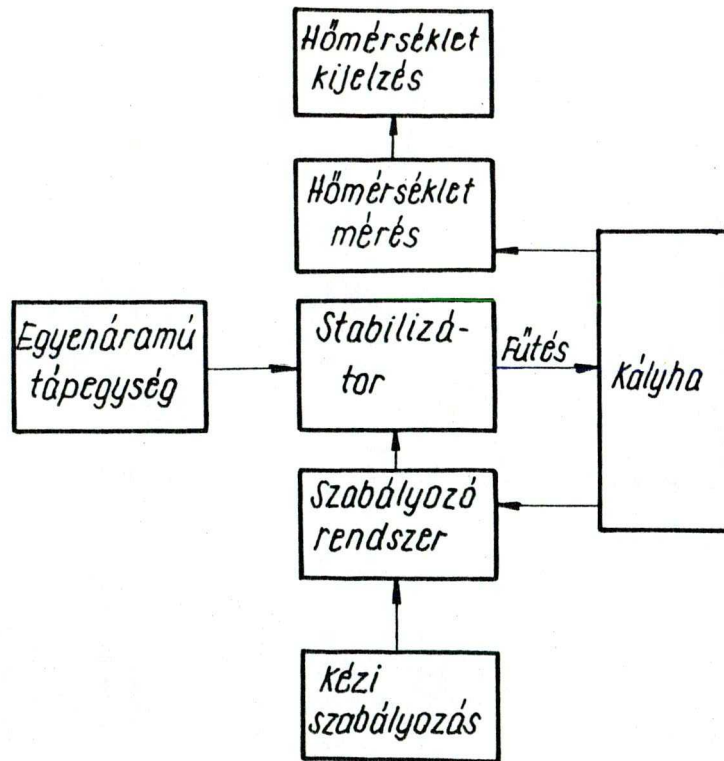
A kritikus hőmérséklet beállítása céljából olyan kályhát építettünk a Szovjetunióból származó 4 x 4 mm négyzetes keresztmetszetű, 5 mm hosszúságú $Ba_2NaNb_5O_{15}$ kristályunk számára, amely biztosította, hogy a kristály a rezonátorba helyezhető legyen, s amelynek segítségével a kristály hőmérsékletét folyamatos mérés mellett változtatni és stabilizálni tudtuk.

A kályha vázlatos keresztmetszeti rajza a 40. ábrán látható, a hőmérsékletmérő és szabályozó elektronika elvi kapcsolása pedig a 41. ábrán. A hőmérsékletmérési pontosságunk ± 1 °C körüli, a hőmérsékletszabályozási és tartási pontosságunk $\pm 0,1$ °C körüli volt.

A rezonátorba helyezett, mindkét lapján tükrözésgátló réteggel ellátott kristályt melegítettük, s amikor hőmérséklete elérte a 60 °C-ot, szemmel már láthatóvá vált a frekvenciakétszerezett zöld fény. A lézert pumpáló lámpa teljesítménye 3300 W volt, ami optimális kicsatolás esetén kb. 5 W lézerteljesítményt biztosított volna $\lambda = 1064$ nm-en. A hőmérsékletet emelve, közeledve a fázis-illesztés hőmérsékletéhez, a frekvenciakétszerezett fény erőssége periódikusan növekedett, csökkent, elért egy maximumot, majd ugyancsak oszcillációk után kb. 100 °C-nál vizuálisan is megfigyelhetetlenné vált. Hasonló oszcillációkat korábban is megfigyeltek, és elméletileg megmagyaráztak. [78].



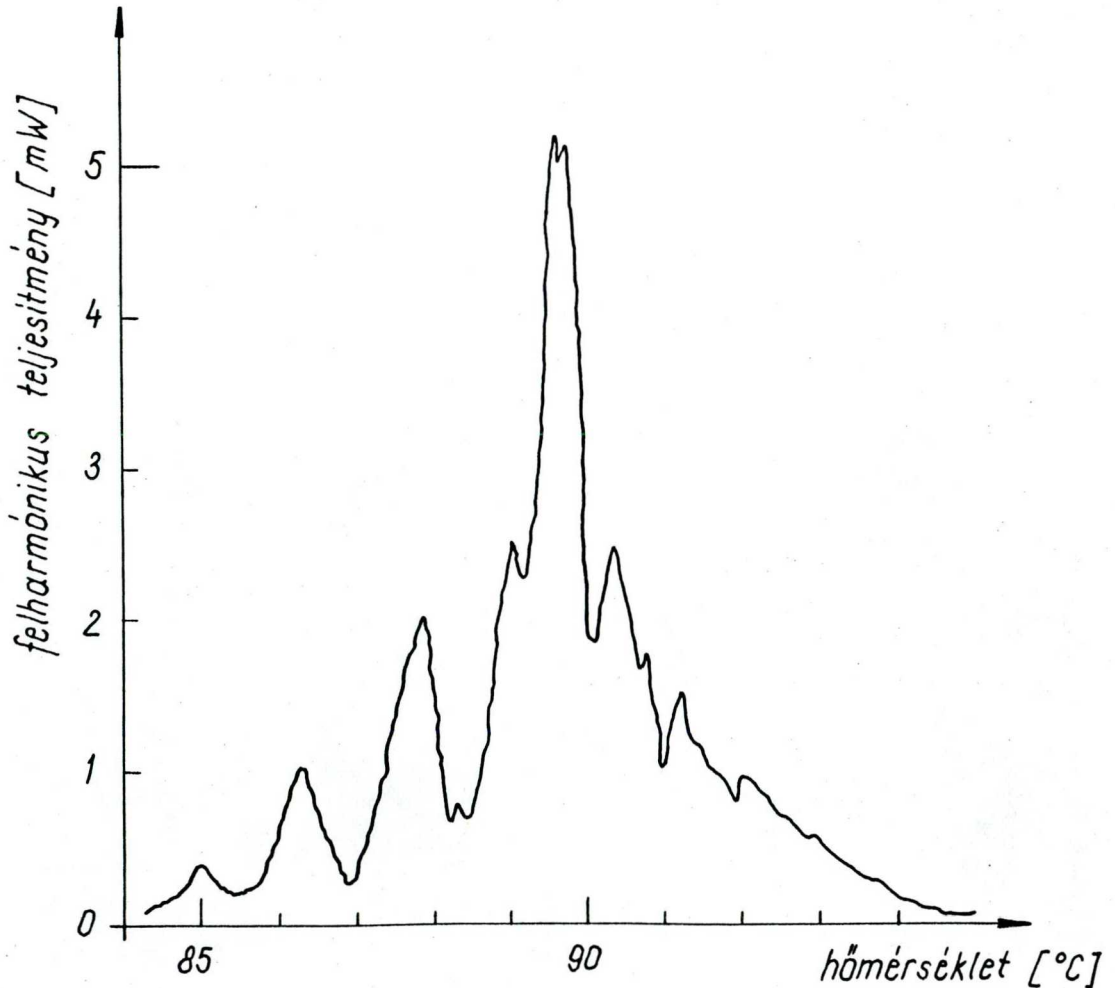
40. ábra



41. ábra

A frekvenciakétszerezett zöld fény intenzitását a kristály hőmérsékletének függvényében a 42. ábra mutatja. Jól látható, hogy a fázis-illesztés félérték-hőmérséklete az elmélettel jó egyezésben kb. $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, de igazán jó fázis-illesztést csak kb. $0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on belül kaphatunk. A fázis-illesztés hőmérsékletét $89,6\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nak mértük.

Miután beállítottuk az optimális hőmérsékletet, a lézer pumpáló teljesítményének növelésével akartuk vizsgálni a frekvenciakétszerezés hatásfokának intenzitásfüggését. Növelve a pumpálást, meglepődve tapasztaltuk, hogy a zöld fény erőssége jelentősen csökkent. Gyanítottuk, hogy a rezonátorbeli tér megnövelésével termikusan elhangolódott a kristály.



42. ábra

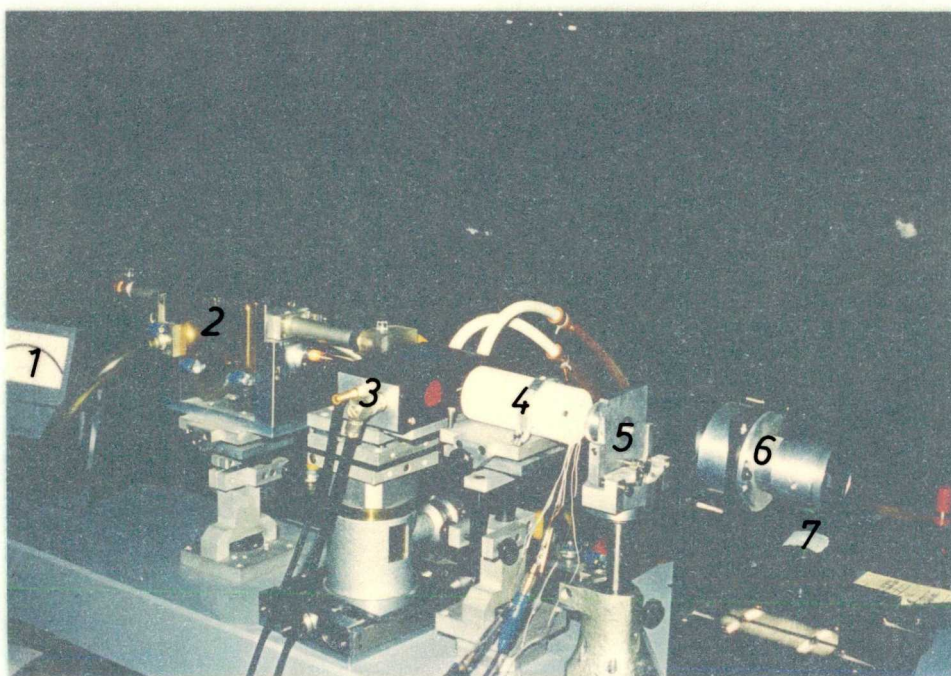
Ezt a feltevést kísérletileg igazoltuk. A kristályt 92°C -ra melegítettük, majd a rezonátorba helyezett optikai zárral öt percig leállítottuk a lézerműködést. Az öt perc elteltével a kristály hőmérsékletét már csak 90°C -nak mértük. Az optikai zár eltávolításával ismét megindítottuk a lézerműködést, s a frekvenciakétszerezett fény intenzitását mértük az idő függvényében. A mért eredmények grafikus ábrázolása pontosan ugyanolyan oszcilláló görbét eredményezett, mint a 42. ábra 92°C és 89°C közé eső szakasza. Tehát a kristály kb. 3°C -ot hült a rezonátorbeli tér jelenléte nélkül. A lézer megindulása után 30 másodperccel a kristály hőmérséklete ismét kb. 92°C volt.

Ez a mérés azt mutatja, hogy hőmérsékletbeállító rendszerünk nem tökéletes, hőérzékelő detektorunk túlságosan távol van a kristálytól, amely, miként a mérés bebizonyította, hőt nemcsak vezetés útján környezetétől, hanem sugárzás útján a lézertől is kap. Jelenleg dolgozunk olyan hőmérsékletszabályozó rendszeren, amely a kristály tényleges hőmérsékletét méri, s amely a kristály hőmérsékletét képes stabilizálni.

Habár a hőmérsékletstabilitás elégtelen volta miatt nem lehetett célunk a mások által az 1 W nagyságrendben elért 25-50 % körüli frekvenciakétszerezési hatásfok, megbecsültük, hogyan tehetnénk optimálissá a kicsatolást. Mivel $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ kristályunk hossza adott, s a lézer vesztesége ugyancsak, a kristály- és a Nd:YAG-beli teljesítménysűrűségek arányával optimalizálhatunk. Lézerünknel $L \approx 2\alpha \approx 7 \times 10^{-2}$, tehát a teljesítménysűrűségek arányára $f \approx 60-80$ adódik. Ez azt jelenti, hogy olyan rezonátort kell építenünk, amelyben a sugármenet legszűkebb helyén a nyalábátmérő a lézerkristálybeli nyalábátmérő nyolcada-tizede, s erre a legszűkebb helyre kell tenni frekvenciakétszerező kristályunkat. Jelenleg folyik ilyen rezonátor tervezése.

A frekvenciakétszerezés megvalósítását fényképen a 43. ábra mutatja. Az ábra jelölései:

- 1 Teljesítménymérő
- 2 Lézer
- 3 Q-kapcsoló
- 4 Hőmérsékletbeállító kályha
- 5 Kilépő tükör
- 6 Nyalábeltérítő prizma
- 7 A zöld fény a teljesítménymérő detektorán



43. ábra

Összefoglalás

A disszertációban leírt munkákat a Központi Fizikai Kutatóintézet Optikai Főosztályának lézeres anyagmegmunkálással foglalkozó csoportja keretében végeztem. A csoport feladata a konkrét anyagmegmunkálási feladatokon kívül a szükséges lézerpark, így a Nd:YAG lézerek továbbfejlesztése is.

A korábban megépített lézereink és a Nd:YAG lézerek elméleti hatásfokának összehasonlítása azt mutatta, hogy lézerparkunk csak egy új típusú, nagy hatásfokú lézerlámpa segítségével fejleszthető tovább. Ez a lámpa a nagynyomású káliumgőz-lámpa. Ilyen lámpákat kísérleti jelleggel az Egyesült Izzó gyárt. A lámpák spektrális tulajdonságainak vizsgálatát és lézerlámpaként való üzemeltetését csoportunk végezte. Megállapítottuk, hogy a lámpa hatásfoknövelő szerepe egyelőre még csak lehetőség, további fejlesztő munka szükséges az esetleges sorozatgyártás elkezdéséig.

A munka folyamán megvizsgáltuk a gerjesztő lámpáknak a lézerkristályt károsító hatása elleni spektrális védelem hatását a lézer hatásfokára. Ennek kapcsán, minden korábbi módszernél hatásosabb, egyszerűbb, olcsóbb spektrális védelmet sikerült megvalósítanunk, amelynek gazdasági haszna egy ilyen lézer gyártásánál igen nagy lenne.

Előkészítő munkával segítettük a SZTAKI-ban kifejlesztett, ólom-molibdát kristályt felhasználó Q-kapcsoló megépítését. Az eszköz üzembehelyezésével tudomásunk szerint mi valósítottunk meg a világon először ólom-molibdáttal Q-kapcsolást. Ez a berendezés kisebb, olcsóbb, mint a hagyományos,

ömlesztett kvarcból készült, s hazailag nehezen elő-
állitható Q-kapcsoló.

Előkísérleteket végeztünk a Nd:YAG lézer rezonátoron
belüli folyamatos frekvenciakétszerezésének megvalósítására,
s egyelőre kis hatásfokkal ugyan, de 5 mW teljesítményű
folyamatos koherens zöld fényt kaphatunk. Megállapítottuk,
hogy a frekvenciakétszerező $Ba_2NaNb_5O_{15}$ kristály hőmérsék-
letét a rezonátoron belüli lézernyaláb intenzitását is
figyelembe véve kell szabályoznunk.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton mondok köszönetet Lisziewicz Antal és Kroó Norbert főosztályvezetőknek, valamint Rónaky József és Csillag László osztályvezetőknek, akik lehetővé tették, hogy a Magyar Optikai Művek dolgozójaként doktori értekezést írjak a Központi Fizikai Kutatóintézet Optikai Főosztályán, s akik érdeklődésükkel, szakmai tanácsaikkal mindig segítették munkámat.

Hálás köszönettel tartozom témavezetőmnek, Kertész Ivánnak, aki sokirányú elfoglaltsága mellett is mindig szakított időt konzultációkra, munkám irányítására.

E munka elkészülését nagyban megkönnyítette közvetlen munkatársaim Czigány Imre, Imre Lajos és Molnár Imre segítsége. Ezúton köszönöm ezt nekik.

Végül köszönetet mondok Bergou Jánosnak az értekezés átolvasása után tett hasznos megjegyzéseiért.



Felhasznált irodalom

- [1] R.F.Belt:
Laser Focus, 9. 51. /August 1973/
- [2] B.Cockayne:
J.Cryst. Growth, 3.-4. 60. /1968/
- [3] Airton, Division of Litton Industries
"YAG Laser Materials" - prospektus
- [4] D.Findlay, D.W.Goodwin:
"The Neodymium in YAG Laser"
Advances in Quantum Electronics,
Vol. 1 of a new series, Ed. D.W.Goodwin,
Academic Press, London - New York, 1970, 77-128.
- [5] W.Koechner, D.K.Rice:
J.Opt.Soc.Am., 61. 758. /1971/
- [6] L.A.Riseberg, W.C.Holton:
J.Appl. Phys., 43. 1976. /1972/
- [7] W.F.Krupke:
IEEE J.Quantum Electron., QE-7. 153. /1971/
- [8] H.G.Danielmeyer:
"Progress in Nd:YAG Lasers"
Lasers, A Series of Advances,
Vol.4, Ed. A.K.Levine and A.J. De Maria,
Marcel Dekker, Inc., New York - Basel, 1976, 1-71.
- [9] A.A.Kaminskii, D.N.Vylegzhanin:
IEEE J. Quantum Electron., QE-7. 329. /1971/
- [10] Takashi Kushida, H.M.Marcos, J.E.Geusic:
Phys. Rev., 167. 289. /1968/
- [11] R.K.Watts:
J.Opt. Soc.Am., 61. 123. /1971/
- [12] H.G.Danielmeyer, M.Blätte, P.Balmer:
Appl. Phys., 1. 269. /1972/
- [13] Z.J.Kiss, R.C. Duncan, Jr. :
Appl. Phys. Lett., 5. 200. /1964/
- [14] R.B.Allen, S.J.Scalise:
Appl.Phys.Lett., 14. 188. /1969/
- [15] R.G.Schlecht, C.H.Church, D.A.Larson:
IEEE J.Quantum Electron., QE-2. XLVIII. /1966/
- [16] L.Huff:
IEEE J. Quantum Electron., QE-9. 666. /1973/
- [17] J.Falk, L.Huff, J.D.Taynai:
IEEE J. Quantum Electron., QE-11. 14D. /1975/

- [18] M. Bass, A. E. Paladino:
J. Appl. Phys., 38. 2706. /1967/
- [19] V. Czarniewski:
Appl. Opt., 10. 1460. /1971/
- [20] W. Koechner:
Appl. Opt., 9. 1429. /1970/
- [21] J. D. Foster, L. M. Osterink:
J. Appl. Phys., 41. 3656. /1970/
- [22] A. Stein:
IEEE J. Quantum Electron., QE-10. 427. /1974/
- [23] W. Koechner:
Appl. Opt., 9. 2548. /1970/
- [24] T. Kimura, K. Otsuka:
IEEE J. Quantum Electron., QE-7. 403. /1971/
- [25] J. D. Foster, L. M. Osterink:
Appl. Opt., 7. 2423. /1968/
- [26] W. C. Fricke:
Appl. Opt., 9. 2045. /1970/
- [27] F. A. Levine:
IEEE J. Quantum Electron., QE-7. 170. /1971/
- [28] J. Steffen, Jean-Pierre Lörtscher, G. Herziger:
IEEE J. Quantum Electron., QE-8. 239. /1972/
- [29] R. B. Chesler, D. Maydan:
J. Appl. Phys., 43. 2254. /1972/
- [30] W. Koechner, D. K. Rice:
IEEE J. Quantum Electron., QE-6. 557. /1970/
- [31] M. A. Karr:
Appl. Opt., 10. 893. /1971/
- [32] W. C. Scott, M. de Wit:
Appl. Phys. Lett., 13. 3. /1971/
- [33] W. Koechner, L. C. De Benedictis, E. Matovich, G. E. Mevers:
Appl. Opt., 9. 1429. /1970/
- [34] H. K. V. Lotsch, E. Matovich:
Optik, 32. 95. /1971/
- [35] I. Liberman, R. L. Grassel:
Appl. Opt., 8. 1375. /1969/
- [36] T. B. Read:
Appl. Phys. Lett., 9. 342. /1966/
- [37] J. R. Oliver, F. S. Barnes:
IEEE J. Quantum Electron., QE-5. 222. /1969/

- [33] J.R.Oliver, F.S.Barnes:
IEEE J.Quantum Electron., QE-5. 232. /1969/
- [39] I.Liberman, D.A.Larson, Ch.H.Church:
IEEE J. Quantum Electron., QE-5. 233. /1969/
- [40] S.B.Schuldt, R.L.Aagard:
Appl. Opt., 2. 509. /1963/
- [41] J.A.Ackerman:
Proc.IEEE, 51. 1032. /1963/
- [42] D.Roess:
Appl.Opt., 3. 259. /1964/
- [43] C.Bowness:
Appl.Opt., 4. 103. /1965/
- [44] D.Fekete:
Appl.Opt., 5. 643. /1966/
- [45] K.Kamiryo, T.Kano, H.Matsuzava:
Jap.J.Appl.Phys., 5. 1217 /1966/
- [46] Yu H.Hahn, Yu B.Hahn:
Electro-Optical Systems Design, 7. 11. /February 1975/
- [47] J.L.Emmett, A.L.Schawlow, E.H. Weinberg:
J.Appl. Phys., 35. 2601. /1964/
- [48] H.C.Danielmeyer, J.M.Barro:
Appl.Opt., 10. 1933. /1971/
- [49] O.Svelto, M.Di Domenico, Jr.:
Appl.Opt., 2. 431. /1963/
- [50] R.A.Brandewie, Ch.L.Telk:
J.Opt. Soc.Am., 57. 1221. /1967/
- [51] H.Weichel, L.S.Pedrotti:
Electro-Optical Systems Design, 8. 22. /July 1976/
- [52] J.K.Neeland, V.Evtuhov:
Phys. Rev., 156. 244. /1967/
- [53] U.Ranon, L.G.De Shazer, J.K.Guha, E.D.Read:
IEEE J. Quantum Electron., QE-10. 684. /1974/
- [54] H.G.Danielmeyer:
J.Appl. Phys., 41. 4014. /1970/
- [55] W.Koechner:
Laser Focus, 6. 37. /April 1970/
- [56] I.Liberman, R.J.Zollweg:
Appl.Opt., 12. 1740. /1973/
- [57] J.C.De Vos:
Physica, XX. 690. /1954/
- [58] E.Zintl, W.Haucke:
Z.Elektrochem., 44. 104. /1938/

- [59] D.P.Schoemaker:
Acta Cryst., 5. 637. /1952/
- [60] G.Zeidler:
IEEE J. Quantum Electron., QE-4. 1016. /1968/
- [61] W.W. Morey:
IEEE J. Quantum Electron., QE-3. 818. /1972/
- [62] E.J.Woodbury:
IEEE J. Quantum Electron., QE-3. 509. /1967/
- [63] I.W.Mackintosh:
Appl. Opt., 3. 1991. /1969/
- [64] Erickson Laser Products, Inc.
"FTIR type Q-switch" - prospektus
- [65] J.E.Geusic, M.L. Hensel, R.G.Smith:
Appl. Phys. Lett., 6. 175. /1965/
- [66] R.B.Chesler, M.A.Karr, J.E.Geusic:
Proc. IEEE, 58. 1899. /1970/
- [67] M.G.Cohen:
IEEE J. Quantum Electron., QE-9. 633. /1973/
- [68] D.A.Pinnow, L.G.Van Uitert, A.W.Warner, W.A.Bonner:
Appl. Phys. Lett., 15. 83. /1969/
- [69] D.Maydan:
J. Appl. Phys., 41. 1552. /1970/
- [70] R.B.Chesler, D.A.Pinnow, W.W.Benson:
Appl. Opt., 10. 2562. /1971/
- [71] J.E.Geusic, H.J.Levinstein, S.Sing, R.G.Smith,
L.G.Van Uitert:
Appl. Phys. Lett., 12. 306. /1968/
- [72] C.B.Hitz:
Laser Focus, 12. 32. /July 1976/
- [73] J.E.Geusic, H.J.Levinstein, J.J.Rubin, S.Singh,
L.G.Van Uitert:
Appl. Phys. Lett., 11. 269. /1967/
- [74] S.Singh, D.A.Draegert, J.E.Geusic:
Phys. Rev. B., 2. 2709. /1970/
- [75] R.G.Smith, M.F.Galvin:
IEEE J. Quantum Electron., QE-3. 406. /1967/
- [76] W.Culshaw, J.Kannelaud, J.A.Peterson:
IEEE J. Quantum Electron., QE-10. 253. /1974/
- [77] R.Polloni, O. Svelto:
IEEE J. Quantum Electron., QE-4. 528. /1968/
- [78] R.G.Smith:
IEEE J. Quantum Electron., QE-6. 215. /1970/

